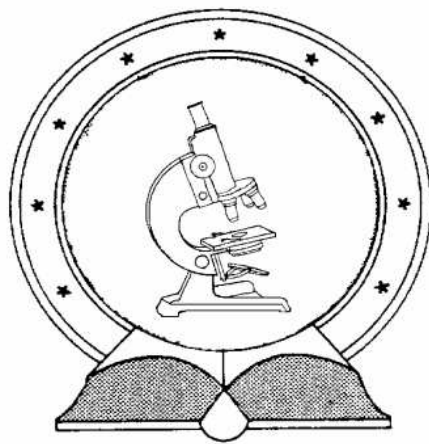




Impulzus alapú Barkhausen – zaj vizsgálat szerkezeti acélokon

Doktori (PhD) értekezés

Bükki-Deme András

Dr. Szabó István
témavezető

Debreceni Egyetem
Természettudományi Doktori Tanács
Fizikai Tudományok Doktori Iskola

Debrecen, 2011.

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi
Doktori Tanács Fizika Doktori Iskola Szilárdtestfizika
és Anyagtudomány programja keretében készítettem
a Debreceni Egyetem természettudományi doktori (PhD)
fokozatának elnyerése céljából.

Debrecen, 2011.

Bükki-Deme András

Tanúsítom, hogy Bükki-Deme András doktorjelölt 2006-2009.
között a fent megnevezett Doktori Iskola Szilárdtestfizika
és Anyagtudomány programjának keretében irányításommal
végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a
jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult.
Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 2011.

Dr. Szabó István
témavezető

Impulzus alapú Barkhausen-zaj vizsgálat szerkezeti acélokon

Értekezés a doktori (Ph.D.) fokozat megszerzése érdekében a fizika
tudományágában

Írta : Bükki-Deme András okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem fizika doktori iskolája (Szilárdtestfizika és
anyagtudomány programja) keretében

Témavezető: Dr. Szabó István

A doktori szigorlati bizottság:

elnök: Dr.

tagok: Dr.

Dr.

A doktori szigorlat időpontja: 2010.november 10.

Az értekezés bírálói:

Dr.

Dr.

Dr.

A bírálóbizottság:

elnök: Dr.

tagok: Dr.

Dr.

Dr.

Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 20..

Tartalomjegyzék

1. Jelek és rövidítések	v
2. Bevezetés	1
3. Irodalmi áttekintés	7
3.1. A klasszikus kísérlet	7
3.2. Hagyományos zajmérés és használata az anyagvizsgálatban	8
3.3. A laboratóriumi zajmérési módszerek	12
3.4. A Barkhausen – zaj statisztikus jellemzése	14
3.5. Frekvenciatérbeli tulajdonságok	18
3.6. A Barkhausen – zaj elméleti leírása	20
3.7. A ferromágneses rendszerek szabadenergiája	22
3.7.1. Kicszerélődési energia (kölsönhatás)	22
3.7.2. Magnetosztatikus energia	23
3.7.3. Magnetokrisztalin anizotrópia és magnetoelasztikus ener- giák	24
3.7.4. Rendezetlenségi energia tag	25
3.7.5. Mikromágneses egyenletek	27
3.8. A mágnesezési görbe leírása	28
3.8.1. A domén struktúra	30
3.8.2. A Jiles – Atherton modell	32
3.9. Barkhausen – zaj modellek	35

3.9.1. Spin modellek	35
3.10. Doménfal modellek, az ABBM – modell	38
3.11. Skálatörvények, univerzalitási osztályok, kritikus viselkedés . .	44
4. Kísérlet és adatfeldolgozás	47
4.1. Vizsgált anyagok	47
4.2. Minta előkészítés	48
4.3. Méréstechnikai fejlesztések	48
4.4. Adatfeldolgozás	53
4.4.1. Adatbázis és kötegelt adatfeldolgozó rendszer, inter- netes interfész	53
4.4.2. Adatfeldolgozó algoritmusok	54
4.5. Az adatfeldolgozó- és mérőrendszer alkalmazásai	54
5. Nem ideális mérési paraméterek hatása a Barkhausen – zajra	59
5.1. Bevezetés	59
5.2. Kísérlet	60
5.3. Mintageometria hatása	60
5.4. Gerjesztő jel meredekségének (frekvencia) hatása	62
5.5. Extrapolációs módszer a frekvencia függés leírására	66
5.6. Összefoglalás	66
6. A Barkhausen – zaj mágnesezési frekvencia függése JRQ acél- lokban	69
6.1. Bevezetés	69
6.2. Kísérleti elrendezés	70
6.3. Eredmények	71
6.3.1. Lavina terület méreteloszlás	71
6.3.2. Átlagos lavina paraméterek	72
6.3.3. A zaj teljesítmény változása	74
6.4. Diskusszió	75

7. Anizotrop mikrostruktúra hatása hidegen hengerelt alacsony széntartalmú acél esetén	77
7.1. Bevezetés	77
7.2. Kísérleti elrendezés	78
7.3. Zaj és mikroszerkezeti vizsgálatok	80
7.4. Összefoglalás	85
8. Összefoglalás	87
9. Summary	91
10. Publikációk	95

1. fejezet

Jelek és rövidítések

FPM	Front Propagation Model
LRDW	Long Range Domain Wall Model
LMA	Levenberg – Marquardt legkisebb négyzetes algoritmus
MBN	Mágneses Barkhausen-zaj
RMS	Négyzetes átlagérték
RFIM	Random Field Ising Model
RBIM	Random Bond Ising Model
SEM	Pásztázó elektronmikroszkóp
SDIM	Site Diluted Ising Model
SRDW	Short Range Domain Wall Model
A	Kicserélődési kölcsönhatás csatolási paramétere folytonos határértékben
B	Mágneses indukció
E	Lavina energia
E_{an}	Anizotrópia energia
E_{dis}	Rendezetlenségből származó energia
E_{ex}	Kicserélődési energia
E_m	Magnetosztatikus energia

$\vec{e}$	Könnyű mágnesezési irány
H	Mágneses tér
H_{dm}	Lemágnesező tér
H_{eff}	Effektív tér
h	Adott lavina maximális feszültségértéke
J	Kicszerélődési kölcsönhatás csatolási paramétere
k	Lemágnesezési faktor
K_{ij}	Szimmetrikus anizotrópia tenzor
l_d	Doménfal vastagság
M	Mágnesezettség
M_s	Telítési mágnesezettség
M_r	Remanens mágnesezettség
$\vec{M}(\vec{r})$	Lokális mágnesezettség
S	Lavina terület
S_0	Lavina terület méreteloszlás levágási értéke
T	Periódusidő
$u(t)$	Feszültségérték
w	Lavina időtartam vagy szélesség
w_0	Lavina szélesség méreteloszlás levágási értéke
α	Lavina szélesség méreteloszlás kritikus exponense, illetve a Jiles–Atherton modellben a Weiss–féle belső tér együttható
δ	Írányparaméter
γ	Gyromágneses állandó
$\lambda_{\alpha,\beta,\gamma,\delta}$	Magnetoelasztikus tenzor
μ_0	Vákuum permeabilitás
σ	Mechanikai feszültség
τ	Lavina terület méreteloszlás kritikus exponense

2. fejezet

Bevezetés

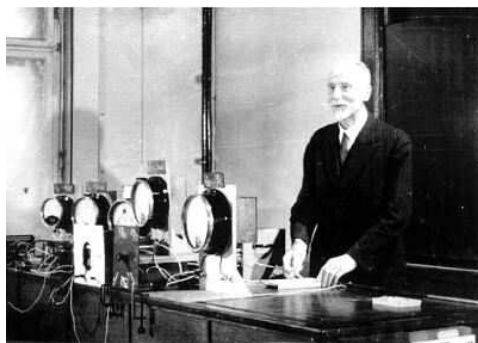
Heinrich Barkhausen német fizikus (2.1-a ábra) közel 100 éve fedezte fel a következő jelenséget: egy ferromágneses anyag, például egy vasdarab mágnesezettsége lassan változó külső mágneses térbe helyezve nem folytonosan változik, hanem diszkrét ugrásokban [1]. Ezen diszkrét mágnesezettségi ugrások a vizsgált minta köré helyezett detektor tekercsben recsegésszerű feszültségjelet, az úgynevezett mágneses Barkhausen–zajt (MBN) keltik. Barkhausen közvetve bizonyította a kísérletével a mágneses domének létezését.

Az átmágnesezési folyamat során kialakuló Barkhausen–zaj tanulmányozása és modellezése napjainkban újra egy aktív kutatási területté vált. A Barkhausen–zajt a recsegő zajok családjához sorolják, mely magában foglalja például a mechanikai törési folyamatokat, a földrengéseket, vagy akár a tűz pattogását is [2]. A recsegő zaj akkor keletkezik, mikor valamilyen külső paraméter lassú változásának hatására a rendszer diszkrét, több nagyságrenden átívelő választ ad. Ezek a rendszerek különböző méretskálákon ugyanolyan viselkedést mutatnak, ezért nagyon valószínű, hogy a rendszer bizonyos tulajdonságai függetlenek a mikroszkopikus részletektől és egyszerű modellekkel is leírhatóak lehetnek. Univerzalitásnak nevezzük azt, mikor egyszerű fizikai modellek és valódi rendszerek széles mérettartományban ugyanolyan viselkedést mutatnak. Az univerzalitáson túlmutató jellemzők

leírása, a kísérleti eredmények és az elméleti modellek kvantitatív összehasonlítása napjaink egyik nagy kihívása.

Barkhausen felfedezése után hamar nyilvánvalóvá vált az, hogy a ferromágneses anyagokban keletkező Barkhausen – zaj nemcsak a külső hajtó térparamétereitől, hanem az anyag belső állapotától, mikrostruktúrájától is erősen függ. A szerkezet – és anyagvizsgálati módszereket két nagy csoportra lehet osztani, roncsolásos és roncsolásmentes technikákra.

Roncsolásos technikák közül néhány: Charpy – törésteszt, keménységmérés (Rockwell, Vickers, Brinell, stb.), különböző szakítógépes mérések, és ide sorolható még a csiszolatkészítés is metallográfiai vizsgálatokhoz.



(a)



(b)

2.1. ábra. Akkor és most: a) Barkhausen előadás közben. b) Vasúti sín semleges hőmérsékletének meghatározása Barkhausen – zaj mérés útján (Metal-elektro Kft. - RailScan).

Roncsolásmentes technikák: vizuális megfigyelés, röntgen (1896-tól)- vagy gammavizsgálat, ultrahangos tesztelés (1940-től, a második világháborús szonár kutatások mellett), folyadék (festék) behatolás tesztelés (pl. fluoreszcens penetrációs technika, szabadalom 1948-ban), fluxus kiszóródásos tesztelés, infravörös technikák, és elektromágneses elven működő technikák

(mágneses részecske (folyadék) módszer (első szabadalom 1922-ben), örvényáramos módszer, mágneses fluxus kiszóródásos módszer).

A Barkhausen – zaj méréstechnika ferromágneses anyagok esetén egy szintén jól használható roncsolásmentes módszer. Segítségével különböző ipari acélszerkezetekben (hidak, vasúti sínek, tartályok, hajók) a fáradás jeleit, a lokális feszültség – felhalmozódást egy katasztrofális törés megjelenése előtt észlelni lehet. A hagyományos Barkhausen – zaj méréstechnikában legtöbbször a mért feszültséggel valamilyen átlagértékét képzik. Ez lehet intenzitás, RMS érték, stb. A két legfontosabb tényező, melyek befolyásolják a mért Barkhausen – zaj nagyságát, a következők.

Az első a rugalmas feszültség jelenléte az anyagban (legyen az külső- vagy maradófeszültség). A mechanikai feszültség a magnetoelasztikus csatoláson keresztül befolyásolja az anyag mágneses tulajdonságait, és a Barkhausen – zaj kialakulását. Általánosságban igaz az, hogy egy pozitív magnetostriktív anyagban a húzófeszültség hatására nő a Barkhausen – zaj intenzitása, míg nyomófeszültség hatására csökken. Ez jól használható szerkezeti acélok feszültség állapotának megállapítására előzetes kalibrálás után (2.1-b ábra)

A második az anyag mikrostruktúrája. A kristályszemcsék mérete, az anyag textúráltsága, kémiai összetétele, felületi minőség, csak hogy néhányat említsek a Barkhausen – zajt befolyásoló tényezőkből. Egy példát kiemelve, a mechanikai keménység általában arányos a koercitív erővel, és fordítottna a Barkhausen – zaj intenzitásával.

A Barkhausen – zaj kutatásában jelentős előrelépés mutatkozott a 80-as években, mikor az informatika fejlődésének köszönhetően a szimulációs technikák rohamos fejlődésnek indultak, továbbá megteremtődött a gyors adatfeldolgozás lehetősége. Az analitikus és szimulációs modellek által szolgáltatott kritikus exponenseket össze lehetett hasonlítani a kvázisztatikus gerjesztési körülmények között, lágymágneses anyagokon végzett mérésekkel. Ezen anyagok esetén meglepően jó egyezéseket találtak.

A Barkhausen – zaj jelenséggel foglalkozó tudományos munkák a fentiek alapján két csoportra bonthatók. Az ipari megközelítés alkalmazás orien-

tált, és roncsolásmentes technikát használ elsősorban technikai anyagokon. A laboratóriumi kutatások (gyakran használt elnevezés még az impulzus méréstechnika) ideális elrendezésben, sokszor roncsolásos technikát igénybe véve lágymágneses anyagokon történnek.

Munkám során a fő célkitűzés az volt, hogy valamilyen értelemben a fenti két metodikát kombináljam: vizsgáltam, hogy a szerkezeti, ipari alapanyagokon laboratóriumi metodikával végzett mérések eredményei mennyiben hasonlíthatók össze az elméleti jóslatokkal.

A 3. fejezetben, az irodalmi összefoglalásban röviden áttekintem a roncsolásmentes hagyományos, illetve a roncsolásos mintakészítéssel járó, laboratóriumi mérési metodikát, és a zaj statisztikus jellemzésének néhány módját, a származtatott paraméter definíciókkal. Ezután a ferromágneses rendszerek általános tulajdonságait, és a munkám tekintetében releváns mikro- és makroszkópikus mágnesezési modelleket tárgyalom.

Az ezután következő fejezetekben a saját eredményeimet mutatom be.

A 4. fejezetben a vizsgált anyagok leírása, mintakészítési eljárások, és méréstechnikai fejlesztések találhatók meg. Bemutatom azt az ANSI C programcsomagot, melyet a mért adatok feldolgozására, illetve azt a webes interfésszel rendelkező adatbázist melyet kötegetelt adatfeldolgozásra és adat tárolásra/megjelenítésre fejlesztettem ki. Végül bemutatok néhány eredményt amely a program alkalmazásával született.

A 5. fejezetben vizsgálom a minta-geometria hatását a zajra, és a gerjesztési frekvencia függését a kis frekvenciás tartományban (mHz). Bemutatok egy extrapolációs algoritmust, melynek segítségével a gerjesztő tér frekvenciájának a hatása megmagyarázható.

A 6. fejezetben a gerjesztési frekvencia hatását tanulmányozom a mHz-Hz-es tartományban. A zaj statisztikus paramétereinek változásán keresztül megmutatom, hogy a frekvencia növelésének hatása egyenértékű a mintán belüli effektív hibahely szám csökkenéssel.

A 7. fejezetben az anizotrop mikrostruktúra hatását vizsgálom hidegen hengerelt, részlegesen rekristalizálódott csővezeték alapanyagban. A mé-

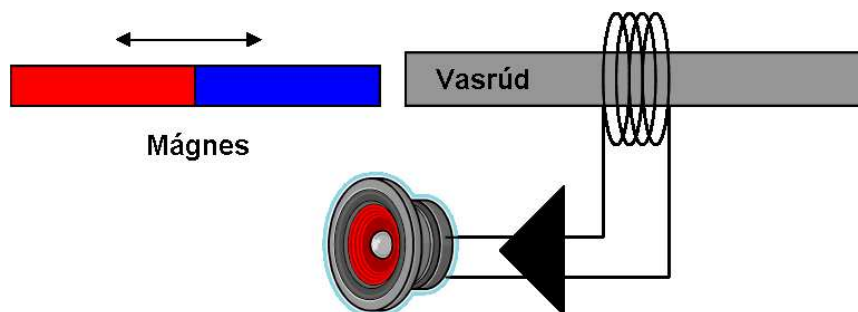
rések során tapasztalt jelentős anizotrópiát és mélységfüggést az általam végzett mikroszerkezeti vizsgálatokra támaszkodva értelmezem.

3. fejezet

Irodalmi áttekintés

3.1. A klasszikus kísérlet

Heinrich Barkhausen 1919-ben fedezte fel és publikálta [1], hogy egy vasrúd átmágnesezése során rövid időtartamú feszültségimpulzusok jelennek meg a rúd köré tekert tekercsben. Amikor ezt a jelet felerősítette és egy hangszóróhoz kötötte, akkor recsegésszerű zaj volt hallható (3.1 ábra). A



3.1. ábra. Barkhausen – kísérlet

külső átmágnesező teret bármennyire is lassan változtatta, a kapott jelnek ez a recsegésszerű, irreguláris természete megmaradt, demonstrálva hogy a jelenség egy eredendően véletlen folyamat. Ez az eredmény megerősítette a

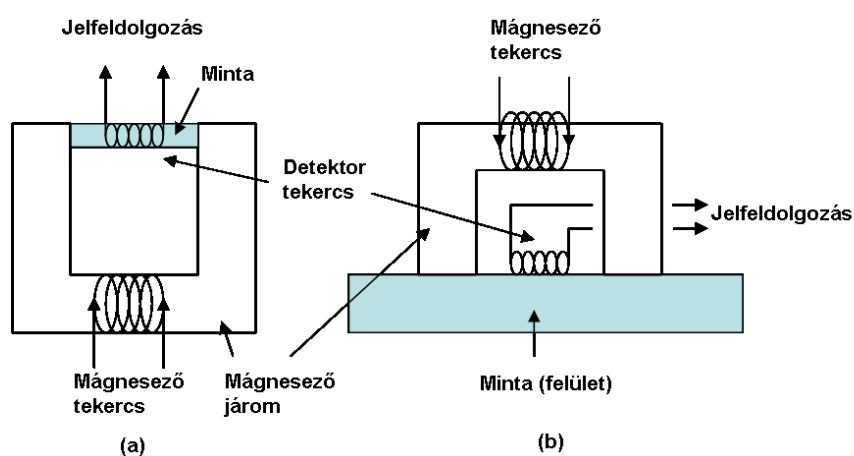
korábban már Weiss által elméletileg megjósolt (1906, 1907) mágneses domének létezését.

Barkhausen különböző vasötvözeteket vizsgálva megállapította, hogy a mechanikailag lágyabb mintákban jóval nagyobb intenzitású zaj keletkezik a keményebb mintákhoz képest. Felvetette, hogy ez a nagy különbség alkalmas lehet a vasötvözetek vizsgálatára. A további kutatások során hamar nyilvánvalóvá vált, hogy a Barkhausen – zaj a mágneses domének nukleációjához és a doménfalak mozgásához kötődik, melyek függenek a mechanikai feszültségállapottól és a mikrostruktúrától. Tehát a zajmérés útján információt nyerhetünk a vizsgált anyag állapotáról és minőségéről.

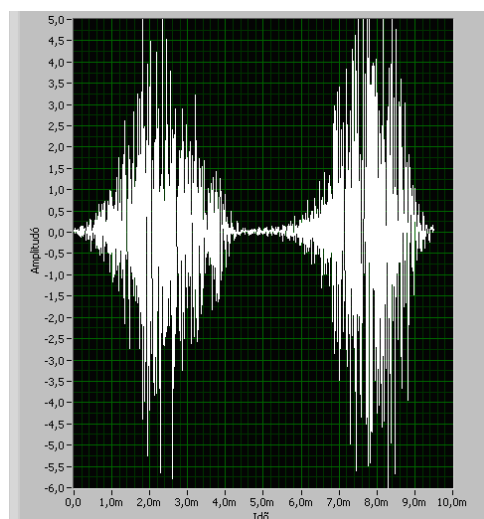
3.2. Hagyományos zajmérés és használata az anyagvizsgálatban

A hagyományos zajmérés során elektromágnessel gerjesztik a vizsgálandó mintát, a keletkező zajt pedig egy detektortekercssel mérik (3.2 ábra). A leggyakrabban számolt zajparaméter a négyzetes átlag érték (RMS, effektív érték, négyzetátlag négyzetgyöke), egy mágnesezési ciklusra számolt összegzett zajenergia, illetve ezek időbeli eloszlása az átmágnesezési ciklus során. A gerjesztési frekvencia legtöbbször a 10-100Hz-es tartományban van. Valamilyen előzetes kalibrációra mindig szükség van, például egy referencia minta használatára. A 3.3 ábrán látható egy tipikus ipari mérőrendszerrel mért jelcsomag.

A MBN függhet a mikrostruktúrától és a belső mechanikai feszültségektől is. A MBN méréseket legtöbbször sérülés felhalmozódás követésére, belső feszültségek kialakulásának, mikrostruktúra változásának [3–7], külső feszültség [8, 9] és hideg hengerlés [10, 11] hatásának vizsgálatára alkalmazzák. Számos korábbi munka vizsgálta a mikrostruktúra hatását a mágneses zajra. Moorthy [3] vizsgálta a mikrostruktúrát 0,22%-os szénacélban, és azt a következtetést vonta le, hogy a MBN keletkezésére erősen hatnak a szemcse és precipitátum méretek. Yamaura [4] vizsgálta a szemcseméret ha-



3.2. ábra. Tipikus ipari Barkhausen–zaj mérési elrendezések: (a) detektor a minta körül, (b) felületi detektor.



3.3. ábra. Ipari Barkhausen–zaj jelcsomag egy mágnesezési periódusra. 100Hz-es gerjesztés.

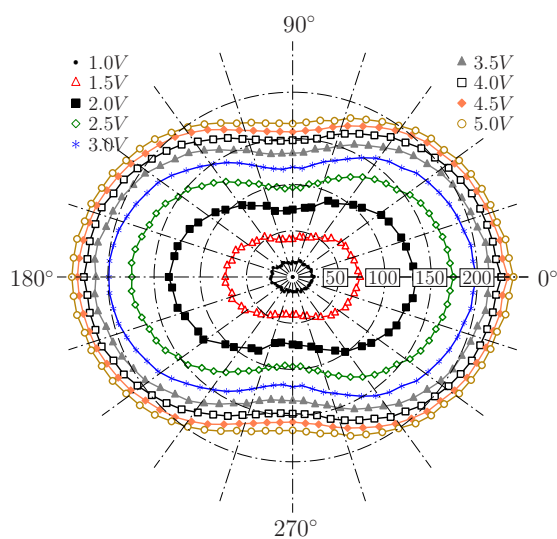
tását a MBN-ra tiszta vas minták esetén. A tanulmány megerősítette azt, hogy a MBN a Hall–Petch típusú relációt követi a szemcseméret függvé-

nyében. Pal'a és munkatársai [5] húzó deformáció mellett mértek MBN-t alacsony széntartalmú acélban. Megállapították, hogy az anyag viselkedése különböző a plasztikus deformációhoz képest párhuzamos és merőleges irányokban. Kim [6] a degradációs hatást tanulmányozta ultrafinom szemcséjű acélban és azt a következtetést vonta le, hogy a nem-mágneses részecskének és a szemcseméretnek van a legnagyobb hatása a feszültségmentes mintákban. Gurruchaga [7] vizsgálta a hőkezelés hatását hidegen hengerelt alacsony széntartalmú acélokban. A hőkezelés időtartamától és hőmérsékletétől függően részleges megújulást (*recovery*) és újrakristályosodást idézett elő. Kimutatta, hogy az integrális MBN érték hirtelen esése képes jelezni az újrakristályosodás megindulását.

A fentiek alapján látható, hogy a Barkhausen–zaj sokféle anyagszerkezeti tulajdonság vizsgálatára alkalmazható: külső mechanikai húzó- vagy nyomófeszültségek, maradékfeszültségek hatásának a vizsgálatára, kristályszerkezet méretének a meghatározására, a különböző vas–szén fázisok arányának vizsgálatára, nem-mágneses szennyezők mennyiségének és eloszlásának a meghatározására, képlékeny alakváltozások vizsgálatára, diszlokáció sűrűség mérésére. Ugyanakkor a roncsolásmentes anyagvizsgálatban használt Barkhausen–zaj mérő berendezések egyedi, a berendezések és módszerek szabványosítása a mai napig nem történt meg. A Barkhausen–zaj detektorokat gyártó cégek egyéni kalibrációs eljárásokat használnak. A mérési módszerek továbbfejlesztéséhez szükséges, hogy kontrollált körülmények között vizsgáljuk a hagyományos zaj analízisben is használt paraméterek viselkedését technikai anyagokon. Erre nyújt lehetőséget a modern zajanalízis kísérleti és adatfeldolgozási módszereinek alkalmazása, melyeket a következő fejezetekben foglalok össze.



(a)



(b)

3.4. ábra. a) Példa hagyományos Barkhausen – detektoros mérésre. A felületi mérőfej fix, a minta forgatható a goniométer tárcsán. b) A Barkhausen – zaj RMS értékének (mV) gerjesztési amplitúdó (1V - 5V között) és irányfüggése a 7. fejezetben tárgyalt mintán, az a) képen látható kísérleti elrendezéssel mérve. Saját mérések, Student – műszerrel (Metalelektro Kft.) mérve.

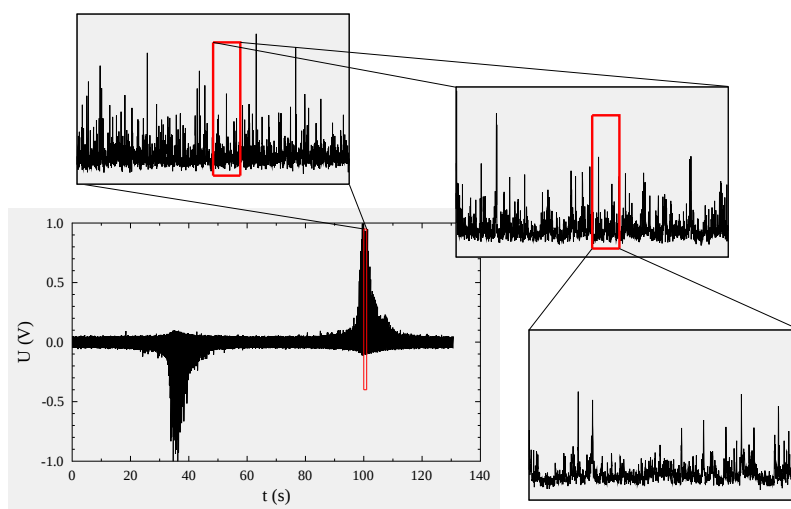
3.3. A laboratóriumi zajmérési módszerek

Már Barkhausen is megfigyelte, hogy az effektus vékony, lágymágneses anyagokban detektálható megfelelően. A zajfolyamatok részletes vizsgálatához az elemi átmágnesezési lépéseket kell detektálni. Vékonyfilmekben magnetooptikai eszközökkel a doménstruktúra átalakulása nyomon követhető a minta egy kis tartományában. Ekkor a minta átmágnesezése során jól megfigyelhetők a doménfal ugrások. A folyamat induktív módon is detektálható, ilyenkor egy nagyobb térfogatban jobb statisztikával tudjuk rögzíteni a doménfal mozgások által keltett mágneses fluxus változást.

A 3.5 ábrán laboratóriumi körülmények között rögzített jelcsomag látható. Az ábrán megfigyelhető hogy a zaj önhasznó: kis részleteit felnagyítva nem változik meg a jelsorozat jellege. Fontos tulajdonsága továbbá, hogy a detektált zaj az egyik félperiódusban negatív, a másikban pozitív, ellentétben az ipari elrendezésben mért jelsorozatokkal (3.3 ábra). Az eltérés oka az ipari berendezésekben alkalmazott sávhatároló szűrő hatása, és a mágneses kör eltérő jellege. A laboratóriumi rendszerben az impulzus előjele a mágnesezés változásának előjelével megegyező.

A korai mérések eredményeinek összehasonlítása azt mutatta, hogy a zaj tulajdonságai erősen függenek a mérés körülményeitől, ami látszólagos ellentmondásokhoz vezetett. Durin et al. 2004-es összefoglaló cikkükben [12] összegyűjtötte a reprodukálható mérés kivitelezésének szempontjait:

- Lassú gerjesztés. Ez praktikusán mHz-es gerjesztési frekvenciát jelent, ennél magasabb gerjesztési frekvencia esetén lavina átlapolások, majd még magasabb frekvenciák esetén a mágnesezési dinamika változása következik be (ennek egyik oka az örvényáramos hatás). A magasabb frekvenciák mindenképpen kerülendőek, mivel a Barkhausen–zaj modellek eredményeit kvázisztatikus esetben hasonlítjuk össze a kísérleti eredményekkel. Mivel nem tudunk adiabatikus limitben – mikor a gerjesztés végtelen lassú – mérni, mindig lesz több-kevesebb lavina, melyek több individuális lavina összelapolásából születnek. Ezért is fontos



3.5. ábra. Laboratóriumi körülmények között mért jelcsomag, egy mágnesezési periódusra. Vízszintes tengely az idő, a függőleges pedig a feszültség jel. 7.7mHz-es gerjesztés. Jól látható a zajstruktúra önhasznó jellege.

feladat a gerjesztő tér frekvencia hatásának a vizsgálata.

- A minta köré tekercselt detektor-tekercsben indukálódó jel egy eléggé komplikált és komplex módon gyűjtődik be, és alkotja a mért jelsorozatot. A mintán belüli hosszú távú kölcsönhatások, illetve a doménfalak közötti interakciók miatt a detektor-tekercs egy relatíve kis térfogati tartományra érzékeny. A fluxus változások hatása exponenciálisan csökken, néhány mm/cm -es skálafaktorral [14]. Ez indokolja, hogy a detektor-tekercs néhány mm -nél ne legyen szélesebb. Széles tekercs esetén a térben független események átlapolása növekszik.
- Gerjesztő jelforma helyes megválasztása. A háromszög jelforma előnyösebb a szinuszoshoz képest, mivel így állandó a gerjesztett mágneses tér meredeksége. Természetesen ez önmagában még nem jelenti azt, hogy a mintán belüli effektív mágnesezési ráta állandó lenne. Ezt a hatást ellensúlyozandó két megoldás létezik: az egyik egy megfelelően

visszacsatolt elektronikus mágneses gerjesztés [15, 16], a másik pedig az, ha a Barkhausen – jeleket csak a koercitív tér körüli megfelelően kis intervallumból gyűjtjük, ahol közel állandó a minta effektív permeabilitása.

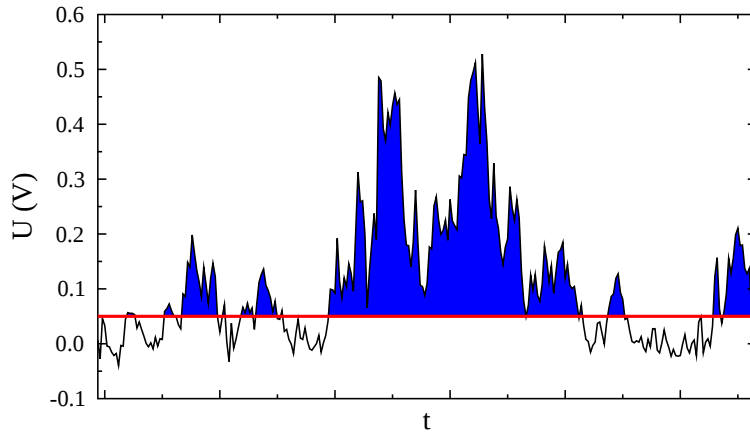
- Hosszú minta, vagy zárt mágneses kör alkalmazása. Az átmágnesezési folyamatot nem csak a külső hajtó mágneses tér, hanem a minta lemágnesező tere is befolyásolja. Ideális esetben egy ellipszis alakú mágnesesen telített mintában homogén a lemágnesező tér, hosszú minta esetén a minta középpontja körüli tartományban tekinthető közel állandónak a tér.

3.4. A Barkhausen – zaj statisztikus jellemzése

A zajanalízis első lépéseként a jelet Barkhausen – lavínákra bontjuk. A lavinák azonosításához egy detektálási szint megadása szükséges. A detektálási szint megválasztása némileg befolyásolja a zajanalízis eredményét. Túl alacsony vágási szint esetén a mérőrendszer háttérzaja is feldolgozásra kerül, túl magas vágási szint esetén a kisméretű csúcsok kimaradnak az analízisből. Ezért célszerű valamivel a háttérzaj felett megállapítani a detektálási szintet. A szint segítségével meg tudjuk határozni a feszültségjel sorozatában minden egyes lavina pozícióját: definíció szerint egy lavina elemei azon pontok, melyek a detektálási szint felett vannak, illetve az ezeket megelőző és követő két pont, amelyekhez a 0 értéket rendeljük (3.6 ábra). Tehát a legkisebb lavina három feszültség értékből áll.

A következő alapparamétereket határozom meg minden egyes lavina esetén:

- szélesség vagy időtartam: $w = t_e - t_s$, a lavina kezdete és vége, t_s és t_e közötti idő különbség.
- magasság: $h = \max[u(t) \ (t_s < t < t_e)]$, a lavina legnagyobb értékű eleme.



3.6. ábra. Lavinák meghatározása a detektálási szint segítségével.

- terület: $S = \int_{t_s}^{t_e} u(t) dt$, az $u(t)$ feszültség-idő görbe alatti terület.
- energia: $E = \int_{t_s}^{t_e} u^2(t) dt$, az $u^2(t)$ négyzetes feszültség-idő görbe alatti terület.

A terület és energia számolásoknál egyszerű trapéz módszert használtam. A lavina területe a mágneses fluxus változással arányos mennyiség. Az energia pedig azzal a hőenergiával arányos, ami a detektor tekercset lezáró végtelen nagy ellenálláson disszipálódna.

Ezen paraméterek statisztikus vizsgálatához meg kell határozni a méreteloszlások sűrűségfüggvényeit. Ezek becslésére hisztogramot készíték. A tapasztalatok szerint a sűrűségfüggvények hatványfüggvény alakúak exponenciális levágással, azaz a szélesség és terület méreteloszlások felírhatóak mint

$$\begin{aligned} P(w) &= w^{-\alpha} e^{-w/w_0}, \\ P(S) &= S^{-\tau} e^{-S/S_0}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

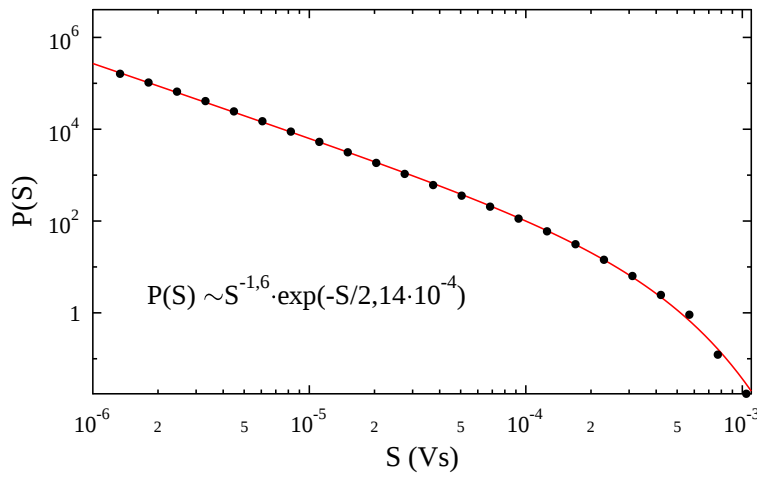
ahol α a lavina szélesség méreteloszlás kritikus exponense, τ a terület méreteloszlásának a kritikus exponense, w_0 és S_0 pedig az exponenciális levágások skálafaktorai. Hatványfüggvény méreteloszlást követő adatok esetén az egyszerű lineáris dobozolás nem célravezető, mivel a nagy értékeknél romlik a statisztika, nem lesz jól illeszthető a kapott méreteloszlás görbe. Ezért logaritmikus dobozolást kell használni, melynek során a következő eljárást követjük: vesszük a lavina területek S_{min} minimum és S_{max} maximum értékeinek természetes alapú logaritmusát, $\ln S_{min}$ és $\ln S_{max}$, ezek fogják megadni a hisztogram egy dobozának a méretét a következőképpen:

$$\Delta S_{\ln} = \frac{\ln S_{max} - \ln S_{min}}{M},$$

ahol M a dobozok száma. Ezután következik az egyszerű lineáris dobozolás, mindenhol az értékek logaritmusát használva. Azaz a $\Delta S_{\ln}$ segítségével lineárisan dobozolva az S változó $\ln S$ logaritmusát, numerikusan meghatározom az $\ln S$ változó $g(y)$ hisztogramját ($y = \ln S$ jelölést használtam). Mivel a hisztogram építése során logaritmus értékeket használtam, ezért az S meghatározásakor inverz műveletet kell végezni (exponenciális). Végül az adott $P(S)$ -t el kell osztani a transzformáció Jacobi-determinánsával, ez lesz az új $P(S)$:

$$\begin{aligned} x &\longrightarrow f(x) \\ y = \ln x &\longrightarrow g(y) \\ \int g(y) dy &= 1 \longrightarrow \frac{dy}{dx} = \frac{1}{x} \\ \int g(y(x)) \frac{1}{x} dx &= \int g(\ln x) \frac{1}{x} dx \\ f(x) &= g(\ln x) \cdot \frac{1}{x}. \end{aligned}$$

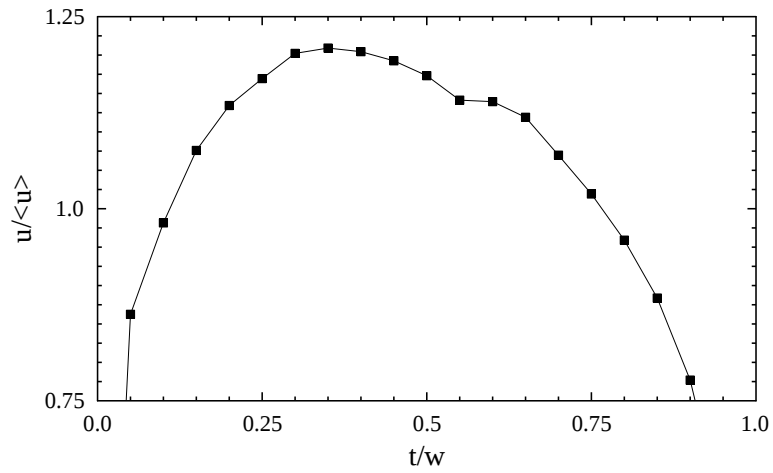
A 3.7 ábrán látható egy logaritmikus dobozolással készült lavina terület méreteloszlás görbe. A 3.1 kifejezést Levenberg–Marquardt legkisebb négyzetes algoritmussal (LMA) [17, 18] illesztettem a mérési adatokhoz.



3.7. ábra. Logaritmikus dobozolóssal készült méreteloszlás, az illesztés LMA-val történt.

A méreteloszlás függvény paraméterein kívül további jellemzőket is vizsgáltam. Az átlagos csúcsalak fontos paraméternek bizonyult [19] a Barkhausen – zaj tulajdonságainak leírására. Ez a mennyiség szükségessé tette a korábbi elméleti modellek kiterjesztését, mivel azok nem voltak képesek megmagyarázni a kísérleti eredményekből kapott csúcsalak aszimmetriáját. Az átlagos csúcsalakot egy bizonyos méretnél nagyobb lavinák szélességének és magasságának a normálásával és átlagolásával kapjuk meg. A számolás során az idő tengelyt a lavina időtartamokkal w -vel, míg az u feszültségeket az adott lavina átlagos feszültség értékével normáltam. A 3.8 ábrán egy ilyen átlagos csúcsalak görbe látható. A w szélességű lavinák csúcsalakjának átlagos ferdeségét, ami a lavina aszimmetriáját méri, az alábbi módon definiálják

$$\sum(w) = \frac{\frac{1}{w} \int_0^w \langle u(t, w) \rangle (t - \bar{t})^3 dt}{\left[\frac{1}{w} \int_0^w \langle u(t, w) \rangle (t - \bar{t})^2 dt \right]^{3/2}}, \quad (3.2)$$



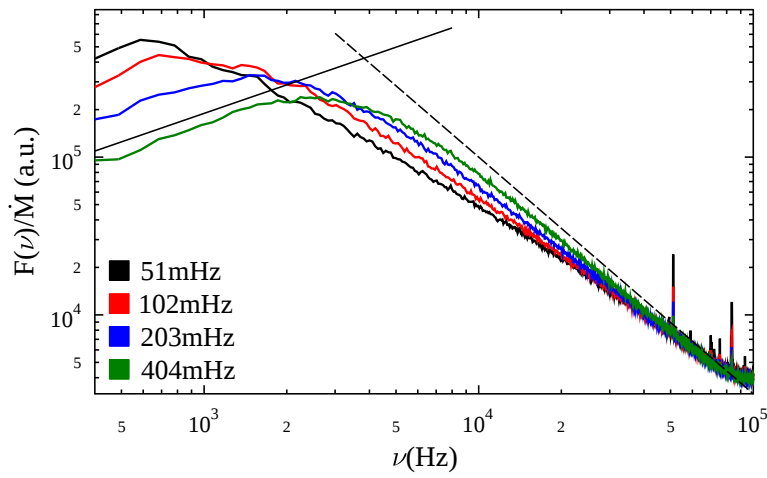
3.8. ábra. Átlagos lavina alak görbe.

$$\bar{t} = \frac{1}{w} \int_0^w \langle u(t, w) \rangle t dt, \quad (3.3)$$

ahol t az idő, u feszültségérték, w pedig egy adott lavina szélessége.

3.5. Frekvenciatérbeli tulajdonságok

Az előző alfejezetben leírt paraméterek a Barkhausen – zaj időtérbeli jellemzését adják. Egy további lehetőség a jelek frekvencia tartalmának, azaz a zaj spektrális jellemzőinek a meghatározása. Mivel a zaj spektrális eloszlása más típusú információkat nyújt, ezért az adat feldolgozáshoz implementáltam egy gyors – Fourier – transzformáción alapuló analízist. A feldolgozás során megadható a Fourier – transzformáció mérete, és a spektrumot az adott mérés egy periódusára átlagolom. Ahogy az időtérbeli adatfeldolgozás esetén, a Fourier – térbeli analízis során is fontos az elméleti modellekkel való összehasonlíthatóság szempontjából, hogy csak stacionárius mérési adatokat használjunk fel.



3.9. ábra. Spektrumok különböző gerjesztési frekvenciák mellett, JRQ acélon végzett mérési eredményeimből (publikálatlan). Sima vonal 0,6-os kitevőt, szaggatott 1,5-ös kitevőt reprezentál.

A Barkhausen–zaj spektrális tulajdonságait a 70-es évektől kezdték el intenzíven vizsgálni. A Barkhausen–zaj jellemző spektrális tulajdonságai a lágymágneses anyagokon végzett mérések eredményei alapján [12]:

- Az $F(\nu)$ spektrumnak tipikus $1/f^\vartheta$ alakja van magas frekvenciákon, általában $\vartheta = 1,7 - 2$ körüli kitevővel. Lineárisan skálázódik a mágnesezési sebességgel, $\dot{M}$ -vel, ezért a különböző gerjesztési frekvenciákhoz tartozó görbék ezzel normálva egymásra esnek.
- Alacsony frekvenciákon található egy csúcs, melynek helye arányos $\dot{M}^{1/2}$ -el, amplitúdója pedig az alacsony frekvenciákon egy konstans értéket vesz fel.
- A csúcs pozíciójától kisebb frekvenciák esetén, a spektrum úgy skálázódik, mint f^ψ , $\psi \sim 0,6$ vagy $\psi \sim 1$.

A 3.9. ábrán JRQ (Japanise Reference Quality, 6. fejezet) acélon végzett

mérési eredményeim találhatóak a gerjesztési frekvencia függvényében. Az eredmények megfelelnek a fent felsorolt tulajdonságoknak.

Az általam kidolgozott frekvenciatérbeli analízis jól használhatónak bizonyult a tanszékünkön végzett Finemet – típusú anyagokkal kapcsolatos kutatások során is [21].

A mért teljesítményspektrum alakját kezdetben az elemi Barkhausen – ugrások szuperpozíciójával próbálták magyarázni. Ezeket az elemi ugrásokat exponenciális vagy négyszög alakúnak vették. Mivel ezen ugrások megfelelő szuperpozíciójából bármely mért spektrum összeállítható, ez a megközelítés nem volt alkalmas arra, hogy figyelembe vegye a mikroszkopikus mágnesezési eseményeket és a doménfal mozgást. Így nem is jelentett igazán előrelépést a Barkhausen – zaj mélyebb megértésének irányába. Az ABBM – modell [22, 23] megjelenése után aztán el is fordult egy időre a figyelem a zaj spektrális tulajdonságairól. A Fourier – spektrum viselkedésének elméleti értelmezése máig nyitott kérdés maradt.

3.6. A Barkhausen – zaj elméleti leírása

Egy elméleti modelltől azt várjuk, hogy a kísérletek alapján meghatározott zajparamétereket (méreteloszlások kritikus exponensei és skála invarianciája, frekvenciatérbeli tulajdonságok, átlagos csúcsalakok, stb.) elfogadhatóan megmagyarázza, és megvilágítsa a kapcsolatot a mágneses zaj és a vizsgált anyag tulajdonságai között. Természetesen azt nem várhatjuk, hogy egy adott modell minden ferromágneses rendszer esetén jól fog működni. Azonban a *kritikus viselkedés* jelensége, illetve az *univerzalitási osztályok* létezése eszközöket ad a kezünkbe, hogy elméleti és/vagy számítógépes szimulációs modellekből kiindulva, a kísérleti eredményeket értelmezhezzük akár teljes anyagcsaládokra.

A méreteloszlások hatványfüggvény jellege arra utal, hogy a Barkhausen – zaj keletkezése során a rendszer a fázistér egy kritikus pontjának a közelében található. Mivel ez a viselkedés a külső paraméterek egy széles tartományában megfigyelhető, ezért a kritikus állapot feltehetően valami-

lyen önszervező mechanizmussal alakul ki. A kritikus önszervező rendszerek fogalmát Per Bak vezette be 1987-ben [24,25]. Azóta a kutatási terület rohamos fejlődésnek indult, köszönhetően az informatika ugrásszerű fejlődésének is. Sokféle természeti (társadalmi) jelenségről bizonyult be, hogy azok önszervező, kritikus viselkedést mutatnak. Ezen rendszerekben a szimmetriák és a megmaradási törvények szabják meg a viselkedést, míg az összes többi paraméter irreleváns ebből a szempontból. Ennek a felismerésnek köszönhetően egyszerűsített fizikai modelleket tanulmányozva, a valódi rendszer viselkedését is jól leírhatjuk. Kísérleti szempontból az várható, hogy akár különböző ferromágneses anyagcsaládok is azonos kritikus exponensekkel jellemezhetők, azaz azonos univerzalitási osztályba tartozhatnak.

A Barkhausen – zaj és az anyagtulajdonságok vizsgálatához az átmágnesezési folyamat fizikai leírását is figyelembe kell venni. 1938-ban Elmore [26] kobalt kristályon végzett kísérleteket. Itt figyelte meg először közvetlenül a domén határok mozgását. Williams és Shockley 1949-ben *FeSi* kristályon végzett kísérleteik alapján a mágneses domén határok irreguláris fluktuációt neveztek meg mint a Barkhausen – zaj forrását [27]. Ugyanebben az évben Kittel publikálta a ferromágneses domének elméletéről szóló áttekintő munkáját [28].

Per Bak munkája után több publikáció jelent meg, amelyek a Barkhausen – zajt mint komplex önszervező rendszert tárgyalták. Hosszú ideig az elméleti kutatások csak egy fenomenologikus megközelítést jelentettek, mely a jelet úgy írta le, mint elemi ugrások valamilyen szuperpozícióját. Később nyilvánvalóvá vált, hogy a Barkhausen – zaj egy jó eszközt ad a kezünkbe arra, hogy a mágnesezési folyamatokat és a hiszterézis viselkedést is mikroszkopikus skálán tanulmányozhassuk. Ezért már megjelentek olyan modellek is, melyek megpróbálták a fenomenológiát a mikroszkopikus eredethez kötni. Két fő megközelítés történt: a spin modellek, és az interfész modellek. A korai eredmények jó áttekintését adja Durin és Zapperi áttekintő munkája [12].

3.7. A ferromágneses rendszerek szabadenergiája

A ferromágneses rendszer állapotát a külső tér és a mágneses momentumok kölcsönhatásából származó energiajárulékok fogják meghatározni. A mikroszkopikus modellben atomokra lokalizált mágneses momentumokkal (spinekkel) írjuk le a rendszert. A makroszkopikus tulajdonságokat, mint például a hiszterézis hurkot, vagy a Barkhausen–zajt, e mágneses spinek kölcsönhatása magyarázza meg. Így a rendszer teljes energiája a következő tagok összegére bontható:

$$E = E_{ex} + E_m + E_{an} + E_{dis}, \quad (3.4)$$

ahol E_{ex} a kicserélődési energia, E_m a magnetosztatikus energia, E_{an} az anizotrópia energia, és E_{dis} a rendezetlenség. A következőkben a lokális mágnesezettség, $\vec{M}(\vec{r})$ függvényében részletesen kifejtem ezen tagokat.

3.7.1. Kicserélődési energia (kölcsönhatás)

A kvantummechanikai eredetű kicserélődési kölcsönhatásból származó energia tag szokásos alakja a következő:

$$E_{ex} = \sum_{ij} J(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) \vec{s}(\vec{r}_i) \cdot \vec{s}(\vec{r}_j), \quad (3.5)$$

ahol J zéróhoz konvergál nagy r -ek esetén és az összegzést az összes atom-párra vesszük. Folytonos határértékben az $\vec{s}(\vec{r}_i)$ spineket az $\vec{M}(\vec{r})$ folytonos tér kifejezésre lehet kicserélni, és így átalakítva a 3.5 kifejezést, kapjuk:

$$E_{ex} = A \int \sum_{\alpha=1}^3 (\vec{\nabla} M_{\alpha}(\vec{r}))^2 d^3r, \quad (3.6)$$

ahol A a kicserélődési állandó, ami J -ből levezethető.

3.7.2. Magnetosztatikus energia

A magnetosztatikus energia a spinek közötti dipól–dipól kölcsönhatásnak, illetve a külső tér és a spinek közötti kölcsönhatásnak köszönhető. Egy egyenletesen mágnesezett minta esetén a külső tér ($\vec{H}$) járuléka a magnetosztatikus energiában a következő:

$$E_m = -\frac{\mu_0}{8\pi} V \vec{M} \cdot \vec{H}, \quad (3.7)$$

ahol $\vec{M}$ a mágnesezettség, és V a minta térfogata.

Emellett a lokális mágnesezettség által generált magnetosztatikus térhez, a lemágnesező térhez ($\vec{H}_{dm}$) tartozó energia járulékot is figyelembe kell venni. A továbbiakban egy segédeszköz bevezetésére van szükség: a mágnesezettség normális komponensében jelentkező szakadáshoz rendeljünk hozzá hipotetikus *mágnesező töltéseket*. Egy $\vec{M}_1$ és $\vec{M}_2$ mágnesezettségű régiót elválasztó felület *felületi töltés sűrűsége*:

$$\sigma = \vec{n} \cdot (\vec{M}_1 - \vec{M}_2), \quad (3.8)$$

ahol $\vec{n}$ a felület normálisa. Az elektrosztatikában lévő analógiákat felhasználva a lemágnesező tér

$$\vec{H}_{dm}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \cdot \int \frac{dS' \sigma}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (3.9)$$

ahol az integrálást a két különböző, állandó mágnesezettségű régiót elválasztó felületre végezzük. Egy egyenletesen mágnesezett ellipszoid esetén

$$\vec{H}_{dm} = -k \vec{M}, \quad (3.10)$$

ahol k egy geometriafüggő lemágnesező faktor. Ebben az esetben a teljes magnetosztatikus energia egyszerűen megkapható, ha a 3.7 egyenletben kicseréljük $\vec{H}$ -t $\vec{H} + \vec{H}_{dm}$ -el.

Általában a lemágnesező tér nem konstans, ezért a 3.7 egyenletet le kell cserélni a következő integrálra:

$$E_m = -\frac{\mu_0}{8\pi} \int \vec{M} \cdot (\vec{H} + \vec{H}_{dm}(\vec{r})) d^3r. \quad (3.11)$$

Így

$$E_m = -\frac{\mu_0}{8\pi} \int \int \sum_{\alpha,\beta=1}^3 \left(\frac{\delta_{\alpha\beta}}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} - \frac{3(r_\alpha - r'_\alpha)(r_\beta - r'_\beta)}{|\vec{r} - \vec{r}'|^5} \right) M_\alpha(\vec{r}) M_\beta(\vec{r}') d^3r d^3r'. \quad (3.12)$$

Felhasználva a térfogati mágneses töltés sűrűség kifejezését ($\rho(\vec{r}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{M}(\vec{r})$), a 3.12 egyenlet átírható a következő formába

$$E_m = -\frac{\mu_0}{8\pi} \int \int \frac{d^3r d^3r' \rho(\vec{r}) \rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (3.13)$$

3.7.3. Magnetokrisztalin anizotrópia és magnetoelasztikus energiák

Általában a ferromágneses anyagok esetén a mágnesezésnek vannak preferált irányai a krisztallográfiai tengely irányokhoz viszonyítva. A könnyű mágnesezési irányokban a spinek közötti csatolás erősebb. Ezt a tényt fejezzük most ki a magnetokrisztalin anizotrópia energiájával

$$E_{an} = \int \sum_{\alpha,\beta} K_{\alpha\beta} M_\alpha M_\beta d^3r, \quad (3.14)$$

ahol M_α az $\vec{M}$ vektor α komponense és K_{ij} egy szimmetrikus tenzor mely leírja az anyag anizotrópiáját. Egy egyszerű esetet vizsgálva, például egy uniaxiális kristály esetében 3.14 leegyszerűsödik a következő alakra

$$E_{an} = \int K_0 (\vec{M} \cdot \vec{e})^2 d^3r = \int K_0 M^2 \sin^2 \phi d^3r, \quad (3.15)$$

ahol ϕ a könnyű mágnesezési irány $\vec{e}$ és a mágnesezési vektor által bezárt szög, K_0 pedig az uniaxiális anizotrópia konstans.

Egy ferromágneses mintán belül a mágnesezés változásai képesek deformálni a kristály struktúrát, ezt a jelenséget nevezzük magnetostrikciónak. Ennek a hatásnak az inverze, mikor egy külső mechanikai feszültség hat a mintára, és az képes annak mágneses struktúráját megváltoztatni. Ennek a hatásnak a tanulmányozására vezessük be a magnetoelasztikus energiát, mely a legáltalánosabb formájában

$$E_{an} = \int \sum_{\alpha, \beta, \gamma, \delta} \lambda_{\alpha, \beta, \gamma, \delta} \sigma_{\alpha\beta} M_\gamma M_\delta d^3r, \quad (3.16)$$

ahol $\sigma_{\alpha\beta}$ a feszültség tenzor, és $\lambda_{\alpha, \beta, \gamma, \delta}$ a magnetoelasztikus tenzor. Ha egy kristály izotróp magnetostrikciójú, és uniaxiális σ feszültség hat rá, akkor az anizotrópia energia a 3.15 kifejezés egyszerű formáját ölti, K_0 -át kicserélve $K_0 + 3/2\lambda\sigma$ -ra, ahol λ az uniaxiális magnetostrikció konstans.

3.7.4. Rendezetlenségi energia tag

Az eddigiekben mindig feltételeztük, hogy a rendszerünk homogén abban az értelemben, hogy a kölcsönhatások nem függenek a pozíciótól. Általában ez nem így van, gyakorlatilag minden ferromágneses anyagban léteznek különböző inhomogenitások. A Barkhausen – zaj fluktuációinak a leírásához szükséges, hogy megértsük az anyag strukturális rendezetlenségét.

Egy kristályos anyagban a rendezetlenség a vakanciák, diszlokációk és nem – mágneses szennyeződéseknek köszönhető. Polikristályos anyagokban ezeken túl még figyelembe kell vennünk a szemcsehatárok hatását, és azt, hogy az anizotrópia tengelyek szemcséről szemcsére változnak. Amorf anyagok esetében a rendezetlenség döntően a belső feszültségeknek és az atomok véletlenszerű elhelyezkedésének köszönhető. Általában nem egyszerű mennyiségileg meghatározni a rendezetlenség különböző forrásainak energetikai járulékát, de a főbb hatásokat tárgyalni tudjuk.

A véletlenszerűen elhelyezkedő nem – mágneses szennyezők miatt létrejön még egy magnetosztatisztikus járulék, annak köszönhetően hogy ezen szennyezők határain mágneses töltések keletkeznek. Ezek járuléka úgy jelenik meg,

mint a dipoláris csatolás lokális fluktuációja. Hasonlóan jelennek meg fluktuációk a kicserélődési csatolásban is. A csatolások fluktuációi függnének a nem – mágneses kiválások térfogat arányától.

Polikristályos mintákban minden egyes szemcsének más és más a kristály anizotrópiája. Az anizotrópia tengelyek iránya fluktuál térben, és az uniaxiális minták egyszerű esetében az anizotrópia energia $E_{an} = \int K(\vec{M} \cdot \hat{e}(\vec{r}))^2 d^3r$, ahol $\hat{e}$ véletlenszerű függvénye a pozíciónak.

Magnetostriktív mintákban a belső feszültségek hasonló szerepet játszanak, mint az előzőekben tárgyalt anizotrópiák. A belső feszültségek véletlenszerű eloszlása a 3.15 energia kifejezéshez hasonló alakot eredményez, úgy hogy kicseréljük a K_0 -at a random anizotrópia konstansra $K(\vec{r}) \propto K_0 + + 3/2\lambda\sigma(\vec{r})$. Míg a belső feszültségeknek sok forrása lehet, mégis lehetséges, hogy bizonyos esetekben explicite kiszámoljuk eloszlásukat, mint például egy kristály esetében véletlen eloszlású párhuzamos diszlokációkkal. Az origóban lévő diszlokációnak köszönhető $\vec{r}$ -beli mechanikai feszültség hengerkoordinátákban $\sigma_{\alpha\beta} = b\mu C_{\alpha\beta}(\theta)/r$, ahol b a Burgers – vektor, μ a nyírási modulus és $C_{\alpha\beta}$ egy szögfüggvény, mely a diszlokáció típusától függ. A belső feszültségek eloszlása formálisan:

$$P(\tilde{\sigma}_{\alpha\beta}) = \int D(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N) \delta(\tilde{\sigma}_{\alpha\beta} - \sum_k \sigma_{\alpha\beta}(\vec{r} - \vec{r}_k)) d^{2N}r, \quad (3.17)$$

ahol D a diszlokációk pozícióinak az eloszlása. A belső feszültség eloszlás a következő: $P(\sigma)$ Gauss – eloszlás kis feszültségek esetén, varianciája $\langle \delta\sigma^2 \rangle \propto \rho$, ahol ρ a diszlokáció sűrűség. Nagy feszültségeknél pedig σ^{-3} -al skálázódik.

Ebben az alfejezetben a rendezetlenségi energia tag két járulékát tárgyaltam, a random kötést, és a random anizotrópiát. Egy további rendezetlenségi járulékot érdemes megemlíteni, a véletlen tér rendezetlenségét. Ez a hatás úgy írható le fenomenologikusan, mintha a mágneses momentumra egy további helyfüggő véletlen tér ($\vec{H}_{ran}$) is hatna

$$E_{dis} = \int \vec{H}_{ran}(\vec{r}) \vec{M} d^3r. \quad (3.18)$$

3.7.5. Mikromágneses egyenletek

Az előző alfejezetekben tömören tárgyalásra kerültek a ferromágneses anyagok energetikai járulékai. Minden tagot összeszedve, és uniaxiális anyagot feltételezve, az energiát a következőképpen írhatjuk:

$$E = \sum_{i=1}^3 \int [A(\vec{\nabla} M_i)^2 + K(M_i e_i)^2 - (H_i + H_{demag,i}) M_i] d^3r, \quad (3.19)$$

A , K és e_i általában helyfüggő, és $H_{demag,i}$ a lemágnesező tér i -dik komponense.

A 3.19 függvény elméletben lehetségessé teszi egy ferromágneses anyag egyensúlyi tulajdonságainak a kiszámolását. Általánosságban ez egy igen komplex feladat, de valójában mi csak egy növekvő külső tér hatására bekövetkező mágnesezettség változásra vagyunk kíváncsiak azért, hogy leírassuk a Barkhausen–zajt. A mágnesezettség mozgásegyenlete a 3.19-ből kapható

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff}, \quad (3.20)$$

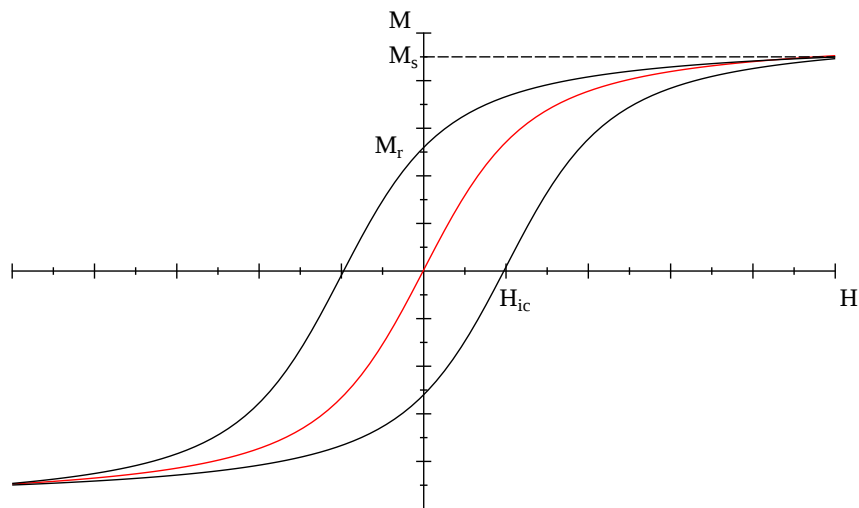
ahol γ a töltés–tömeg arány (giromágneses állandó), és $\vec{H}_{eff} \equiv -\delta E / \delta \vec{M}$. 3.20 nem tartalmaz disszipációs mechanizmust, ezért a mágnesezési vektor precessziója nem definiált. Ez a probléma leküzdhető az által, ha fenomenologikus törvényeket vezetünk be a disszipációra. Ennek egyik lehetséges módja a *Landau – Lifshitz – Gilbert egyenlet* (3.21), melynek numerikus integrálása különböző mikrostruktúrákra és határfeltételekre a mikromágnesesség tárgya

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\gamma \alpha}{(1 + \alpha^2) M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}), \quad (3.21)$$

ahol α a Landau – Lifshitz fenomenologikus csillapítási paraméter.

3.8. A mágnesezési görbe leírása

Helyezzünk egy ferromágneses anyagot két ellentétes irányú maximum között változó mágneses térbe. A kísérlet eredménye az, hogy a minta mágnesezettsége a külső térnek nem egyértékű függvénye. A rendszer hiszterézis viselkedést mutat, ahogy a 3.10. ábrán látható.



3.10. ábra. Mágnesezési hurok. Piros görbe reprezentálja az anhiszterézis görbét (ld. szöveg). H -mágneses tér, M -mágneszettség, H_{ic} -intrinsic koercitív tér, M_s -telítési mágneszettség, M_r -remanens mágneszettség.

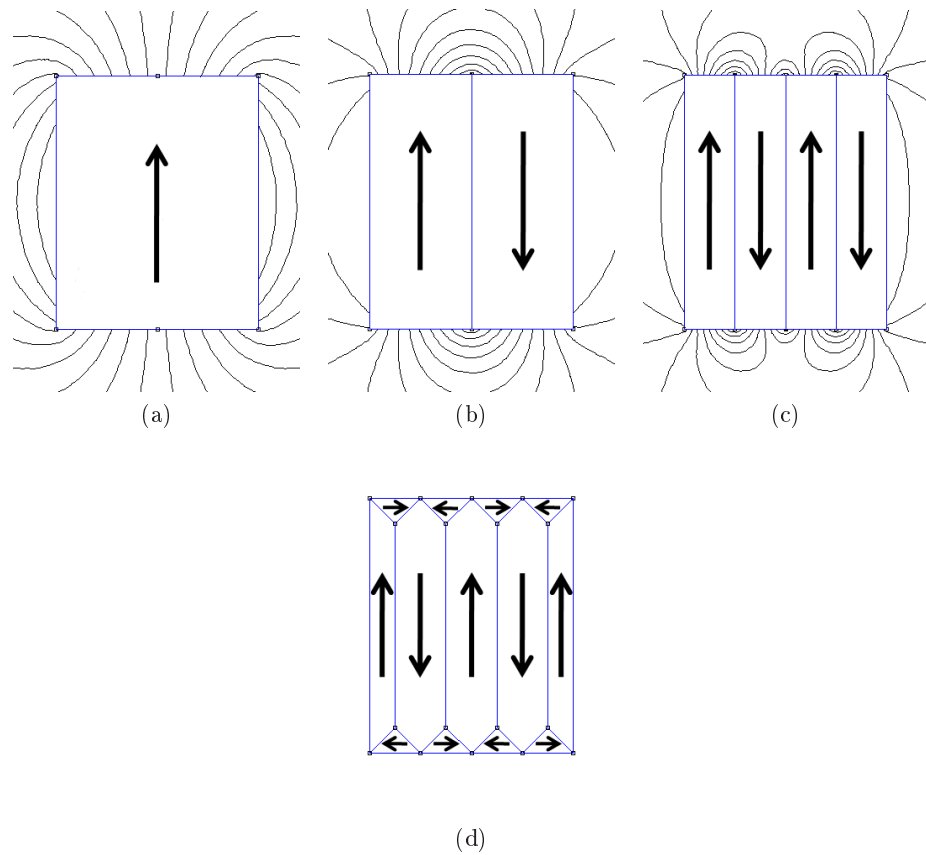
Ezen az ábrán a mágneszettséget ábrázoljuk a külső tér függvényeként. Az $M(H)$ hiszterézis hurok esetén definiáljuk az intrinsic koercitivitást. Ha a mágneses indukciót ($B = \mu_0(H + M)$) ábrázoljuk a külső tér függvényében, akkor a hiszterézis huroknak nincsen telítése, mivel a külső tér komponense egy folyamatosan növekvő tag a B kifejezésében. Közvetlenül kísérletekben csak a $B(H)$ hiszterézis hurok mérhető, például induktív módszerekkel. A $B(H)$ hurok esetén a minta lemágnesezéséhez szükséges H külső teret nevezzük H_c koercitivitásnak.

A ferromágneses anyagok egy lehetséges osztályzására ad lehetőséget a

hiszterézis görbe által körbezárt terület nagysága, ami arányos a rendszer átmágnesezéséhez szükséges energiával. Ezt nevezzük hiszterézis veszteségnek. Különböző alkalmazásokhoz kisebb illetve nagyobb hiszterézis területtel rendelkező anyagok a megfelelőek. Általában a nagyobb hiszterézis veszteséggel rendelkező rendszerek mechanikai szempontból kemények, míg a kisebb veszteséggel rendelkezők lágyabbak. Az is megállapítható, a szennyezők, második fázisok, diszlokációk által előidézett rendezetlenség növeli mind a mechanikai, mind a mágneses keménységet. Történetileg ezért nevezték el ezt a két osztályt kemény – és lágymágneseknek. A lágymágneses anyagokat olyan alkalmazásokban használják, ahol kerülendő a nagy hiszterézis veszteség (pl. transzformátorok). Ezzel ellentétben a keménymágneses anyagok a mágneses adatrögzítésben játszanak fontos szerepet.

A laboratóriumi méréstechnikához kapcsolódó Barkhausen – zaj témájú publikációk szinte egészében szereplő minták lágymágneses anyagok, sokszor amorf fémüvegek. Laboratóriumi méréstechnikával (impulzus technika: lassú gerjesztés, mintát teljesen körbevevő detektor tekercs, ideális geometria) végzett mérések szerkezeti acélokon tudomásom szerint nem történtek még, ez egy további motiváció volt számomra a doktori munkám során. Ezen szerkezeti acélok koercitivitása valahol a lágymágneses és az általában adatrögzítésre szolgáló keménymágneses anyagok között helyezkedik el.

A 3.10. ábrán látható piros színnel jelzett görbe egyfajta reverzibilis mágnesezési görbének tekinthető, az angol kifejezést követve *anhiszterézis* görbének fogom nevezni a továbbiakban. Ezen görbe egy pontját úgy kapjuk meg kísérletileg, hogy a hozzátartozó H értékhez ciklikusan csökkenő amplitúdójú lemágnesezést végzünk. Az így kialakuló domén szerkezet energiája a lehető legközelebb van a minimális energiájú konfigurációhoz az adott mágneszettség esetén.



3.11. ábra. Különböző domén konfigurációk mellett a kiszórt tér. Az ábrákat a FEMM végeselemes modellező szoftverrel készítettem [13].

3.8.1. A domén struktúra

Tekintsünk egy ferromágneses testet, külső mágneses tér nélkül, egyensúlyi állapotában. A rendszer szabadenergiájának minimalizálására törekszik, ezt pedig a különböző versengő szabadenergia tagok kompromisszumán keresztül éri el. Vegyük azt az esetet először, mikor egy ferromágneses rendszer egy darab doménből áll (3.11/a ábra). Ez energetikailag nem kedvező, mivel a magnetosztatikus energiát a kiszórt mágneses tér miatt nagy lesz

A rendszer ezt oly módon csökkenti, hogy két darab domént hoz létre,

ami már kisebb kiszórt térrel járó elrendezés (3.11/b ábra). A két ellentétes mágnesezettségű tartomány közötti doménfalat 180° -os doménfalnak nevezzük. Még több domént létrehozva (3.11/c ábra), még jobban csökkenthető a kiszórt térhez tartozó szabadenergia komponens járuléka. De ne felejtjük el, ha a rendszer növeli a domének számát, annak ára van: minden újabb doménfal növeli a rendszer energiáját. A legideálisabb konfiguráció a rendszer számára, ha a rendszer tartalmaz lezáró doméneket (határain 90° -os doménfalakkal), melyek segítségével a mágneses tér a konfiguráción belül záródik (3.11/d ábra). Azonban a lezáró domének növelhetik az anizotrópia energiát, amennyiben mágnesezési irányuk nem a mágnesezési könnyű irányba mutat.

Szintén fontos jellemzője egy ferromágneses rendszernek a doménfal vastagsága, és szerkezete. Alapvetően a fal vastagságát a kristály anizotrópia és a kicserélődési csatolás erőssége fogja megszabni. Az anizotrópia energia szempontjából azon tartományok a kedvezőek, melyek mágnesezettsége párhuzamos a domináns kristálytani iránnyal (mágnesezési könnyű irány), tehát a vékony doménfal az ideális. A kicserélődési kölcsönhatás ezzel ellentétes hatású: ha a doménfalon belül a spinek hirtelen fordulnak át 0° -ról 180° -ra, akkor ez növeli az energia tagot, tehát itt a széles doménfal a favorizált. Matematikai formába öntve a doménfal vastagsága

$$l_d = \sqrt{\frac{\mu_0 J m^2 \pi^2}{K_1 a}}, \quad (3.22)$$

ahol μ_0 a vákuum permeabilitása, J a kicserélődési kölcsönhatás erőssége, m a spinek mágnesezettsége, K_1 a kristály anizotrópia konstans, és a a rácsállandó. A kis anizotrópia esetén a doménfal széles, az ilyen anyagok általában mágneses szempontból lágyak. A doménfalon belül a ferromágneses rend lecsökken. Energetikai szempontból kedvező, ha a doménfalak a szerkezeti hibákhoz kötődnek. Ha a doménfal keskeny, akkor a rendszer érzékenyebb lesz ezekre az inhomogenitásokra és a falak erősebben rögzülnek.

A doménfal felületi energiája 180° -os fal esetén (egyszerű köbös kristályszerkezetű anyagra az egyenlőség is teljesül)

$$\gamma \propto \sqrt{\frac{K_1 J}{a}}. \quad (3.23)$$

Ha a doménfalon belül a spinek a fal síkjával mindvégig párhuzamosak maradnak átfordulásuk során, akkor ezt *Neél – doménfalnak* hívjuk, ha pedig kifordulnak ebből a síkból átfordulásuk során, *Bloch – doménfalnak*.

További fontos jellemzője egy ferromágneses rendszernek az, hogy a doménfalak mérete mekkora a polikristályos anyag szemcse méretéhez képest. Például szuper magas permeabilitású anyagokat lehet úgy gyártani, hogy nanométer méretűre csökkentjük ezen anyagok kristályszemcséit.

3.8.2. A Jiles – Atherton modell

Az átmágnesezési folyamat során reverzibilis és irreverzibilis folyamatok is lezajlanak. A Barkhausen – zaj elsődlegesen az irreverzibilis folyamatokhoz kapcsolódik. Érdemes említést tenni a Jiles – Atherton modellről, amely a mágnesezési görbe fenomenologikus leírását adja, miközben a folyamat reverzibilis és irreverzibilis járuléka külön kezelhetők [29]. Ebből a modellből kiindulva a későbbi években újabbak születtek, megmagyarázandó a mechanikai feszültség és a mágnesezési folyamat komplex kapcsolatát [30–34].

A mágnesezési folyamatra felírható egy energiamérleg, amelyben a betáplált energia az irreverzibilis veszteségek és a magnetosztatikus energia járulékok összegével egyenlő

$$dw = dw_{loss} + dw_m. \quad (3.24)$$

Hasonló módon a mágnesezettség is két tagra bontható

$$M = M_{irr} + M_{rev} \quad (3.25)$$

ahol a reverzibilis mágnesezés a doménfal görbület változását, míg az irreverzibilis járulék a doménfal ugrásokat írja le.

A modell első feltevése, hogy a hiszterézis veszteség az a k -val jelölt pinning erősséggel és az M_{irr} irreverzibilis mágnesezettséggel arányos, azaz

$$dw_{loss} = \mu_0 k \delta dM_{irr}, \quad (3.26)$$

ahol a δ az egy irányparaméter, mely biztosítja, hogy a hiszterézisen haladva mindkét irányban disszipáció történjen ($\delta = +1$ ha $dH/dt > 0$, $\delta = -1$ ha $dH/dt < 0$).

A második feltevés, hogy a mágnesezettség reverzibilis járuléka arányos az anhiszteretikus és irreverzibilis mágnesezettség különbségével, melyet a c együttható jellemez.

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}). \quad (3.27)$$

A harmadik feltevés szerint az anhiszterézis görbe a Langevin-függvénnyel írható le

$$M_{an}(H) = M_s \mathcal{L}\left(\frac{H + \alpha M_{an}(H)}{a}\right), \quad (3.28)$$

ahol

$$\mathcal{L}(x) = \coth x - 1/x \quad (3.29)$$

a Langevin-függvény, $M_{an}(H)$ az anhiszterézis mágnesezettség a külső H tér hatására, M_s a telítési mágnesezettség, αM a kicserélődési kölcsönhatásból származó effektív tér, továbbá $a = k_B T / \mu_0 \langle m \rangle$, ahol k_B a Boltzmann-állandó, T a hőmérséklet, μ_0 a vákuum permeabilitás, és $\langle m \rangle$ egy domén átlagos mágneses momentuma.

Az energiamérleg és a fenti feltevések alapján megadható a hiszterézis görbe differenciálegyenlete [35]

$$\frac{dM}{dH} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta - \alpha[M_{an} - M_{irr}]} + c \left(\frac{dM_{an}}{dH} - \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta - \alpha[M_{an} - M_{irr}]} \right). \quad (3.30)$$

Ezzel a differenciálegyenlettel modellezhető egy adott anyag mágnesezési görbéje a modellparaméterek mérési adatokhoz való illesztésével. A Jiles–Atherton modell tartalmazza azokat a járulékokat a mágnesezési görbében,

melyek a Barkhausen – zaj keletkezéséért is felelősek. Az irodalomban egyelőre nincsenek olyan próbálkozások, amelyek kísérletileg is igazolnák a mágnesezési görbe, az anhiszterézis görbe és az irreverzibilis mágnesezettségi járulék feltételezett kapcsolatát.

3.9. Barkhausen – zaj modellek

A mikromágneses egyenletek közvetlen analízise általában igen nehéz, ezért hasznos ha egyszerűsített modelleken keresztül próbáljuk megmagyarázni a Barkhausen – zajt. Az univerzalitás jelenségéből kiindulva, joggal várhatjuk azt, hogy a Barkhausen – zaj statisztikus tulajdonságai függetlenek a mikroszkopikus részletektől, az egyedül relevánsak a rendszer szimmetriái és a megmaradási törvények. Ezért elvileg lehetséges, hogy makroszkopikus tulajdonságokat vezessünk le anélkül, hogy komplikált mikromágneses egyenleteket oldjunk meg.

A modern elméleti kutatások két különböző, de összefüggő modellcsoporthoz vezettek. Az egyik megközelítési mód, amikor egy mikroszkopikus leírást követünk, és a mágneses rendszert egymással, illetve a külső térrel kölcsönhatásban lévő mágneses spinekkel írjuk le. Ebben az esetben a rendszer kritikus viselkedését egy rendezetlenség hajtotta, nem – egyensúlyi fázisátalakulással vett összehasonlítás alapján szokták vizsgálni, mely jelenség megfigyelhető a zéróhőmérsékletű random tér Ising – modell esetében (ztRFIM- zero temperature Random Field Ising Model). A másik megközelítési mód a mágnesezési folyamatot mezoszkopikus skálán, a doménfalak mozgásán keresztül vizsgálja. Ebben az esetben a kritikus jelenség a *depinning* átmenethez kapcsolható, vagyis amikor a külső tér meghalad egy kritikus tér értéket, és a lecövekelt (az angol szakirodalomban *pinned*) doménfal átjut az akadályon. A következő alfejezetekben e két megközelítési mód fontosabb modelljeit és azok kiterjesztéseit mutatom be.

3.9.1. Spin modellek

Alapvető tulajdonsága minden spin modellnek, hogy a lavinadinamikát egész értékű spinek időfejlődése reprezentálja. Kiemelendő először a sokféle spin modell közül a nem – egyensúlyi random tér Ising – modell, amelyet Sethna [36] javasolt, mint modellt. Ezt a modellt sokan tanulmányozták mind analitikusan, mind numerikusan, ezen publikációk közül néhány [2, 37–39].

Ebben a modellben egész értékű spinek $s_i = \pm 1$ vannak elhelyezve egy d -dimenziós rácsban, és kölcsönhatnak a legközelebbi szomszédokkal, egy J ferromágneses csatoláson keresztül. Ezen kívül a spinek csatolva vannak a külső H térhez, illetve egy h_i befagyott random térhez, mely Gauss-eloszlású R -varianciával rendelkezik. A rendszer Hamilton-operátora

$$\mathcal{H} = - \sum_{\langle i,j \rangle} J s_i s_j - \sum_i (H(t) + h_i) s_i, \quad (3.31)$$

ahol az első összeg csak a legközelebbi szomszédokra vonatkozik. Minden időlépésben a spinek a lokális tér irányába állnak be

$$s_i = \text{sign} \left(J \sum_j s_j + H(t) + h_i \right), \quad (3.32)$$

ahol az első összeg szintén csak az i -edik spin közvetlen szomszédjaira vonatkozik. A kiinduló állapotban minden spin lefelé mutat, és lassan növeljük a külső H teret $-\infty$ -tól $+\infty$ -ig. Egyetlen spin átfordulása is indukálhat lavinát. Kvázisztatikus határesetben a lavinák lefolyása alatt a külső teret állandó értéken tartjuk. A Gauss-eloszlás R varianciájának kis értékeinél a random tér nem elég erős hogy megállítsa a lavinákat, ezért egy nagy lavinát kapunk a külső tér H_c kritikus értékénél. Nagy R esetén csak kis lavinák jönnek létre. A két tartományt az R_c kritikus érték választja el, ezen érték mellett kapunk csak hatványfüggvény méreteloszlást mutató lavinákat. Ezen kritikus ponton, a modell $\tau = 1,6$ és $\alpha = 2,05$ lavina terület, illetve időtartam kitevőket jósol. Első probléma ezzel a modellel, hogy hatványfüggvény viselkedést csak az R variancia kritikus értékére jósol, ami a kísérletekben nem mindig valósul meg. Második probléma a nem-egyensúlyi RFIM-el, hogy a jósolt kritikus exponensek csak kissé adják vissza a kísérleti eredményeket: $\tau \simeq 1,50$, $\alpha \simeq 2,0$, vagy $\tau \simeq 1,27$, $\alpha \simeq 1,5$, a dipól kölcsönhatási hosszától függően. Ezekén túl a modell által adott domén struktúra nem tükrözi a valódi ferromágneses anyagokban lévőket. Az RFIM-ben a mágnesezési procedura nukleációval és doménfal mozgással történik, míg valódi lágymágneses anyagokban (a hiszterézis görbe központi részén) egyedül a fal mozgás

a domináns átmágnesezési folyamat. Ezért az RFIM alkalmasabb lehet keménymágneses anyagok leírására.

Az RFIM nélkülözi a lemágnesező teret, melyet a minta határfelületén, illetve a mágneses interfészek határain megjelenő szabad mágneses dipólok hoznak létre. Ez a tér hozza létre a lapos domén struktúrát a lágymágneses anyagokban, mely struktúra hiányzik az RFIM-ből. Egy nagyon fontos hatása még a lemágnesező térnek, hogy ez megakadályozza a nagy lavinák keletkezését.

Jó néhány RFIM variáns modellt készítettek annak érdekében, hogy pótolják az alapmodell hiányosságait. A front propagációs modell (FPM) [39–42] dinamikája olyan, hogy csak azon spinek aktívak és képesek átfordulásra, melyek egy már létező doménfal határához közel vannak. Így ki lehet küszöbölni új domének nukleációját. Ezt még úgy is meg lehet tenni, hogy ha egy hosszú hatótávú tagot teszünk az RFIM Hamilton-függvényébe, mintegy képviselve a lemágnesező teret. Az FPM $\tau \simeq 1,27$, $\alpha \simeq 1,72$ kitevőket ad, melyek jól egyeznek a rövid kölcsönható univerzalitási osztályba tartozó lágymágneses anyagokra kapott kísérleti eredményekkel. A lemágnesező térnek köszönhetően a rendszer kritikus viselkedése nem csak az $R = R_c$ esetben áll fenn, hanem az $R < R_c$ esetben is. Az FPM-ben megfigyelt kritikus viselkedés nem az RFIM esetében igaz rendezetlenség-indukált átmenethez kötődik, hanem a *depinning* átmenethez.

Egy másik modell, ahol a rendezetlenség a kicserélődési kölcsönhatásba lép be, a nem-egyensúlyi random kötés Ising-modell (RBIM), ennek Hamilton-operátora

$$\mathcal{H} = - \sum_{\langle i,j \rangle} J_{i,j} s_i s_j - \sum_i H(t) s_i, \quad (3.33)$$

ahol a rendezetlenség a kicserélődési csatolásba, $J_{i,j}$ -be lép be. Egy másik példa, mikor a ferromágneses anyagban lévő nem-mágneses szennyezők hatását beletették az Ising modellbe, "site diluted Ising model" (SDIM). Ennek Hamilton-operátora

$$\mathcal{H} = - \sum_{i,j} J c_i c_j s_i s_j - \sum_i H(t) c_i s_i, \quad (3.34)$$

ahol a "befagyott" c_i változók $[0,1]$ értékeket vehetnek fel, jelezve hogy az adott pont egy mágneses spint reprezentál vagy sem, így modellezve a nem – mágneses kiválásokat az anyagban.

A spin modellek bizonyos értelemben sokkal általánosabbak, mint az interfész modellek. Például az interfész kihajlásokat könnyebb velük leírni, azonban a lágymágneses anyagok esetén alkalmasabbnak tűnnek a doménfalak dinamikáját leíró modellek, mivel ezekben a fal mozgás és a nukleáció elkülönítve kezelhető. A következő alfejezetekben néhány olyan fontosabb modellt tárgyalok, melyekben a doménfal mozgások játsszák a kulcsszerepet.

3.10. Doménfal modellek, az ABBM – modell

A doménfal modellek szerint a Barkhausen – zaj elsődleges forrása a doménfal és a szennyezők közötti kölcsönhatás. Mivel a doménfal energia arányos a kristály anizotrópia konstans K_1 négyzetgyökével (3.23), a doménfal pinning gyakran olyan helyeken történik, ahol K_1 kicsi, például kémiai rendezetlenségnek köszönhetően. Tehát a doménfal csapdába esik egy alacsony energiájú tartományban, és a rendszer koercitivitásának nevezhetjük azt a H_p pinning vagy depinning mágneses teret, mely a fal kiszabadításához szükséges.

A pinning centrumok lehetnek taszítóak (mikor K_1 nagyobb a hibahe-lyen) és vonzóak (mikor K_1 kisebb). A pinning centrumok leírásánál a centrumok alakját szokták síkkal és gömbbel is közelíteni, a levezetések egyszerűsítésének céljából. A síkkal való közelítés kiterjedt szemcsehatárok pinning hatásának vizsgálatánál, míg a gömbi közelítés például nem mágneses kiválások esetén használható jól [43]. Megjegyzendő fontos eredmény a levezetésekből még, hogy a pinning akkor a leghatásosabb, amikor a pinning centrum mérete összemérhető a doménfal vastagságával.

1990-ben publikálták az ABBM – modellt [22, 23], melyet a szerzők kezdőbetűiről neveztek el (Alessandro, Beatrice, Bertotti, és Montorsi). Alessandro és munkatársai Neél egy korábbi munkáját általánosították, melyben a bonyolult domén struktúrát egyetlen doménfal helyettesítette. Ez a doménfal egy olyan energianívó felületen halad keresztül, melynek az a szerepe, hogy leírja a falak és a fal, illetve a minta közötti kölcsönhatásokat. A modell egy átlagtér egyenletet alkalmaz a doménfal mozgásának leírására. A doménfal sebessége a pinning hatások miatt egy sztochasztikus változó. A fal mozgása –mely örvényáramok által akadályozott–, az átlagos vagy pillanatnyi sebesség és az interfészre ható eredő tér közötti lineáris kapcsolattal került leírásra. Ezt az eredő vagy effektív teret a külső alkalmazott tér $H(t)$ és valamilyen küszöb tér H_0 különbségéből kapjuk meg, mely H_0 tartalmaz mindenfajta véletlen (mint a *pinning* centrumokkal való kölcsönhatás) és nem véletlen (mint a dipól erők és lemágnesező terek) kölcsönhatást. Legyen a H_0 -ban a random *pinning* járuléka H_p , a H_d pedig a lemágnesező téré, így

$$v(t) \propto H(t) - (H_d + H_p). \quad (3.35)$$

További feltevés a modellben, hogy a *pinning* tér Brown – mozgás szerű korrelációval bír. A korreláció fizikai oka, hogy a doménfal mozgása során a teljes pinning erő kis véletlenszerű lépésekben nő vagy csökken, miközben a doménfal egyes részei elmozdulnak. Fontos felismerés, hogy a pinning tér korrelált, mivel csak ebben az esetben kapunk hatványfüggvény méreteloszlású mágnesezési lavinákat. Neél eredeti munkájában a pinning korrelálatlan volt, ami exponenciális lavina méreteloszláshoz vezetett.

Tehát összefoglalva az ABBM – modellt: a doménfal egy külső tér hatása alatt mozog egy Brown-i, korrelált *pinning* térben, utánozva a mintában jelen lévő rendezetlenséget. A koordináta – rendszer x-tengelye merőleges a doménfalra, így az x irányú elmozdulás arányos a mágnesezettség megváltozásával. Feltételezzük, hogy a mozgás túlszabályozott, így a fal sebessége –mely arányos a mágnesezettség deriváltjával– egyenlő a falra ható erők eredőjével

$$\Gamma \frac{\partial m}{\partial t} = H(t) - km + W(t), \quad (3.36)$$

ahol m a mágnesezettség, Γ a csillapítási együttható, $H_d = -km$ a lemágnesező tér, mely a minta felületein lévő szabad mágneses töltéseknek köszönhető és a külső térrel ellentétes (k -lemágnesezési faktor), végül $H_p = W(t)$ a random *pinning* tér, mely a mintában lévő hibáknak és nem-mágneses szennyezőknek köszönhető. Ez a random tér Brown-i korrelációt mutat

$$\langle |W(m) - W(m')|^2 \rangle = 2D|m - m'|. \quad (3.37)$$

Az ABBM-modell előnyére szól, hogy egzaktul megoldható és nagyon jól leírja a lágymágneses anyagok kísérleti eredményeit, melyek a hosszútávra kölcsönható univerzalitási osztályba tartoznak. Természetesen vannak határai a modellnek, például nem képes megmagyarázni a kísérletekben tapasztalt lavina alak aszimmetriát (ezt nem lokális örvény áramok okozzák, melyeket az alap ABBM-modell nem tartalmaz). Egy másik probléma a modellel az, hogy mivel csak egy doménfalat tartalmaz, nem veszi figyelembe a doménfalak közötti lehetséges kölcsönhatásokat.

Rugalmas interfész

A Barkhausen-effektust mezoszkopikus szinten vizsgálva, a folyamatot úgy is leírhatjuk, hogy egy d dimenziójú anyagon a külső H tér által hajtott, $d - 1$ dimenziójú rugalmas interfész halad át. Ekkor a kísérletekben megfigyelt kritikus viselkedés a rugalmas interfész *depinning* átmenetéhez kapcsolódik.

Egy külső tér által random környezetben hajtott rugalmas interfész sokat tanulmányozott probléma a statisztikus fizikában [44, 45]. Széles körben megfigyelhető a jelenség, mint például folyadékok esetén porózus anyagban, fluxus vonalak II-es típusú szupravezetőkben, töltéssűrűség hullámok, és repedésterjedés szilárd anyagokban.

Egy egyszerű interfész mozgásegyenlet, a befagyott Edward-Wilkinson-egyenlet

$$\Gamma \frac{\partial z}{\partial t}(\vec{r}, t) = \vec{F}(t) + \nu \nabla^2 z(\vec{r}, t) + \eta(z(\vec{r}, t), \vec{r}), \quad (3.38)$$

ahol z definiálja az interfész pozícióját, mint a $d - 1$ dimenziós $\vec{r}$ koordináta függvénye, Γ a csillapítási együttható, $\vec{F}$ a külső erő, $\nabla^2 z$ a rugalmas tag, ν a felületi feszültség, és $\eta(z, \vec{r})$ reprezentálja a rendszerben a befagyott rendezetlenséget.

Azon rendszerek, melyeket a 3.38 egyenlet ír le, másodrendű fázisátalakulást mutatnak, ezt nevezzük *depinning* átmenetnek (*depinning transition*). A rendparaméter az interfész sebessége, a kontroll paraméter pedig az interfészre merőlegesen ható külső hajtóerő.

Mágneses és rugalmas interfész dinamikája

Egy mágneses doménfal esetén, az interfész két ellentétesen mágnesezett tartományt válasz el. Ha egy külső $\vec{H}$ mágneses teret kapcsolunk a rendszerre, akkor a külső tér irányának megegyező mágnesezettségű tartomány növekedni fog a másik rovására a doménfal áthelyeződésének segítségével. Mivel a $\vec{H}$ tér úgy viselkedik, mint egy effektív hajtó erő mely merőlegesen hat a doménfalra, a 3.38 egyenletben kicserélhetjük az $\vec{F}$ erőt $\vec{H}$ -ra.

Ellentétben sok fizikai jelenséggel, melyekben egy rugalmas interfész hajtódik keresztül egy rendezetlen médiában, a mágneses rendszerek általában nem mutatnak olyan *depinning* átmenetet, melyet a 3.38 egyenlet ír le. Ez különböző mágneses kölcsönhatásoknak köszönhető, amelyek jelen vannak a mágneses rendszerekben, de nem lettek figyelembe véve a 3.38 egyenletben.

Egy fontos első lépést tett Urbach, Madison és Markert [46] adaptálандó a rugalmas interfész általános elméletét mágneses rendszerekre. Modelljükben figyelembe vették a lemágnesező tér hatását a doménfal mozgásra. Ha a lemágnesező teret beletesszük a rugalmas interfész mozgásegyenletébe, annak komoly hatása van, mivel ez szolgáltatja azt a visszatartó erőt, mely az interfészt állandóan kritikus állapotban tartja. Tehát a 3.38 egyenletben az $\vec{F}$ erőt egy effektív térrel cseréljük ki

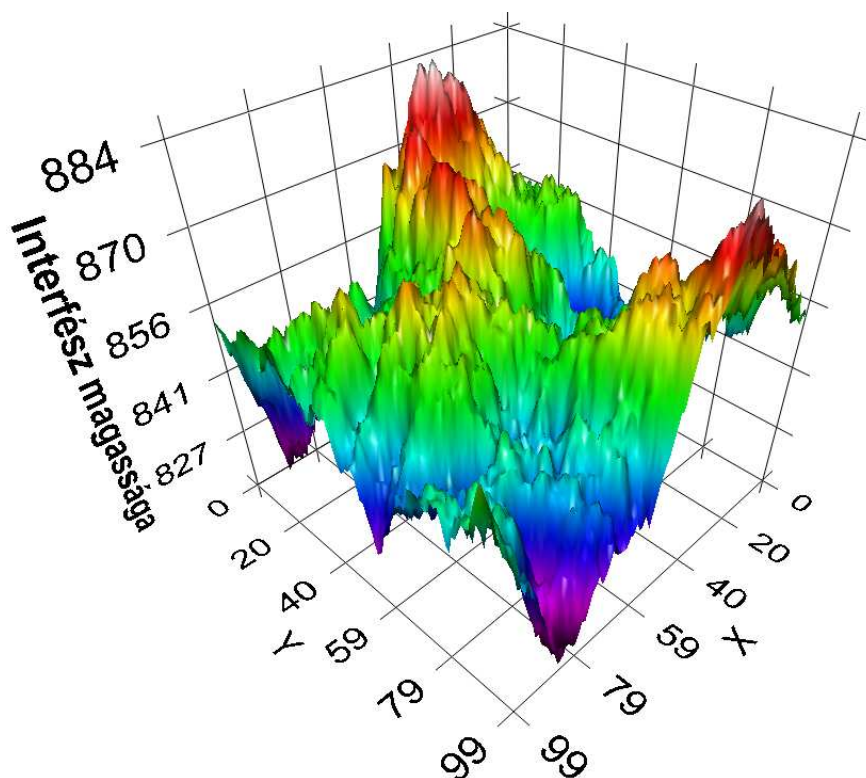
$$H_{eff} = H(t) - kM(t), \quad (3.39)$$

ahol H a külső tér, M a mágnesezettség, és k a lemágnesezési együttható. Megismételve, a lemágnesező tér alakítja ki azt a visszacsatolást, mely garantálja a kritikusság jelenlétét a külső tér hangolása nélkül is. A folyamat a következő: az interfész letapadt állapotban van mindaddig, amíg $H_{eff} < H_c$, ahol H_c a kritikus térérték. Amint H_{eff} meghaladja H_c értékét, az interfész nem folytonos ugrásokkal elindul. Az interfész mozgása növekedést okoz az $m(t)$ mágnesezettségben, így a lemágnesező térben is. Végül az effektív tér újra a kritikus érték alá kerül, és a lavina megáll.

A 3.12. ábrán a doménfal egy metastabil állapotának a képe látható. A képet egy –doménfal szimulációs programmal készítettem, melyet LabWindows CVI program nyelven írtam. Ez a szimulációs program valós időben, OpenGL ábrázolással mutatja a rendszer időfejlődését. A szimulációban az Urbach–féle modellben [46] használt iterációs algoritmusból indultam ki. Először a hivatkozott cikkben kapott kritikus exponensek reprodukálásával ellenőriztem a programomat, majd tanulmányoztam a rendszer viselkedését különböző határfeltételek és kezdőparaméterek mellett. Az egyszerűség kedvéért 1D-s esetben rendeljük minden rácsponthoz a következő erőt

$$\begin{aligned} F_i &= u(h_i, i) + \kappa(h_{i+1} + h_{i-1} - 2h_i) + H_{eff}, \\ H_{eff} &= H_{out} - kM, \\ M &= \sum_i \frac{h_i}{N}, \end{aligned} \quad (3.40)$$

ahol az $u(h_i, i)$ -k a pinning erők Gauss-eloszlású ($m = 0$ várható értékkel) véletlen számokkal jellemezve, κ a doménfal merevségét jellemző paraméter, h_i a doménfal adott pontjának z -irányú helyzete, k a lemágnesezési paraméter, N a rácspontok száma, H_{eff} az effektív tér, és M a teljes mágnesezettség. A doménfal egy (meta) stabil állapotát jelenti, mikor az összes rácspontra kiszámolt F_i erő negatív. Az iteráció a következő:



3.12. ábra. A doménfal egy metastabil állapota kétdimenziós rács modellben. A Z tengely az interfész magasságát mutatja, ez a rendszer mágnesezettségével arányos mennyiség. Publikálatlan eredmények.

- (1) Megkeresem a legkevésbé kötött rácspontot. A külső H_{out} teret annyi-
val növelem, hogy az F_i erő itt éppen pozitívvá váljon (kvázisztatikus
gerjesztés).
- (2) Előre léptetem ezt a rácspontot (h_i -t növelem eggyel).
- (3) Ezen rácspont közvetlen szomszédjaihoz tartozó új F_i erőket kiszámo-
lom, és ha szükséges az adott rácspontokat előre léptetem.
- (4) Minden egyedi rácspont előrelépése után frissítem a mágnesezettség ér-

tékét, és ezen keresztül az effektív teret.

- (5) Egy idő után a lavina leáll a lemágnesező tér növekedése miatt. Ekkor vissza az (1)-es ponthoz.

A felület struktúráját az Urbach – modell szerint az interfész rugalmassága, a minden rácspozícióra Gauss – eloszlással számolt random pinning erő, és a lemágnesező tér szabják meg. Egy ilyen szimulációban egy Barkhausen – zaj lavinát az interfész két metastabil állapota közötti mágnesezettség ugrásnak (az (1)-es és (5)-ös iterációs pontok közötti mágnesezettség növekmény) feleltetünk meg.

Urbach és munkatársainak munkája egy alapvető lépés volt egy realisztikus modell felé, azonban az általuk használt egyenlet még mindig nem vesz figyelembe minden lehetséges mágneses kölcsönhatást, például elhanyagolja a mágneses dipólok lehetséges jelenlétét a doménfalon. Ezen mágneses dipólokat az interfész lokális görbületei hozzák létre, amelyek ugrásokat jelentenek a mágnesezettség normális komponensében. Zapperi és Cizeau bevezették modelljükbe ezt a komplikált kölcsönhatást [47, 48].

3.11. Skálatörvények, univerzalitási osztályok, kritikus viselkedés

Már korábban definiáltam a Barkhausen – lavinák terület és szélesség méreteloszlásait, illetve ezek exponenseit, τ -t és α -t. Most szükséges egy további paramétert definiálnom, ez a paraméter az ABBM – modell átlagtér megoldásából is közvetlenül számolható. Az $1/\sigma\nu z$ az átlagos lavina területet és a lavina szélességét kapcsolja össze a következőképpen

$$\langle S \rangle \sim w^{1/\sigma\nu z}, \quad (3.41)$$

ahol S a lavina terület, és w a lavina szélessége vagy időtartama [12].

A modellek két csoportja, a spin modellek és a doménfal modellek esetén különböző a kritikus viselkedés oka. A spin modellek esetén a rendszer csak

Modell	τ	α	$\sigma\nu z$
RFIM $d = 3$	1.60 ± 0.06	2.05 ± 0.12	0.57 ± 0.03
Átlagtér (ABBM)	$3/2$	2	$1/2$
LRWD	1.5	2	0.5
SRWD	1.27 ± 0.02	1.50 ± 0.05	0.57 ± 0.02

3.1. táblázat. Elméleti modellek által szolgáltatott fontosabb kritikus exponensek [12].

Ref.	Anyag	Típus	Dimenzió	τ	α	$1/\sigma\nu z$	Gerj. függés
[49]	81%NiFe	Drót	50cm x Φ 1mm	1.73	2.28	1.63	Igen
[50]	Vitrovax 6025X	Szalag	4cm x 1cm x $30\mu\text{m}$	1.77	2.22	1.51	?
[46]	Perminvar	Lemez	5cm x 2cm x $100\mu\text{m}$	1.33	-	-	Nem
[51]	Hőkezelt acél	Lemez	2.5cm x 13cm x $840\mu\text{m}$	1.24; 1.27	-	-	Nem
[52] [53]	Fe ₆₄ Co ₂₁ B ₁₅ , Fe ₂₁ Co ₆₄ B ₁₅ amorf (mech. feszített)	Szalag	28cm x 1cm x $20\mu\text{m}$	1.3	1.5	~ 1.77	Nem
[42]	Fe ₂₁ Co ₆₄ B ₁₅ amorf (mech. fesz. nélkül)	Szalag	21cm x 1cm x $20\mu\text{m}$	1.46	1.74	1.70	Nem
[54]	SiFe 1.8%	Lemez	20cm x 1cm x $180\mu\text{m}$	1.5	2	-	Igen
[52]	SiFe 6.5%, SiFe 7.8%, Fe ₆₄ Co ₂₁ B ₁₅ részl. kris.	Szalag	28cm x 0.5cm x $48\mu\text{m}$, 30cm x 0.5cm x $60\mu\text{m}$, 30cm x 1cm x $20\mu\text{m}$	1.5	2	~ 2	Igen

3.2. táblázat. Kísérletekből származó kritikus exponensek. Az utolsó oszlop jelzi, hogy van-e a kritikus exponenseknek gerjesztési frekvencia függése vagy sem [12].

egy R_c varianciájú rendezetlenség mellett mutat kritikus viselkedést, ahogy korábban már említésre került. Interfész modellek esetén a lemágnesező tér és a hajtó tér közötti kölcsönhatás okozta *depinning* átmenet a kritikus viselkedés oka, egy széles paraméter tartományban. A 3.1-es és 3.2-es táblázatok [12] elméleti és kísérleti adatokat tartalmaznak a kritikus exponensekre vonatkozóan. A modell eredményeket a kísérletiekkel összehasonlítva a következőket állíthatjuk: amorf ötvözetek esetén a rövidtávú kölcsönhatást tartalmazó doménfal modell (SRDW), míg polikristályos anyagok esetén az ABBM, illetve a vele ekvivalens eredményt adó hosszú távú kölcsönhatást tartalmazó doménfal modell (LRDW) írja le legjobban a kísérleti eredmé-

nyeket.

Anyag	Típus	Dimenzió	τ	α	$1/\sigma\nu z$
1.5mm-es Suzuki lemez	Lemez	50mm x 2mm x 150 μ m	1.5 – 1.8	-	1.3 – 1.7
S235 JRG1 acél	Lemez	50mm x 2mm x 150 μ m			
JRQ (ASTM A533 grade B class 1 acél) [55]	Lemez	50mm x 2mm x 150 μ m			
06G2MTFBR hidegen hengerelt acél	Lemez	110mm x 2mm x 150 μ m			
06G2MTFBR hidegen hengerelt acél	Lemez	50mm x 2mm x 150 μ m			

3.3. táblázat. Saját méréseimmel meghatározott kritikus exponensek. Az általam vizsgált polikristályos anyagok esetén fennállt a frekvenciafüggés.

A 3.3-as táblázatban polikristályos acélokon elvégzett saját kísérleteim eredményeit összegeztem. Ezen polikristályos szerkezeti acélok esetén a mért Barkhausen–lavinák szélessége olyan, hogy a szélesség méreteloszlás görbe csak rosszul illeszthető hatványfüggvénnyel: minimális a hatványfüggést mutató tartomány, az exponenciális levágás dominál. Ez az oka annak, hogy a táblázatban nem találhatóak meg az α kitevő értékei.

A gerjesztési frekvencia hatását a kritikus exponensekre az 5. és 6. fejezetekben vizsgálom. Fontos megemlíteni, hogy ha a Barkhausen–lavinák szélesség méreteloszlás exponense adiabatikus közelítésben (ami a gyakorlatban nagyon lassú gerjesztés) $\alpha < 2$ (pl. amorf ötvözetek), akkor az adott anyag esetén a méreteloszlások függetlenek lesznek a gerjesztő frekvenciától. Amennyiben $\alpha \geq 2$ (pl. polikristályos anyagok) a méreteloszlások kitevői függeni fognak a gerjesztési frekvenciától [56].

4. fejezet

Kísérlet és adatfeldolgozás

4.1. Vizsgált anyagok

A kutatásaim tárgyát képviselő szerkezeti acélok az alacsony széntartalmú acélok családjából kerülnek ki. Ezen acélok névleges széntartalma 0,05%-0,29% között van, és egy relatíve jó kompromisszumot jelentenek az előállítási költség és a szakítószilárdság között. Természetesen a különböző típusok gyártása során sokféle ötvözt is felhasználhatnak, melyek a fontos paramétereket, mint a szakítószilárdság, alakíthatóság, rugalmasság, rozsdállóság, stb. hivatottak javítani. Az öntőművekből kikerülő öntött szálakat többlepcsős hengerlésnek vetik alá (manapság a legelterjedtebb technika a folyamatos öntés, a kokillákba öntés mára visszaszorult, inkább csak speciális esetekben használják). A hengerlést az alapanyag hőmérsékletétől függően feloszthatjuk hideg- és meleghengerlésre (cold rolling, hot rolling). Meleghengerlés során az elegendően magas anyaghőmérséklet miatt az alapanyagban a mechanikai behatás során elongált kristályszerkezetek teljes rekristalizáción mennek át. Így a végtermék kristályszerkezete, textúrája izotróp lesz. Hideghengerlés során legfeljebb csak részleges rekristalizáció tud bekövetkezni az alapanyag belsejében, a kisebb hűlési sebességnek köszönhetően (7. fejezet). Hideghengerléssel készült acél termékekre ezért jellemző az anizotrop szemcsestruktúra, textúra.

4.2. Minta előkészítés

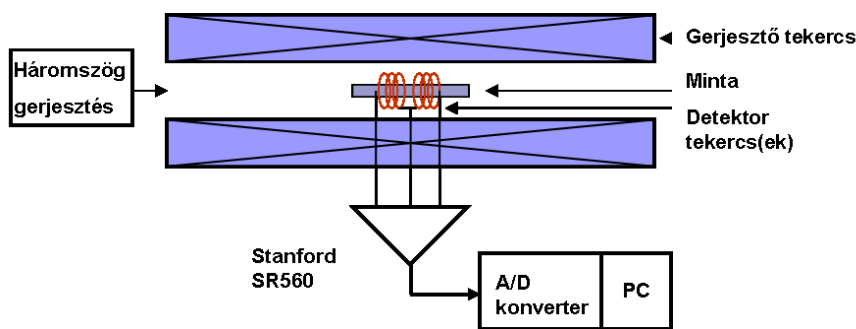
A metallográfiai vizsgálatok és a zajmérések elvégzése előtt különböző mintapreparációs technikákat használtam. Optikai és elektronmikroszkópos vizsgálatokhoz standard módon készítettem mintákat. A vizsgálandó területet meghatározva, meleg beágyazással rögzítettem a mintadarabokat műanyag támasztó mátrixban. Ezután következett a többlépcsős vizes csiszolás, majd a polírozás. Különböző marószereket használtam a polírozott minták szemcse és másodlagos fázis struktúrájának vizsgálatához (NITAL, pikrinsav).

Barkhausen–zaj méréshez az előméretezett mintákat szikraforgácsoló (electro discharge machining - EDM) segítségével vágtam ki. Ismert jelenség, hogy az EDM a vágás során mikronos méretű krátereket és repedéseket hoz létre a vágási felületen, ezért fontos hogy ezt a megváltozott fehér réteget eltávolítsuk [57]. A szikraforgácsolás után nagy finomságú, vizes csiszoló vásznat használtam előpolírozásra, majd foszforsavas elektrokémiai maratást a megfelelő simaság eléréséhez. A végleges minta-geometriát elektrokémiai maratással állítottam be, ami leggyakrabban $50 \times 2 \times 0,15 \text{ mm}^3$ volt.

4.3. Méréstechnikai fejlesztések

Laboratóriumi Barkhausen–zaj mérésre használt elrendezést mutat be az 4.1-es sematikus ábra. Az alap mérőrendszer főbb komponensei: gerjesztő szolenoid (30cm hosszú, megfelelően homogén mágneses tér: 5cm-es minta esetén 1%-nál kisebb a $\vec{H}$ változása a minta közepe és egyik vége között), a minta egy vagy két detektor tekercsel körbetekerve (menetszám 100–200), alacsony zajú Stanford SR560 előerősítő, NI PCI MIO 16E-1 A/D konverter (12bit), PC. Ha külön nem adom meg a pontos paramétert, akkor a mérés során a használt mintavételezési frekvencia 200 kHz volt. Ilyen mintavételezés mellett a Stanford előerősítőt 3 Hz–100 kHz közötti sáváteresztő módban üzemeltettem. A 3 Hz-es vágási szint a bizonyos körülmények között előforduló enyhe drift miatt lett bevezetve. A mért jelsorozatban ez nem okozott

torzítást, mivel a 3 Hz-hez tartozó ~ 300 ms sokkal nagyobb időtartam mint a legszélesebb Barkhausen – lavinák időtartama. A gerjesztő szolenoid meghajtását egy analóg háromszögjel generátor végezte, a mérés vezérlését és az adatgyűjtést pedig egy PC-n futó LabView program.

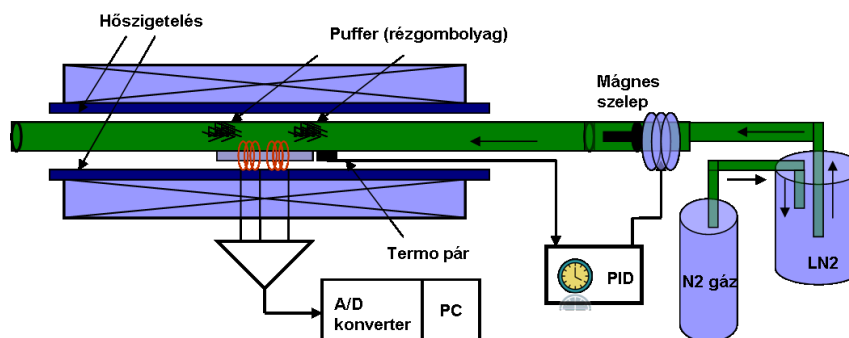


4.1. ábra. Kísérleti elrendezés Barkhausen-zaj mérésre.

Két – detektor tekercses elrendezést akkor használtam, mikor a vizsgálataim tárgya a gerjesztési frekvencia Barkhausen – zajra tett hatása volt. Két azonos tekercset (mindkettő 100 menetes) használtam a mintára tekerve a MBN detektálására. A tekercsek sorba voltak kötve ellentétes polaritással, annak érdekében, hogy csökkentsék az elektromágneses interferencia által keltett zajokat, és hogy kiegyensúlyozzák az erősítő bemenetét magasabb gerjesztési frekvenciák esetén [16]. A távolság a detektor tekercsek között 15 mm volt. Az ábrán külön nem jelöltem, de a mérések során a gerjesztő szolenoidot a mérendő mintával együtt egy 5 mm-es acél árnyékolással ellátott dobozba tettem. Az árnyékolást az erősítő tápellátását biztosító akkumulátor föld – pontjához kötöttem. Természetesen ez az acél doboz mágneses árnyékolás szempontjából elmarad pl. a μ -metál anyagoktól, de így is szignifikánsan csökkentette a káros környezeti zajokat.

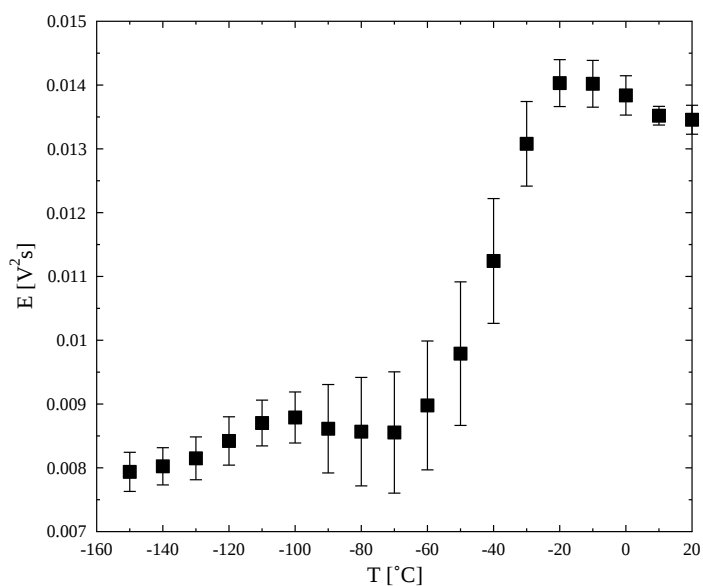
PhD munkám során további Barkhausen – méréstechnikai fejlesztések is történtek. A 4.2 ábrán látható egy olyan Barkhausen – mérő rendszer, melyben a minta hőmérsékletét T_{szoba} és -180°C között lehet változtatni, $\pm 1^{\circ}\text{C}$ -os pontossággal. A rendszer nagyon egyszerűen úgy működik, mint egy szódás

szifon: száraz N_2 gázzal kis túlnyomást hozunk létre egy folyékony nitrogént tartalmazó Dewar palackban. A túlnyomás által hajtott folyékony nitrogén egy csövön keresztül jut el egy PID szabályzóval vezérelt mágnes szelepig, és közben gázhalmazállapotba megy át. A szabályzás a minta mellett elhelyezett termo pár által adott jel függvényében nyitja vagy zárja ezt a szelepet. A rendszer tehát hideg nitrogén gázzal hűt, és képes adott értéken tartani a nem mágneses anyagból készült csövet, illetve a vele jó termikus kapcsolatban lévő mintát (a cső belsejében vékony rézgombolyagok vannak, melyek a termikus puffer szerepét töltik be, növelendő a szabályzás időállandóját). A 4.3 ábrán az ezen mérőrendszer segítségével mért adatok találhatók. Ezen eredmények még publikálatlanok, mivel egyelőre tisztázatlan okok miatt a reprodukálhatósággal problémák vannak. Az acélok rideg–szívós átmenet szempontjából történő kutatása egy nagyon fontos terület. Máig nem sikerült kidolgozni egy roncsolásmentes technikát acélok rideg-szívós átmeneti hőmérsékletének megállapítására.



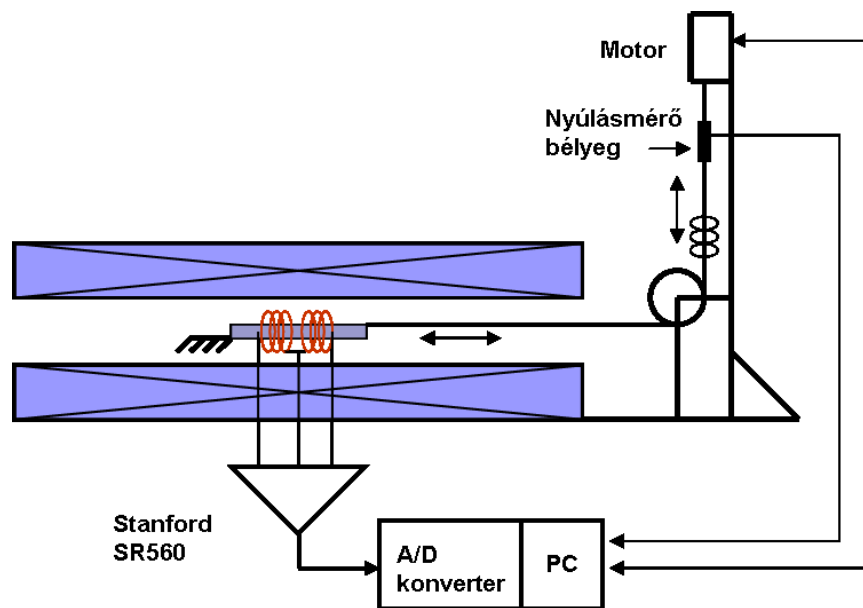
4.2. ábra. Barkhausen – zaj mérés változtatható hőmérséklet mellett.

Az 4.4 ábrán látható rendszert annak érdekében építettük, hogy tanulmányozhassuk a Barkhausen – zaj és a mechanikai feszültség kapcsolatát. A berendezés képes statikus és dinamikus mérésre is, dinamikus mérés alatt azt értem, hogy mechanikai húzás közben lehetséges a minta mágneses gerjesztése, illetve a keletkező zaj detektálása. Egy elektromos motor egy kis menetemelkedésű tengelyt hajt, ez a tengely pedig egy rugón keresztül erőt



4.3. ábra. Barkhausen–zaj összegzett lavina energia a hőmérséklet függvényében. Publikálatlan eredmények.

fejt ki a vizsgálandó mintára. A rugó paraméterei döntenek el, hogy a rendszer milyen meredek erő/idő függvénnyel rendelkezik dinamikus mérés esetén. A húzóerőt egy kalibrálható nyúlásmérő bélyeg segítségével mérem meg. A PC-n futó LabView program vezérli a mérést, ezen programon belül lehet megtervezni ($\vec{F}(t)$, $\vec{H}(t)$ függvények és mintavételezési intervallumok) és utána reprodukálhatóan ismételni a kívánt mérést, javítandó a mérési statisztikát.



4.4. ábra. Barkhausen – zaj mérés feszítőművel kombinálva.

4.4. Adatfeldolgozás

4.4.1. Adatbázis és kötegelt adatfeldolgozó rendszer, internetes interfész

A kívánt mintavételezési frekvenciával digitalizált jelsorozatot merevlemezre rögzítem bináris file formátumban, float lebegőpontos precizitással. A mért adat file-ok relatíve nagyméretűek (1MHz-es mintavételezés mellett float számokkal másodpercenként 4Mbyte), ezért mindegyiket tömörítve tároljuk (általában 75%-os a tömörítési hatékonyság). A mérési file-ok egy adatbázisba kerülnek feltöltésre, mely tárolja és kezeli a mérési adatokat. A legfontosabb mérési paramétereket a file neve tartalmazza, ezen túl tetszőleges számú további paraméter rendelhető minden egyes mérési jelsorozathoz. Az adatbázis mellett egy kötegelt adatfeldolgozó alkalmazást készítettünk, mely szintén ezen a szerveren fut: egy weboldalon keresztül hozzáférhető az adatbázis, és lehetőség van 15 további PC ki- és bekapcsolására. A PC klienseknek kiadhatóak adatfeldolgozási feladatok a kívánt paraméterek (pl. detektálási szint) beállítása után. A szerver megkeresi a feladatra várakozó bekapcsolt klienseket, és a helyi hálózaton átmásolja ezekre a mérési file-okat tömörített formában. Az adott kliens letölti a szerverről az adatfeldolgozó program legfrissebb verzióját, és a futtatni kívánt függvényeket illetve a szükséges paramétereket tartalmazó bat utasítás file-t. Kicsomagolja az adat file-t, lefuttatja a kívánt feladatokat rajta. Végül az eredményeket becsomagolja és feltölti a szerveren lévő adatbázisba, majd letörli a további nem szükséges file-okat.

Egy rövid példán keresztül szemléltetem a kötegelt adatfeldolgozás szükségességét. Legyen egy adott hőmérsékleten végzett mérésből származó Barkhausen-jelsorozat feldolgozási ideje 10 perc. Ha 40 különböző hőmérsékleti ponton végeztem mérést, ez már 400 perc gépidőt jelent egy darab PC számára. Ha egy adott jelsorozatot nem csak egy paraméter konfiguráció mellett szeretnék feldolgozni, hanem négy mellett, akkor ez már 1600 perc. Tehát több mint 24 órás gépidőre lenne szükségünk!

Az adatbázis által tárolt adatokat a weboldalon keresztül tetszőleges

kombinációban megjeleníthetjük, illetve a kívánt paraméterek függvényében új grafikonokat készíthetünk (például a minta hőmérsékletének függvényében valamilyen Barkhausen – zaj paramétert ábrázolunk). A weboldal és a rendszer működéséhez szükséges alkalmazásokat HTML, php és ANSI C nyelven írtuk. Az ábrák készítésére a GLE (Graphics Layout Engine) nyelvet [65] használtam, a GLE források automata generálásához és fordításához ANSI C-ben írtam kezelő függvényeket.

4.4.2. Adatfeldolgozó algoritmusok

A nyers jelsorozat feldolgozásához egy programcsomagot készítettem, egy kötegelt bat file-ban vannak a futtatandó függvények felsorolva (kb. 75 darab függvényhívás szerepel a kötegfile-ban). A legelső végrehajtandó függvény a detektálási szint ismeretében megkeresi a jelsorozatban lévő Barkhausen – lavinákat, és minden egyes lavina kezdő illetve végpozícióját rögzíti egy bináris file-ba. A lavina pozíciók ismeretében ezután a lavina tulajdonságok kerülnek kiszámításra, mint szélesség (időtartam), maximális pont, terület és energia. Ezeket a lavina paramétereket szintén bináris file-ban rögzítem. A 3.4 fejezetben már definiált logaritmikus dobozolást használtam fel a fenti paraméterekhez tartozó hisztogramok építésére. További paraméterek még az FFT algoritmussal számolt frekvencia térbeli tulajdonságok, paraméterek közötti kereszt korrelációk, paraméterek temporális eloszlása.

4.5. Az adatfeldolgozó- és mérőrendszer alkalmazásai

Daróczi és munkatársai Barkhausen – zajt vizsgáltak $Ni_2Mn(Al, Ga)$ alakmemória ötvözetben [58]. A martenzites átalakulást AC permeabilitás, hagyományos, és impulzus alapú Barkhausen – zaj mérésekkel is vizsgálták. A programcsomaggal végzett mérések alapján megállapítottuk, hogy a zaj-paraméterek kritikus exponense nem változik a hőmérséklettel adott fázison belül. Ugyanakkor a fázisátalakulás során mind az exponens, mind a levágási

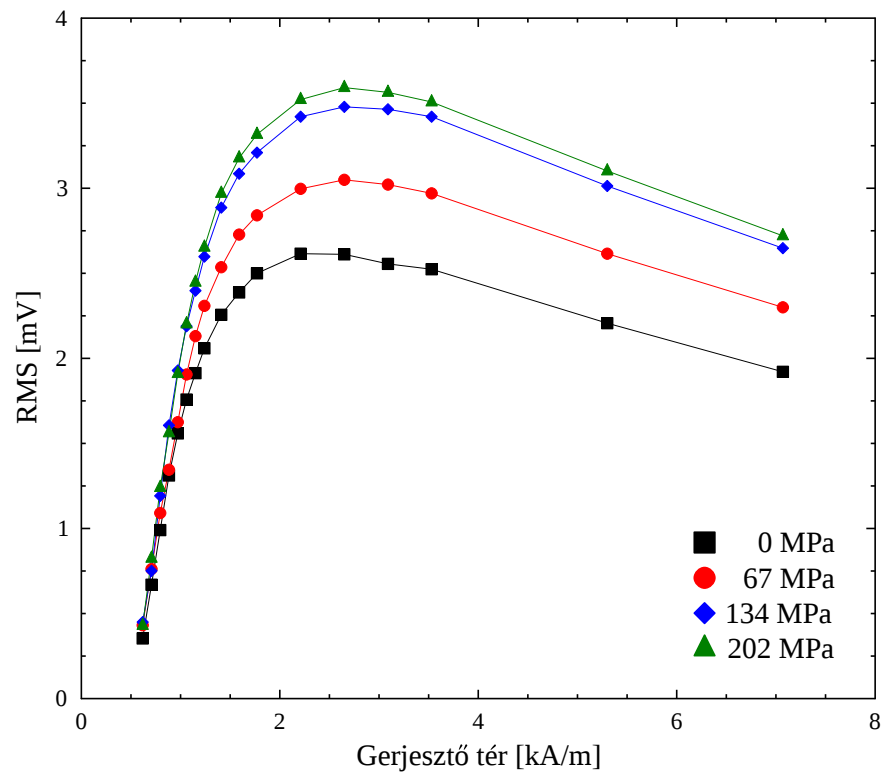
érték változik.

Eszenyi és munkatársai FINEMET típusú fémüveg szalagokon végeztek impulzus alapú Barkhausen – zaj méréseinek adatfeldolgozása szintén a programcsomag segítségével történt [21]. Az ilyen anyagok gyártás közbeni nanostruktúra változásának nyomon követésére, egy jó roncsolásmentes módszer lehet a jövőben az impulzus alapú Barkhausen – zaj analízis.

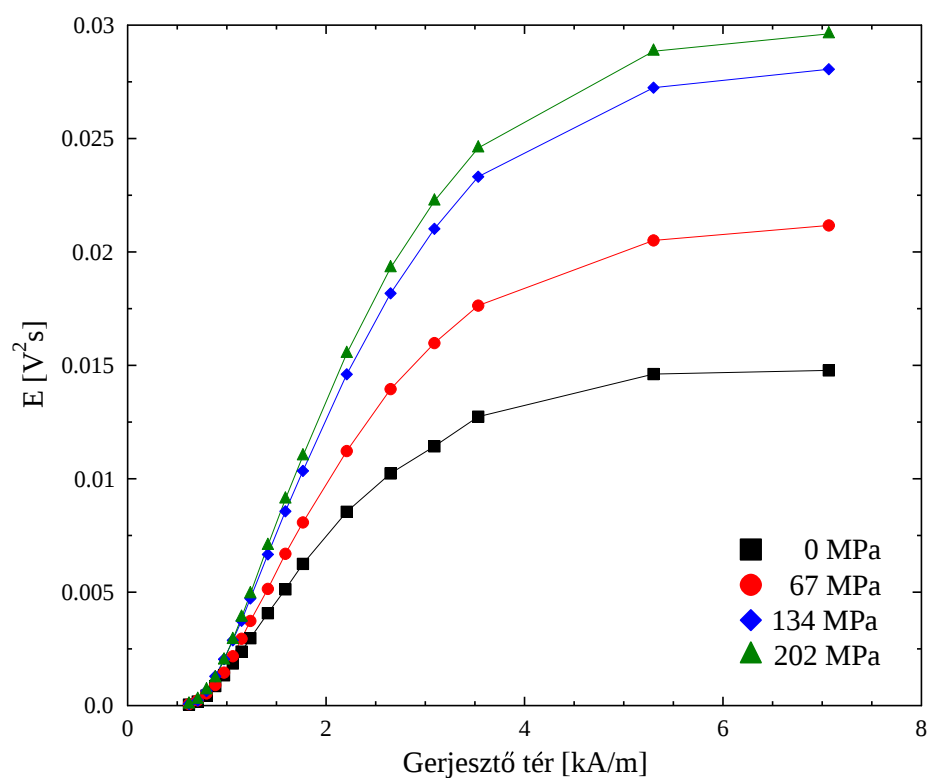
Harasztosi és munkatársai a Barkhausen – zaj mérések során a gerjesztési amplitúdó és a mechanikai feszültség hatásait vizsgálták JRQ acél esetén [59]. Ipari és laboratóriumi elrendezés mellett is történtek mérések. A mechanikai feszültség vizsgálatára az általam fejlesztett mérőrendszert használtuk, a kapott eredményeket pedig a programcsomagom segítségével dolgoztuk fel. A célkitűzés a legjobb feszültségérzékenységet biztosító gerjesztési amplitúdó és frekvencia meghatározása volt.

A keletkező zajt az RMS értékkel, illetve a teljes periódusra összegzett lavinaenergiákkal jellemeztük. A 4.5 és 4.6 ábrák mutatják ezeket az értékeket különböző maximális gerjesztő tér és mechanikai feszültség értékek esetén. Összehasonlítva a két ábrát, látható hogy az RMS érték a periódusidővel való normálás miatt nem monoton függvény. A Barkhausen – zaj lavina energiákkal ellentétben monoton függvényei a gerjesztési amplitúdónak.

A gerjesztési frekvencia hatását vizsgálva állandó amplitúdó mellett megállapítottuk, hogy létezik egy ideális gerjesztési frekvencia, amelynél a feszültségérzékenység maximális.



4.5. ábra. Barkhausen–zaj RMS értékek különböző mechanikai feszültség állapotok mellett a gerjesztő tér amplitúdójának függvényében [59].



4.6. ábra. Barkhausen–zaj összegzett lavina energiák különböző mechanikai feszültség állapotok mellett a gerjesztő tér amplitúdójának függvényében [59].

5. fejezet

Nem ideális mérési paraméterek hatása a Barkhausen – zajra

5.1. Bevezetés

A 3. fejezetben már említésre került, hogy az ipari alkalmazásokban a gerjesztési frekvencia az 1-100 Hz-es tartományban van, és általában csak a zaj RMS értékét mérik meg. A zaj statisztika részletes vizsgálatához lassú, mHz-es gerjesztési frekvenciát kell használni. Amikor a gerjesztő tér nagysága lassan változik, lehetségessé válik elkülönülő Barkhausen – lavinákat mérni és számolni azok statisztikus tulajdonságait, vagy időbeli eloszlásait. Szigorúan véve, a különálló lavina kifejezést csak a végtelen lassú gerjesztő tér (adiabatikus limit) esetére használhatnánk. A gyakorlatban azonban a gerjesztő tér változási gyorsasága véges érték, ezért temporális átlapolások történhetnek. Egy detektor tekercs véges kiterjedésű térfogatból gyűjti az információt, ezért a spatiális átlapolások (különböző térfogat részekben keletkezett lavinákat egy lavinának mérünk) is valós folyamatok [48, 52].

További fontos különbség a hagyományos Barkhausen – zaj mérések és a laboratóriumi elrendezés között a geometria. Roncsolásmentes ipari mérésekben felületi detektorokat használnak és a minták általában nem mág-

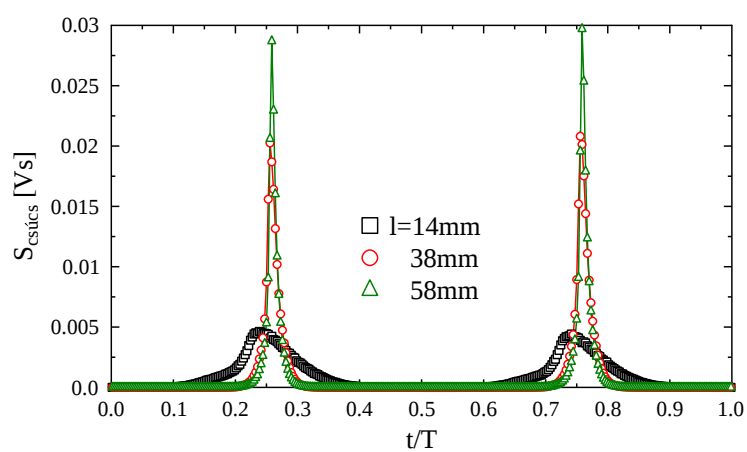
nesezhetőek át teljes terjedelmükben a méretük miatt, míg a laboratóriumi mérésekben vékonyított mintákat használhatunk, körük tekert detektor tekercsekkel. Ebben a fejezetben, a zaj statisztikáját és az abból számolható paramétereket tárgyalom különböző gerjesztési sebességek, eltérő mintaméretűk és detektor tekercs paraméterek mellett. Továbbá egy algoritmust mutatok be, mely képes szimulálni a gerjesztési sebesség változásának a hatását a kisfrekvenciás tartományban, és a szimulált eredményeket összehasonlítom a kísérleti eredményeimmel.

5.2. Kísérlet

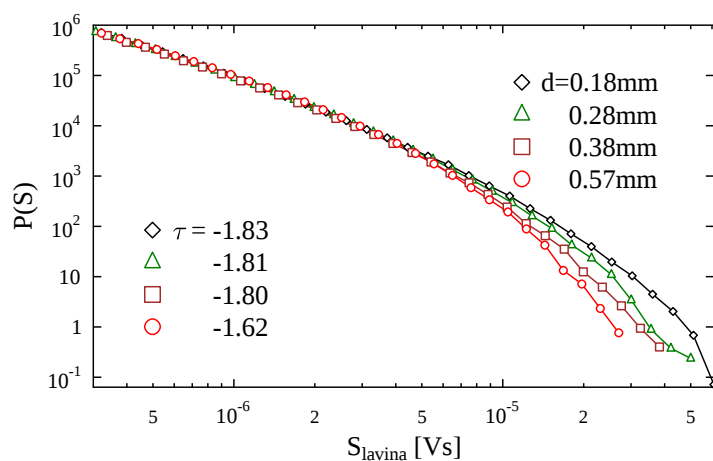
A 4.3-as fejezetben leírt alap mérési elrendezést használtam (a 4.1. ábrán láthatóval azonosít, azzal a különbséggel, hogy egy – detektor tekercset használtam). A gerjesztő tér amplitúdója 5 mT volt, mely elégséges volt a telítési mágneszettség eléréséhez (5.3 ábra). A tanulmányozott anyag *S235 JRG1* szerkezeti acél volt. Vizsgáltam a mintageometria, illetve a gerjesztő tér paramétereinek a hatását (mikor nem a mintageometria volt a vizsgálat tárgya, a minták minden esetben $50 \cdot 2 \cdot 0,15 \text{ mm}^3$ méretűek voltak). Az itt használt mintavételezési frekvencia 1 MHz volt hasonlóan a [60]-ban közölt értékhez. Az ANSI C nyelven írt programom (ld. 4. fejezet) szolgált a jelsorozat feldolgozására.

5.3. Mintageometria hatása

A mintahossz hatásának vizsgálata egy 58 mm hosszú minta fokozatos rövidítésével történt (58 mm, 38 mm, 28 mm, 14 mm). Az 5.1 ábra a lavina területek (ami arányos a mágneszettséggel) temporális változását mutatja három különböző mintahossz esetén. A görbék a hosszabb minták esetén majdnem egybeesnek egymással. Az időskálát egyenközűen beosztva, az egyes időintervallumokba eső lavina területeket összegezve készítettem a grafikont.



5.1. ábra. Lavina területek változása egy mágnesezési ciklus alatt, különböző mintahosszak esetén.



5.2. ábra. Lavina területek méreteloszlás görbéi különböző mintavastagságok mellett.

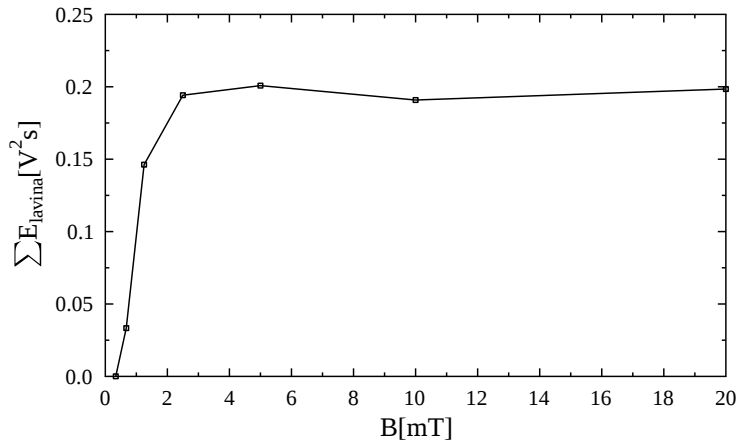
A legrövidebb minta esetén, a lavina terület méreteloszlás görbéjének levágási értéke határozottan csökkent, de a számolt exponensek közel állandóak maradtak minden minta hosszúságra. A mintavastagság hatásának vizsgálata céljából a mintát elektrokémiai polírozással (foszforsav) fokozatosan vékonyítottam. A 5.2 ábra mutatja a lavina terület méreteloszlás görbéket a különböző minta vastagságok esetén. A görbék logaritmikus dobozolásal készültek (3.4 fejezet). Nincs jelentős változás az exponensek értékében, ezzel ellentétben a levágási értékek csökkentek a növekvő mintavastagsággal.

A detektor tekercs tulajdonságainak a hatását szintén tanulmányoztam. Fontos paraméter a detektor tekercs elrendezése és geometriája. Különböző menetszámú detektorokkal történő méréseket hasonlítottam össze, és azt találtam, hogy csak egy kis változás történt az exponensek értékében, míg a levágási értékek növekedtek a növekvő menetszámmal. Ez a növekedés a menetszám függvényében konzisztens a szolenoidok egyszerű indukciós egyenletével. A detektor tekercs paramétereinek a hatása a megváltozott indukciós csatolásnak köszönhető a minta és a detektor között.

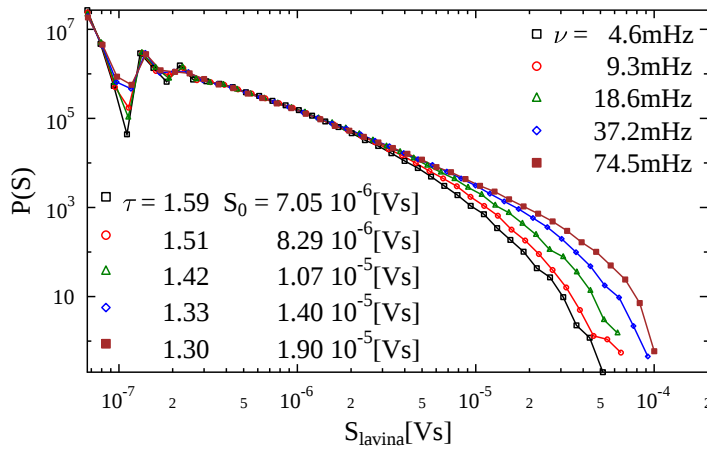
5.4. Gerjesztő jel meredekségének (frekvencia) hatása

A gerjesztési amplitúdó és sebesség (meredekség) hatását vizsgáltam a zaj paraméterek esetén. A gerjesztési amplitúdó vizsgálatánál a gerjesztő háromszögjel meredekségét állandó értéken tartottam (fizikai jelentése nem a frekvenciának, hanem az adott gerjesztési amplitúdó mellett beállított jel meredekségnek van). Amplitúdó függés vizsgálataimban nem találtam szisztematikus változást a zajparaméter méreteloszlás görbékben az általam vizsgált tartományban. Másfelől, az egy mágnesezési periódusra felösszegzett lavina területek és energiák a magasabb gerjesztési amplitúdók esetén telítésbe mentek (5.3 ábra) a mágneses telítettség miatt.

A gerjesztő háromszögjel meredekségének hatását úgy tanulmányoztam, hogy a gerjesztési amplitúdót egy telítési értéken rögzítettem, és változtat-



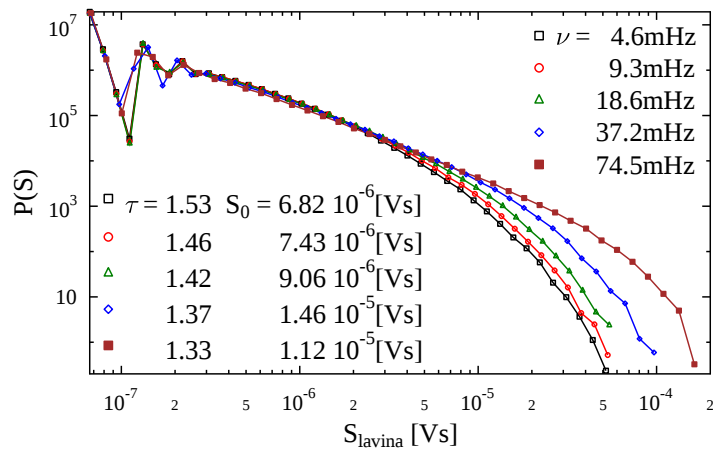
5.3. ábra. Egy mágnesezési ciklusra eső teljes lavina energia, különböző gerjesztési amplitúdók mellett.



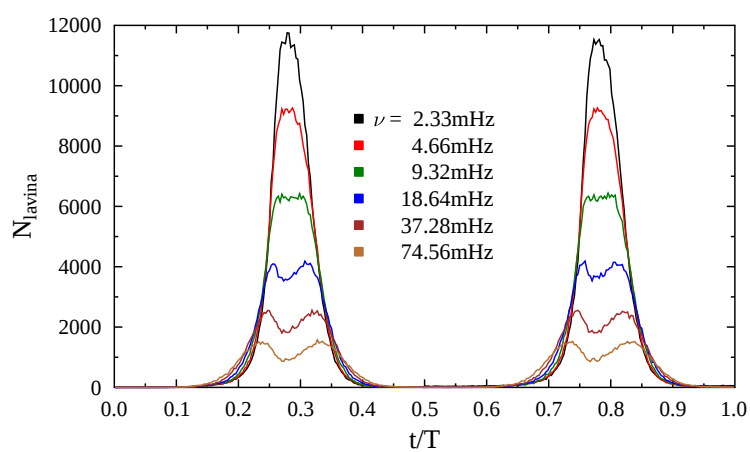
5.4. ábra. Lavina terület méreteloszlások különböző gerjesztő tér frekvencia esetén. Kísérleti eredmények.

tam a gerjesztési frekvenciát a 2-75 mHz tartományban. Azt találtam, hogy a teljes lavina terület csökkent növekvő frekvenciák mellett, míg a teljes energia növekedett. A 5.4 ábra mutatja a lavina terület méreteloszlásokat a különböző gerjesztési frekvenciák esetén. Az exponensek csökkennek a növekvő gerjesztési frekvenciákkal. A 5.6 ábra pedig a Barkhausen – lavinák számának időbeli változását mutatja a különböző gerjesztési frekvenciák esetén.

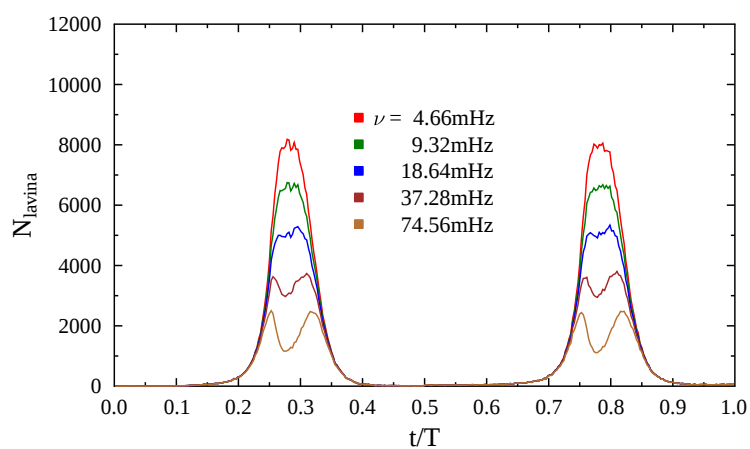
A lavinák számában csökkenés következik be a növekvő gerjesztési frekvenciák mellett, és az eredetileg egy maximumot mutató görbe két részre szakad. Ezzel ellentétben a lavina terület és energiák időbeli változását mutató görbék egy csúcsúak maradnak. A teljes lavina terület csökken, míg a teljes lavina energia növekszik a növekvő gerjesztési frekvenciák mellett.



5.5. ábra. Lavina terület méreteloszlások különböző gerjesztő tér frekvencia esetén. Extrapolációs eredmények.



5.6. ábra. Lavinák számának temporális frekvencia függése egy teljes mágnesezési ciklusra. Kísérleti eredmények.



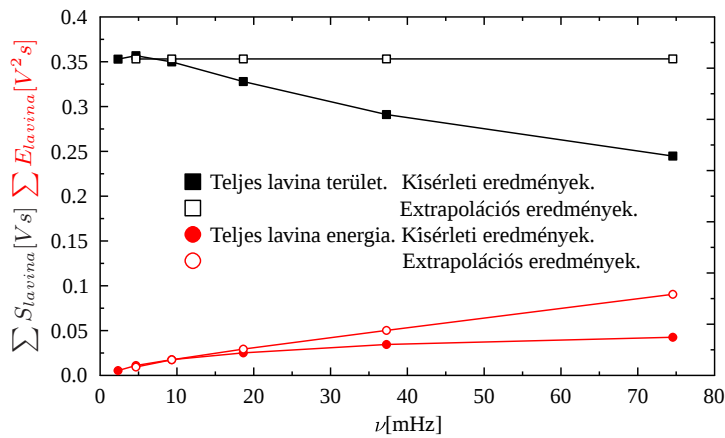
5.7. ábra. Lavinák számának temporális frekvencia függése egy teljes mágnesezési ciklusra. Extrapolált eredmények.

5.5. Extrapolációs módszer a frekvencia függés leírására

Szimuláltam a gerjesztő tér meredekségének a jel paraméterekre tett hatását. Egy algoritmust fejlesztettem ki, mely a legkisebb gerjesztő frekvencia mellett felvett jelcsomagból extrapoláció útján új jelcsomagot hoz létre. Az algoritmus lineáris szuperpozíciót [56] hajt végre, mely a különböző független folyamatok növekvő, véletlenszerű átlapolásainak köszönhető a növekvő gerjesztési frekvencia mellett. Első közelítésben, ha növeljük a gerjesztő frekvenciát, akkor a lavinák között eltelt időtartam csökken, és lavinák összeolvadása történhet meg. Például, ha a szimuláció során a frekvenciát kétszeresére növeljük, akkor az algoritmus a lavinákat időben kétszer közelebb helyezi a zero időpillanathoz képest, tehát néhányuk át fog lapolni, és új nagyobb lavinák jönnek létre (ebben az esetben az új jelcsomag időtartama fele akkora, mint az eredeti). A 5.7 ábra mutatja a lavinák számát egy mágnesezési perióduson keresztül az extrapolált esetben, és amely figyelemre méltó egyezést mutat a kísérleti eredményekkel az 5.6 ábrán. A 5.5 ábra a lavina terület méreteloszlásokat mutatja az extrapolált jelsorozatok esetén. Ismét erős egyezést figyelhetünk meg, a kísérleti (5.4 ábra) és a szimulált eredmények között. A 5.8 ábra a teljes lavina területeket és energiákat ábrázolja a kísérleti és szimulált jelcsomagok esetén. Az extrapolált jelsorozatokból kapott összegzett lavina – terület görbe állandó, mivel az algoritmus területtartó. A teljes mért lavina terület ezzel szemben csökken a növekvő gerjesztési frekvenciák mellett. Az extrapolált jelsorozatokból kapott lavina – energia görbe gyorsabban növekszik, mint a kísérleti. Ezen eltéréseket a magasabb gerjesztési frekvenciákon megjelenő örvény áramoknak tulajdonítom.

5.6. Összefoglalás

Tanulmányoztam a mintageometria, és a gerjesztési frekvencia zajstatisztikára gyakorolt hatását. A mintageometria erősen hatott a levágási paraméterekre és a zaj paramétereinek időbeli eloszlására, de kis hatással volt csak



5.8. ábra. Lavinák teljes területe és energiája a gerjesztő tér függvényében. Kísérleti és extrapolációs eredmények.

a méreteloszlás függvények exponenseire. A gerjesztési amplitúdó főként az összegzett lavina területre és energiára hatott, a magas gerjesztési amplitúdóknál telítésbe hozva e mennyiségeket. A gerjesztési frekvenciának erős hatása volt minden zaj paraméterre. Kifejlesztettem egy módszert, amivel szimuláltam a magasabb gerjesztési frekvencia mellett mért jelsorozatokat a legalacsonyabb frekvenciához tartozó jelsorozatból, a zajbeli lavinák átlapolásán alapulva. Ezzel az egyszerű modellel egy jó leírását adtam a kísérletileg megfigyelt zajstatisztikának a vizsgált frekvencia tartományban.

6. fejezet

A Barkhausen – zaj mágnesezési frekvencia függése JRQ acélokbán

6.1. Bevezetés

A MBN lavina területek méreteloszlása hatványfüggvény viselkedést mutat. A kis gerjesztési frekvenciák mellett felfedezhető hatványfüggvény skálázás jelzi a rendszer komplex viselkedését, ami kritikus viselkedést mutat [2]. Több elméleti megközelítés létezik, ami képes megmagyarázni a hatványfüggvény viselkedést és megjósolni a kritikus viselkedést. Az egyik megközelítés doménfalak mozgásának modelljén alapszik rendezetlen környezetben [48]. Az elmélet, ami a doménfalak depinning-jén alapszik, alkalmazható lágy mágneses anyagok esetére. Egy másik megközelítési mód a véletlen tér Ising – modellt használja a jelenség leírására [63]. Mikor erősebb anizotrópia van jelen az anyagban, a rendezetlen spin modellek az alkalmasabbak a leírásra.

A gerjesztő tér meredeksége a MBN keletkezés folyamatát több szempontból is befolyásolja. Az egyik hatás egy szimpla statisztikus jelenség, a független lavinák átlapolása a minta különböző részein [56]. Egy másik hatás a külső tér növekedése egy lavina időtartama alatt, amely képes áthajtani

a lavinát a gyengébb pinning területeken adott gerjesztő tér frekvencia felett [61,62]. A mágnesezési dinamika részletei legjobban kis mágnesezési frekvenciák mellett tanulmányozhatóak lágy mágneses anyagok esetén. Azonban magasabb mágnesezési frekvenciák használatosak az iparban, mikor a MBN-t szerkezeti anyagok nem destruktív tesztelésére (NDT) használják. A céloom ebben a fejezetben az, hogy tanulmányozzam a hajtó tér frekvenciájának hatását a mHz-Hz tartományban, feltérképezve a kapcsolatot az ipari és laboratóriumi mérések között. Kísérleti eredményeket közlök a Barkhausen – zaj frekvencia függéséről egy standard technikai anyagban (JRQ acél). A kísérletileg megfigyelt viselkedést elemeztem és összehasonlítottam az elméleti jóslatokkal több paraméter esetén is.

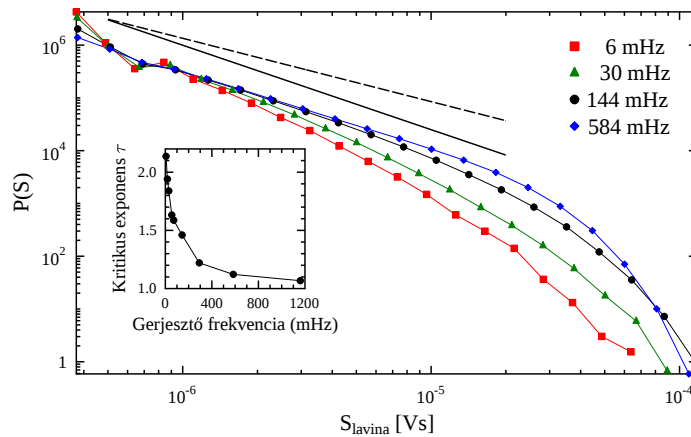
6.2. Kísérleti elrendezés

A kísérleteket 60 mm hosszú, 2 mm széles és 0,15 mm vastag JRQ acél (ASTM A533 grade B class 1) mintákon végeztem. A mérési elrendezés a 4.3. fejezetben leírtak szerinti volt. A minta egy hosszú szolenoid (16400 m^{-1} menetsűrűség) belsejében helyezkedett el. A szolenoid egy háromszögjel generátorhoz volt kapcsolva előállítandó a gerjesztő teret. A gerjesztő tér maximális amplitúdója 5,3 kA/m volt, ami elégséges volt a telítéshez. A detektor tekercs hossza (2 mm) sokkal kisebb, míg a szolenoid hossza (300 mm) sokkal nagyobb volt a minta hosszánál, biztosítandó a mágneses tér homogenitását. Két – detektor tekercses elrendezést használtam, tehát a két tekercs járuléka előjelet vált aszerint, hogy a külső tér éppen nő vagy csökken. Az emelkedő oldalon a pozitív, a csökkenő oldalon a negatív feszültség jeleket használtam. Csak az egyik detektor tekercsben keletkező jeleket használtam fel a további analízisre. A kritikus exponensek megállapításához csak egy 5%-os, a koercitív tér közelébe pozicionált idő intervallumból gyűjtöttem a jeleket, biztosítandó a stacionaritást (tehát a közel állandó látszólagos permeabilitást). A többi paraméter számolásánál a teljes hiszterézis hurokról gyűjtöttem a jeleket.

6.3. Eredmények

6.3.1. Lavina terület méreteloszlás

A lavina területet (S) és energiát (E) mint a lavina feszültség értékeinek illetve a feszültség értékek négyzeteinek időintegráljaként definiáljuk (3.4. fejezet). Különböző gerjesztési frekvenciákhoz tartozó terület méreteloszlás görbék láthatóak a 6.1 ábrán. A sima vonal a lavina terület kritikus exponensének elméleti értéket mutatja a véletlen tér Ising modell [63] esetére. A szaggatott vonal pedig a rövid hatótávolságú kölcsönhatást tartalmazó doménfal modell esetén kapott kritikus exponenst [20]. A 3.6. fejezetben bővebben tárgyaltam ezen modelleket.



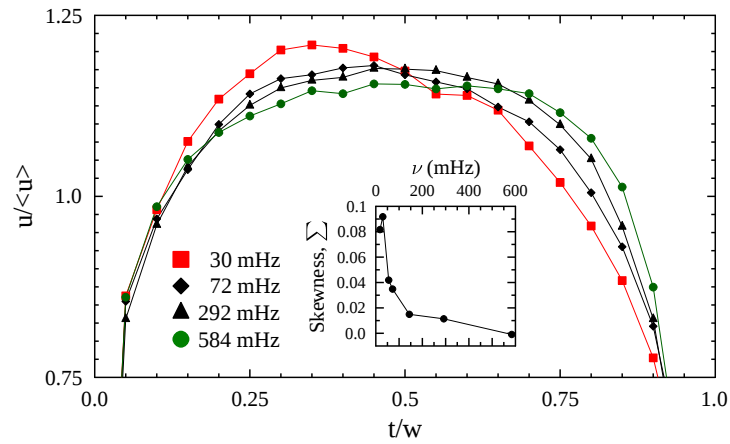
6.1. ábra. Lavina terület méreteloszlások különböző gerjesztési frekvenciák mellett. A mellékábra a méreteloszlások exponenseit mutatja a gerjesztő tér frekvenciájának függvényeként. Sima vonal mutatja az 1,6-os exponenst, a szaggatott vonal mutatja az 1,2-es exponenst, ld. szöveg.

A frekvencia növelése a nagyobb lavinák relatív arányának növekedéséhez vezet. A kísérleti görbék meredeksége csökken és a hatványfüggést mutató tartomány növekszik kezdetben a frekvencia növelésével. A mellék ábra a

méreteloszlás görbék legkisebb négyzetek módszerével (LM – algoritmus) való illesztésének exponenseit mutatja.

6.3.2. Átlagos lavina paraméterek

A 6.2 ábrán láthatóak az átlagos lavina alakok különböző gerjesztési frekvenciák esetén.



6.2. ábra. Átlagos lavina alakok a különböző gerjesztési frekvenciák esetén. A mellék ábra a csúcsalakok ferdeségét ábrázolja a frekvencia függvényében.

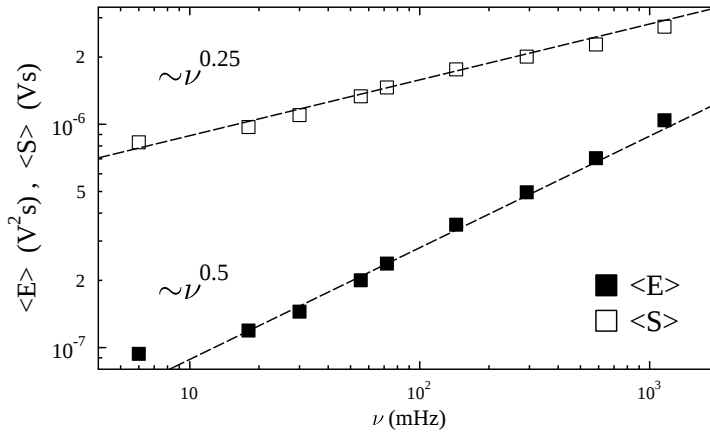
Az idő tengely, t , a lavina szélességgel w -vel lett normálva minden lavina esetén, míg az u feszültségek a lavinák átlagos feszültségével, $\langle u \rangle$ -val (3.6. fejezet). Az átlagos lavina alak görbék a $0.1\mu\text{s}$ és $0.2\mu\text{s}$ közötti időtartamú lavinák átlagolásával lettek kiszámolva. Felismerhető a lavina alak aszimmetriája a kis gerjesztési frekvenciáknál, baloldalon elhelyezkedő jel maximummal. A kiszámolt ferdeség minden egyes görbére, mint a gerjesztési frekvencia függvénye, a mellék ábrán látható. Az átlagos lavina alak ferdesége a következőképpen van definiálva:

$$\sum(w) = \frac{\frac{1}{w} \int_0^w \langle u(t, w) \rangle (t - \bar{t})^3 dt}{\left[\frac{1}{w} \int_0^w \langle u(t, w) \rangle (t - \bar{t})^2 dt \right]^{3/2}}, \quad (6.1)$$

ahol

$$\bar{t} = \frac{1}{w} \int_0^w \langle u(t, w) \rangle t dt. \quad (6.2)$$

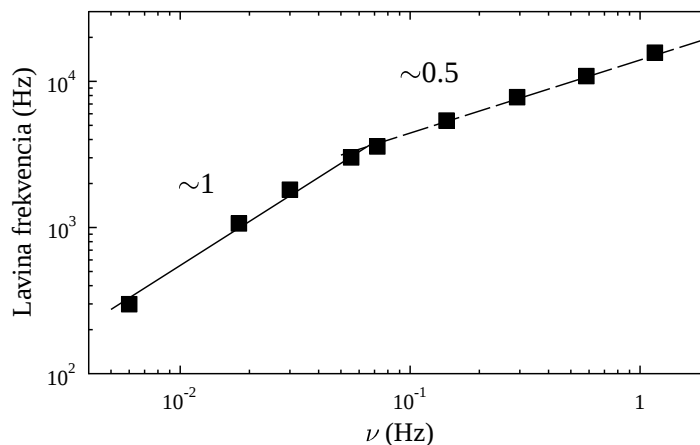
Az átlagos jelalak egy fontos jellemző paramétere a MBN-nak [19]. Mi azt találtuk, hogy a lavina maximum középre mozdul el, és a lavina alak szimmetrikussá válik, ahogy növekszik a gerjesztési frekvencia. Ez a mágnesezési dinamika megváltozására utalhat a gerjesztési frekvencia változásával. Tanulmányoztuk az átlagos lavina méret és lavina energia gerjesztési frekvencia függését, ahogy a 6.3 ábrán látható. A lavina paraméterek átlagait az összegzett lavina területek (vagy energiák) lavina számmal való normálásával kaptuk.



6.3. ábra. Átlagos lavina méret és energia a gerjesztési frekvencia függvényében.

Mind a lavinák területei, mind az energiái nőnek a gerjesztési frekvencia

növelésével. Ebben a frekvencia tartományban, az átlagos terület a frekvencia 0,25 hatványával skálázódik, míg az átlagos energia a frekvencia 0,5-ös hatványával. Ábrázoltuk a lavinák átlagos frekvenciáját a gerjesztési frekvencia függvényében a 6.4 ábrán. A lavinák átlagos frekvenciája, egy mágnesezési ciklus lavina száma osztva a ciklus periódus idejével. A lavina frekvencia először a gerjesztési frekvencia 1 hatványával növekszik, majd később a 0,5-ével. Megjegyzem, hogy a mágnesezési ciklus hossza fordítottan arányos a frekvenciával. Ez azt jelenti, hogy az egy ciklusra eső lavinák száma közel állandó az először, majd elkezd csökkenni hozzávetőleg a gerjesztési frekvencia 0,5-ös hatványával.

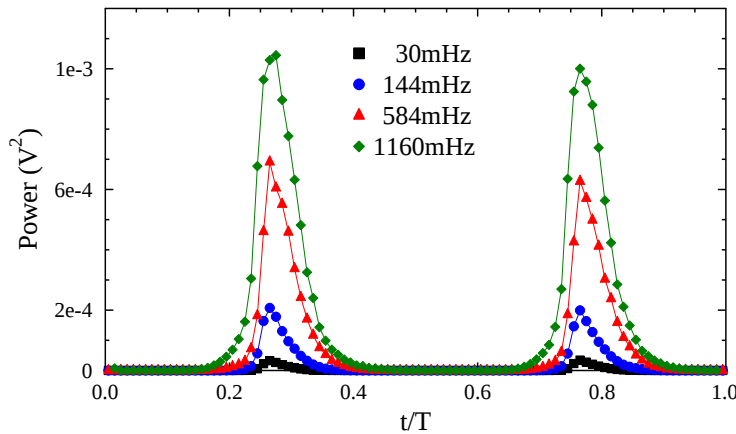


6.4. ábra. A lavinák átlagos frekvenciája a gerjesztő frekvencia függvényében.

6.3.3. A zaj teljesítmény változása

A MBN zaj teljesítmény függése különböző gerjesztési frekvenciák esetén a 6.5 ábrán látható. A zaj teljesítményét a lavina energiák összegének idő intervallummal való osztásával kaptam. A gerjesztési periódust 100 intervallumra osztottam fel. Az ábra e teljesítmény értékeket mutatja a normált idő

skála függvényében. Látható, ahogy a zaj teljesítmény növekszik a gerjesztési frekvenciával, és kiterjedtebbé válik időben. A MBN időbeli eloszlásának alakja kis mértékben változik a frekvenciával.



6.5. ábra. A MBN teljesítmény időbeli eloszlása egy mágnesezési ciklus során különböző gerjesztési frekvenciák mellett.

6.4. Diszkusszió

Három különböző járuléka van az átmágnesezési folyamatnak: domén nukleáció, koherens rotáció, és doménfal mozgás. Ezen három mechanizmus relatív fontosságát, ami változhat a gerjesztő frekvencia függvényében, nehéz megjósolni. A megfigyelt trendek fizikai magyarázatát a zaj keletkezés egyszerűsített modelljei szolgáltatathatják.

A legtöbb elméleti modellben, az anyagban jelen lévő strukturális hibáknak köszönhető rendezetlenség a felelős a mágnesezési ugrásokért. Magas hiba koncentráció kisebb ugrásokhoz fog vezetni. A gerjesztési frekvencia növelésének a hatása hasonló, mint a hiba koncentráció csökkenése, mivel a kis hibák képtelenné válnak megfogni egy adott mágnesezési ugrást vagy

más néven lavinát [61, 62].

A véletlen tér Ising modellben, a skála független, kritikus viselkedés szigorúan csak egy adott hiba koncentráció mellett érvényes. A közel skála független viselkedés azonban széles paraméter tartományban van jelen. Megfigyeltem hogy a skálafüggetlen régió kiterjed, és az exponens közelíti a véletlen tér Ising – modell által jósolt értéket a gerjesztő tér frekvenciájának növelésével. Elfogadhatjuk, hogy a rendszer az alacsony gerjesztési frekvenciák esetén úgy viselkedik, mint egy erősen rendezetlen anyag. A gerjesztési frekvencia növelése egyre több és több hibahelyet tesz hatástalanná, és így lecsökkenti az effektív rendezetlenséget, amely a rendszert közelebb hozza a kritikus ponthoz.

A doménfal modellekben a skálafüggetlen viselkedés a rendezetlenség szintjétől mindig független, mert a belső tér közel zéró, köszönhetően a lemágnesező tereknek [48]. A külső tér növekedése a doménfalak depinning-jéhez vezet. Ahogy az interfész mozog, a nettó tér elkezd csökkenni míg a teljes tér elég gyenge nem lesz ahhoz, hogy az interfész újra lecövekeljen, ez a pinning. Ha a külső tér eközben tovább növekedett, a pinning elmarad, ez pedig nagyobb lavinákhoz vezet. A megfigyelt átlagos csúcsalak szintén konzisztens ezzel a modellel [19].

Azt találtam, hogy a gerjesztési frekvencia növelésével az átlagos lavina terület és energia szintén növekszik, míg a lavinák teljes száma csökken. A növekvő gerjesztési frekvenciák esetén ezek a trendek a független lavinák egyre növekvő átlapolásával csak részben magyarázhatóak. Az átlapolás lecsökkenti a lavinák számát, növeli a lavina energiákat és területeket, és hozzájárul a lavina időtartamok skálaexponenseinek csökkenéséhez [56, 66].

7. fejezet

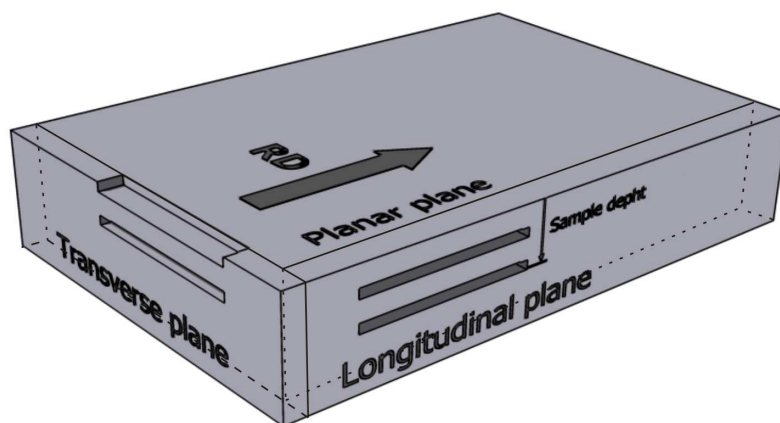
Anizotrop mikrostruktúra hatása hidegen hengerelt alacsony széntartalmú acél esetén

7.1. Bevezetés

Ipari csővezeték acélokban a hegesztés minősége a keresztmetszet különböző helyein függhet az ötvözet homogenitásától, összetétel változásaitól. Az itt tárgyalt mintával kapcsolatban pontosan ilyen gyártási problémák merültek fel, ez volt a vizsgálataim kezdetének a motivációja. Így egy nagyon érdekes acélminta került a kezembe az ukrán gyártótól, mely egy eléggé meglepő MBN-energia eloszlást mutatott keresztmetszetének különböző mélységeiben. Azt találtam, hogy ezt a zajenergia eloszlást a szemcseméret változások és a megnyúlt szénkiválások ellentétes hatású járulékaik hozták létre. A vizsgálataim során egy egyedi technikát alkalmaztam, melynek során, roncsolásos módszerrel, a hidegen hengerelt acél lapot hengerlési és merőleges irányokban, mélységében is feltérképeztem a MBN szempontjából. A MBN analízis eredményeit összehasonlítottam a minta metallográfiája során kapott képfeldolgozási adatokkal (SEM és optikai mikroszkóp).

7.2. Kísérleti elrendezés

A minták egy $200 \cdot 200 \cdot 19.7 \text{ mm}^3$ méretű hidegen hengerelt acél lapból lettek kivágva, mely a gázcsövek kiindulási nyersanyaga (hajlítás előtti állapot). Az acél lap (06G2MTFBR) az „Ilyich Iron and Steel Works, Mariupol” gyár terméke, 0,06wt%-os névleges széntartalommal. Az MBN mérésekhez a minták a lapból kerültek kivágásra, párhuzamos és merőleges irányokban, különböző mélységekből (7.1 ábra).

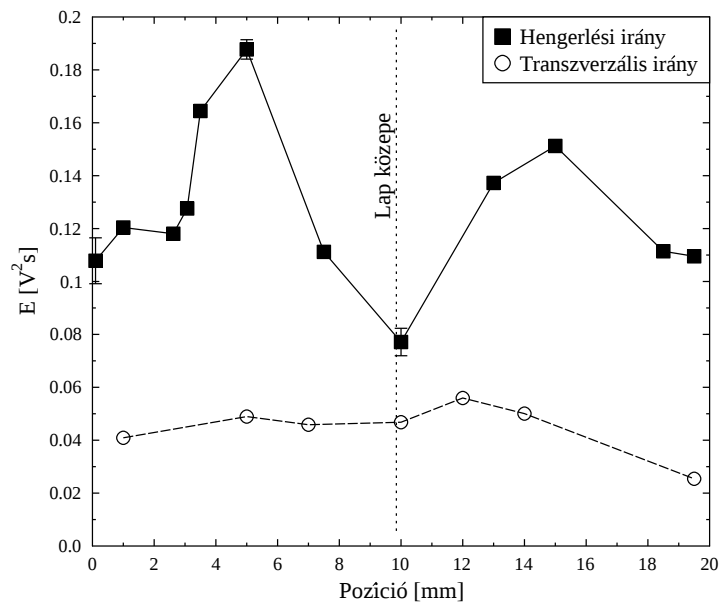


7.1. ábra. A kivágott minták pozíciója a hengerelt acéllapban.

Először 2,5 mm vastag lapok kerültek kivágásra fűrészgéppel, ahogy a szaggatott vonalak jelzik a 7.1 ábrán. Ezután, elkerülendő további mechanikai feszültségek bevitelét, szikraforgácsoló berendezéssel vágtam ki a mintákat az említett lapokból. Végül, a minták felületi rétege foszforsavas elektrokémiai maratással került eltávolításra. A minták végleges méretei $50 \cdot 2 \cdot 0.15 \text{ mm}^3$ voltak. Egy 100 menetes kis detektor tekercs töltötte be a detektor szerepét. A mágneses tér előállítására egy 300 mm hosszú szol-

enoidot használtam, melyet egy analóg háromszögjel generátor segítségével hajtottam meg. A háromszögjel alakú mágneses tér amplitúdója 4 kA/m volt, ami elégséges volt a minta mágneses telítéséhez. A gerjesztési frekvencia 5 mHz volt, és 1 MHz -es mintavételezést használtam (részleteket ld. a 4. fejezetben). A metallográfiához az acéllap mindhárom síkjához merőlegesen orientált mintákat vágtam ki. Ezek reprezentálják a három hengerlési síkot: planár, transzverzális, és longitudinális (7.1 ábra). A minták felületét a metallográfiához pikrinsavval ($2\% + \text{ethanol absolut}$) marattam meg 1 percig, illetve 4 percig, feltárandó a szénfázisokat és a szemcsestruktúrát. Képeket készítettem a különböző mélységi pozíciókban az említett síkokról differenciális interferencia kontraszt (DIC) módban, annak érdekében, hogy növeljem a felület topográfiájának a láthatóságát. Hitachi S-4300 CFE kvantitatív pásztázó elektron mikroszkópot röntgen analízissel (SEM) használtam, azonosítandó a széntartalmú fázisokat.

7.3. Zaj és mikroszerkezeti vizsgálatok

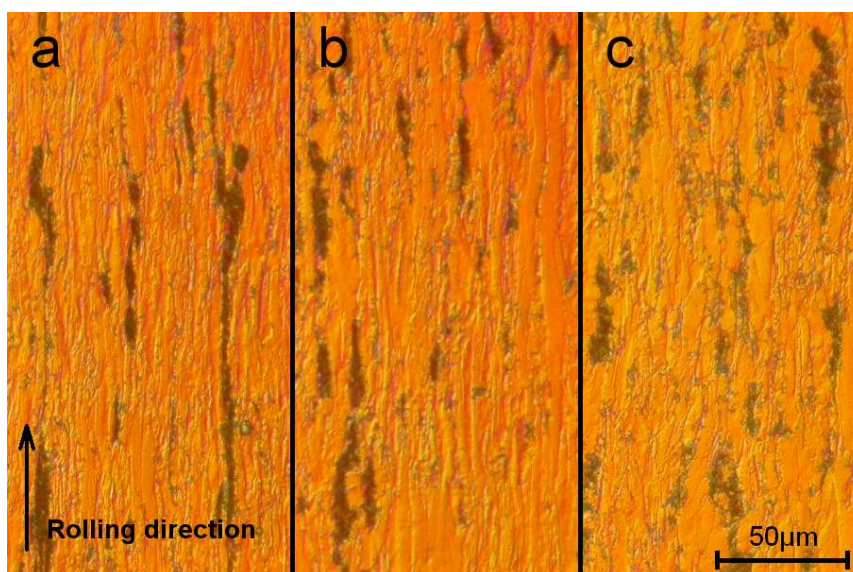


7.2. ábra. Összegzett Barkhausen–zaj lavina energia, mint a mélység függvénye. Függőleges szaggatott vonal reprezentálja az acél lap közepét.

MBN jelsorozatot mértem minden minta esetén két mágnesezési perióduson keresztül. Az integrális lavina energiát, mint a lavina energiák összegét, egy teljes mágnesezési ciklusra normáltam. A 7.2 ábrán, az összegzett lavina energiákat ábrázoltam a keresztmetszet pozíciójának függvényében (hengerlési és transzverzális minták esetén). A hibajelek reprezentálják az egymástól független, de azonos pozícióból kivágott mintákra kapott mérési adatok szórását.

A hengerlési és transzverzális minták közötti különbség figyelemre méltó.

A hengerlési minták zaj energia görbéje maximumot mutat a keresztmetszet negyedénél, míg a transzverzális minták esetén csak egy kis változást tapasztaltam (7.2 ábra). SEM-et használtam röntgenmikroanalízissel hogy megállapítsam a széntartalmú fázisok helyét és eloszlását. Az optikai felvételek az úgynevezett palacsinta struktúrát mutatják, ami tipikus a hidegen hengerelt acélokban. A 7.3 ábrán láthatóak az optikai felvételek, a keresztmetszet különböző helyeiről. A képen a hengerlési irány a függőleges irány. A sötét kontrasztú területek szén tartalmaznak, továbbá figyeljük meg a megnyúlt szemcseszerkeztúrát.



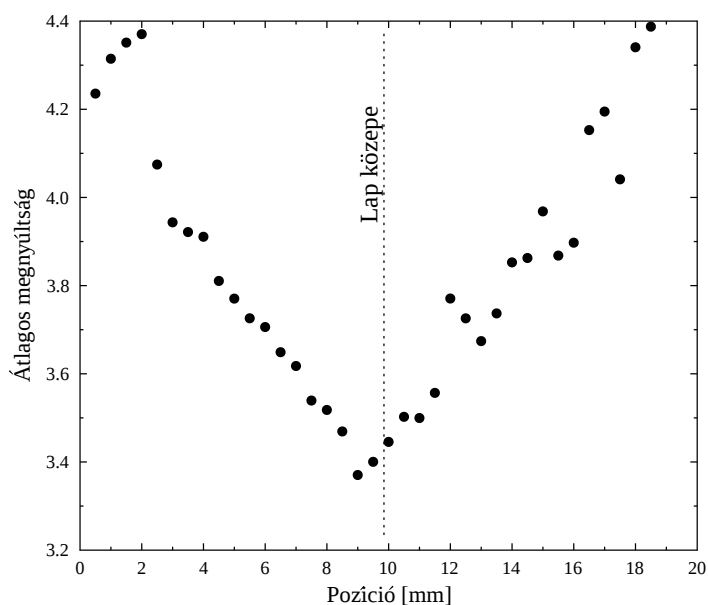
7.3. ábra. Optikai mikroszkópos képek 4 perc pikrin savas maratás után, a következő keresztmetszet pozíciókból: *a* – 0,5mm, *b* – 5mm, *c* – 10mm. Longitudinális sík.

A mikrostruktúrára vonatkozó mennyiségi változások meghatározására képfeldolgozó alkalmazást használtam. Először mennyiségileg meghatároztam a szénfázisok megnyúltságát az acéllap teljes keresztmetszetén keresztül. Fényesség kiegyenlítés és szín kivonás után egy intenzitásküszöb szintet határoztam meg, hogy azonosíthassam a keresett részecskéket, objektumokat.

Kiszámoltam a szén precipitátumok terület arányát a különböző pozíciókban, és azt találtam, hogy ez állandó érték végig a keresztmetszeten. Ez az eredmény a SEM vizsgálatokkal konzisztens, ahol vonal menti pásztázó mód (line scan) használatával azt az eredményt kaptam, hogy az átlagos széntartalom állandó, csak a struktúra változik. A képfeldolgozó szoftver segítségével meghatároztam a megnyúltságot, ami a maximum részecskeátmérő elosztva az ekvivalens téglalap rövidebb oldalával. A maximum részecskeátmérő azon vonalszegmens hossza, mely azokat a pontokat köti össze, amik a részecske kerületén a legtávolabb vannak egymástól. Az ekvivalens téglalap pedig azon téglalap, melynek területe azonos a részecske területével. Az átlagos megnyúltság az összes részecske megnyúltsága normálva a részecskék számával. A 7.4 ábra mutatja a kiválások átlagos megnyúltságának mélység függését. Míg az átlagos megnyúltság monoton csökkent –a felülettől az acéllap közepéig–, a szénfázisok teljes területe állandó maradt. Ez azt mutatja, hogy a szénfázisok egyre jobban diszpergáltak ahogy haladunk a felülettől a középpontig (lásd 7.3 ábra).

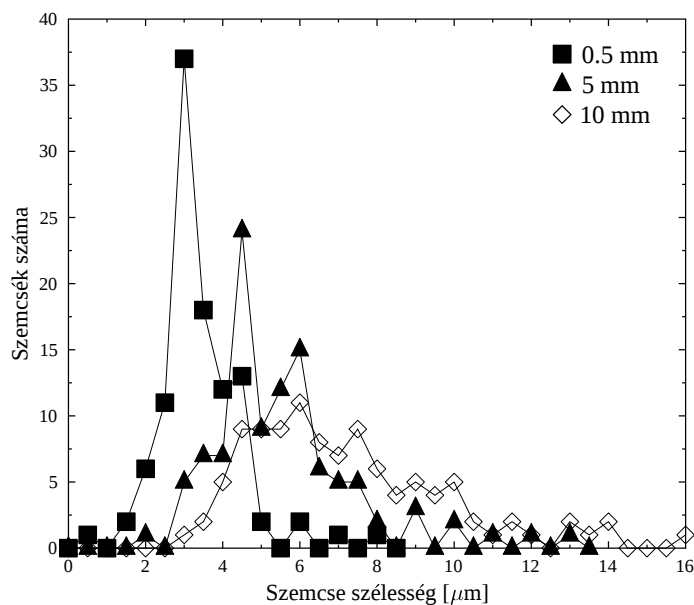
Mennyiségileg meghatároztam a szemcseméreteket is a pozíció függvényében. Ebben az esetben nem tudtam automata képfeldolgozó szoftvert használni, mivel a kontraszt nem volt megfelelő. Ezért véletlenszerűen választottam ki néhány vonalat a hengerlési irányra merőlegesen. Ezen vonalak mentén minden szemcse szélességét manuálisan határoztam meg. A 7.5 ábra mutatja a szemcseméret eloszlásokat három különböző keresztmetszeti pozícióra. Jól látható, hogy a szemcse szélesség növekszik, ahogy az egyre nagyobb szemcsék gyakorisága növekszik az acéllap közepe felé haladva. Az átlagos szemcseméreteket a három különböző pozíciónál: $3.2\mu m$ $0.5mm$ -nél, $5.2\mu m$ $5mm$ -nél és $6.9\mu m$ $10mm$ -nél. Ez az eredmény azt mutatja, hogy részleges újrakristályosodás történt az acéllap közepén a gyártási folyamat során.

Hideghengerlés során a szemcsék és másodlagos fázisok erősen megnyúlnak és rendeződnek a hengerlési irányban. A másodlagos fázisok és a szemcsehatárok a legfontosabb pinning területek a domén fal mozgás szempont-



7.4. ábra. A szénfázisok átlagos megnyúltsága a pozíció függvényében. Függőlegesen szaggatott vonal reprezentálja az acéllap közepét.

jából [3,6]. A MBN anizotrópiájának oka a doménfal mozgás domináns irányához köthető. Mikor a mágnesezettség iránya párhuzamos a hengerlési irányval, a 180° -os doménfalak a szemcsék és részecskék megnyúltságának irányára merőlegesen mozognak. Ebben az esetben a pinning területek hatása nagy, mert a pinning szabad területek hossza kicsi a domén fal mozgás számára. Mikor a mágnesezés merőleges a hengerlési irányra, a 180° -os domén falak a megnyúlt szemcsék és részecskék mentén mozognak, és kisebb pinninget tapasztalnak. Ez a hatás megmagyarázza a nagyobb MBN-t a hengerlési irányban összehasonlítva a transzverzális irányval bármely mélységben.



7.5. ábra. Szemcseméret eloszlások három különböző pozíciónál készített képek feldolgozásából.

Hogy megértsük a hengerlési irány esetén a mélységfüggést, meg kell figyelnünk a mikrostruktúra változását. Ez a változás a hengerlési deformáció után az acéllap középső része által tapasztalt kisebb hűlési sebességnek köszönhető. Ez részleges újrakristályosodást eredményez a szemcsék szempontjából, és egy jobban diszpergált precipitátum struktúrát a szén kiválások szempontjából. A jobban diszpergált és kevésbé megnyúlt precipitátum struktúra a belső szabad mágneses pólus sűrűséget megnöveli a precipitátum mátrix felületénél, amely akadályozza a domén fal mozgást [3]. Így a szénfázisok növekvő diszpergáltsága megnövekedett MBN értékhez vezet. A részleges újrakristályosodás nagyobb szemcse szélességeket hoz létre döntően

a központi régióban, amely egy erős csökkenéshez vezet a MBN zaj energiájában [7]. A másodlagos fázisok és az újrakristályosodás ellentétes járuléka meg tudja magyarázni a lokális maximumot a mélység negyedénél. Továbbá fontos megjegyezni, hogy a MBN anizotrópia a legkisebb a központi régióban, ahol a mikrostruktúra kevésbé anizotrop.

7.4. Összefoglalás

Ebben a mérésorozatban kísérletileg azt bizonyítottam be, hogy egy vastag, hengerelt acéllemezben az összegzett MBN lavina energia függ a mélységtől és a hengerlési irányhoz képest figyelembe vett mágnesezési orientációtól. A másodlagos fázisok eloszlása és a szemcseméret mennyiségi analízisére is sor került. Megmutattam, hogy a anizotrop mikrostruktúra a felelős az irány függésért. Az integrált MBN energia lokális maximumát a mélység negyedénél megmagyaráztam a második fázisok növekvő diszperziójával illetve a részleges újrakristályosodás ellentétes járulékával.

A zaj irányfüggését általában belső vagy külső feszültségek jelenlétének tulajdonítják. Kisméretű minták esetén –mikor a belső mechanikai feszültségek teljes relaxációját feltételezhetjük– még így is nagy anizotrópia jelentkezik a MBN mérésekben. Továbbá az anizotrópia függ a minta acél lapon belüli keresztmetszeti pozíciótól is. Az hogy egyedül MBN mérés útján becsüljük meg a vizsgált objektum mechanikai feszültség állapotát, nem egyszerű feladat, mivel a mikrostruktúra már önmaga szolgáltathat erős anizotrópiát.

8. fejezet

Összefoglalás

Doktori munkám keretében szerkezeti acélok Barkhausen–zaj vizsgálatával foglalkoztam. Kutatásom során kapcsolatot kívántam teremteni az ipari gyakorlatban alkalmazott nagyfrekvenciás (Hz) és –a mind elméletileg, mind szimulációkkal alátámasztott– az alacsony frekvenciás (mHz) mérési eredmények között, azzal a céllal, hogy a laboratóriumi impulzus-technika ipari felhasználását elősegítsem. Tevékenyen részt vállaltam a mérések elvégzéséhez szükséges mérési apparátus fejlesztésében, valamint szoftvercsomagot fejlesztettem az adatfeldolgozásra.

Ismert tény, hogy a minta geometriájának fontos hatása van a zaj keletkezésének mechanizmusára a lemágnesező tér változása miatt. Méréseim szerint a minta hosszának csökkenésével a zajparaméter méreteloszlások exponensei és levágási értékei is változnak, emellett a minta vastagságának is hatása van e paraméterekre, mivel a minta alakja szabja meg a lemágnesező teret. A gerjesztő tér frekvenciáját változtatva a mHz-es tartományban azt kaptam, hogy az irodalomban megtalálható leírásokkal jól magyarázhatók a mért zaj tulajdonságainak változásai. Ennek igazolására számítógépes programot készítettem, mely segítségével a legkisebb gerjesztő frekvencia mellett mért adatokból képes voltam extrapolálni a magasabb frekvenciákhoz tartozó jelsorozatokot. Ezeket összevetve kísérleti eredményeimmal, jó egyezéseket találtam.

Az egyik fontos különbség az ipari és a laboratóriumi mérés technika között a gerjesztési frekvencia nagysága. A zaj statisztikus jellemzőinek vizsgálatához szükséges jeleket csak vékony mintában, kis gerjesztési frekvencia mellett lehetséges detektálni, továbbá fontos hogy a minta teljes keresztmetszete körbe legyen véve a detektor tekercsel. Szükséges, hogy a laboratóriumban elért eredményeket valamilyen módon az ipari mérésekkel összevegyesítsük. Ez motivált arra, hogy a gerjesztési frekvencia hatásának vizsgálatát szerkezeti acél esetén, a mHz-től egészen a Hz-es tartományig elvégezzem. A lavina terület – méreteloszlás görbék esetén, a gerjesztő frekvencia növekedésével csökkenő exponenseket és egyre szélesedő, hatványfüggvény viselkedést mutató tartományt tapasztaltam. Az úgynevezett átlagos lavinaalak görbék esetén a maximum hely középre tolódása és ferdesége csökkent a növekvő gerjesztési frekvenciák mellett. Ez a zajparaméter az elméleti Barkhausen – zaj modellekben a doménfal mozgás dinamikájának jellemzésére alkalmas, továbbá az analitikus és szimulációs modellekből is származtatható mennyiség. További paraméterek és a fentiek változását vizsgálva nyilvánvaló, hogy magasabb gerjesztési frekvenciák mellett a mágnesezési folyamat dinamikája megváltozik.

A Barkhausen – zaj irány és mélység függését –nemzetközi együttműködésből származó– hidegen hengerelt csővezeték acélon (06G2MTFBR) vizsgáltam. A méréseket a hengerlési irányra merőleges és azzal párhuzamos irányokból, illetve különböző keresztmetszeti pozíciókból származó vékony mintákon végeztem. Az összegzett lavina energiákat ábrázoltam a pozíció függvényében. Azt tapasztaltam, hogy míg a hengerlésre merőleges irányú minták alacsonyabb zajenergiát mutatnak, és függetlenek a mélységbeli pozíciótól, addig a hengerléssel párhuzamos irányítottágú mintákhoz tartozó zaj energia görbe két lokális maximummal bír. Optikai mikroszkópos és SEM felvételek felhasználásával képanalízist végeztem a különböző mélységű és irányítottágú minták szemcse és szénkiválás rendszerének jellemzésére. A képanalízis eredményeként azt kaptam, hogy a szénkiválások átlagos megnyúltsága a tömbi minta szélein maximális, befelé haladva lineárisan

csökken, középen elérve a minimumot. A szemcseméret eloszlások pedig azt mutatták, hogy az anyag szélétől befelé haladva a közepéig nő az átlagos szemcseméret. Ezen anizotrop struktúrák eredete a hideghengerlés során végbemenő részleges rekrisztalizáció. A zajenergia görbék alakját e struktúrák doménfal mozgást befolyásoló hatásával képes voltam megmagyarázni.

A dolgozatban elért eredmények hozzájárulnak az ipari mérés technikai módszerek és az elméletileg is megalapozott laboratóriumi mérés technikák kapcsolatának megértéséhez. Ilyen módon lehetőség nyílhat az ipari mérés technika optimalizálására, és kvantitatívabbá tételére. A modern zajanalízis módszerei lehetővé teszik e zaj jelenség széleskörű jellemzését a szokásos RMS értéken túl. Ezeknek a bővebb jellemzőknek a szisztematikus vizsgálata és a szerkezeti jellemzőkkel való kapcsolatának feltárása a jövőbeli kutatások tárgya lehet.

9. fejezet

Summary

During my research I studied Barkhausen-noise on low carbon structural steels. I used low excitation frequency "laboratory" arrangement and also evaluation techniques, belonging to this kind of methodology. These techniques are not commonly used in the literature for these type of materials.

I took an active part in the development of the measuring systems what was necessary for the experiments. Beside the development of the hardware, I developed a software package in order to evaluate the measured data. Furthermore I also developed a batch processing system for the fast and efficient evaluation of the large amount of measured data. I give the detailed report of the above software and hardware developments in Chapter 3.

In Chapter 4., I studied the arrangement of the measurement, like the effect of the sample geometry, parameters of the detector coil, and the excitation frequency (in low range). The sample geometry has an important impact on the noise formation because of the changes in the demagnetizing field. According to my measurements, the noise parameter distribution exponents and cut-off values also changed with the length of the samples, but the thickness is also has an effect on these parameters, because the sample shape what sets the demagnetizing field (graph 5.1 and 5.2 on page 61.). I was changing the excitation field frequency in the mHz range, and I assumed that the according theories in the literature describe well the changes

in the measured noise parameters (graph 5.4 on page 63. and graph 5.6 on page 65.). Under a certain threshold frequency, the Barkhausen-avalanches undergo only a simply describable temporal overlapping. To confirm this hypothesis I developed a computer program, with this I was able to extrapolate from a measured signal at lower excitation to higher ones (graph 5.5 on page 64. and graph 5.7 on page 65.). Comparing these extrapolated signals with my experimental signals, I found good agreement.

In Chapter 5., I have studied the effect of the excitation frequency in a wider range. One important difference between the "industrial" and the "laboratory" methodology is the value of the excitation frequency. We can only detect signals adequate for statistical analysis in thin samples, at low excitation frequency; furthermore it is important that the detector coil is covering the whole sample cross section. It is necessary that we compare the laboratory results with the industrial experiments. This motivated me to measure the effect of the excitation frequency for structural steel, in the mHz to Hz range. Increasing the excitation frequency I experienced decreasing exponents, and an increasing power law behaving interval in the case of the avalanche size distributions (graph 6.1 on page 71.). The maximum of the average avalanche shape curves moved to the centre with increasing frequency, and the skewness of these curves decreased (graph 6.2 on page 72.). This noise parameter is capable to characterize the dynamics of the domain wall movement in the theoretical Barkhausen-noise models, and also can be derived from analytical and simulation models. Studying the above and more parameters it is obvious that at higher excitation frequencies the dynamics of the magnetising process changes. The effect of the higher excitation frequency is the same as we would lower the dislocation (or any domain wall barrier) density of the system: the smaller barriers cannot pin certain domain wall jumps as before.

In Chapter 6., I have studied the orientation and depth dependency of the Barkhausen-noise in Ukraine cold rolled pipeline steel (06G2MTFBR). I cut thin samples with orientation parallel and perpendicular with the rol-

ling direction, from different depths (see schematic picture 7.1 on page 78.). I plotted the summed avalanche energies normalized by the periods as a function of the position (graph 7.2 on page 80.). My results showed that the samples with orientation perpendicular to the rolling direction have lower noise energy, and they do not show depth position dependence. However the samples from the other direction showed a noise energy curve with two maxima. I characterized the grain and the carbon precipitate structures of the different samples with image processing of the optical microscopic and SEM images. As a result of the image processing, I concluded that the average elongation of the carbon precipitates is maximal near the edge of the metal sheet, and it decreases linearly reaching the minimum at the middle (graph 7.4 on page 83.). The grain size distributions showed that, from the edge to the middle the average grain size increases (graph 7.5 on page 84.). The origin of these anisotropic structures is the partial recrystallization during the cold rolling. I was able to explain the shape of the noise energy curves via the effects of these structures on the domain wall movement.

10. fejezet

Publikációk

Referált cikkek

1. A. Bükki-Deme, I. Szabó, és C. Cserhádi, Effect of anisotropic microstructure on magnetic Barkhausen noise in cold rolled low carbon steel, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 322, 2010, o. 1748-1751.
2. A. Bükki-Deme és I.A. Szabo, Magnetization Rate Dependence of the Barkhausen Noise in JRQ Steels, Magnetism, IEEE Transactions on, vol. 46, 2010, o. 254-257.
3. G. Eszenyi, A. Bükki-Deme, L. Harasztosi, F. Zámorszky, J. Nyéki, Z. Erdélyi, D. Beke, és I. Szabó, Spectral density of Barkhausen noise in FINEMET-type materials, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 322, Febr. 2010, o. 322-325.

Konferencia kiadványok

1. L. Daróczi, A. Bükki-Deme, Z. Balogh, L. Harasztosi, Z. Erdélyi, D.L. Beke, T.A. Lograsso, D.L. Schlagel, *Investigation of Barkhausen noise in $Ni_2Mn(Al, Ga)$* , Proceedings of the International Conference on Shape Memory and Superelastic Technologies, SMST-2007, o. 607-614., Tsukuba City, Japan.

2. A. Bükki-Deme, I. A. Szabó, *Effect of non-ideal conditions on the determination of the Barkhausen noise parameters*, Journal of Electrical Engineering, VOL 59. NO 7/s, 2008 (Magnetic Measurement 2008 Conference Budapest).

Előadás

1. A. Bükki-Deme, I. A. Szabó, Excitation frequency dependence of the Barkhausen noise, 6th International conference for PhD students, University of Miskolc, Hungary, 12-18 August 2007

Poszterek

1. A. Bükki-Deme, I. A. Szabó, *Magnetization rate dependence of the Barkhausen noise in JRQ steels*, 19th Soft Magnetic Materials Conference, Torino, Olaszország, 2009.
2. L. Harasztosi, I. A. Szabó, A. Bükki-Deme, Gy. Posgay, *Magnetisation amplitude and stress dependence of the Barkhausen noise in structural steel (G3-10)*, 19th Soft Magnetic Materials Conference, Torino, Olaszország, 2009.
3. A. Bükki-Deme, I. A. Szabó, *Effect of non-ideal conditions on the determination of the Barkhausen noise parameters (M8-10)*, Magnetic Measurements 2008 Conference, Budapest, Magyarország, 2008.

Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom Dr. Szabó Istvánnak mint témavezetőmnek, az átadott tudásért és szakmai irányításáért. Jó tanácsaira minden helyzetben számíthattam, mind szakmai, mind emberi téren.

Köszönöm Prof. Dr. Beke Dezsőnek a támogatását, szakmai tanácsait, és az előadásain megszerzett tudást.

Köszönöm Dr. Daróczy Lajosnak a kísérletekben és mintakészítésben nyújtott rengeteg segítséget, szakmai tanácsot, és az időnként szükséges türelmet. Ezen túl köszönöm a lehetőséget, hogy fizikai kísérleti bemutatókon segídezhettem mellette, ezáltal is sokat fejlődve szakmailag.

Köszönet Dr. Cserhádi Csabának a többek közt optikai- és elektronmikroszkópiával illetve képanalízissel kapcsolatos oktatásért és tanácsokért.

Köszönöm Harasztosi Lajosnak azt a sok segítséget, melyet főleg a kísérletek elektronikai oldalán nyújtott.

Köszönöm Dr. Erdélyi Zoltánnak a mérések adatgyűjtő részében elvégzett munkáját, és tanácsait.

Köszönettel tartozom Posgay Györgynek a METALELEKTRO Méréstechnika Kft. ügyvezető igazgatójának a támogatásáért, és szakmai tanácsaiért.

Köszönöm Juhász Tibornak a weben keresztül adminisztrálható kötegelt adatfeldolgozó rendszer kifejlesztésében való informatikai segítségét.

Köszönöm a Debreceni Egyetem Szilárdtest Fizika Tanszék minden itt fel nem sorolt dolgozójának is azt a családi légkört, amely mindig hiányozni fog számomra.

Köszönöm szüleimnek, testvéreimnek és rokonaimnak azt a sok támogatást amely nélkül ez a dolgozat nem jöhetett volna létre.

Végül, de nem utolsó sorban köszönöm barátaim és hallgató társaim segítségét, külön megemlítve Halász Zoltánt, akitől sok tanácsot és segítséget kaptam munkám során (többek közt a 7.1-es ábrát).

Irodalomjegyzék

- [1] H. Barkhausen, Z. Phys. 20 (1919), p. 401. (Angol fordítás a [12] appendixben)
- [2] J.P. Sethna, K.A. Dahmen, és C.R. Myers, Nature, vol. 410, Márc. 2001, o. 242-250. ([doi:10.1038/35065675](https://doi.org/10.1038/35065675))
- [3] V. Moorthy, S. Vaidyanathan, T. Jayakumar, B. Raj, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 171 (1997) 179-189. ([doi:10.1016/S0304-8853\(97\)00049-8](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(97)00049-8))
- [4] S. Yamaura, Y. Furuya, T. Watanabe, Acta Materialia 49 (2001) 3019-3027. ([doi:10.1016/S1359-6454\(01\)00189-6](https://doi.org/10.1016/S1359-6454(01)00189-6))
- [5] J. Pal'á, O. Stupakov, J. Bydzovsky, I. Tomás, V. Novák, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 310 (2007) 57-62. ([doi:10.1016/j.jmmm.2006.07.029](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2006.07.029))
- [6] D. Kim, D. Kwon, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 257 (2003) 175-183. ([doi:10.1016/S0304-8853\(02\)00575-9](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)00575-9))
- [7] K. Gurruchaga, A. Martinez-de-Guerenu, M. Soto, és F. Arizti, IEEE Transactions on, vol. 46, 2010, o. 513-516. ([doi:10.1109/TMAG.2009.2029069](https://doi.org/10.1109/TMAG.2009.2029069))
- [8] Krause, T. et al., IEEE Transactions on Magnetism, 32(5) (1996) 4764-4766. ([doi:10.1109/20.539144](https://doi.org/10.1109/20.539144))

-
- [9] J. Anglada-Rivera, L.R. Padovese, J. Capó-Sánchez, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 231 (2001) 299-306. ([doi:10.1016/S0304-8853\(01\)00066-X](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(01)00066-X))
- [10] T. Liu, H. Kikuchi, Y. Kamada, K. Ara, S. Kobayashi, S. Takahashi, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 310 (2007) 989-991 ([doi:10.1016/j.jmmm.2006.10.1033](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2006.10.1033))
- [11] S. Palit Sagar, B. Ravi Kumar, G. Dobmann, D. Bhattacharya, NDT & E International 38 (2005) 674-681 ([doi:10.1016/j.ndteint.2005.04.004](https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2005.04.004))
- [12] G. Durin és S. Zapperi, The Science of Hysteresis, vol. II, G. Bertotti and I. Mayergoyz eds, Elsevier, Amsterdam, pp. 181-267 (2006)
- [13] <http://www.femm.info>
- [14] W. Grosse-Nobis és U. Lieneweg, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 9, Dec. 1978, o. 343-348. ([doi:10.1016/0304-8853\(78\)90091-4](https://doi.org/10.1016/0304-8853(78)90091-4))
- [15] G. Bertotti, E. Ferrara, F. Fiorillo, és M. Pasquale, Journal of Applied Physics, vol. 73, 1993, o. 5375. ([doi:10.1063/1.353735](https://doi.org/10.1063/1.353735))
- [16] M. Küpferling, F. Fiorillo, V. Basso, G. Bertotti, és P. Meiland, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 320, Okt. 2008, o. e527-e530. ([doi:10.1016/j.jmmm.2008.04.009](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2008.04.009))
- [17] K. Levenberg, The Quarterly of Applied Mathematics 2: 164-168., 1944. ([doi:10.1103/PhysRevA.38.364](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.38.364))
- [18] D. Marquardt, SIAM Journal on Applied Mathematics 11: 413-441., 1963.
- [19] G. Durin, F. Colaioni, C. Castellano, és S. Zapperi, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 316, Szept. 2007, o. 436-441. ([doi:10.1016/j.jmmm.2007.03.213](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2007.03.213))

-
- [20] G. Durin, S. Zapperi, „The Science of Hysteresis”, vol. II, G. Bertotti and I. Mayergoyz eds, Elsevier, Amsterdam, pp. 181-267 (2006).
- [21] G. Eszenyi et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 322, sz. 3, o. 322-325, Febr. 2010. ([10.1016/j.jmmm.2009.09.049](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2009.09.049))
- [22] B. Alessandro, C. Beatrice, G. Bertotti, és A. Montorsi, Journal of Applied Physics, vol. 68, 1990, o. 2901-2907. ([doi:10.1063/1.346423](https://doi.org/10.1063/1.346423))
- [23] B. Alessandro, C. Beatrice, G. Bertotti, és A. Montorsi, Journal of Applied Physics, vol. 68, 1990, o. 2908-2915. ([doi:10.1063/1.346424](https://doi.org/10.1063/1.346424))
- [24] P. Bak, C. Tang, és K. Wiesenfeld, Physical Review Letters, vol. 59, Júl. 1987, o. 381. ([doi:10.1103/PhysRevLett.59.381](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.381))
- [25] P. Bak, C. Tang, és K. Wiesenfeld, Physical Review A, vol. 38, Júl. 1988, o. 364. ([doi:10.1103/PhysRevA.38.364](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.38.364))
- [26] W.C. Elmore, Physical Review, vol. 53, Máj. 1938, o. 757. ([doi:10.1103/PhysRev.53.757](https://doi.org/10.1103/PhysRev.53.757))
- [27] H.J. Williams és W. Shockley, Physical Review, vol. 75, Jan. 1949, o. 178. ([doi:10.1103/PhysRev.75.178](https://doi.org/10.1103/PhysRev.75.178))
- [28] C. Kittel, Reviews of Modern Physics, vol. 21, Okt. 1949, o. 541. ([doi:10.1103/RevModPhys.21.541](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.21.541))
- [29] D.C. Jiles és D.L. Atherton, Journal of Applied Physics, vol. 55, 1984, o. 2115. ([doi:10.1063/1.333582](https://doi.org/10.1063/1.333582))
- [30] M.J. Sablik, H. Kwun, G.L. Burkhardt, és D.C. Jiles, Journal of Applied Physics, vol. 61, 1987, o. 3799. ([doi:10.1063/1.338650](https://doi.org/10.1063/1.338650))
- [31] M.J. Sablik, G.L. Burkhardt, H. Kwun, és D.C. Jiles, Journal of Applied Physics, vol. 63, 1988, o. 3930. ([doi:10.1063/1.340609](https://doi.org/10.1063/1.340609))
- [32] D.C. Jiles, T.T. Chang, D.R. Hougen, és R. Ranjan, Journal of Applied Physics, vol. 64, Okt. 1988, o. 3620-3628. ([doi:10.1063/1.341399](https://doi.org/10.1063/1.341399))

-
- [33] M.J. Sablik, S.W. Rubin, L.A. Riley, D.C. Jiles, D.A. Kaminski, és S.B. Biner, vol. 74, 1993, o. 480. ([doi:10.1063/1.355257](https://doi.org/10.1063/1.355257))
- [34] D.C. Jiles, Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 28, 1995, o. 1537-1546. ([doi:10.1088/0022-3727/28/8/001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/28/8/001))
- [35] D. Jiles, J. Thoelke, és M. Devine, IEEE Transactions on Magnetics, vol. 28, Jan. 1992, o. 27-35. ([doi:10.1109/20.119813](https://doi.org/10.1109/20.119813))
- [36] J.P. Sethna, K. Dahmen, S. Kartha, J.A. Krumhansl, B.W. Roberts, és J.D. Shore, Physical Review Letters, vol. 70, Máj. 1993, o. 3347. ([doi:10.1103/PhysRevLett.70.3347](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.3347))
- [37] O. Perković, K. Dahmen, és J.P. Sethna, Physical Review Letters, vol. 75, Dec. 1995, o. 4528. ([doi:10.1103/PhysRevLett.75.4528](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.4528))
- [38] K. Dahmen és J.P. Sethna, Physical Review B, vol. 53, Jún. 1996, o. 14872. ([doi:10.1103/PhysRevB.53.14872](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.14872))
- [39] J.H. Carpenter és K.A. Dahmen, Physical Review B, vol. 67, Jan. 2003, o. 020412. ([doi:10.1103/PhysRevB.67.020412](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.67.020412))
- [40] H. Ji és M.O. Robbins, Physical Review B, vol. 46, Dec. 1992, o. 14519. ([doi:10.1103/PhysRevB.46.14519](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.14519))
- [41] M.C. Kuntz és J.P. Sethna, Physical Review B, vol. 62, Nov. 2000, o. 11699. ([doi:10.1103/PhysRevB.62.11699](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.11699))
- [42] A.P. Mehta, A.C. Mills, K.A. Dahmen, és J.P. Sethna, Physical Review E, vol. 65, 2002, o. 046139. ([doi:10.1103/PhysRevE.65.046139](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.65.046139))
- [43] M. Kersten, Z. Phys. 44, 1943, 63-77.
- [44] M. Kardar, arXiv:cond-mat/9704172v1, Ápr. 1997. ([cond-mat/9704172](https://arxiv.org/abs/cond-mat/9704172))
- [45] D.S. Fisher, cond-mat/9711179, Nov. 1997. ([cond-mat/9711179](https://arxiv.org/abs/cond-mat/9711179))

-
- [46] J.S. Urbach, R.C. Madison, és J.T. Markert, Physical Review Letters, vol. 75, Júl. 1995, o. 276. ([doi:10.1103/PhysRevLett.75.276](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.276))
- [47] P. Cizeau, S. Zapperi, G. Durin, és H.E. Stanley, Physical Review Letters, vol. 79, Dec. 1997, o. 4669. ([doi:10.1103/PhysRevLett.79.4669](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.4669))
- [48] S. Zapperi, P. Cizeau, G. Durin, és H.E. Stanley, Physical Review B, vol. 58, 1998, o. 6353. ([doi:10.1103/PhysRevB.58.6353](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.6353))
- [49] U. Lieneweg and W. Grosse-Nobis, Inter. J. Magnetism 3, 11-16. 1972.
- [50] D. Spasojevic, S. Bukvic, S. Milosevic, és H.E. Stanley, Physical Review E, vol. 54, 1996, o. 2531. ([doi:10.1103/PhysRevE.54.2531](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.54.2531))
- [51] R.D. McMichael, L.J. Swartzendruber, és L.H. Bennett, Journal of Applied Physics, vol. 73, 1993, o. 5848. ([doi:10.1063/1.353547](https://doi.org/10.1063/1.353547))
- [52] G. Durin és S. Zapperi, Physical Review Letters, vol. 84, Máj. 2000, o. 4705. ([doi:10.1103/PhysRevLett.84.4705](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.4705))
- [53] G. Durin és S. Zapperi, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 242-245, 2002, o. 1085-1088. ([doi:10.1016/S0304-8853\(01\)01077-0](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(01)01077-0))
- [54] G. Durin, A. Magni, és G. Bertotti, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 140-144, 1995, o. 1835-1836. ([doi:10.1016/0304-8853\(94\)00920-1](https://doi.org/10.1016/0304-8853(94)00920-1))
- [55] A. Bükki-Deme és I.A. Szabó, Magnetism, IEEE Transactions on, vol. 46, 2010, o. 254-257.
- [56] R.A. White és K.A. Dahmen, Physical Review Letters, vol. 91, 2003, o. 085702. ([doi:10.1103/PhysRevLett.91.085702](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.085702))
- [57] Y. Guu és M.T. Hou, Materials Science and Engineering: A, vol. 466, 2007, o. 61-67. ([doi:10.1016/j.msea.2007.02.035](https://doi.org/10.1016/j.msea.2007.02.035))

-
- [58] L. Daróczy, A. Bükki-Deme, Z. Balogh, L. Harasztosi, Z. Erdélyi, D.L. Beke, T.A. Lograsso, D.L. Schlagel, *Investigation of Barkhausen noise in $Ni_2Mn(Al, Ga)$* , Proceedings of the International Conference on Shape Memory and Superelastic Technologies, SMST-2007, o. 607-614., Tsukuba City, Japan. ([link](#))
- [59] L. Harasztosi, I. A. Szabó, A. Bükki-Deme, Gy. Posgay, *Magnetisation amplitude and stress dependence of the Barkhausen noise in structural steel (poszter G3-10)*, 19th Soft Magnetic Materials Conference, Torino, Olaszország, 2009. ([link](#))
- [60] L. Harasztosi, Materials Science Forum, Testing and Informatics III, vol. 537 - 538, o. 371-380., 2007 ([doi:10.4028/www.scientific.net/MSF.537-538.371](https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.537-538.371))
- [61] B. Tadic, Physical Review Letters, vol. 77, Okt. 1996, o. 3843. ([doi:10.1103/PhysRevLett.77.3843](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.3843))
- [62] S.L.A. de Queiroz és M. Bahiana, Physical Review E, vol. 64, Nov. 2001, o. 066127. ([doi:10.1103/PhysRevE.64.066127](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.64.066127))
- [63] K. Dahmen, J. Sethna, és O. Perkovic, Magnetism, IEEE Transactions on, vol. 36, 2000, o. 3150-3154. ([doi:10.1109/20.908717](https://doi.org/10.1109/20.908717))
- [64] G. Durin és S. Zapperi, Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment, vol. 2006, 2006, o. P01002. ([doi:10.1088/1742-5468/2006/01/P01002](https://doi.org/10.1088/1742-5468/2006/01/P01002))
- [65] <http://glx.sourceforge.net/>
- [66] A. Bükki-Deme és I. A. Szabó, Journal of Electrical Engineering, vol. 59. no. 7s, 2008, 70-73.