

DE TTK



1949

Barkhausen-zaj vizsgálata FINEMET-típusú szalagokban

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Eszenyi Gergely

Témavezető:
Dr. Beke Dezső

DEBRECENI EGYETEM
Természettudományi Doktori Tanács
Fizika Tudományok Doktori Iskolája
Debrecen, 2014.

Készült
a Debreceni Egyetem
Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának
Szilárdtestfizika és anyagtudomány programja keretében

A disszertáció elkészítését a TÁMOP-4.2.2/B-10/1-2010-0024 számú projekt támogatta. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósult meg.

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi Doktori Tanács Fizikai Tudományok Doktori Iskolája Szilárdtestfizika és Anyagtudomány programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem Természettudományi doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából

Debrecen, 2014.

Eszenyi Gergely

Tanúsítom, hogy Eszenyi Gergely doktorjelölt 2007 - 2010 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 javaslom.

Debrecen, 2014.

Dr. Beke Dezső
témavezető

Barkhausen-zaj vizsgálata FINEMET- típusú szalagokban

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

Írta: **Eszenyi Gergely** okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Doktori Iskolája
Szilárdtest fizika és anyagtudomány programja keretében

Témavezető: Dr. Beke Dezső

A doktori szigorlati bizottság:

elnök: Dr.
tagok: Dr.
Dr.

A doktori szigorlat időpontja: 2011

Az értekezés bírálói:

Dr.
Dr.

A bírálóbizottság:

elnök: Dr.
tagok: Dr.
Dr.
Dr.
Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 2014.

Tartalomjegyzék

Bevezetés	1
1. A vizsgálatokhoz kapcsolódó alapjelenségek áttekintése	2
1.1 Ferromágneses anyagok doménszerkezete	2
1.2 A ferromágneses doménfal dinamikája, modellek	4
1.3 Doménfalmozgás és a Barkhausen-zaj	5
1.4 Teljesítményspektrum	13
1.5 Dinamikus kritikusság hajtott rendezetlen rendszerekben: Univerzalitási osztályok	16
1.6 A Barkhausen-zaj statisztikus természete	17
1.7 Barkhausen-zaj és feszültségeffektusok	25
1.8 Barkhausen-zaj mélységfüggése Si-tartalmú acél esetében	25
1.9 Szemcseméret hatása a Barkhausen-zajra acélok esetében	26
2. Az ipari gyakorlatban használt lágymágneses ötvözetek	28
2.1 A részben amorf Fe(Si)-alapú és FINEMET-típusú anyagok előállítása és tulajdonságai	29
3. A mérési metodika leírása	32
3.1 Az alkalmazott mérési metodika leírása	32
3.2 A mérőrendszer fejlesztése	34
3.3 A minták előkészítése	34
3.4 A mintaméret hatása	35
4 Korreláció FINEMET-típusú mintákon mért Barkhausen-zaj zajsztint paramétere/energiája és a minták mechanikai érzékenység-paramétere között	37
4.1 Bevezetés	37
4.2 Kísérlet és eredmények	38
4.3 Konklúzió	43
5 Korreláció FINEMET-típusú mintákon mért Barkhausen-zaj teljesítményspektruma és a minták mechanikai érzékenység-paramétere között	45
5.1 Bevezetés	45
5.2 Kísérlet és eredmények	45
5.3 Konklúzió	50
6 Barkhausen-zaj paraméterek a mágneses indukció különböző értékeinél	52
6.1 Bevezetés	52
6.2 Kísérlet	54

6.3 Eredmények	58
6.4 Diskusszió	66
6.5 Konklúzió	68
Összefoglalás	69
Summary	71
Köszönetnyilvánítás	73
Irodalomjegyzék	74

Bevezetés

A Barkhausen-zaj 1919-es felfedezése [1] óta annak számtalan alapkutatói és alkalmazási vonatkozását vizsgálták [2, 3, 4]. Mindamellet, hogy alapvető fizikai jelenségről van szó, mely a ferromágneses anyagok ún. doménszerkezetének külső mágneses térre adott válaszával kapcsolatos, alkalmazási lehetőségeket kínál ezen anyagok felhasználás szempontjából történő vizsgálatára, jellemzésére.

Doktori munkám fő célja volt, hogy a modern zajanalízis segítségével vizsgáljam különböző térfogathányadban nanokristályos vaskiválásokat tartalmazó FINEMET-típusú amorf szalagok külső gerjesztésre adott mágneses zajait. A zajanalízishez megkívánt egyedi jelek szétválasztását lassú háromszöggerjesztést alkalmazva értem el. Céлом volt továbbá, hogy az alapkutatói kérdésekre kapott válaszok alapján próbáljak az ipari minőségellenőrzésben használható eljárást is adni, minthogy ezen anyagcsalád felfedezése óta igen elterjedt, főleg olyan speciális területeken alkalmazzák, ahol szükség van kiváló lágymágneses tulajdonságokra, vagy speciálisan hangolt mágneses paraméterekre. Ebben a gyöngyösi Magnetec Ungarn Kft. volt az együttműködő partner, e cég biztosította számomra azokat a fémüvegszalagokat, melyeken a méréseket végeztem, továbbá a cég munkatársai végezték el azokat a speciális méréseket, melyekhez szükséges mérőműszerek csak ott álltak rendelkezésre. Vizsgálataim másik célja, eddig az irodalomban csak egy esetben, polikristályos Fe(Si) ötvözeteken, elvégzett mérés módosított változatának megvalósítása volt amorf FINEMET-típusú szalagokon. Ebben az esetben az volt a fontos, hogy a gerjesztést állandó indukciós változási sebesség mellett végezzem, mert csak így volt lehetséges a mágnesezési görbén, megfelelő ablakolás mellett, negatív telítéstől pozitív telítésig és vissza végzett Barkhausen-zaj mérések összehasonlítása.

Dolgozatom alapvetően négy részből épül fel: egy bevezetőt követően, mely a ferromágneses anyagok doménszerkezetével és a Barkhausen-zaj létrejöttével, jellemző paramétereivel kapcsolatos tudnivalókat taglalja, röviden leírom a Fe(Si)-alapú FINEMET-típusú anyagok előállítását (az amorf fémüvegszalagok mellett ilyen amorf kristályos nanokompozit anyagokon is mértem). Dolgozatom harmadik fejezetében a mérési metodikával, annak fejlesztésével kapcsolatos tudnivalókat tárgyalom, míg a negyedik, ötödik és hatodik fejezetben a kísérleti eredményeket foglalom össze, hangsúlyt fektetve annak leírására is, hogy a Barkhausen-zaj mérése miként lehet alkalmas ipari célú minőségjellemzésre.

1.A vizsgálatokhoz kapcsolódó alapjelenségek áttekintése

1.1 Ferromágneses anyagok doménszerkezete

A ferromágneses anyagokban külső tér nélkül is mérhető eredő mágnesezettség rendezett atomi mágneses momentumokkal értelmezhető. Például 3d átmeneti fémek esetén, ezeket a momentumokat a fémionok 3d alhéján elhelyezkedő elektronok nem kompenzált spinjéhez lehet hozzárendelni. A Hund-szabály [5] értelmében a 3d alhéjon a 10 darab elektronállapot a Sc-től a Cu-ig haladva úgy töltődik be, hogy először a felfelé álló 5 darab spin állapotba mennek elektronok és csak utána töltődnek fel az ellentétes spinű állapotok. Tehát a 3d átmeneti fémsor közepén nagy eredő spin és így nagy atomi mágneses momentum figyelhető meg a rácspontokban elhelyezkedő ionokon.

Heisenberg szerint a szomszédos rácspontokon elhelyezkedő S_1 és S_2 spinek közötti kicserélődési kölcsönhatási energia előjelétől függően párhuzamosan vagy antiparallel (antiferromágnesség) helyezkedhetnek el a spinek (mágneses momentumok). Ennek megfelelően a térfogategységre vonatkoztatott kicserélődési energia az alábbi formában adható meg [5]:

$$\varepsilon = -J(S_1 S_2) . \quad (1.1-1)$$

Itt J a kicserélődési integrál és ha $J > 0$ ferromágnességről, ha $J < 0$ antiferromágnességről beszélünk.

A ferromágneses anyagokon megfigyelt hiszterézisviselkedés arra utal, hogy a momentumok az anyagban nem a teljes térfogatban egy irányban rendezetten helyezkednek el (pl. van remanens mágnesezettség és ezzel párhuzamosan növelve a külső teret a mágnesezettség telítésig nő: nyilván ez utóbbi állapotban valósul meg a momentumok teljes térfogatra vett párhuzamos rendezettsége). A ferromágneses doménszerkezet (egy-egy doménon belül a momentumok teljesen rendezettek, a szomszédos domének eredői eltérő irányba mutatnak) keletkezésének elsődleges oka a magnetosztatikai energia. Egy mágneses test térfogategységre jutó magnetosztatikai energiája a saját mágnesezettsége, M , által kiszórt mágneses térrel való magnetosztatikai kölcsönhatásból származik [5];

$$\varepsilon_m = DM^2/2 . \quad (1.1-2)$$

ϵ_m azért arányos $M^2/2$ -vel mert a (**BM**) skalárszorzatban most a kiszórt tér (B) is arányos M-el (az $\frac{1}{2}$ faktor pedig az önmagával való kölcsönhatás miatt lép fel). D a demágnezesési együtthatót jelöli, értéke függ a minta alakjától. Ez az energia nyilvánvalóan monodoménszerkezet esetén igen nagy és a doménszerkezet éppen azért alakul ki, hogy lecsökkentse az eredő mágnesezettséget és így a kiszórt teret. Természetesen a domének közötti határokhoz (doménfalak) többletenergia tartozik, ez határt szab a mágneses doménekre való felaprózódásnak.

A kialakuló doménszerkezetet (és a doménfalak energiáját) jelentősen befolyásolja az anizotrópiaenergia. Ez onnan ered, hogy ferromágneses anyagokban a mágnesezhetőség erősen irányfüggő, rendszerint több könnyű mágnesezési irány is létezik. (Eredete a spin-pálya csatolás: pl. a 3d elektronok spinje és pályaperdülete közötti csatolás azért vezet irányfüggéshez, mert a 3d elektronok pályái a szomszédos ionok közötti kötésekhöz való hozzájárulás miatt meghatározott kristálytani irány(ok)hoz kötöttek.) A térfogategységre jutó anizotrópiaenergiát, egytengelyű anizotrópia esetén, empirikusan a következő sor alakjában adhatjuk meg:

$$U_K = K_1 \sin^2 \alpha + K_2 \sin^4 \alpha + \dots \quad (1.1-3)$$

Itt α a mágneses vektor és a könnyű kristálytani irány közötti szög. Gyakran elegendő az első tag figyelembe vétele. A magnetosztatikus energia és az anizotrópiaenergia hatásainak következtében pl. az 1a ábrán látható (zárt) doménszerkezet alakulhat ki, ha a könnyű irány függőleges és a záró domének anizotrópiaenergiája elegendően kicsi (a jelenlétük nélküli magnetosztatikai energiánál kisebb).

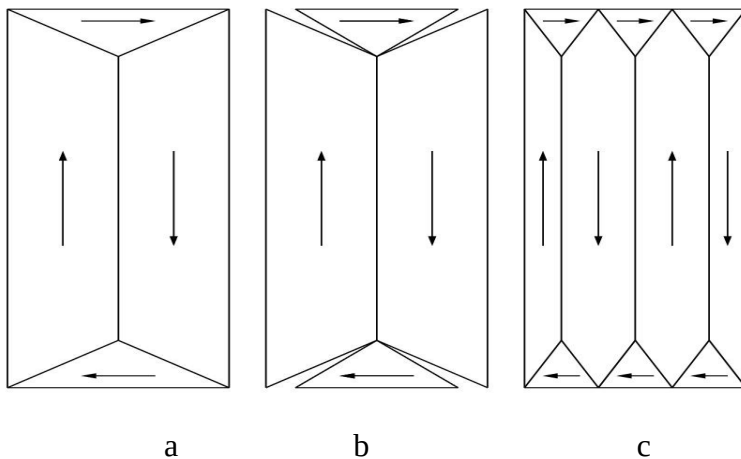
Az anizotrópiaenergia a doménfalak energiájának megértéséhez is alapvető. A doménfalban lévő spinek irányítása ugyanis – hacsak nem egy atomi lépés széles a fal - eltér a könnyű mágnesezési iránytól (pl. két, a könnyű mágnesezési iránnyal párhuzamos, illetve azzal ellentétes irányítású domén között), ami növeli a mágneses anizotrópiaenergiát. A fal vastagságát lényegében a kicserélődési energia és anizotrópiaenergia járulékok ellentétes hatásainak optimuma adja meg. A kicserélődési energia miatt a szomszédos spinek között lehetőleg minél kisebb szögelfordulás lenne előnyös, míg az anizotrópiaenergia az egy lépésben való átfordulást preferálná. Az optimális falvastagság e két energiát figyelembe vevő szélsőérték-számításból határozható meg [5]:

$$\delta = \pi \left(\frac{A}{K_1} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.1-4)$$

ahol $A = 2JS^2/a$ (a a rácsállandó).

A doménszerkezet finomabb részleteinek megértéséhez még a magnetostrikciós hatást is figyelembe kell venni, amely a kis kiterjedésű domének keletkezését preferálja. A magnetostrikció az a jelenség, amikor adott irányban mágnesezve a mintát annak alakja megváltozik. Ennek fordítottja pedig az a jelenség, amikor a mintát adott irányban megfeszítve a könnyű mágnesezési irány változik meg, ez a magnetoelasztikus hatás (ennek megfelelően pl. adott mintában a lokális feszültségek az anizotrópiaenergia helyfüggését eredményezhetik).

A magnetostrikció miatt a különböző irányban mágnesezett tartományok méretváltozása nem azonos, így az 1.1-1.b., ábrán sematikusan mutatott "illeszkedési hézagoknak" megfelelő feszültségek miatti rugalmas energia csökken, ha az 1.1-1.c., ábrán mutatott doménszerkezet alakul ki [5, 6].



1.1-1. ábra. Doménszerkezet létrejötte

1.2 A ferromágneses doménfal dinamikája, modellek [46]

Kísérletileg észlelték, hogy a Barkhausen-ugrások méreteloszlása hatványfüggést követ, hasonlóságot mutatva más hajtott rendezetlen

rendszerrel (driven disordered system), a II. típusú szupravezetőktől egészen a mikrotörésekig, földrengésekig, ahol időben lavinák mennek végbe.

A Barkhausen-effektus esetében a zaj statisztikus tulajdonságait, úgy mint az ugrások méreteloszlásait, teljesítményspektrumait, a mágnesezési folyamat mikroszkópikus részleteinek figyelembevételével általában három különböző mechanizmussal magyarázzák: domén-nukleáció és újraegyesülés, koherens spinforgás és doménfalmozgás. Ezen mechanizmusok szerepe a mágnesezési görbe mentén mozogva, különböző pontokban általában bonyolult lehet és nehezen előrejelezhető, függhet az anyag tulajdonságaitól, mikroszerkezettől, mintageometriától.

A problémakör klasszikus elméleti megközelítése – amely a koercitív tér körüli tartományra vonatkozik - a doménfalak mozgására és a környezetükben lévő rendezetlenséggel való kölcsönhatásaikra fókuszál. A véletlen akadálypontok terében mozgó doménfalnak a modelljét sikeresen használták a ferromágneses anyagok számtalan tulajdonságának leírásában [7].

1.3 Doménfalmozgás és Barkhausen-zaj [7]

A mágnesezési folyamat során a kiindulási doménszerkezet fokozatosan átalakul és végül egy monodomén-elrendezés alakul ki (telítés). A folyamat kezdete, ha például 0 remanens mágnesezettségű állapotból indulunk, rendszerint reverzibilis falelmozdulásokból áll. Ezt nagyobb térerősségeknél a doménfalak szakaszos és disszipatív eltolódásaival jellemezhető átmágnesezési szakasz követi. A szakaszos ugrások lokális fluxusváltozásokat jelentenek, amelyek egy detektortekercsben kis feszültségugrások sorozataként jelennek meg (Barkhausen-zaj). A zajképződés jellegzetesen az $M(B)$ görbe legmeredekebb szakaszán (az inflexiós pont körül) a legintenzívebb.

A külső tér és a mágnesezettség nem írják le tökéletesen a mágneses állapotot. Ez nyilvánvaló, ha belegondolunk abba, hogy a mágnesezettség a doméneket magába foglaló térfogatra vett átlag. A mágneses doménekre jellemző méretskálán a tényleges állapotot a doménszerkezet írja le. Ugyanis adott tér és átlagos mágnesezettség mellett több különböző doménszerkezet létezhet. A Barkhausen-zaj statisztikus természetének oka az is, hogy egy makroszkópikus mágneses rendszerben nagyszámú szerkezeti rendezetlenség van jelen: lokális hibák, mint pl. szemcsehatárok, diszlokációk, változó belső deformációs terek, feszültségterek, stb. A rendezetlenség ezen forrásai a kicserélődési, anizotrópia és magnetosztatikus kölcsönhatásokon keresztül kapcsolódnak a mágnesezési folyamathoz. Ennek eredménye, hogy az energiafelület rendkívül összetett szerkezetet mutat nagyszámú lokális

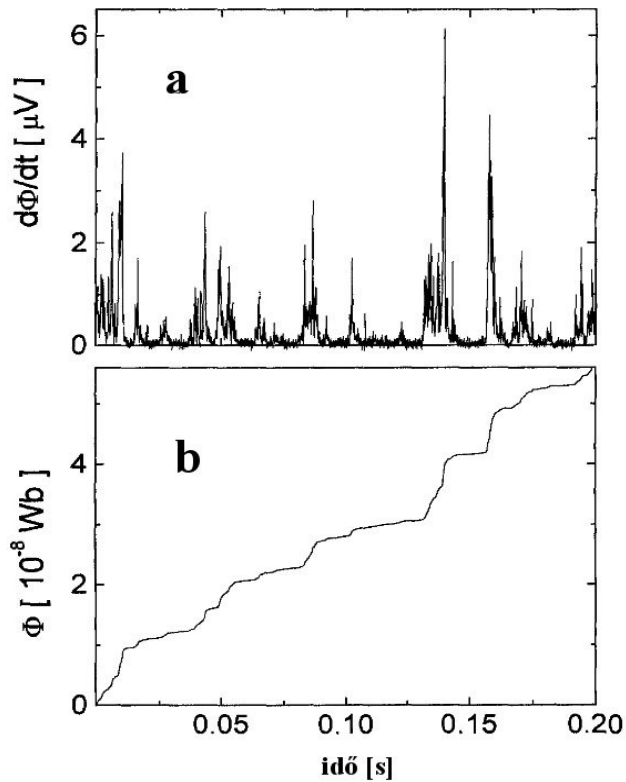
minimummal és nyeregponttal. Ha a hőmérséklet alacsony és az energiaminimumok jól elkülönülnek, a rendszer a kiindulási állapotban marad addig, míg a külső tér időben nem változik. Az adott doménkonfiguráció stabilitását ugyanis az alkalmazott tér megváltozása elrontja. A rendszer lokális energiaminimumból nyeregpontra megy át, minek következtében a doménszerkezet instabillá válik, új konfiguráció jön létre. A Barkhausen-zaj sztochasztikus jellege tükrözi a doménszerkezetek és a szerkezeti rendezetlenség komplikált mivoltát [7].

A Faraday-féle indukciótörvény értelmében a detektortekercsben indukált $V(t)$ feszültség arányos a tekercsen belüli fluxusváltozási sebességgel. Feltételezzük, hogy a mintát körülvevő detektortekercs olyan szorosan csévült (ideális eset), hogy a detektált jelet bátran hozzárendelhetjük egy jól definiált minta hatáskeresztmetszethez. Ilyen körülmények mellett $V(t)$ arányos a mágnesezettség és így a mágneses-indukcióváltozási sebességének (dB/dt) az előbb említett hatáskeresztmetszetre vonatkozó felületi átlagával. Tegyük fel továbbá, hogy a kísérletet az alkalmazott külső tér konstans változási sebessége, dH_a/dt , mellett ugyanazon mágnesezési görbe mentén többször végighaladva ismételjük meg. Az így mért Barkhausen-jelek arányosak lesznek a dB/dH_a -val, azaz a μ mágneses permeabilitással ($B=\mu_o(H+M)=\mu_o\mu_r H=\mu H$, ahol μ_o , illetve μ_r a vákuum- illetve a relatív permabilitás) :

$$\langle V(t) \rangle \approx \left\langle \frac{dB}{dt} \right\rangle = \left\langle \frac{dB}{dH_a} \right\rangle \frac{dH_a}{dt} = \mu \frac{dH_a}{dt} \quad (1.3-1)$$

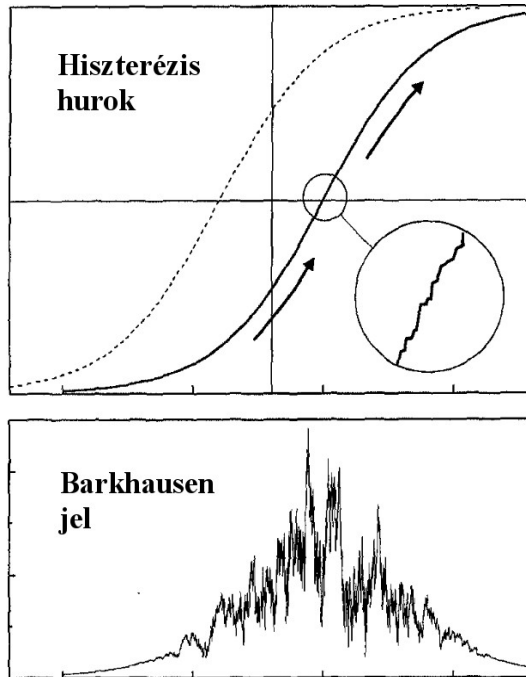
A $\langle \rangle$ záró jelek a statisztikus átlagra utalnak. A fenti egyenletből látható, hogy konstans dH_a/dt mellett $\langle V(t) \rangle$ ott lesz maximális, a zajképződés ott lesz a legintenzívebb, ahol $\langle dB/dH_a \rangle$ maximális, azaz ahol a legmeredekebb a hiszterézisgörbe (μ maximális) [1.3-2.a. ábra].

A Barkhausen-jelek szakaszos jellege jól tükröződik az 1.3-1. b ábrán látható lépcsőzetes finom struktúrában. Az ábrán látható görbe közel függőleges részei azoknak a pontoknak felelnek meg, ahol a domén konfiguráció instabillá válik és hirtelen egy új állapotba megy át.



1.3-1. ábra. (a) Indukált Barkhausen-jelek és azok (b) időintegrálja (mágnesezés) az idő függvényében

Vegyük szemügyre az 1.3-2. a ábrán látható negatív telítéstől pozitív telítésig tartó mágnesezési görbét.



1.3-2. ábra. hiszterézisgörbe és mágneses Barkhausen-zaj profilja

Ahogy az a 1.3-1. ábrán is látható, a Barkhausen-jelek lavina jellegű események véletlen sorozataként jelentkeznek széles méret- és időtartamskálát átölelve.

Ezeket a lavinákat nevezzük Barkhausen-ugrásoknak. A Barkhausen-ugrás fogalmát kiterjedten használják azon instabilitásokra, melyeknél a rendszer egy kedvezőbb alacsonyabb energiájú állapotba megy át. Általában (nem szükségszerűen) a rendszernek egy új állapotba történő ugrása az anyag egy adott térfogatában gyors mágnesezettségváltozást idéz elő, amit a mintát körülvevő detektortekercsel detektálhatunk.

Tegyük fel, hogy a rendszert egy időben periodikus hullámalakkal hajtjuk meg és mérjük a Barkhausen-jeleket az egymás utáni ciklusokban. Ha a gerjesztő tér változási sebessége kellően alacsony (a gerjesztő tér frekvenciája mHz nagyságrendű), egymástól jól elkülönülő jeleket fogunk észlelni. A zajos külalak ugyanakkor nem mond semmit a jel ismételtetéséről a következő

ciklusokra vonatkozóan. A Barkhausen-jel ismételhetőségének foka változó. Ha a jelek az egymást követő mágnesezési ciklusokban nem azonosak, arra következtethetünk, hogy a rendszer nem egy mágnesezési útvonalon megy végig, hanem több, közel ekvivalens módon mágneseződik. Ez azt a tényt tükrözi, hogy a rendszer a fázistérben minden alkalommal különböző utakon megy végig.

Fókuszáljuk figyelmünket egy adott mágnesezési görbe mentén felvett Barkhausen-zaj tulajdonságaira. Gondolatban haladjunk végig a hiszterézisgörbén negatív telítéstől pozitív telítésig. Többször megismételve a mérést, létrehozunk egy az 1.3-1. a. ábrának megfelelő, jelekből álló statisztikus sokaságot. Több okból is nem stacionárius jelekre számítunk. Különösen a (1.3-1) egyenlet esetében látható, hogy egy kísérletben, melyet konstans dH_c/dt mellett végzünk el, $\langle V \rangle$ arányos a mágnesezési görbe mentén változó mágneses koercitivitással, így a relatív permeabilitással. Ebből kifolyólag a Barkhausen-effektus többnyire a koercitív tér környékére koncentrálódik, ahol maximális a permeabilitás. A Barkhausen-zaj a koercitív pont környékén csúcsosodik ki, a koercitív pont az a hely, ahol a legnagyobb mágnesezési sebesség indukálódik az anyagban.

A $\langle dB/dt \rangle$, azaz az anyag mágneses indukciójának változási sebessége arányos az időátlagban a tér által előidézett instabilitások átlagos számával. Maga a Barkhausen-effektus konstans $\langle dB/dt \rangle$ mellett ezen instabilitások méretével arányos. Az (1.3-1) képlet mutatja, hogyan kell végigmenni a félhurkon konstans dB/dt -vel. Egyszerűen alkalmazni kell egy olyan külső H_a mágneses teret, melynek változási sebessége fordítva arányos a mágneses permeabilitással. Ezt a tényt ki fogom használni a 4.3. fejezetben leírt mérések tervezésekor.

A megfontolások azt mutatják, hogy a Barkhausen-jelnek a szerkezete igen változatos és a mágnesezési folyamat több részletére vonatkozóan hordoz információt. E tekintetben gyakran helyénvaló szelektív vizsgálatok véghezvitele, ahol a zajt egy $B = 0$ körüli limitált mágnesezési intervallumban detektáljuk és analizáljuk. Ebben a tartományban a permeabilitás közelítőleg állandónak vehető, a zaj maga pedig stacionárius folyamatnak tekinthető. A fent leírt esetben a meghatározó mágnesezési folyamat többnyire a doménfalak mozgása [7, 8].

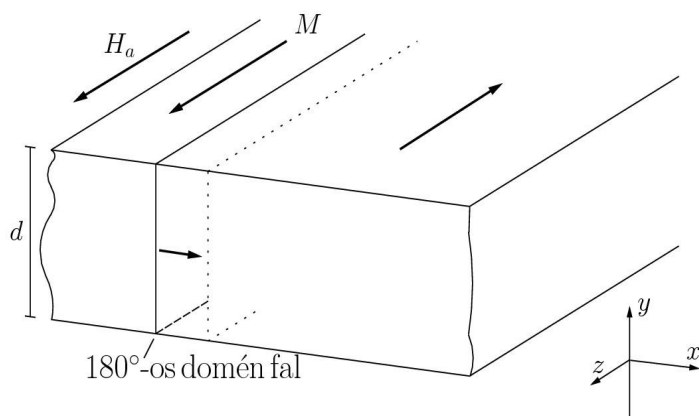
Minthogy dolgozatomban (mágneses térrel, vagy fázisátalakulással kiváltott) mágneses zajok kísérleti vizsgálatával foglalkozom, célszerű a zajképződést részletesebben tárgyalni. A kiinduló modell a következő [7]: A doménfal különböző részeinek mozgását egyetlen szabadsági fok segítségével írjuk le. Az anyag viselkedését az egymástól függetlenül mozgó falak

szuperpozíciójából származtatjuk. Megjegyzem, hogy a független doménfalakkal történő leírásnak számtalan korlátja van, ezért nem várhatjuk, hogy a mágnesezési folyamat minden részletére vonatkozóan pontos előrejelzést adjon.

A doménfalak a teljes mágneses testre kiterjedő kölcsönösen összefüggő felületek. Tegyük fel, hogy a doménfal sík és merőleges a mozgás irányára. A falat kétdimenziós geometriai felületként írjuk le, elhanyagolva a fal belső szerkezetét és vastagságát. Ez a megközelítés a fal vastagságát jóval meghaladó hosszúságskálán lesz alkalmazható. A keletkező mágneses fluxusváltozás függ a doménfal helyétől:

$$\frac{d\Phi}{dt} = 2I_S dv_w \quad (1.3-2)$$

Ahol $I_S = \mu_0 M_S$ a telítési mágneses polarizáció, d a minta vastagsága, $v_w = dx_w/dt$ a doménfal sebessége és x_w a doménfal pozíciója a mozgás irányában.



1.3-2. ábra. 180°-os doménfal geometriája végtelen hosszúságú lapban

Ha a doménfal mozog, energia disszipálódik. Az energiadisszipáció jó vezetőképességű anyagokban elsősorban az örvényáramok hatására keletkező Joule-hő eredménye. A Joule-hő formájában disszipálódott P_w teljesítmény [7]:

$$P_w = \sigma G \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)^2 \quad (1.3-3)$$

A fenti képletben σ a vezetőképeség, G az örvényáramok hatását leíró állandó. Tegyük fel, hogy a minta homogén és szabadenergiája független a mozgó fal helyzetétől. Ebben az esetben a disszipált teljesítmény egyenlő a külső tér által a rendszeren egységnyi idő alatt végzett munka teljesítményével. Ezt a teljesítményt egységnyi hosszra és egységnyi időre vonatkoztatva $P_w = H_a(d\Phi/dt)$ adja meg. Ezt felhasználva a (1.3-3) egyenletből:

$$\sigma G \frac{d\Phi}{dt} = \beta v_w = H_a \quad (1.3-4)$$

ahol $\beta = 2\sigma G l_s d$.

Az (1.3-4) egyenlet a H_a külső tér és a belső örvényáramok terének az egyensúlyát írja le: a külső tér által falra kifejtett nyomás (H_a) tart egyensúlyt az örvényáramok tere által keltett ellen-nyomással (1.3-4 baloldalával). Az (1.3-4) egyenletet azonban a kísérletekkel való egyezés érdekében egy $H_0 > 0$ offsettel korrigálni kell [7]:

$$\sigma G \frac{d\Phi}{dt} = H_a(t) - H_0(\Phi) \quad (1.3-5)$$

Megmutatható, hogy közelítőleg:

$$H_0(\Phi) = \frac{\Phi}{q\mu} + H_p(\Phi) \quad (1.3-6)$$

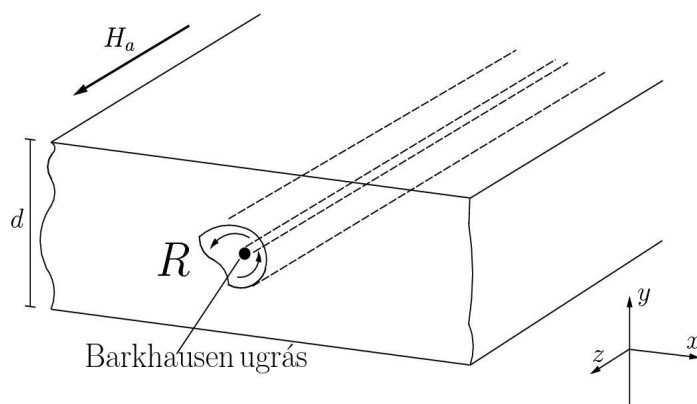
[7], ahol q a minta keresztmetszete, H_p pedig a véletlen elrendezésű akadályok okozta tér (pinning tér). H_a -t az (1.3-5)-ből kifejezve, valamint a $P_w = H_a d\Phi/dt$ egyenletbe behelyettesítve (az (1.3-3) felhasználásával) kapjuk:

$$P_w = |H_0 \frac{d\Phi}{dt}| + \sigma G \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)^2 \quad (1.3-7)$$

Az (1.3-7) egyenletben szereplő összeg első tagja a doménfal-elmozdulás által

előidézett $\Delta\Phi$ fluxusváltozáshoz tartozó $|H_0*\Delta\Phi|$ energiadisszipációból származik és független a doménfalssebességétől [7]. Az (1.3-7) egyenletben tehát a sebességtől független és a sebességtől függő tagok (lásd (1.3-4) egyenletet is) elkülönülnek.

Érdekes a belső szabadsági fokok szerepét is áttekinteni statisztikus megközelítést alkalmazva. A valóságban nem ismerjük a doménszerkezet-részleteit. Csupán azt tudjuk, hogy a mágnesezettségváltozás egy adott R régióban zajlik le (1.2.3. ábra). A merev doménfaltól eljutottunk a komplex doménstruktúráig. Tegyük fel, hogy a mágnesezettség a z irány mentén változik egy végtelen hosszúságú csőben. A falpozíció szerepét most az R tartományhoz kapcsolódó Φ fluxus játssza. Φ nem alkalmas a folyamat teljes jellemzésére, ugyanis további belső szabadsági fokok is jelen vannak. Például az R tartományon belül több fal is lehet és ugyanazon fal különböző pontjai eltérő időintervallumokban mozoghatnak. Barkhausen-ugrások véletlen sorozataiként írhatjuk le az R -en belüli mágnesezési folyamatot, ahol minden egyes ugrás kisméretű, lokalizált doménszerkezetbeli instabilitásnak felel meg, ahol például a doménfal egy kis darabja éppen elszakad az akadálytól (akadályponttól). Minden egyes ugrás maga után vonja a mágnesezettség elfordulását. Az ugrás tartománya körül lejátszódó fordulás örvényáramokat indukál, minek következtében energia disszipálódik. A további részletek tárgyalása meghaladja egy kísérleti munka kereteit ezért a szakirodalomra utalok [7].



1.3-3. ábra. 180°-os doménfal geometriája végtelen hosszúságú lapban

1.4 Teljesítményspektrum

Az (1.3-5) egyenletből (1.3-6) felhasználásával

$$H_a = \frac{\Phi}{q\mu} + H_p + \sigma G \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.4-1)$$

A $H_p(\Phi)$ a véletlen energiafluktuációkat leíró tag, amik nagyobb Φ skálán kiátlagolódnak. Ezt nevezzük az akadálypontok terének, akadálypontok terének. A pinning-tér viselkedésének két fő tulajdonsága: véletlenszerűség, mely lerombolja a pinning-tér értékei közti távoli pontokban fennálló korrelációt és egy korrelációs hossz megléte, mely méri a kölcsönhatási tartományt a mozgó fal és a pinning-tér forrásai között. Az előbbi két elemet tartalmazó legegyszerűbb stochasztikus folyamat az Ornstein-Uhlenbeck folyamat, amit a következő Langevin-egyenlet ír le:

$$\frac{dH_p}{d\Phi} + \frac{H_p}{\xi} = \frac{dW}{d\Phi} \quad (1.4-2)$$

$$\langle dW \rangle = 0 \quad \langle |dW|^2 \rangle = \frac{2A_H^2}{\xi} d\Phi$$

$W(\Phi)$ a Wiener-Lévy folyamatot és $dW/d\Phi$ a Gauss-féle fehérzaj folyamatot jelöli. A modellben a véletlenséget a $dW/d\Phi$ fehérzaj folyamat adja, mely erősen ingadozik függetlenül attól, hogy milyen kicsi a változás Φ -ben. A korrelációt a $dH_p/d\Phi$ kifejezés adja, mely visszafogja H_p -t a $dW/d\Phi$ fluktuációk szigorú követésében. $H_p \sim W$, ha $\Delta\Phi \ll \xi$, ill. $H_p \sim dW/d\Phi$, ha $\Delta\Phi \gg \xi$. A leírásban szereplő paraméterek a Φ -vel azonos fizikai dimenziójú korrelációs hossz ξ és a karakterisztikus tér A_H , mely méri a H_p fluktuációk amplitudóját. Ez látható, ha megadjuk az (1.4-1) egyenletben szereplő H_p $P_0(H_p)$ stacionárius valószínűségi amplitudóeloszlását:

$$P_0(H_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi A_H^2}} \exp\left(\frac{-H_p^2}{2A_H^2}\right) \quad (1.4-3)$$

$\Phi(t)$ -re megközelítőleg igaz, hogy felírható az idő függvényében $\Phi(t) \approx \langle d\Phi/dt \rangle t$. Ez a Φ -től függő (1.4-1) egyenletet redukálta egy időtől függő

egyenletté:

$$\frac{dH_p}{dt} + \frac{H_p}{\tau_c} = \frac{dW}{dt} \quad (1.4-4)$$

$$\langle dW \rangle = 0 \quad \langle |dW|^2 \rangle = 2A \left\langle \frac{d\Phi}{dt} \right\rangle dt$$

Itt $A = A_H^2/\xi$ és $\tau_c = \xi/\langle d\Phi/dt \rangle$ Figyelembe véve, hogy a Barkhausen-jel, $V(t)$ arányos $d\Phi/dt$ -vel, és feltételezve, hogy az arányossági faktor 1 [7], azaz $V(t)=d\Phi/dt$, valamint, hogy az egységnyi q keresztmetszetre vonatkoztatott (1.3-1) egyenlet szerint $\langle V \rangle = \mu q dH_e/dt$, az (1.4-1) idő szerinti deriválásából

$$\frac{dH_a}{dt} = \frac{\langle V \rangle}{\mu q} = \frac{1}{\mu q} \frac{d\Phi}{dt} + \frac{dH_p}{dt} + \sigma G \frac{dV}{dt} \quad (1.4-5)$$

azaz

$$\frac{dV(t)}{dt} + \frac{V - \langle V \rangle}{\tau} = -\frac{1}{\sigma G} \frac{dH_p}{dt} \quad (1.4-6)$$

Megfontolva a résztvevő egyenletek Fourier-transzformáltjai viselkedését, megbecsülhetjük a teljesítményspektrumot. Az (1.4-4) egyenlet Fourier-transzformáltjának négyzetes modulusát véve megkapjuk a pinnig-tér teljesítményspektrumát:

$$S_{Hp}(f) = \left\langle \frac{d\Phi}{dt} \right\rangle \frac{2A}{f^2 + \tau_c^{-2}} \quad (1.4-7)$$

Az (1.4-7) egyenletet f^2 -tel megszorozva megkapjuk a dH_p/dt spektrumát, Felhasználva ezt az eredményt az (1.4-6) egyenlet Fourier-transzformáltja négyzetes modulusának kiszámításában, megkapjuk a keresett $S_v(f)$ spektrumot:

$$S_v(f) = \left\langle \frac{d\Phi}{dt} \right\rangle \frac{4A}{(\sigma G)^2} \frac{f^2}{(f^2 + \tau_c^{-2})(f^2 + \tau^{-2})} \quad (1.4-8)$$

Az $S_v(f)$ teljesítményspektrumot megadó fenti képletben A egy, az anyagra jellemző állandó, $G=0.1356$, $\tau_c = \xi/(d\Phi/dt)$, ξ , ahogy azt már korábban

említettem, a Φ -vel azonos fizikai dimenziójú korrelációs hossz, mely közvetlen kapcsolatban áll a mikroszerkezettel.

Az (1.4-8) egyenlet viselkedését változó $\tau_c \sim (\langle d\Phi/dt \rangle)^{-1}$ mellett az 1.4-1., ábra mutatja. Nagy frekvenciák esetében az (1.4-8) az alábbi alakra egyszerűsödik:

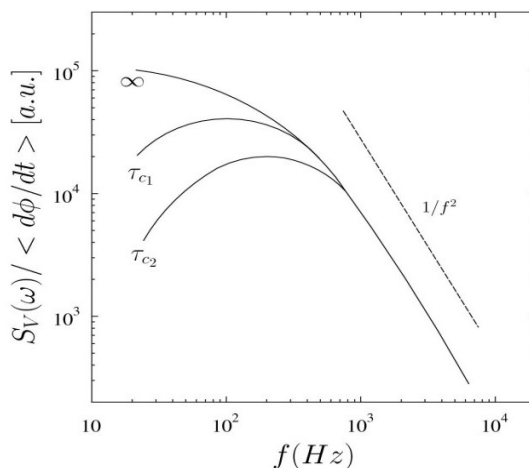
$$S_V(f) \approx \left\langle \frac{d\Phi}{dt} \right\rangle \frac{4A}{(\sigma G)^2} \frac{1}{f^2} . \quad (1.4-9)$$

A spektrum arányos a mágnesezési sebességgel és adott $\langle d\Phi/dt \rangle$ mellett kizárólag az A és σ anyagi állandók függvénye. Az eloszlásfüggvény $f_{MAX} = 1/\sqrt{\tau_c}$ frekvencián éri el a maximumát. Az (1.4-8) egyenlet f_{MAX} feletti részét 0-tól végtelenig integrálva megkapjuk a teljes zajteljesítményt (zajintenzitást):

$$\langle \Delta V^2 \rangle = \frac{4A}{(\sigma G)^2} \pi \xi . \quad (1.4-10)$$

$\langle \Delta V^2 \rangle$ független $\langle d\Phi/dt \rangle$ -től. A τ_c , ξ paraméterek a pinning térbeli véges korrelációs hossz közvetlen megnyilvánulásai [7].

Végül érdemes megjegyezni, hogy az egy teljes ciklus alatt disszipált Barkhausen-zajenergia, E_t , arányos az egy ciklusra vett $\langle \Delta V^2 \rangle$ -el, azaz az egy ciklusra vett zajintenzitással.



1.4-1. ábra: Az (1.4-8)-ből számolható normált eloszlások különböző rögzített τ_c mellett, ahol $\infty > \tau_{c1} > \tau_{c2}$

Dr. Bükki Deme András a zaj frekvenciatérbeli eloszlásának meghatározásához az általam használt programban megvalósított egy gyors-Fourier-transzformáción alapuló analízist. A feldolgozás során megadható a Fourier-transzformáció mérete. A frekvenciatérbeli spektrumot a program egy periódusra átlagolja.

1.5 Dinamikus kritikusság hajtott rendezetlen rendszerekben: Univerzalitási osztályok [56]

Több szakirodalomban a Barkhausen-zajt mint nem egyensúlyi állapotban levő hajtott rendezetlen rendszert (driven disordered system) vizsgálják. A Barkhausen-zaj skálafüggetlen viselkedést mutat, mely jellemző a dinamikus kritikus rendszerekre (dynamic critical systems). A gyakorlatban a legtöbbet a Barkhausen-impulzusok területének (A) az eloszlásait mérik, amik egy adott levágási értékig $D(A) \sim A^{-\beta_A}$ hatványfüggést mutatnak. Hasonló hatványfüggést mutat a Barkhausen-impulzusok t időtartama, $P(t) \sim t^{-\beta_t}$ eloszlást mutatva, ill. az impulzus során felszabaduló E energia, $D(E) \sim E^{-\beta_E}$ eloszlást mutatva. Az S disszipált teljesítményspektrum az f frekvencia függvényében az $S(f) \sim f^{-\Phi}$ összefüggés szerint csökken. Itt érdemes megemlíteni, hogy a hatványkitevők \rightarrow skálakitevők, hiba határon belül a $(\beta_A - 1)D(A) = (\beta_E - 1)D(E) = \beta_t - 1$ skálarelációt követik, ahol $D(A)$ és $D(E)$ az impulzusok területéhez és energiájához kapcsolódó fraktáldimenziók. A mért skálakitevők több, legalább három univerzalitási osztályba csoportosíthatók ($\beta_A = 1.33$, $\beta_A = 1.40$ és $\beta_A = 1.70$). A változó külső mágnesező tér hatásait szisztematikusan vizsgálták több ötvözet esetében is. Azt észlelték, hogy a mágnesező tér változási sebességének növelése megnöveli a nagy impulzusok relatív gyakoriságát és ezáltal a skálakitevők folyamatos csökkenéséhez vezet. Továbbá a skálakitevők függhetnek mintaösszetételtől, hőkezeléstől, mechanikai feszültségtől, ami magnetostrikció által a feszültségmentes állapottól eltérő doménstruktúrát eredményezhet. Az átlagtér univerzalitási osztály ($\beta_A = 1.70$) környezetét a dipólus erők és demágnesező terek következményeként értelmezték. További két univerzalitási osztály ($\beta_A = 1.54$ és $\beta_A = 1.30$) a doménfalmozgás kétdimenziós jellegének tulajdonítható, amit anizotróp lágymágnesek egy osztályában észleltek. Ilyen rendszerek például a Fe-Co-B vegyületek, ill. a tézis pontokban általam vizsgált Fe-Si-B-ből készült szalagok, amikben sávokból álló, a mágnesezés irányával párhuzamos, kiterjedt doménfalakkal rendelkező doménszerkezet van. A ($\beta_A = 1.54$) univerzalitási osztályt egyedi doménfalmozgással, a ($\beta_A = 1.30$) univerzalitási osztályt multidoménszerkezettel hozták kapcsolatba lokális véletlen terekkel rendelkező

kétdimenziós modellben.

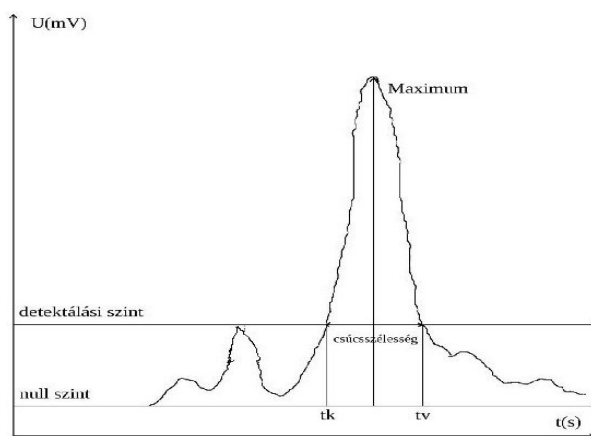
1.6 A Barkhausen-zaj statisztikus természete

A Barkhausen-zaj tehát sok más a természetben megfigyelhető jelenséggel egyetemben dinamikus kritikus viselkedést mutat [10, 51]. Az ilyen rendszerre jellemző, hogy a jeleket leíró x paraméter $P(x)$ gyakorisága és nagysága között az alábbi összefüggés áll fenn:

$$P(x) = Ax^{-\beta} \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right), \quad (1.6-1)$$

ahol β az eloszlásra jellemző ún. kritikus vagy más néven skálakitevő, x_0 a levágási értéket, x pedig a vizsgált fizikai paramétert jelöli.

Az általam végzett mérések során a Barkhausen-csúcsok vagy más néven Barkhausen-lavinák alábbi paramétereinek eloszlását vizsgáltam: csúcsmagasság, csúcsszélesség, csúcsterület, csúcsergia. Ezen paraméterek mind eleget tesznek az (1.6-1) összefüggésnek. A csúcsszélesség a Barkhausen-csúcs kezdete (t_k) és vége (t_v) között eltelt időtartam, a csúcsmagasság a Barkhausen-csúcsban előforduló maximális feszültségérték (1.6-1. ábra) Definiáltam még az ún. zajszintparamétert, ami a csúcsterület gyakorisága egy adott csúcsterületnagyság értéknél.



1.6-1. ábra. Az ábrán egy Barkhausen-csúcs látható a rá jellemző különböző paraméterek feltüntetésével

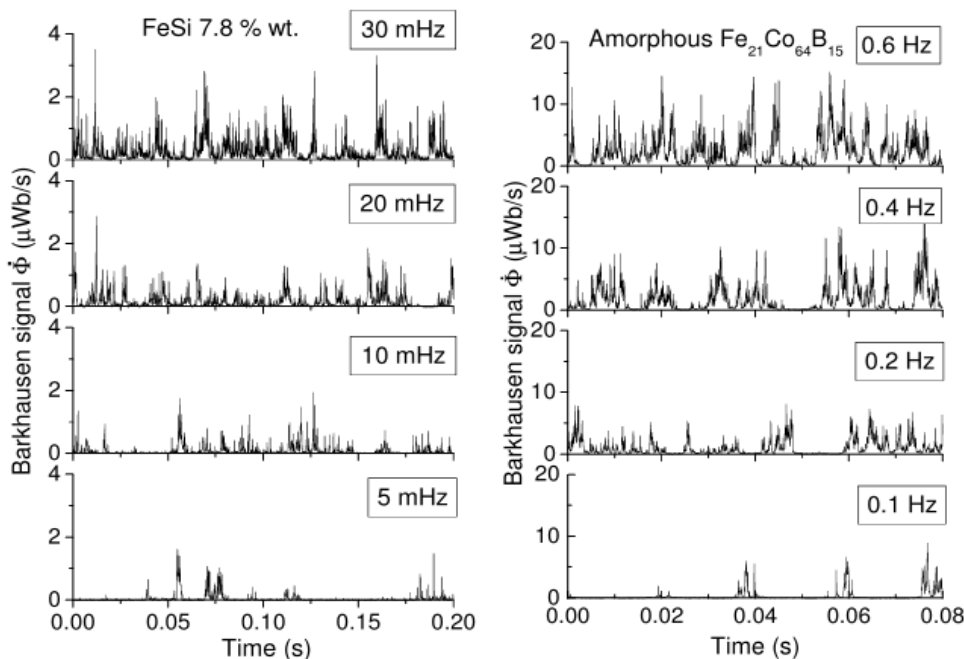
A csúcsterület- (A) és csúcsenergia-paraméter (E) általam használt definíciója:

$$A = \int_{tk}^{tv} u(t) dt \quad (1.6-2)$$

$$E = \int_{tk}^{tv} u(t)^2 dt \quad (1.6-3)$$

A fenti képletekben $u(t)$ és t a mért feszültséget és az időt jelöli. Az integrálás a csúcs kezdetétől a csúcs végéig fut.

Az 1.6-2. ábrán néhány tipikus kísérleti Barkhausen-zaj spektrumot mutatok be, melyeket egy polikristályos 7.8 súlyszázalékú $Fe-Si$ szalagon és egy amorf $Fe_{64}Co_{21}B_{15}$ szalagon mértek, utóbbi esetben moderált húzóirányú feszültséget alkalmazva [31].



1.6-2.ábra [31]. Barkhausen-zaj spektrum külső mágnesező tér frekvenciájától való függése polikristályos 7.8 súlyszázalékú $Fe-Si$ szalag (bal oldal) és amorf $Fe_{64}Co_{21}B_{15}$ szalagon (jobb oldal) esetében [31].

Felülről lefele haladva az ugyanazon időintervallum alatt gyűjtött spektrumokat csökkenő frekvenciájú átmágnesező tér alkalmazása mellett vették fel. Alacsony frekvencián (polikristályos FeSi:5mHz; amorf Fe₆₄Co₂₁B₁₅: 0.1 Hz) a Barkhausen-jel jól elkülönülő lavinák sorozataként jelenik meg, egyre nagyobb frekvenciákon az elkülönülés fokozatosan eltűnik és a zajjelek folytonos sorozataként jelenik meg. Ez a tulajdonság közös mind a két anyag esetében, bár a két anyag különböző univerzalitási osztályba tartozik, azaz az anyagok statisztikus tulajdonságai különbözőek, a fentebb látható spektrumokhoz különböző doménfal dinamikák tartoznak.

Ref.	Material	Type	Dimensions	τ	α	$1/\sigma v z$	Rate dep.
51	81%NiFe	Wire	50cm x Φ 1 mm	1.73	2.28	1.63	Yes
25	Vitrovax 6025X	Ribbon	4 cm x 1 cm x 30 μ m	1.77	2.22	1.51	?
54	Perminvar	Strip	5 cm x 2 cm x 100 μ m	1.33	-	-	No
64	Annealed steel	Strip	2.5 cm x 13 cm x 840 μ m	1.24;1.27	-	-	No
21 65	Fe ₆₄ Co ₂₁ B ₁₅ , Fe ₂₁ Co ₆₄ B ₁₅ amorph. (tensile stress)	Ribbon	28 cm x 1 cm x 20 μ m	1.3	1.5	\sim 1.77	No
66	Fe ₂₁ Co ₆₄ B ₁₅ amorph. (no stress)	Ribbon	21 cm x 1 cm x 20 μ m	1.46	1.74	1.70	No
43	SiFe 1.8%	Strip	20 cm x 1 cm x 180 μ m	1.5	2	-	Yes
21	SiFe 6.5%, SiFe 7.8%, Fe ₆₄ Co ₂₁ B ₁₅ partially cryst.	Ribbon	28 cm x 0.5 cm x 48 μ m 30 cm x 0.5 cm x 60 μ m 30 cm x 1 cm x 20 μ m	1.5	2	\sim 2	Yes

1.6-1. táblázat. Mért csúcsterület (τ), csúcsszélesség (α) és az átlagos lavinaméretet annak időtartamához kapcsoló kapcsolódó $1/\sigma v z$ kritikus kitevő adatok, "Rate dep." jelzi, hogy ha τ és α függ az alkalmazott külső tértől [31].

A Barkhausen-zajra vonatkozó nagyszámú publikáció ellenére kevés megbízható becslés van a skálakitevőkre vonatkozóan. Az 1.6-1. táblában a [31] referenciából vett összefoglaló táblázatot mutatom be. Első látásra a mért skálakitevők igen széles értéktartományt ölelnek fel. A gyakorlatban úgy tűnik, hogy két tényező van hatással az eredményekre: a kritikus kitevők függése az alkalmazott mágnesező tér frekvenciájától, ill. hogy az adatokat a koercitív tér körül a teljes mágnesező tér tartományához képest relatíve kis ablakban vagy a teljes hiszterézisgörbe mentén vesszük-e fel.

Az 1.6-1. táblázatban az $\langle S \rangle$ átlagos értékét a T időtartamhoz kapcsoló $1/\sigma v z$ kritikus kitevő értékeit is bemutatom, $\langle S \rangle \sim T^{1/\sigma v z}$. Ez a kitevő szigorú összefüggésben áll a teljesítményspektrum kitevőjével.

Ahhoz, hogy megértsük a kritikus kitevők változékonyságának okát, először azokra a különböző kísérletekben különböző mintákra kapott értékekre kell összpontosítanunk, melyek közel esnek egymáshoz. Továbbá a hiszterézisgörbe koercitív pontja körüli kis ablakban gyűjtött, stacionáriusnak tekinthető adatokat érdemes megfontolás tárgyává tenni. A kitevők két csoportja jelenik meg: az egyik polikristályos ötvözeteken vagy beágyazott kristályos szemcsékkel rendelkező anyagon mérve, $\tau \approx 1.5$, $\alpha \approx 2$, az alkalmazott tértől való lineáris függést mutatva, a másik olyan anyagokon mérve, ahol a kristályos mátrix nincs jelen (húzó irányú feszültségnek kitett amorf minták). Ezen eredmények alapján legalább kétfajta viselkedést, univerzalitási osztályt állapíthatunk meg, melyekhez tartozó azonos típusú kritikus kitevők értékei univerzalitási osztályonként eltérnek.

A stacionárius vagy nem stacionárius Barkhausen-jelek detektálása a spektrális tulajdonságok becslésére is erős hatással van. Pontosabban, hagyományos gyors Fourier-transzformációval történő teljesítményspektrum-számításokat kizárólag stacionárius adatokon érdemes elvégezni, egyébként ezek a számolások megjósolhatatlan eredményeket adhatnak. A nem állandó permeabilitás például behozhat egy a Barkhausen-zajhoz nem kapcsolódó alacsony frekvenciájú összetevőt. Ezért fontos, hogy egy a hiszterézisgörbe adott pontja körüli szűk ablakban mérjünk állandó mágneses indukcióváltozási sebességet ($\mathbf{B} \sim \mu \mathbf{H}$) biztosítva az adatok felvétele során.

A teljesítményspektrum frekvencia függvényében történő meghatározása gyakorlati jelentőséggel bír. Valójában, nemcsak a Barkhausen-jel frekvenciatérbeli tulajdonságát, sokkal inkább a doménfal “ugrasztásához” szükséges lokális terek térbeli fluktuációit határozza meg, más szavakkal leírja a véletlen pinning-tér frekvenciatérbeli spektrumát. Egykristályos FeSi-n végzett mérések esetében a teljesítményspektrumra f^{-2} frekvenciafüggést, ennek megfelelően a pinning-tér spektruma k^{-2} függést mutat, ahol k a demágnesezési tényező a mérhető permeabilitás, μ és a belső permeabilitás, $\mu_{belső}$ közti összefüggést adja meg: $\mu = \mu_{belső} / (1 + k\mu_{belső})$.

A teljesítményspektrumra vonatkozó néhány közös jellemző:

1. A spektrumnak nagy frekvencián $1/f^\zeta$ alakja van, $\zeta=1.7-2$ és lineárisan függ a dM/dt átlagos mágnesezési sebességtől, így módon az átlagos fluxusváltozási sebességgel normált spektrumok ($S_V(f)/(AdM/dt)$) nagy frekvencián egybeesnek, ahogy az a 1.4-1. ábrán látható;

2. Alacsonyabb, durván $(dM/dt)^{1/2}$ -el arányos frekvencián a spektrum mutat egy jellemző csúcst, $\mu^{1.5}$ -es permeabilitásfüggést mutatva;

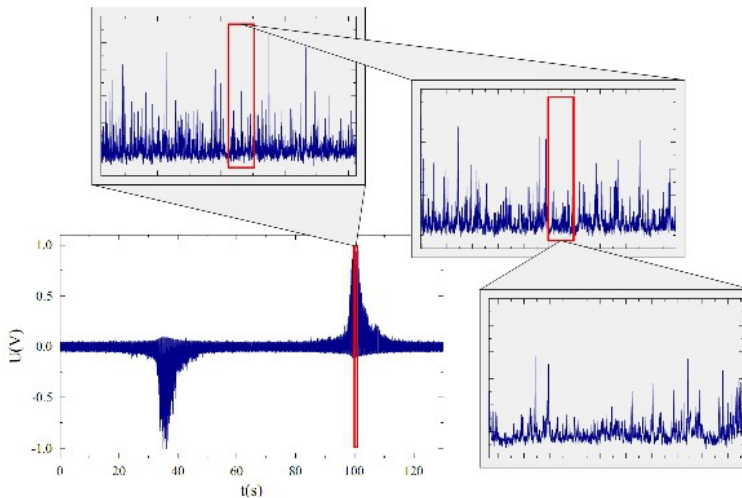
3. Az előbb definiált frekvencia alatt a spektrum f^ψ frekvenciafüggést mutat, ahol $\psi \sim 0.6$, vagy ~ 1 .

Ezek az általános tulajdonságok csupán kvalitatíve írják le az észlelt eredményeket.

Egykristályos és polikristályos FeSi szalagok mutatják a legegyszerűbb teljesítményspektrumot, ez esetben $\zeta \sim 2$, $\psi \sim 0.6$. A nagy Si tartalmú polikristályos FeSi szalagok ugyanazt a kitevőt mutatják, bár köztes frekvenciákon van egy tartomány, ahol a spektrum erősen eltér az $1/f^2$ alaktól. Húzó irányú feszültségnek kitett amorf anyagok az előbbiektől eltérő frekvenciafüggést mutatnak, ez esetben $\zeta \sim 1.7-1.8$, $\psi \sim 1$. Azok az amorf anyagok, melyek hőkezelés hatására részlegesen kikristályosodnak, köztes esetet mutatnak: a teljesítményspektrum nagyfrekvenciás része a polikristályos FeSi spektrumához hasonlít jobban, $\zeta \sim 2$, míg a spektrum kisfrekvenciás része, $\psi \sim 1$ értéket mutatva, a tiszta amorf anyag spektrumára emlékeztet. Ehhez kapcsolódóan a csúcsterület- és csúcshélesség-eloszlások kritikus kitevőinek megfelelő változása látható az 1.6-1. táblázatban. A különbségek ellenére a teljesítményspektrumra jellemző csúcs minden esetben $(dM/dt)^{1/2}$ -el arányos frekvenciafüggést mutat.

Az előbb leírtak teljesszerű értelmezése még várat magára. Az ζ kitevő korábbi becslései alapján arra a következtetésre jutottak, hogy a spektrum csökkenését nem a Barkhausen-lavinák alakja, hanem kizárólag a lavinák időtartameloszlása ill. a méret és időtartam közti korreláció határozza meg.

Az 1.6-2. ábrán jól látható a Barkhausen-jelekre jellemző önhasonló, fraktálszerű viselkedés. Ugyanis egyre csökkentve a méretekálát, azaz egyre rövidebb időintervallumokat vizsgálva a mért zajjelek szerkezete nem változik [9].



1.6-2. ábra [9]. Önhasonló Barkhausen-jelek

A zajanalízis első lépéseként a mért jelet felbontom egyedi csúcsokra. A Barkhausen-zajcsúcsokat az egyéb külső forrásoktól származó, zavaró jelektől egy detektálási szint (feszültségérték) megválasztásával különítem el. A detektálási szint megválasztása kompromisszumot jelent aközött, hogy minél jobb statisztikájú spektrumot (feszültségjel az idő függvényében) értékeljek ki, de a mérőrendszer háttérzaja ne vagy csak nagyon kis mértékben kerüljön feldolgozásra. A detektálási szintet így érdemes a háttérzaj felett megválasztani. Magát a háttérzajt úgy állapítom meg, hogy mérem a mintából jövő a gerjesztő szolenoid által generált mágnesező tér nélküli spektrumot. A detektálási szint alapján határozom meg a mért feszültségjel sorozatban a Barkhausen-csúcsok pozícióit. Definíció szerint a Barkhausen-csúcs elemei azon pontok, melyek a detektálási szint felett vannak, illetve az ezt megelőző és követő két pont, amelyekhez a 0 értéket rendelem (1.6-2. ábra) [Bükki doktori disszertáció].

A DE Szilárdtest Fizika Tanszéken Dr. Erdélyi Zoltán dolgozta ki National Instruments Labview környezetben az online spektrum felvételt és azonnali kiértékelést lehetővé tevő programcsomagot. Dr. Bükki Deme András az offline spektrumfelvételt és ennek utólagos feldolgozását lehetővé tevő kiértékelő programot fejlesztette ki. Ezen általam is használt programok a terület- és energiaszámolásánál trapézmódszert alkalmaznak. A korábban definiált Barkhausen-zajparaméterek statisztikus vizsgálatához meghatározzák a méreteloszlások sűrűségfüggvényeit. Ezek becslésére a kiértékelő programok

hisztogramot készítenek. A tapasztalat szerint a sűrűségfüggvények hatványfüggvény alakúak exponenciális levágással (1.6-1. összefüggés). Mivel az adatok méreteloszlása hatványfüggést követ, célszerű lineáris dobozolás helyett logaritmikus dobozolást alkalmazni [40]. Az eljárás során a programok veszik a csúcsterületek S_{\min} minimum és S_{\max} maximum értékeinek természetes alapú logaritmusát. Ezek a következőképpen adják meg a hisztogram egy dobozának a méretét:

$$\Delta S_{\ln} = \frac{\ln S_{\max} - \ln S_{\min}}{M} \quad (1.6-4)$$

ahol M a dobozok száma. Ezután következett a lineáris dobozolás a logaritmikusan dobozolt értékekkel. ΔS_{\ln} segítségével lineárisan dobozolva az S változó $\ln S$ logaritmusát, a program meghatározza az $y = \ln S$ változó $g(y)$ hisztogramját. Végül a program $P(S)$ -t eloszja a transzformáció Jacobi determinánsával, így megkapja az új $P(S)$ -t:

$$x \rightarrow f(x) \quad (1.6-5.a)$$

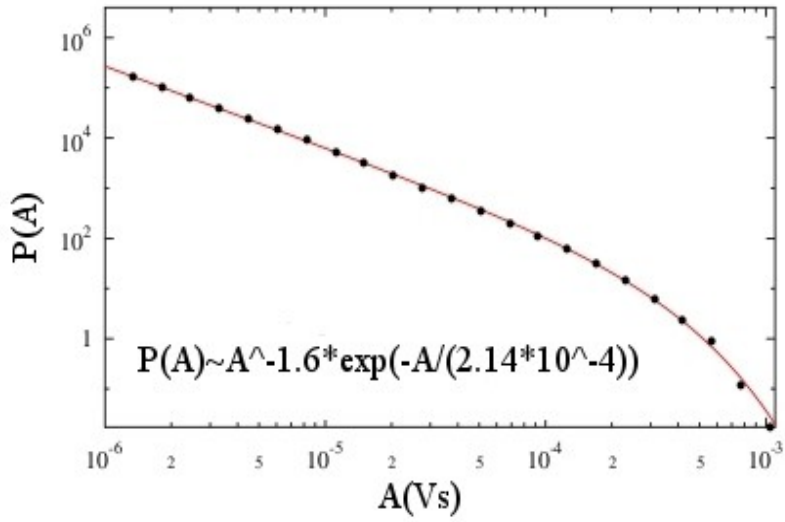
$$y = \ln x \rightarrow g(y) \quad (1.6-5.b)$$

$$\int g(y) dy = 1 \rightarrow \frac{dy}{dx} = \frac{1}{x} \quad (1.6-5.c)$$

$$\int g(y(x)) \frac{1}{x} dx = \int g(\ln x) \frac{1}{x} dx \quad (1.6-5.d)$$

$$f(x) = g(\ln x) \frac{1}{x} \quad (1.6-5.e)$$

Az 1.6-3 ábrán látható egy logaritmikus dobozolással készült csúcsterület-eloszlásgörbe. Az 1.6-1 kifejezést a program Levenberg-Marquardt legkisebb négyzetes algoritmussal illeszti a mérési adatokhoz.



1.6-3. ábra. Logaritmus dobozólással készült csúcsterület-eloszlásgörbe Levenberg-Marquardt legkisebb négyzetes illesztéssel

1.7 Barkhausen-zaj és feszültségeffektusok [58]

A Barkhausen-zaj a mechanikai feszültségérzékenységének köszönhetően jól használható a rugalmas és képlékeny alakváltozás roncsolásmentes nyomon követésében. A feszültség külső mágneses tér jelenléte nélkül is megváltoztatja a ferromágneses anyagok tömbi mágnesezési folyamatát. A mágneses domének térfogata, a mágneses doménszerkezet feszültség hatására hasonlóan változik meg, mint külső mágneses tér hatására. A doménfal a külső mágneses tér hatására megy keresztül egy akadálypontra. A doménfal energiagradiense úgy nő, ahogy a belső rugalmas feszültség nő. Az akadálypontokat önmagukban a feszültség is befolyásolja. A rugalmas feszültség hatások jobban kihatnak a akadálypontokra és ezáltal a Barkhausen-zajra, mint a képlékeny feszültség hatások.

A külső mechanikai feszültség megzavarja az 1.1 fejezetben leírt energiátágok egyensúlyát. Ha nincs jelen külső mágneses tér, a magnetosztatikus energia nulla, a magnetokristályos és magnetoelasztikus energiák a meghatározóak. A magnetokristályos és magnetoelasztikus energiátágok együttes minimuma határozza meg a domének irányát feszültség hatására. Energetikailag kedvezőbb konfiguráció jön létre külső egytengelyű húzóirányú feszültség hatása alatt, ha a feszültség irányával megegyező irányú domének mérete nő a feszültség irányára merőleges domének rovására, míg a feszültség irányára merőleges domének lesznek energetikailag preferáltabbak nyomó irányú feszültség hatása alatt.

Általában húzóirányú feszültség hatására a doménfalak száma a feszültség irányában megnő. A Barkhausen-zaj összefügg a doménfal pinningsel, nyomó irányú feszültség hatása kisebb, míg húzó irányú feszültség hatása nagyobb Barkhausen-zajjel eredményez,

1.8 Barkhausen-zaj mélységfüggése Si-tartalmú acél esetében [58]

A Barkhausen-zaj érzékeny a felületi állapot megváltozására Si-tartalmú acélok esetében, ugyanis a mágneses tulajdonságok a magnetoelasztikus hatás révén szorosan kapcsolódnak a mechanikai feszültséghez, továbbá a Barkhausen-zaj acélok esetében a 20-200 kHz-es frekvenciatartományban foglal helyet. A detektált jel frekvencia-sávszélességének megválasztásával szabályozhatjuk a mélységérzékenységet, ily módon vizsgálhatjuk a szerkezetet különböző mélységeknél. Az anyagszerkezet változását különböző mélységeknél az anyagon belül meghatározhatjuk a Barkhausen-zaj nagyfrekvenciás részének az örvényáramok hatására bekövetkező szelektív

csillapodása által.

Elmondható, hogy a Barkhausen-zaj detektálásának frekvenciasáv szélessége fordítottan arányos az anyag behatolási mélységével. A behatolási mélység (δ) definíciója:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{2\pi f \mu_r \mu_0}} \quad (1.8-1)$$

Itt ρ az anyag fajlagos elektromos ellenállása, f a külső tér frekvenciája, μ_r a relatív, μ_0 pedig a vákuumpermeabilitás.

1.9 Szemcseméret hatása a Barkhausen-zajra acélok esetében [58]

A kristályos szemcsék határai befolyásolják a doménszerkezeteket záró domének (a domének iránya egymáshoz képest 90° - os szöget zár be) létrehozása által és akadályként is hatnak a mozgó doménfalak számára. A doménszélesség FeSi(3%) ötvözetben növekvő szemcsemérettel nő, ugyanis a domének az egyes kristályos szemcséken belüli könnyű mágnesezési irányt követik, noha maguk a domének több szemcsét is magukba foglalnak, mivel a két szemcse közti határ és a két szemcse [001] iránya között nincs speciális kapcsolat, a mágnesezés normális komponense a határon keresztül általában szakaszos. Nagyobb méretű szemcsében a doménfalak a akadálypontok között tovább tudnak mozogni, mint a kisebb méretű szemcsében. Elmondható, hogy a Barkhausen-zajt többnyire a doménfalak szakaszos mozgása okozza, melyekre a szemcseméret és a szemcsehatárok hatnak, így leginkább ezek a doménfal pinning forrásai.

A szemcseméret és a széntartalom Barkhausen-zajra gyakorolt hatását vizsgálták csökkentett széntartalmú acélok esetében. Azt tapasztalták, hogy a széntartalomnak közvetlen hatása van a szemcseméretre, ami a széntartalom növekedésével kisebbé vált, továbbá, hogy a Barkhausen-zajra a szemcseméret mellett hatással van még a zárványok száma és eloszlása. Az Barkhausen-jel rms értéke (a jelnégyzet gerjesztő tér periódusidőjére vett integrálja normálva a periódusidővel) növekvő szemcseátmérővel növekedett. A csökkentett széntartalmú acélokban a lecsökkent széntartalom és ennek következtében megnövekedett szemcseméret engedi a doménfalaknak, hogy tovább mozogjanak a akadálypontok között, így módon nagyobb mágnesezettségváltozásokat hozva létre, ami nagyobb Barkhausen-zajjelet eredményez.

Az előbbiekkal ellentétben ferrit ill. ferrit és cementit kristályos fázisokat tartalmazó szénacélokból a kis szemcseméret eredményez intenzívebb Barkhausen-zajjeleket. A kis szemcseméretű anyagokban a akadálypontot képező szemcsehatárok nagy számban vannak jelen. Mivel a kis szemcseméretű anyagokban a szemcsehatárok térfogathányada nagyobb, ez a mozgó doménfal számára több akadálypontot jelent, amin át kell haladnia. Kimutatták, hogy ezekben az esetekben a Barkhausen-zaj rms értéke fordítottan arányos a szemcseméret négyzetgyökével.

2. Az ipari gyakorlatban használt lágymágneses ötvözetek

Az iparban alkalmazott lágymágneses ötvözetek közül a fémüveg alapú nanokompozitoknak nagyon széles alkalmazási területe van. Az 1960-as években elsőként Au-Si ötvözetből hoztak létre fémüveget. Az ezen anyagok előállításához megkövetelt nagy hűlési sebesség korlátozza a geometriát vékony szalag-, fólia- vagy porformára. Az ezt követő három évtizedben sokfajta ötvözet (pl. Fe-alapú ötvözetek) bizonyult alkalmasnak fémüvegállapot létrehozására. Ezen anyagok, összevetve az azonos összetételű kristályos anyagokkal, jobban ellenállnak mind a korróciónak, mind a kopásnak. Továbbá szalag formájában kisebb örvényáram-veszteséget mutatnak. Akihisa Inoue nevéhez és sendai-i csoportjához köthetők [11, 12, 13] az elsőként előállított tömbi fémüvegek. Számos jelentős hozzájárulás származik a caltech-i Johnson csoporttól is [14].

Az ipari gyakorlatban alkalmazott lágymágneses anyagok közül megemlítenők a 20% és 60% közti Ni-tartalmú permalloy-típusú ötvözetek. Ezen anyagok kedvező tulajdonságai közé tartozik a nagy mágneses permeabilitás, nagy elektromos ellenállás (ebből fakadóan minimális örvényáramveszteség). A permalloy-típusú ötvözeteket mikroszenzorokban, továbbá mágneses terek mérésére, ill. elektromos és nem elektromos jelátalakítóként szolgáló mágneses ellenállásokban alkalmazzák [15, 16].

A lágymágneses ferritek fénoxidok és egyéb mágneses komponensek reakciójakor jönnek létre. Alkalmasak mind a mágneses energia tárolására, mind annak átvitelére különböző hullámalakok formájában (szinusz, négyzetes, egyéb). A felhasználásuk alkalmazáspecifikus. Az 1 kHz-3 GHz közti frekvenciatartományban használják ezeket az anyagokat elektromos jelek feldolgozására, szűrés, jelátalakítás, koncentrálás, stb. céljára. Konkrét alkalmazási területek: a nagy impedanciának köszönhetően elektromágneses zavaró hatások elfojtására; az alacsony magveszteségnek köszönhetően teljesítményalkalmazásokban, nagyfrekvenciás jelek elnyelésére árnyékolásoknál, számítógépkábelekben nagyfrekvenciás szűrő gyanánt. Továbbá, mivel külső jelek hatására megváltozik az ellenállásuk, szenzorokban és antennákban [17].

A továbbiakban az általam vizsgált FINEMET-típusú anyagokat ismertetem. Maga a szó a FINE (finom) és a METAL (fém) szavakból tevődik össze, utalva ezáltal az anyag tulajdonságaira, mint finom kristályos szemcsék, továbbá kiváló lágymágneses tulajdonságok. Ezt az anyagot Y. Yoshizawa, S. Oguma és K. Yamauchi fejlesztették ki 1988-ban. Ezen anyagok az alábbi kiváló tulajdonságokkal rendelkeznek: nagy telítési mágnessétség, nagy

permeabilitás, kis magveszteség, kis magnetostrikció, kiváló hőmérsékleti, ill. nagyfrekvenciás jellemzők, a mágneses tulajdonságok (B-H görbe alakja) a hőkezelés során kontrollálhatók [18]. Összetevők: $\text{Fe}_{74.5x}\text{Cu}_x\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$. A FINEMET-típusú anyagok tipikus alkalmazási területei: EMI (Elektromágneses Interferenciaszűrők), közös módusú fojtók, mágneses árnyékoló lemezek, árammérők, mágneses szenzorok, hibaáramkapcsolók, mágneses erősítők, aktív szűrők, nagyfrekvenciás transzformátorok, stb. Kiváló lágymágneses tulajdonságaiknak köszönhetően ezekkel az anyagokkal jelentős méretcsökkenés érhető el, szemben más lágymágneses ötvözetekkel [19, 20].

2.1 A részben amorf Fe(Si)-alapú és FINEMET-típusú anyagok előállítás és tulajdonságai

-Előállítás és alapvető sajátságok

Amorf ill. amorf nanokristályos FINEMET-típusú lágymágneses anyagokat többféle technikával elő lehet állítani. Például folyékony fázisból történő gyors megszilárdulással, porlasztásos technikával, párologtatással. Ugyanakkor a lágymágneses tulajdonságokra vonatkozó követelmények az eljárások nagy részét kizárják [21].

A tipikus jó lágymágneses tulajdonságokkal rendelkező amorf-nanokompozitot akkor kapjuk, ha a Fe az amorf állapotból b.c.c. szerkezetben kristályosodik ki, még azelőtt, hogy intermetalikus fázisok jöhetnének létre, mint például Fe-B vegyületek. Mind a különösen nagy nukleációs sebesség, mind a kristályos klaszter lassú növekedése szükséges ahhoz, hogy nanoskálájú mikroszerkezetet kapjunk [21]. Az ilyen kristályosodási karakterisztikák inkább tűnnek kivételnek, mint szabálynak. Ezért a hagyományos fémüvegek lágymágneses alkalmazások céljából történő kristályosítása általában egy viszonylag durva szemcsés mikroszerkezetet és számos kristályos fázist eredményez, ami elrontja a lágymágneses tulajdonságokat. Ennek ellenére lehetségesnek tűnik az ötvözet mikrostruktúrájának javítása különleges hőkezelési technikák, például impulzus-fűtés alkalmazásával. Állandó hőmérsékletű hőkezelésen kontrollált kristályosodásra van szükség, mely a hőkezelés körülményeire érzéketlen. A gyakorlatban ezt speciális elemekkel (Cu, Nb) történő ötvözéssel lehet elérni, melyek elősegítik a Fe b.c.c.-ben történő nukleációját, késleltetik a szemcsenövekedést és egyúttal meggátolják intermetallikus fázisok létrejöttét [22].

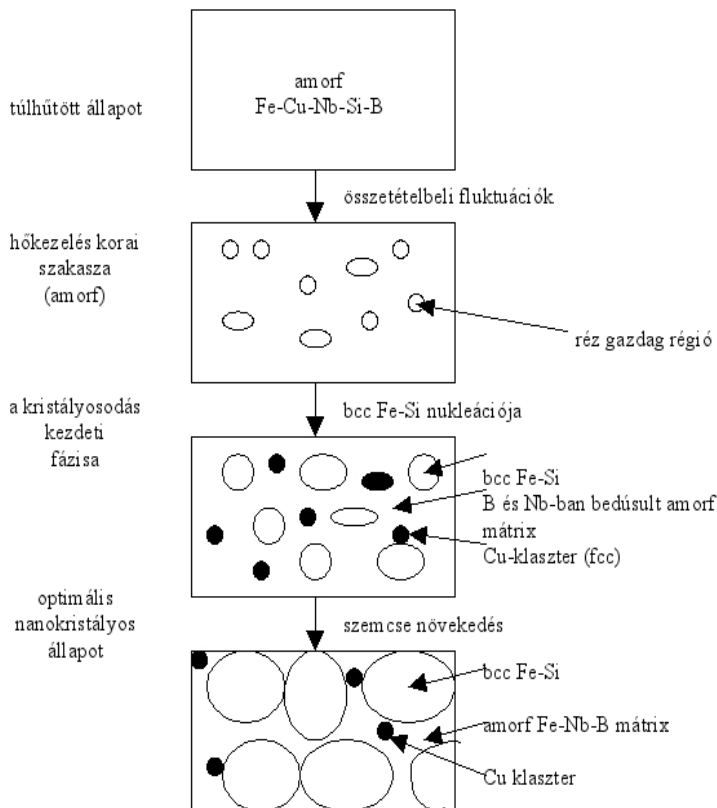
A nanokristályos-amorf kompozitfázis tipikusan 500 és 600°C közötti hőmérsékleten történő hőkezeléssel érhetjük el, mely a Fe b.c.c fázisban történő

részleges kristályosodását eredményezi. A létrejövő szerkezet véletlenszerűen orientált, a teljes térfogat 20%-át kitevő ultrafinom b.c.c. Fe-Si szemcsékkel jellemezhető, melyek tipikus mérete nm-es nagyságrendű [22]. Ezek a visszamaradó, Nb-ban és B-ban bedúsuló amorf mátrixban foglalnak helyet egymástól néhány nm távolságra. Ezáltal olyan kiváló lágymágneses tulajdonságokat eredményeznek, mint a 10^5 - 10^6 -on nagyságrendű permeabilitás, az 1 A/m-nél kisebb koercitivitás [22, 23].

A nanokristályos szerkezetek és lágymágneses tulajdonságaik eléggé érzéketlenek a hőkezelés körülményeire a T_a hőkezelési hőmérséklet egy széles $\Delta T_a = 50$ - 100°C tartományán belül. A tipikus egyórás, 540°C -os hőkezelés a legtöbb esetben a kvázi-egyensúlyi állapothoz közel levő nanokristályos struktúrát eredményez és jellemző az összetételre. Tovább hőkezelve, körülbelül 600°C felett bórvegyületek kiválása indul meg (Fe_2B vagy Fe_3B 50-től 100 nm-ig terjedő mérettel). A hőkezelési hőmérséklet további növelése körülbelül 700°C fölé durva szemcsézettséget eredményez. Mind a Fe-B tartalmú vegyületek kiválása, mind a durva szemcsézetség jelentős mértékben rontja a lágymágneses tulajdonságokat. Ahogy korábban említettem, a nanokristályos szerkezet létrejötte alapvetően a Cu és a Nb együttes adagolásával és ezek Fe-Si-ban való alacsony oldékonyságával áll összefüggésben. A réz növeli a b.c.c. szemcsék nukleációját, míg a nióbbium akadályozza a durva szemcsézetség kialakulását, ezzel egy időben meggátolja a bór vegyületek létrejöttét. A mikrostruktúra kialakulásának főbb jellemzőit a következőképpen foglalhatjuk össze:

A fázisszevárációs tendencia a Cu és a Fe között kb. 5 nm átmérőjű Cu-ben gazdag klaszterek létrejöttét eredményezi a még amorf szerkezetben a b.c.c. Fe-Si kristályos fázis megjelenése előtt [24]. A nióbbium jelenléte úgy tűnik, elősegíti a Cu-gazdag klaszterek létrejöttét egy sokkal finomabb skálán, mint egy Nb-mentes ötvözetben. Továbbá a Cu-ben és Nb-ban gazdag tartományok létrejötte nagy számban hoz létre nukleációs pontokat, növelve ezáltal a nukleációs sebességet, megnövelve a krisztallitok számát, ill. azok térfogathányadát [25]. Ezeknek a klasztereknek a létrejötte okozza a Fe koncentrációfluktuációját. A Cu-ben gazdag klaszterek közötti régiókban a b.c.c. Fe-Si kristályosodásának hatására a nukleációs helyek sűrűsége jelentősen megnövekszik. A következmény egy extrém finom nukleáció és a Fe-Si krisztallitok a diffúziókontrollált folyamatban nagy arányban jönnek létre. Amikor létrejön a b.c.c. Fe-Si fázis, a Nb és B a b.c.c. Fe-Si-ban való kis oldékonyságuk miatt kiválnak a krisztallitokból. A Nb és B bedúsulnak a visszamaradó amorf mátrixban. Ezzel egyidejűleg effektíve minden Si atom a b.c.c. Fe-Si fázisba kerül. A B-ban és Nb-ban való bedúsulás stabilizálja az

amorf mátrixot, ezáltal akadályozza a b.c.c. szemcsék durvulását. A Nb egyidejűleg gátolja Fe-B vegyületek létrejöttét. Végeredményként egy metastabil kétfázisú szerkezet jön létre, mely az amorf Fe-Nb-B mátrixban foglal helyet.



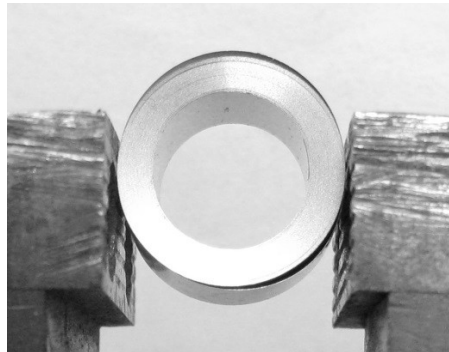
2.1-1. ábra. A Fe-Cu-Nb-Si-B ötvözetekben létrejövő nanokristályos struktúrák sematikusan

Méréseimet a előbb leírt módon előállított kiindulási amorf és hőkezelt mintákon végeztem. Ezeket a mintákat a gyöngyösi Magnetec Ungarn Kft.-től kaptam. Az amorf/nanokristályos arányt megváltoztató hőkezeléseket ők végezték.

3. A mérési metodika leírása

3.1 Az alkalmazott mérési metodika leírása

Az olyan mágneses tulajdonságokat, mint a mágneses permeabilitást (μ), koercitív teret (H_C), ill. mágneses veszteséget a Magnetec Ungarn Kft. munkatársai ipari körülmények között mérik. A toroid alakú mintákat a primer tekercsben folyó $I(t) = I_0 \cos(\omega t)$ árammal gerjesztik, a hiszterézisgörbét pedig a szekunder tekercsen mért $U(t)$ potenciál alapján kapják meg. LeCroy LT342 mérő egységet használtak az áram és a potenciál, ill. WK PMA 3260A mérőrendszert a permeabilitás és a mágneses veszteség mérésére. Ezen technikai paraméterek részletes definíciója megtalálható a [26, 6] cikkekben. Egy speciális házilag készített prést alkalmaztak a mechanikai érzékenység vizsgálatára. A felcsévélte henger alakú szalagokat az átmérővel párhuzamosan 3 százalékos deformációnak tették ki.



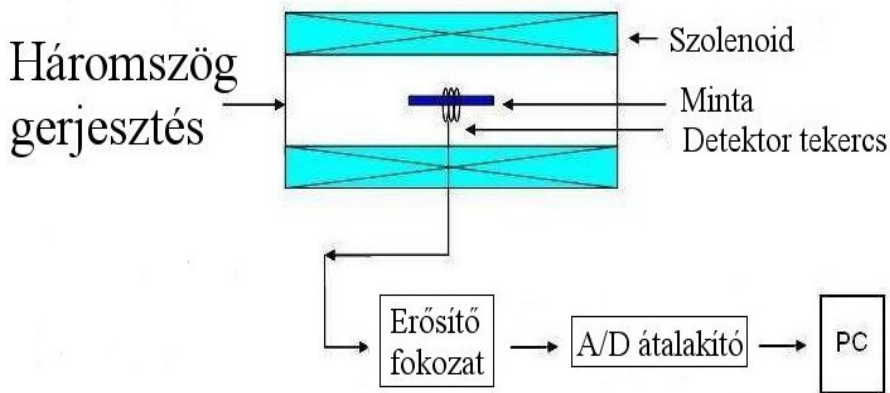
3.1-1. ábra: Kísérleti összeállítás a mechanikai érzékenység mérésére (a tekercs átmérője megközelítőleg 5 cm)

Ezt követően meghatározzák a permeabilitás relatív megváltozását ($\Delta\mu_{norm}$). A $\Delta\mu_{norm}$ az alábbi módon számolandó ki:

$$\Delta\mu_{norm} = \frac{\mu_0 - \mu_\varepsilon}{\varepsilon\mu_0} \quad (3.1-1)$$

A fenti képletben μ_0 és μ_ε rendre a deformáció nélküli állapotban lévő, ill. a deformált minta permeabilitását, $\varepsilon = \Delta d/d$ a relatív deformációt jelöli.

A DE Szilárdtest Fizika Tanszékének munkatársaival együtt működve elkészített Barkhausen-zaj mérésére általam használt mérőrendszer vázlata látható a 3.1-2. ábrán. Epoxy gyantával kitöltött detektortekercset készítettem először 100 menettel, később 400 menettel. A detektortekercsbe 16 mm-es szélességig tudtam a mintákat behelyezni. A 70 cm hosszú szolenoid 30 cm-nél is hosszabb szakaszon tudott homogén mágneses teret biztosítani. A gerjesztő szolenoidban folyó áramot háromszögjellel moduláltam, így az időben lineárisan változó mágneses teret hoztam létre a szolenoid belsejében. A mágneses tér hozzátétőleges változási sebessége 50 A/(ms) volt. A méréseket 100x10x0.02 mm méretű mintákon végeztem el. Ezt a méretet a méreteffektus-probléma részletes vizsgálata után választottam [27]. A zajparamétereknek a mintahosszúságától való függése 30 mm-nél rövidebb minták esetén lehet meghatározó, de már egy 40 mm hosszú minta gyakorlatilag ugyanolyan eloszlást produkált, mint egy 250 mm hosszú minta. A detektortekercssel mért jeleket egy erősítőfokozat tovább erősítette, egy NI PCI MIO 16E-1 digitális mérőkártya 12 bites analóg digitális konvertálással digitalizálta. A mintavételezési frekvencia 1 MHz volt. A mért adatok online, majd offline feldolgozását a már korábban említett programok segítségével végeztem el. Több, az általam használthoz hasonló mérési metodikát tárgyaló publikáció is fellelhető az irodalomban [28]. Az ezzel a technikával elért eredményeket a 4.1. fejezetben ismertetem.



3.1-2. ábra. A mágneses Barkhausen-zaj mérő egység felépítése

3.2 A mérőrendszer fejlesztése

Az fent leírt mérési összeállítás állandó sebességgel változó külső mágneses teret biztosított a minták fel- és lemágnesezéséhez. A különböző hőmérsékleten hőkezelt fémüvegszalagok Barkhausen-zaj zajszintparaméterét és energiáját még e metodika keretei között mértem. Azonban az állandó sebességgel változó külső mágneses tér nem biztosított állandó mágnesezési sebességet a különböző minták esetében, ugyanis a különböző módon hőkezelt mintáknak eltért a permeabilitása. A különböző permeabilitás különböző mágnesezési sebességet eredményezett a mintákban (1.3-1 képlet). Ahhoz, hogy a mért Barkhausen-zaj teljesítményspektrumát egyértelműen lehessen értelmezni egy adott technológiai paraméter függvényében, a [29–31] és az 1.4 fejezet értelmében ajánlott a mágnesezési sebességet, a minta mágnesezettségének időbeli változását, állandó értéken tartani. Az (1.4-4) kifejezésben a spektrálsűrűség arányos $d\Phi/dt$ -vel, azaz a dM/dt mágnesezési sebességgel és egy a különböző anyagokat jellemző tapasztalati konstanssal. Továbbá a képlet tartalmaz egy olyan faktort, mely a frekvenciafüggést írja le. Ennek megfelelően az $S(f)$ és a dM/dt hányadosát kell ábrázolni a frekvencia függvényében log-log skálán, ahogy az a [29]-ben is látható. Ezért a mérőrendszert oly módon kellett módosítani, hogy a méréseket konstans mágnesezési sebesség mellett tudjam elvégezni. Tudjuk, hogy $\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H} + \mathbf{M}$, ill. azt, hogy a mi esetünkben dH/dt elhanyagolható dM/dt -hez képest [31], minek következtében $d\mathbf{B}/dt \approx d\mathbf{M}/dt = (d\mathbf{M}/dH)(dH/dt) = \mu dH/dt$. Lévé, hogy a minták relatív permeabilitása $3 \cdot 10^5$ és $7 \cdot 10^5$ között változott [32, 33], nagyon fontos volt a dM/dt állandó értéken tartásához a dH/dt értékeket a minták permeabilitásához igazítani.

3.3 A minták előkészítése

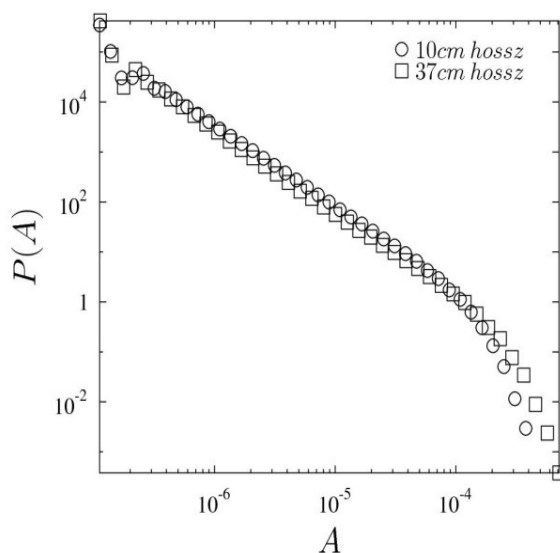
A méréseket amorf, ill. különböző hőmérsékleten hőkezelt FINEMET-típusú mintákon végeztem. A mintaként szolgáló szalagok egyenként felcsévélve tömb formájában egy tároló tégelyben helyezkedtek el. A különböző tekercsekről egyenként kb. 10 cm hosszúságú darabokat vágtam le. A minták becsült mérete (10mm)x(25um)x(10cm) volt. A további méréseket ezeken a szalagdarabokon végeztem el. A mintákat kb. 100 menetes detektortekercs felhelyezését követően egy műanyag lapon szorosan rögzítettem. A műanyag lapot egy tartó rúdhoz rögzítettem, majd a mintával együtt a külső gerjesztő mágneses teret biztosító szolenoidba helyeztem. A detektortekercset, ill. a későbbi mérések során detektortekercset rugalmasan tudtam cserélni

összehasonlító mérések elvégzése céljából.

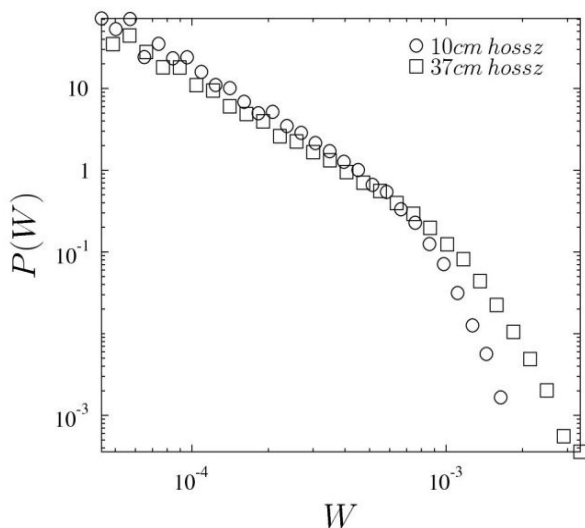
3.4 A mintaméret hatása

Mint már korábban említettem, először vizsgáltam, hogy az alkalmazott mérési metodika mellett a mintaméret miként befolyásolja a mérés reprodukálhatóságát, a mérési eredmények megbízhatóságát. Hogy ezt részletesebben is tanulmányozhassam, két különböző hosszúságú amorf fémüvegszalagon mért Barkhausen-zajparaméterek eloszlásgörbéit vizsgáltam. Vizsgálataimat a [31] referencia alapján elsősorban a csúcsterületre, ill. a csúcsszélességre koncentráltam. Mind a két paraméter követi az (1.3-1) által leírt eloszlást.

Ahogy az a 3.4-1. és 3.4-2. ábrákon is látható, $P(A)$ -t az A függvényében kétszer logaritmikusan ábrázolva a göbe meredeksége, azaz az kitevő nem függ a mintahosszától. Ellenben növelve a mintahosszát, nő a levágás értéke (A_0):



3.4-1. ábra. Mágneses Barkhausen-zajcsúcsterület eloszlásgörbék különböző minta hosszakra



3.4-2. ábra. Mágneses Barkhausen-zajcsúcshélesség eloszlásgörbék különböző minta hosszakra

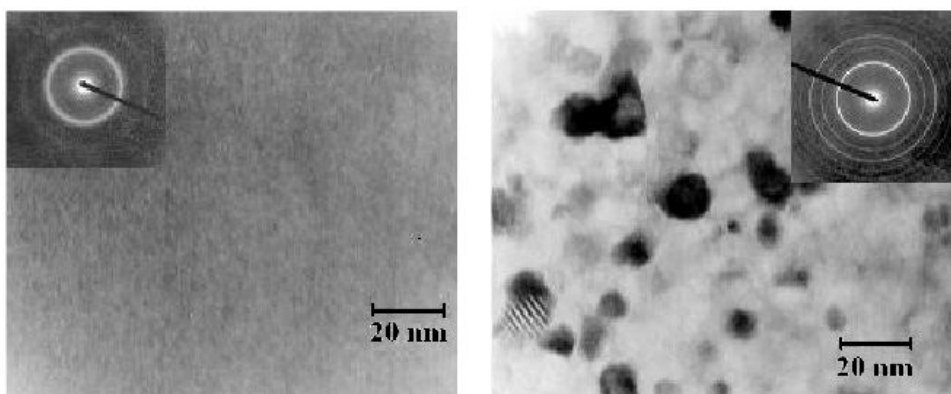
10 és 37 cm hosszú mintákon végzett méréseket hasonlítottam össze. A gerjesztő szolenoid véges hossza miatt 37 cm-nél hosszabb szalagon már nem állt módomban mérést végezni. A többször elvégzett mérések szinte azonos eredményt adtak. A mintahossz növelése nem befolyásolta a mért kitevők értékeit, csak a levágási értékeket növelte meg. Így azt a megállapítást tettem, hogy a mérőrendszer, állandó mintaméretet választva, alkalmas különböző mintákon végzendő összehasonlító mérésekre.

Továbbá kiszámoltam a vizsgált minták behatolási mélységét 1.8-1 képlet alapján az általam alkalmazott maximális és minimális gerjesztő tér frekvencia (rendre 100 Hz és 100 kHz) mellett. A Finemet-típusú anyag ρ fajlagos ellenállása, $7.3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, f a gerjesztő mágneses tér frekvenciája, $f = 10^5 \text{ Hz}$, μ_r és μ_0 rendre az anyag relatív permeabilitása (nagyságrendileg 10^5) és a vákuumpermeabilitás. A behatolási mélység körülbelül 5 μm -nek adódott a maximális, nagyságrendben 10^5 -es gerjesztő frekvenciánál és 150 μm -nek a minimális, nagyságrendben 100 Hz-es gerjesztő frekvenciánál, így elmondhatom, hogy a 200 Hz - 200 kHz észlelési intervallumban a teljes mintatér fogatból gyűjtöttem az információt.

4. Korreláció FINEMET-típusú mintákon mért Barkhausen-zaj zajsztintparamétere/energiája és a minták mechanikai érzékenységs-paramétere között

4.1 Bevezetés

A mágneses Barkhausen-zaj mérésben az alapkutatás szempontjából fontos a csúcseloszlás-statisztikák modern kiértékelése [27-36]. Ezeknek a kutatásoknak egy része a mágneses zajspektrumokban megjelenő skálatulajdonságok, univerzalitási osztályok és feszültségeffektusok vizsgálatára irányul. Másrészt az ipari gyakorlatban lágy- és keménymágneses ötvözetek minőségvizsgálatára szintén fontos a Barkhausen-zaj mérés alkalmazása [27, 37]. Például a FINEMET-típusú szalagokat, melyek széles körben alkalmazott ipari anyagok, több tanulmányban is vizsgálták [27, 33, 34]. Transzmissziós elektronmikroszkópos, DSC és röntgendiffrakciós mérések alapján [33, 34] azt találták, hogy a nanokristályos Fe részecskék térfogataránya a nanokristályos kompozit FINEMET-típusú anyagban az izokrón hőkezelés során a növekvő hőmérséklettel együtt fokozatosan nőtt nullától megközelítőleg 70 %-ig a 673 K-től 873 K-ig terjedő hőmérséklet-intervallumban.



4.2-1. ábra. Transzmissziós elektronmikroszkópos képek az amorf (balra) és a 853 K-en hőkezelt mintáról (jobbra) [57]

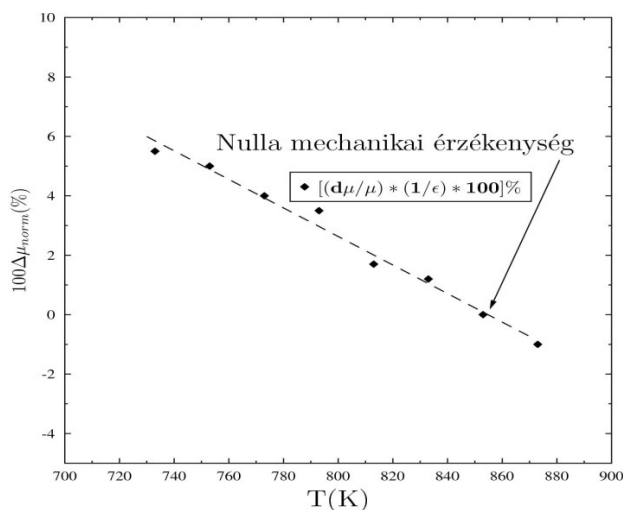
Ebben a fejezetben speciális hőkezeléssel előállított FINEMET-típusú anyagok mágneses Barkhausen-zajparamétere és mágneses tulajdonságai között vizsgált korreláció eredményeit mutatom be. A végtermék optimális állapotának meghatározása, továbbá a minőségvizsgálat javítása érdekében a hőkezelések által előidézett szerkezeti változások hatásait követtem nyomon

Barkhausen-zaj mérésel. Az eredményeket különböző zajparaméterek eloszlásainak vizsgálatával elemeztem. Az eredmények hasznos korrelációt mutatnak a mechanikai érzékenység-paraméter és a Barkhausen-zaj zajszintje, teljes disszipált energiája között.

4.2 Kísérlet és eredmények

A zajparaméterek detektálását a 3.1 fejezetben leírt mérőrendszerrel végeztem el, külön figyelmet szenteltem a külső zajok jelentette zavaró hatásnak. Annak érdekében, hogy ezeket a zavaró jeleket (pl. az elektromos eszközökből származó zajokat) kiküszöböljem, vagy legalábbis a hatásukat minimálisra csökkentsem, egy ún. csúcsetektálási szintet (feszültségérték) alkalmaztam, melynek értelmében csak azokat a Barkhausen-jeleket detektáltam, (továbbá ezeknek a jellemzőit vizsgáltam), melyek nagysága az előbb említett detektálási szint fölé esett. A kiértékelések során a már korábban definiált csúcsterület-, ill. csúcseenergia-paramétereket vizsgáltam.

A minták mechanikai érzékenységének mérését a 3.1 fejezetben leírtak szerint a velünk együtt működő cégnél végezték el. Ezen mérés eredménye látható a 4.2.-1. ábrán.



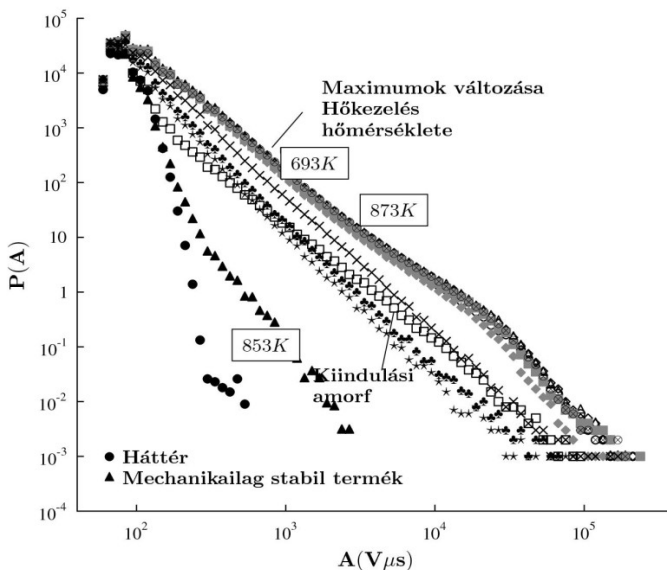
4.2-1. ábra. A minták mechanikai érzékenysége ($\Delta\mu_{norm} * 100$) a hőkezelési hőmérséklet függvényében

A Barkhausen-zaj adatokat a teljes mágnesezési görbe mentén gyűjtöttem, minek következtében az általam mért kitevők nem egyeztek meg az irodalmi adatokkal, ahol a mérést ablakoltan a mágnesezési görbe koercitív

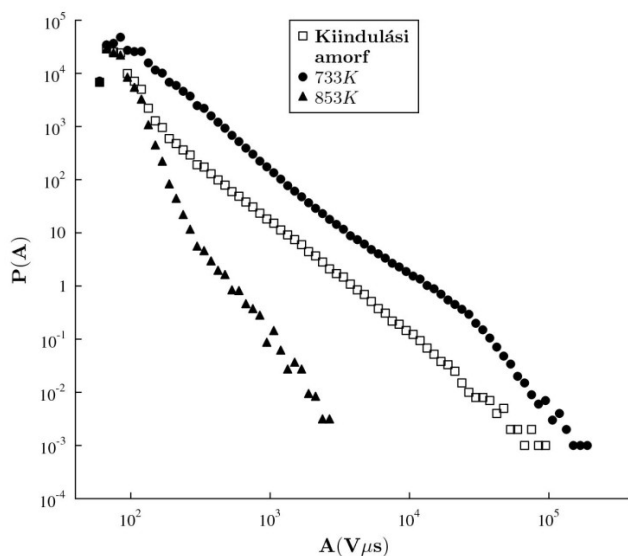
pontja körül végezték el [31]. Például az általam a kiindulási amorf mintán mért $P(A)$ exponens: 1.6 ± 0.15 nem egyezik meg az irodalomban a tiszta amorf ötvözetre publikált értékkel: 1.25 [39] (lásd még később is). Ez azonban nem befolyásolta a különböző mintákon végzett mérési eredmények összehasonlítását.

A Barkhausen-zajjelek analiziséből azt kaptam, hogy mind a skálakitevő, mind a zajszint ($P(A)$ egy adott A értéknél, ez esetben $A = 1000$ -nél) változott a mechanikai érzékenység függvényében [4.1-2. ábra].

A hőkezelések alatt az eredetileg teljesen amorf mátrixból kivált nanokristályos Fe térfogathányadának fokozatos növekedése tapasztalható, amit korábban a tanszékünkön végzett elektronmikroszkópos vizsgálattal is igazoltak [41, 43]. A zajszint értéke a kiindulási(amorf) állapottól egészen a 693 K-es hőkezelésig nő, majd hirtelen lecsökken, miatt a hőmérséklet tovább nő 853 K-ig. 853 K felett ismét egy hirtelen növekedés tapasztalható a zajszint értékében. A 4.2-2. ábrán látható a $P(A)$ görbék kitevőinek ellentétes tendenciája. A jobb áttekinthetőség kedvéért a 4.2-3. ábrán a $P(A)$ függvény látható két minimális és maximális hőkezelést kapott(733 K és 853 K), ill. a kiindulási amorf minta esetében.



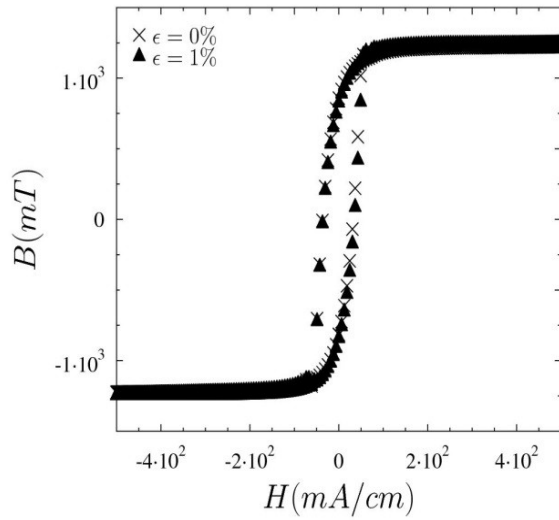
4.2-2. ábra. Barkhausen-zajcsúcok területének eloszlásgörbei a különböző hőmérsékletű hőkezeléseket követően. Egy kezdeti növekedés tapasztalható egészen 690 K-ig, ezt követően $P(A)$ 690 és 850 K között csökken, 850 K-t követően ismét növekedés tapasztalható



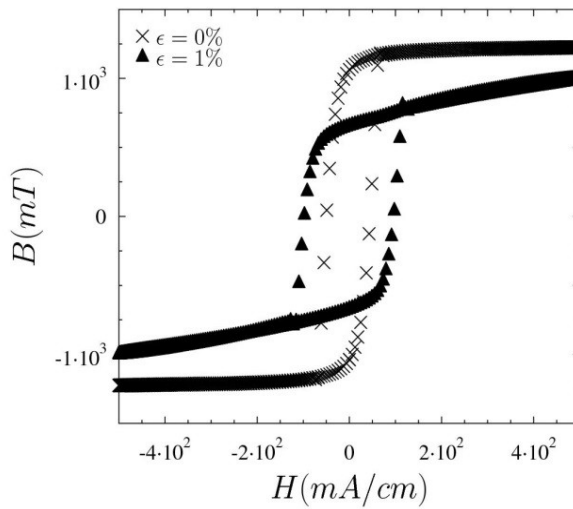
4.2-3. ábra. Az egyszerűség kedvéért a legmagasabb és legalacsonyabb zajszint, plusz a kiindulási állapot látható az ábrán

A $P(E)$ eloszlásgörbét ábrázolva a maximális hőkezelési hőmérséklet függvényében a $P(A)$ -hoz hasonló viselkedést tapasztaltam.

A 4.2-4. és a 4.2-5. ábrákon két különböző mechanikai érzékenyséű mintán mért hiszterézisgörbék láthatók deformálva és deformáció nélkül. Jól látható, hogy a nulla mechanikai érzékenyséű minta esetében nincs különbség a két állapot között, míg $\delta=5.5$ esetén a változás számottevő. Összehasonlítva a két ábrát, látható, hogy a különböző mechanikai érzékenyséű minták permeabilitása jelentősen eltér.

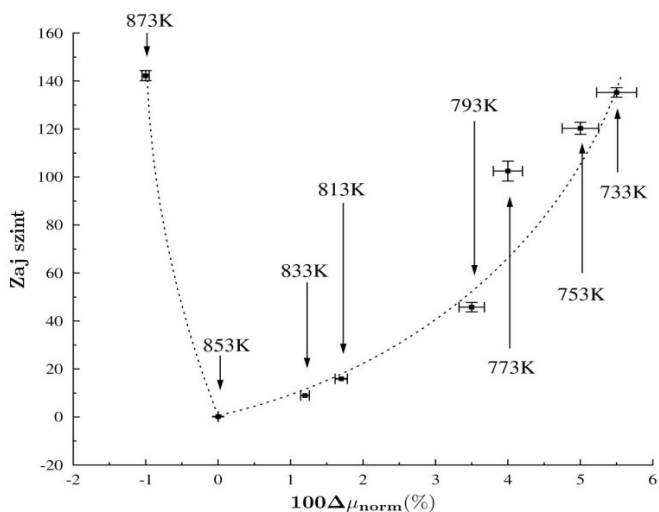


4.2-4.ábra. Nulla mechanikai érzékenységű minta hiszterézisgörbéi a tekercs átmérője mentén 1%-t deformálva, ill. deformálatlanul

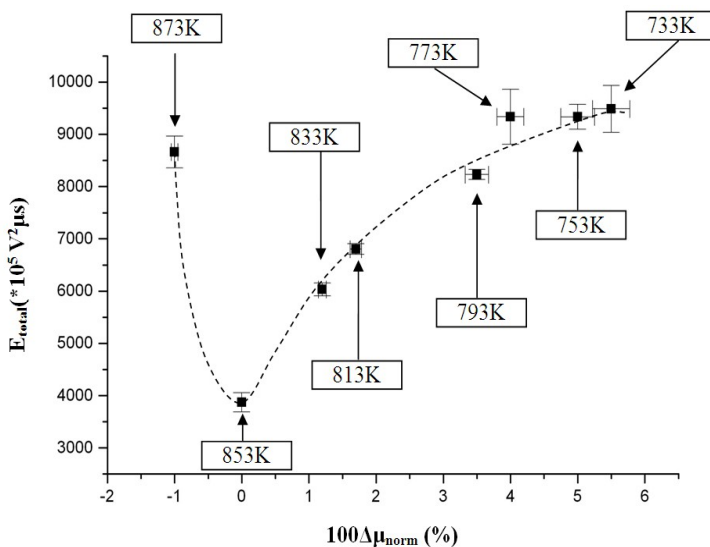


4.2-5. ábra. 5.5 mechanikai érzékenységű minta hiszterézisgörbéi a tekercs átmérője mentén 1%-t deformálva, ill. deformálatlanul

A 4.2-6. ábra a zajszint és a mechanikai érzékenység közötti korrelációt mutatja. Látható, hogy a zajszintnek 853 K-nél van a minimuma, ott ahol legkisebb a mechanikai érzékenység. A 4.2-7. ábra az átlagban egy gerjesztési ciklus alatt disszipált teljes Barkhausen-zaj energiát (E_t a $P(E)$ görbe alatti terület) mutatja ismét a mechanikai érzékenység függvényében. Mind a 4.2-6., mind a 4.2-7. ábrákon látható görbék hasonlóak. Az így kapott korreláció a Barkhausen-zajparaméterek és a mechanikai érzékenység között fontos lehet a végtermékek optimális állapotának megállapításánál és a minőségellenőrzés fejlesztésében.



4.2-6. ábra. A zajszint ($P(A)$ értéke $A=1000 \text{ V}\mu\text{S}$ -nál) a mechanikai érzékenység függvényében (a szaggatott vonal mutatja a tendenciát)



4.2-7. ábra. Az egy gerjesztési ciklus során disszipált zajenergia a mechanikai érzékenység függvényében

4.3 Konklúzió

Ipari körülmények között hőkezelt FINEMET-típusú ($\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{Nb}_3\text{B}_6\text{Cu}_1$) szalagok mágneses tulajdonságait vizsgáltam. A permeabilitást, mechanikai érzékenységet standard ipari eszközökkel mérték meg. E tulajdonságok és a mért Barkhausen-zajparaméterek közti korrelációt határoztam meg. A csúcsterület- ($P(A)$) és csúcsenergia-eloszlásokat ($P(E)$) kiértékeltem. A zajparaméterek eloszlásfüggvényei jó egyezést mutattak az dinamikus kritikusság elméletével, a $P(x) \sim x^{-a}$ formájú hatványfüggést kielégítve. Azt kaptam, hogy a zaj számottevően nem függ a minták permeabilitásától. Ugyanakkor egy hasznos korrelációt sikerült megállapítanom a zajparaméterek és a mechanikai érzékenység között. Minimális zajt elhanyagolható mechanikai érzékenységgű 853 K-en hőkezelt amorf nanokristályos kompozit minták esetében mértem. Ez a korreláció alkalmas lehet a termék, FINEMET-típusú szalag, mechanikai tulajdonságának előállítás közben történő roncsolásmentes nyomonkövetésére, szemben a mechanikai érzékenységméréssel, mely már csak a kész terméken végezhető el. A zajszint, továbbá az egy gerjesztési ciklus során disszipált zajenergia és a mechanikai érzékenység közti korreláció

rávilágít a mechanikai érzékenység paraméter mikroszerkezettel való kapcsolatára. A zajszint és a zajenergia csökkenése a mágneses doménfalak mozgását akadályozó akadálypontok csökkenésére utalhat, ezzel összefüggésben a krisztallitok növekedésére, ill. a maradó feszültségek hőkezelés hatására történő relaxációjára. A kiindulási szalag előállításakor a gyors hűtés következtében az amorf mátrixba maradó feszültségek épülnek be. Az amorf mátrix/nanokristályos hányad a hőkezelés hatására csökken, amint azt a 4.1 bevezetésben említtem. A krisztallitok mérete ugyan nő, ami hosszabb távú doménfalmozgást és ezáltal nagyobb Barkhausen-zaj lavinaeseményt indukál, de a maradó feszültség doménmozgásra gyakorolt hatása csökken, ez utóbbi a meghatározó. Az észlelt zajenergia 873 K-en történő megugrása a már nanokristályos szerkezetbe beépülő feszültség hatására utalhat. A mechanikai érzékenység mikroszerkezettel való kapcsolatának megértéséhez további vizsgálatokra, röntgendiffrakciós és elektronmikroszkópos mérésekre van szükség.

A fent ismertetett eredményekhez kapcsolódó publikációk:

G. Eszenyi, S. Szabó, L. Harasztosi, F. Zámorszky, J. Nyéki, Z. Erdélyi, D.L. Beke: Correlation between Barkhausen noise and mechanical sensitivity in FINEMET-type materials, *J. Mater. Res.*, 24, No. 1, (2009) 130-134, Impact factor: 1.667

G. Eszenyi, S. Szabó, L. Harasztosi, F. Zámorszky, J. Nyéki, Z. Erdélyi, D. L. Beke, Barkhausen-noise and mechanical sensitivity in FINEMET-type materials, *Journal of ELECTRICAL ENGINEERING* 59, NO 7/s, (2008) 66-69, Impact factor: 0

5. Korreláció FINEMET-típusú mintákon mért Barkhausen-zaj teljesítményspektruma és a minták mechanikai érzékenység-paramétere között

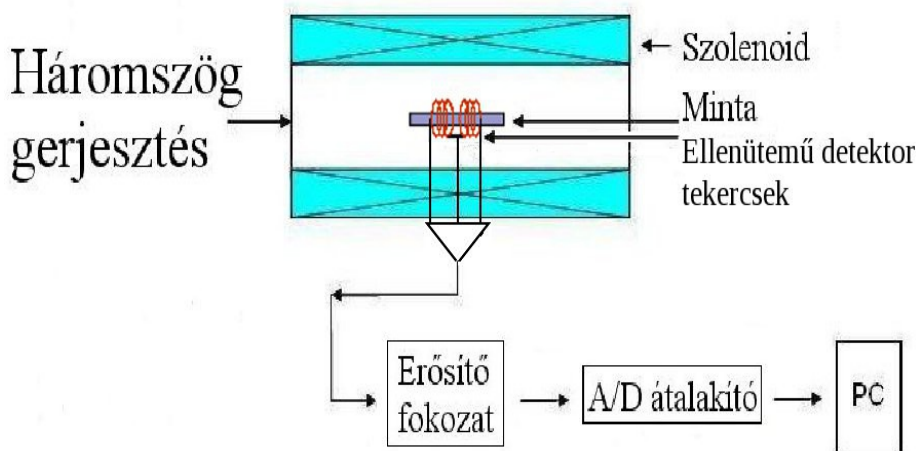
5.1 Bevezetés

A 4 pontban a minták mechanikai érzékenység-paramétere és a Barkhausen-zaj zajsintje ill. a teljes disszipált zajenergia (E_t) közötti korrelációt írtam le. A [29] referenciában arról számoltak be, hogy a mágnesezési görbe mentén való végighaladás során (telítéstől telítésig) állandó mágnesezési sebesség alkalmazásával és a mért Barkhausen-zaj megfelelő spektrális analízisével összefüggés van a Barkhausen-zaj teljesítményspektruma ($S(f)$) és a hidegen hengerelt vagy húzott alacsony széntartalmú acéllemezek deformációja között. Érdekes módon a spektrumok alacsony és magas frekvenciákhoz tartozó részei a deformáció hatására ellentétes tendenciát mutattak. Arra a következtetésre jutottak, hogy az általuk leírt korreláció hasznos lehet mágneses anyagok esetében roncsolásmentes tesztek során. Ezen eredmények fényében érdemes megvizsgálni, hogy van-e az előző fejezetben is vizsgált FINEMET-típusú szalagok mechanikai érzékenység-paramétere(δ) és teljesítményspektruma között hasonló korreláció, mint ami az előző fejezet értelmében a δ és a teljes disszipált Barkhausen-zajenergia (E_t) között van.

5.2 Kísérlet és eredmények

A Barkhausen-zaj zajsintparaméterének és energiájának meghatározásakor a Barkhausen-zajt még egyetlen detektortekerccsel mértem. A továbbiakban a zaj teljesítményspektrumának meghatározásához [29] szerint két ellenütemben kapcsolt egymástól 30 mm-re elhelyezett 100 menetes detektortekercset alkalmaztam [5.2-1. ábra]. Igaz, hogy így jóval kisebb intenzitású jeleket tudtam kiértékelni, azonban sikerült a külső elektromágneses zajforrások zavaró hatását lecsökkentenem. További változás a 3.1 fejezetben leírtakhoz képest, hogy a Barkhausen-zajcsomagokat offline mértem, vagyis a teljes nyers zajspektrumot azok felvételét követően értékeltem ki. A zajcsomagok rögzítését a 4. fejezetben használt LabView szoftver továbbfejlesztett változatával végeztem el. A Barkhausen-jeleket a permeabilitástól függően 20-70 egymást követő periódusban ablakoltan vettem fel. Hogy elkerüljem a nem doménmozgásból származó egyéb mágneses zajjellegűket, ezt az ablakot $M = 0$ köré szabtam meg (a gerjesztő

háromszögjel lineáris részének 8%-t téve ki). Minél nagyobb a permeabilitás, annál kisebb dH/dt -re van szükség dM/dt állandó értéken való tartásához. A dH/dt csökkenésével ugyanakkora méretű (statistikus súlyú) file felvételéhez arányosan kevesebb periódust vettem fel a zajból. A zajcsomagokat a korábbiaktól ugyancsak eltérően nem 1 MHz, hanem 200 kHz mintavételezési frekvencián offline gyűjtöttem. Az offline felvett Barkhausen-spektrum kiértékelését, csúcsterület, csúcsszélesség, ill. egyéb paraméterek kiszámítását a már korábban említett (a Szilárdtest Fizika Tanszéken Bükki Deme András által fejlesztett) C nyelven írt program segítségével végeztem [30]. A teljesítményspektrumot $S(f)$ -et a rögzített Barkhausen-jelekből diszkrét FFT (Fast Fourier Transformation – gyors Fourier-transzformáció) algoritmus segítségével határozta meg az általam használt program. Az FFT-t követően az általam használt program a transzformált adatok valós és képzetes részeinek négyzetösszegét képezi.

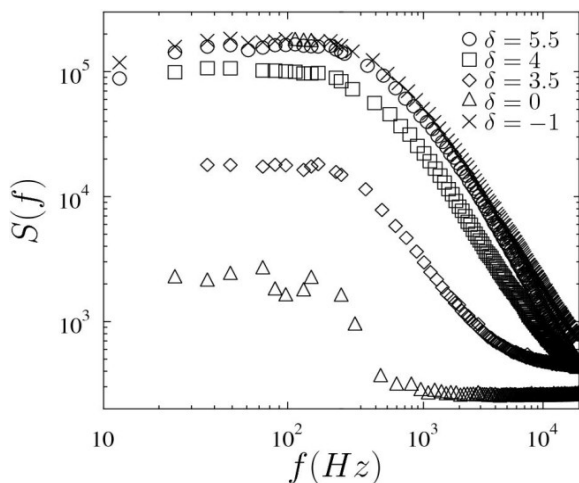


5.2-1. ábra. A mérőrendszer sémája ellenütemű detektortekercsek használata esetén

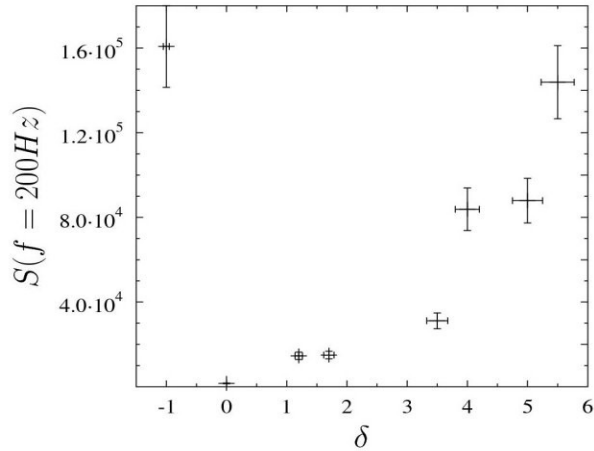
Az 5.2-2. ábra különböző mechanikai érzékenységű mintákon mért Barkhausen-zaj teljesítményspektrumát mutatja. Látható, hogy a görbéknek az (1.4-8) egyenlettel leírható alakjuk van. Ahhoz, hogy a különböző mérési eredményeket összevethessem, a különböző mintákra jellemző mágneses doménstruktúra-átrendeződés összehasonlító vizsgálatához, az $S(f)$ görbéket dB/dt -vel (a minta mágnesezési sebességével) normálva kell ábrázolni vagy $\langle dB/dt \rangle$ - t állandó értéken kell tartani. Az (1.3-1) képlet értelmében a külső tér

változási sebességét, $dH/dt - t$, a különböző hőkezelést kapott (különböző permeabilitású) fémüvegszalagok esetében úgy változtattam, hogy $\langle dB/dt \rangle$ konstans maradjon. Az 5.2-2. ábrán látható, hogy míg az $S(f) \geq 10$ kHz) görbék pozíciója megközelítőleg ugyanaz, jól észrevehető változás mutatkozik a meredekségükben. Az $S(f)$ egy adott frekvenciánál vett értéke nem monoton változik a δ függvényében. Például $f=4\text{kHz}$ -nél először δ csökkenésével $S(f)$ értéke csökken, majd a minimális $\delta \approx 0$ értéknél $S(f=4\text{kHz})$ értéke is minimális, ezt követően negatív δ -ra ismét megnő $S(f=4\text{kHz})$ értéke. A (1.4-9) képletből következik, hogy elég nagy frekvenciáknál $S(f)/(dI/dt)$ arányos $1/f^2$ -tel. Az 5.2-2. ábrán látható, hogy a fehér-zajra jellemző $1/f^2$ függés közelítőleg a nagyobb mechanikai érzékenységgű mintákra érvényes. Kisebb mechanikai érzékenységgű minták, különösen a $\delta=0$ minta esetében, kevés kis intenzitású Barkhausen-zajcsúcsot tudtam detektálni, minek következtében az $1/f^2$ függés nem mutatkozik nagy frekvenciákon.

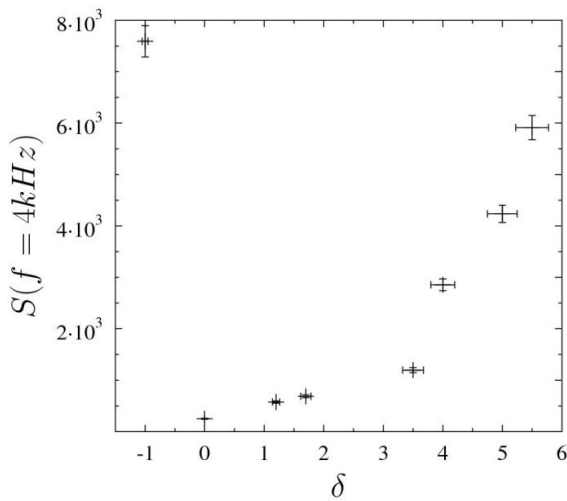
A [30]-hoz hasonló kiértékelési módot követve, az $S(f)$ értékeket δ függvényében ábrázolva az 5.2-3. és az 5.2-4. ábrákon látható korrelációkat kaptam, mely hasonló a 4. fejezetben kapott korrelációhoz.



5.2-2. ábra. Különböző mechanikai érzékenységgű hőkezelt minták Barkhausen-zaj teljesítményspektrumai a frekvencia függvényében $dM/dt = 0.2$ T/s mágnesezési sebességnél



5.2-3. ábra. Korreláció a minták mechanikai érzékenysége és teljesítményspektruma között $f = 200 \text{ Hz}$ -nél

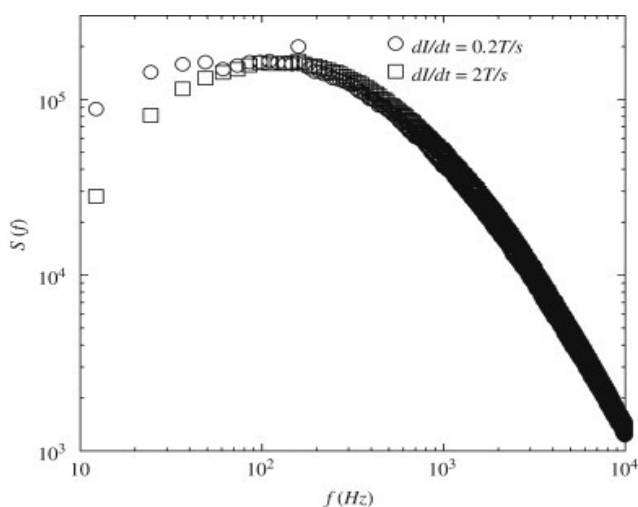


5.2-4. ábra. Korreláció a minták mechanikai érzékenysége és teljesítményspektruma között $f = 4 \text{ kHz}$ -nél

Ahogy azt már korábban is említettem, az egy gerjesztési ciklus alatt disszipált Barkhausen-zaj energia (E_t) arányos az egy ciklusra vett Barkhausen-zaj intenzitással $\langle \Delta V^2 \rangle$ -el. Ugyanakkor az energia-gyakoriságeloszlásnak

($P(E)$) az integrálja különböző függést mutathat a vizsgált technológiai paramétertől, továbbá az integrálási határoknak is szerepük lehet. Valójában ez volt az egyik fő motiváció mind a [29] referenciában, mind az általam végzett vizsgálatok esetében. Az előbb elmondottakat figyelembe kell venni, ha nem akarunk ellentmondó állításokat kapni a Barkhausen-zaj és a anyag mikroszerkezete közötti korrelációt illetően.

Az 5.2-3. és az 5.2-4. ábra a minták mechanikai érzékenysége és teljesítményspektruma közötti korrelációt mutatja rendre $f=200\text{ Hz}$ (alacsony) és $f=4\text{ kHz}$ (magas) frekvenciánál. Látható, hogy e két különböző frekvenciánál kapott korreláció hasonló.



5.2-5. ábra. Két különböző mágnesezési sebesség mellett mért frekvenciaeloszlássűrűség-görbék 5.5-es mechanikai érzékenységű minta esetében

Az 5.2-5. ábra egy adott mechanikai érzékenységű mintán különböző mágnesezési sebességek mellett mért teljesítményspektrumokat mutatja. Látható, hogy 5.5-es mechanikai érzékenységnél ($\delta=5.5$) $S(f)$ nagy frekvenciákhoz tartozó része $1/f^2$ -es függést mutat, a két különböző mágnesezési sebesség mellett mért görbe, ahogy az várható (9.14. ábra [53]-ban), egybe esik és csak kis frekvenciáknál térnek el egymástól. A 2 T/s mágnesezési sebesség mellett mért görbe a 0.2 T/s mágnesezési sebesség mellett mért görbe alá fut.

Itt fontos megemlíteni, hogy a [29]-ben a Barkhausen-zaj teljesítményspektruma a spektrum kisfrekvenciás és nagyfrekvenciás részeinél

ellentétes függést mutatott a deformáció függvényében hidegen hengerelt vagy húzott alacsony széntartalmú acéllemezek esetében. Ezt a felületi és tömbi mágnesezési folyamatoknak a zaj létrejöttében játszott különböző szerepével értelmezték. Ezzel szemben én a kislekvenziás és nagyfrekvenziás tartományban hasonló viselkedést figyeltem meg.

A Barkhausen-ugrásokban extrém lokális folyamatok (a doménfalak apró részei leválnak az akadálypontokról) események egy sorát (lavinák) indítják el. A terjedési sebességet az örvényáramok határozzák meg, míg a keletkező lavinák méretét a külső és belső demágnesezési terek korlátozzák. A gyors lokális események a pinning terek finom struktúrájának az ujjlenyomatai és ezek határozzák meg $S(f)$ intenzitását nagy frekvenciáknál [29]. Továbbá nagy frekvenciáknál, mivel a tömbből jövő jeleket az örvényáramok leárnyékolják ill. kisimítják, $S(f)$ meghatározóan azokhoz az átmenetekhez (Barkhausen-ugrások) kapcsolódik, melyek a lemez/szalag felületközeli rétegében játszódnak le. Kis frekvenciáknál a lavinák dinamikáját a lassú, hosszú hatótávú Barkhausen-átfordulások befolyásolják és ily módon $S(f)$ -et mind jobban a tömbi demágnesező tértől függő folyamatok határozzák meg.

Annak érdekében, hogy eldönthessük, hogy az előbb leírt fizikai kép meg tudja-e magyarázni a kísérleti eredményeimet vagy sem, több információra lenne szükség a doménstruktúra és feszültségeloszlás mélységfüggéséről a mi mintáink esetében. Mindazonáltal érdemes megemlíteni, hogy [52]-ben arról számoltak be, hogy FINEMET-típusú amorf vagy amorf/nanokristályos szalagokban Kerr mikroszkóp által vizsgált doménszerkezet különös mélységfüggést mutatott (lásd pl. 13. ábrát [52]-ben) a befagyott maradó feszültségek ill. a felületi oxidáció okozta lokális feszültségek összjátékának köszönhetően. Ezért a mért teljesítményspektrum részleteinek megnyugtató értelmezéséhez a doménszerkezet mélységfüggésének és a különböző tömbi és felületközeli rétegben lejátszódo folyamatok szerepének az ismeretére lenne szükség.

5.3 Konklúzió

Az 5.2 pontban különböző, hőkezelt, FINEMET-típusú szalagokon végzett Barkhausen-zaj kísérleteket tárgyaltam. A teljesítményspektrum ($S(f)$), a Barkhausen-zajt állandó mágnesezési sebesség mellett mérve, határozott függést mutat a szalagok nanostruktúrája függvényében. Ezért a szalagok mechanikai érzékenység-paraméterét összehasonlítottam a mért Barkhausen-zaj Fourier-spektrumával. Az egy detektortekercses elrendezésről a két detektortekercses elrendezésre való áttérés kisebb zavaró háttér-zajintenzitást

eredményezett, ami lehetővé tette a teljesítményspektrum ($S(f)$) pontos mérését és kiértékelését. Azt találtam, hogy $S(f)$ kisméretű és nagyfrekvenciás része határozott és egyben hasonló korrelációt mutat a mechanikai érzékenységgel. Ez hasonló az előző fejezetben tárgyalt az egy gerjesztési ciklusra jutó teljes disszipált Barkhausen-zaj energia és a mechanikai érzékenység között észlelt összefüggéshez. Ezek az eredmények arra utalnak, hogy $S(f)$ vizsgálata alkalmas lehet roncsolásmentes anyagvizsgálat céljára FINEMET-típusú szalagok (mint ipari termék) előállításakor.

Az ehhez a ponthoz kapcsolódó publikáció:

G. Eszenyi, A. Bükki-Deme, L. Harasztosi, F. Zámorszky, J. Nyéki, Z. Erdélyi, D.L. Beke, I.A. Szabó: Spectral density of Barkhausen noise in FINEMET-type materials, J. Magn. Magn. Mater. 322, (2010) 322-325, Impact factor: 1.689

6. Barkhausen-zaj paraméterek a mágnes indukció különböző értékeinél

6.1 Bevezetés

Jól ismert, hogy a Barkhausen-zajjelek szerkezete igen gazdag és információval szolgál a mágnesezési folyamat különböző részleteire vonatkozóan [7, 36-40, 50]. Például a mágnesezési görbe egyik ágán telítéstől telítésig végighaladva különböző mechanizmusok járulhatnak hozzá a Barkhausen-zaj létrejöttéhez. Egy, a koercitív tér, H_c , $B=0$, körüli szűk indukciós intervallumban a permeabilitás megközelítőleg konstans és a zajstatisztikák stacionáriusnak tekinthetők. Itt valószínűleg a véletlen pinning-térbeli doménfalmozgás a meghatározó folyamat és a kapcsolódó elméleti leírások, melyek a különböző Barkhausen-zaj paraméterek kritikus kitevőit jósolják meg (például a csúcsterület- és csúcshélesség-eloszlásgörbékhez tartozó kitevőket), jól megegyeznek a kísérleti eredményekkel [36-40]. Ezekben a mérésekben gondosan ügyeltek arra, hogy a zajadatokat egy szűk B intervallumban mérjék és gyűjtsék, ahol a permeabilitás állandó. Ha az előbb leírt észlelési ablakot a mágnesezési görbe fél ága mentén telítéstől telítésig mozgatták, meglehetősen eltérő viselkedést tapasztaltak a mágnesezési görbe könyökpontjai körül [7, 50]. Eddig csak egyetlen ilyen mérés van az irodalomban [50], ahol Fe(3% Si) polikristályos lemezben a mágnesezési görbe fél ága mentén telítéstől telítésig haladva az 1.3-1 összefüggésnek megfelelően a külső mágnesező tér változási sebességét (dH/dt) $1/\mu$ -vel arányosan változtatva állandó értéken tartották a mágneses indukcióváltozási sebességét (dB/dt). Ahhoz, hogy a mágnesezési görbe különböző szakaszaiban kapott eredményeket közvetlenül összehasonlíthassák, állandó mágnesezési sebességre volt szükség, mivel a zaj statisztikus viselkedése függ a fluxus változási sebességtől [54, 60, 61]. Félempirikus elméleti meggondolásokból azt kapták, hogy a zajteljesítmény, $\langle P \rangle$ (a teljesítményspektrum, $S(f)$, integrálja, ahol f a frekvencia) széles minimumot mutatott $B=0$ körül és két élesebb csúcst a mágnesezési görbe könyökpontjai körül [7, 50]. A zajteljesítmény B függésének alakját az alábbi félig tapasztalaton alapuló összefüggéssel írták le:

$$\langle P \rangle = a\mu + b \left(\frac{d\mu}{dB} \right) \quad (6.1-1)$$

a és b állandók. Ezeket a maximumokat úgy értelmezték, mint azon instabilitások megnyilvánulásait, amikben új domének jönnek létre, vagy

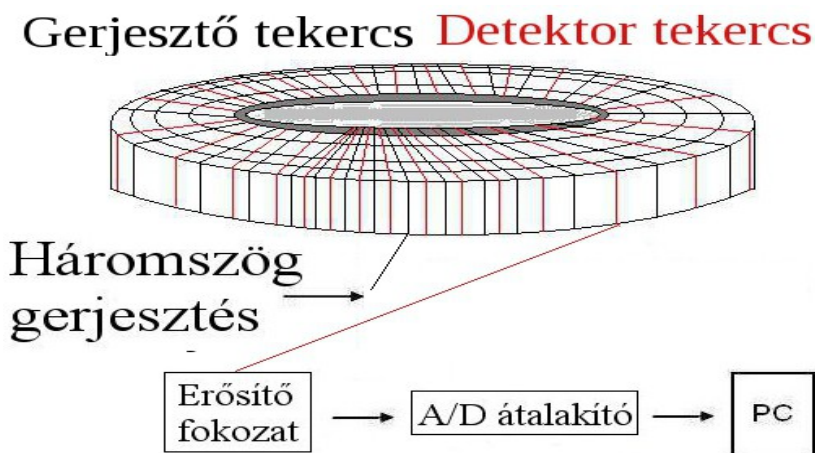
meglévő domének semmisülnek meg, nagy skálájú instabilitásokat hozva létre ezáltal (globális doménátrendeződés a minta teljes térfogatában) [7][50].

A 4. fejezetben FINEMET-típusú szalagokon végzett vizsgálataimban határozott korrelációt találtam ezen anyagok mechanikai érzékenység-paramétere és a Barkhausen-zaj zajszintparamétere, ill. a teljes disszipált zajenergia között a hőkezelt anyagokban [59]. Kimutattam, hogy minimális mechanikai érzékenység felel meg alacsony Barkhausen-zaj zajszintnek, ill. zajenergiának [59]. Bár a zajparaméterek valószínűség-eloszlását leíró hatványfüggvények részletes analízisét nem végeztem el, jól látható a 4.2-2 és 4.2-3 ábrákból, hogy a csúcsterület hatványkitevője hőkezelt szalagok esetében jelentősen eltér (a kristályhányad függvényében) attól az értéktől, amit amorf szalag esetében kaptam. (A 1.6-1 összefüggés alkalmazhatóságát és β kísérleti értékét éppen amorf szalagokra erősítették meg véletlen akadálypontok terének kitett doménfalak mozgásán alapuló részletes elméleti model alapján [37, 38]). Továbbá, az 5. fejezetben a zaj-frekvenciaeloszlás sűrűségfüggvényét, állandó mágnesezési sebességgel mérve a nulla mágnesezettség körüli szűk ablakban (a gerjesztő háromszöggel lineáris részének körülbelül 8%-át fedve le) vizsgáltam ugyanazokon a FINEMET-típusú anyagokon, mint korábban a 4. fejezetben. Azt kaptam, hogy a zaj-frekvenciaeloszlás sűrűségfüggvényének magas és alacsony frekvenciás része határozott korrelációt mutatott a mechanikai érzékenység-paraméterrel. Ezek az eredmények összhangban voltak azokkal, amiket a [29]-ban kaptak: A 4. és 5. fejezetben leírt roncsolásmentes vizsgálatokból kapott eredmények alapján úgy véltük, hogy érdekes lehet a hatványkitevőket és a teljes disszipált zajenergiát a mágnesezési görbén telítéstől telítésig végigmenve az észlelési ablak középpontjának függvényében megvizsgálni FINEMET-típusú anyagok esetében is. Ezek a vizsgálatok a következő kérdésekre adhatnak választ: 1) a zajteljesítmény B függésének alakja hasonló vagy eltér különböző lágymágneses anyagokban és 2) szűk indukciós intervallumban megközelítőleg állandó permeabilitás mellett a hatványkitevők hogyan függenek B-től.

6.2 Kísérlet

Az 5. fejezetben leírt mérőrendszerrel nem tudtam olyan jó jel/zaj arányt elérni, hogy kellően megbízható eredményeket kapjak $S(f)$ -re, ill. a kitevőkre.

A rendszer továbbfejlesztését és a további méréseket Molnár Zsolttal és Dr. Daróczi Lajossal együttműködve végeztük el. A lehető legjobb zajintenzitás elérésének érdekében egy speciális detektortekercses elrendezést alkalmaztunk: A 6.2-1. ábrán látható kísérleti elrendezés egy olyan toroid volt, amelynek magját egy 32 mm átmérőjű műanyag henger köré négy rétegben feltekert 10 mm széles és 20 μm vastag szalag képezte. Mind a gerjesztő, mind a detektortekercs 360 menetből állt a mag (ami egyben a vizsgálat tárgyát képező minta) körül. Ezt a toroidot permalloy árnyékolással vettük körül, ami csökkentette a külső elektromágneses tér zavaró hatását.



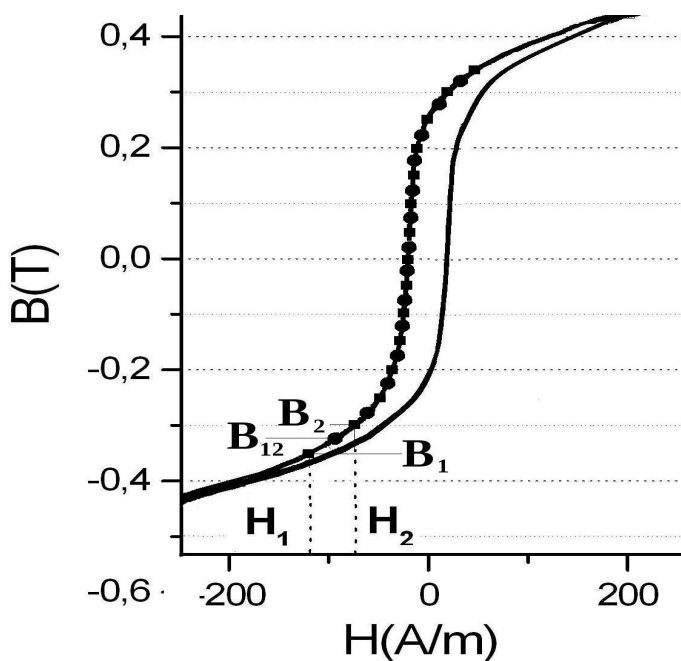
6.2-1. ábra. A mérés során alkalmazott kísérleti elrendezés, a 4 db. fehér gyűrű az egymáson lévő szalagoknak, a legbelső szürke gyűrű a műanyag hengernek felel meg

A gerjesztő tekercset a korábbi mérésekhez hasonlóan háromszögjellel hajtottuk meg, ami biztosította az áram és a mágneses tér állandó változási sebességét, ugyanis $H=k \cdot I$ és $dH/dt=k \cdot dI/dt$, ahol k egy, a toroidra jellemző, geometriai állandó. A jelgenerátort és a toroidra felcsévélte gerjesztő tekercset egy nagyfrekvenciás fojtóval kapcsoltuk össze: így lehetett kivédeni a gerjesztő tekercsben indukált feszültségimpulzusok zavaró visszacsatolását. A detektortekercset egy alacsony zajú előerősítőhöz kapcsoltuk. A mérési adatokat offline vettük fel, azaz a kiértékelést a már rögzített nyers mérési adatokon

végeztük el.

Az állandó dH/dt különböző mágneses indukcióváltozási sebességet (dB/dt) eredményez a mintában (a toroid magjában) a mágnesezési görbe különböző pontjainál a pontról pontra változó permeabilitás miatt ($dB/dt = \mu * dH/dt$).

A mérés során a mágnesezési görbe mentén haladva (negatív telítéstől pozitív telítésig és fordítva) a gerjesztő mágneses teret biztosító szolenoidban folyó áram kontrollált változtatása volna szükséges ahhoz, hogy a mintában állandó sebességgel változó mágneses indukció jöjjön létre [45]. A felmerülő technikai nehézségek miatt mi a [45]-ben alkalmazottnál egy egyszerűbb megoldást választottunk. Első lépésben a minta kvázisztatikus hiszterézisgörbéjét mértük meg a gyűrű alakú mintán un. fluxmetric módszerrel 0.5 Hz frekvencián. A hiszterézisgörbe megfelelő (pl. negatív telítéstől pozitív telítésig futó) szakaszát a mágneses indukció tengelyén egyenközűen osztottuk fel (6.2-2. ábra).



6.2-2. ábra. A gyűrű alakú mintán mért hiszterézisgörbe, a B tengely az észlelési ablakoknak megfelelően felosztva, a négyzetek jelölik az észlelési ablakok határait, a körök a egyes észlelési ablakok középpontjait

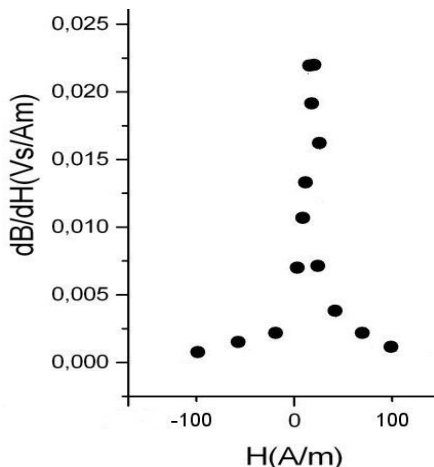
Ezeknek az egyenközűen felosztott tartományoknak, a továbbiakban észlelési ablakoknak, különböző az átlagos permeabilitása. Az észlelési ablakokhoz tartozó átlagos permeabilitást egyszerű lineáris megközelítéssel határoztuk meg (6.2-3. ábra). Az egyes ablakok indukciós határait és középhez tartozó átlagos mágneses indukciót is meghatároztuk (például egy adott ablakhoz tartozó H_1 , B_1 kezdő ill. H_2 , B_2 végpontokat B_{12} átlagos indukcióval. (6.2-2.ábra)

Felhasználva a 6.2-3. ábrán látható átlagos permeabilitás értékeket, az egyes ablakokhoz tartozó külső tér változási sebessége (dH/dt) és gerjesztő áram változási sebessége (dI/dt) meghatározható. Ez lehetővé teszi állandó dB/dt létrehozását.

$$\frac{dB}{dt} = C = \mu \frac{dH}{dt} = \mu k \frac{dI}{dt},$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{C}{\mu k} = \frac{C'}{\mu}.$$
(6.2-1)

Az egyes ablakokban a dB/dt állandó értéken (ez körülbelül 50 mT/s volt) tartásához szükséges gerjesztő áram változási sebességet alkalmazva körülbelül 20 teljes gerjesztési cikluson végigmenve a Barkhausen-zaj adatokat az ablak határaiként szolgáló H értékek között rögzítettük. (Például az 6.2-3. ábrán látható $B_1 - B_2$ ablak esetében az adatokat $H_1 - H_2$ térhatarok között.)



6.2-3. ábra. Az átlagos permeabilitások az egyes észlelési ablakok középpontjaiban a külső mágneses tér függvényében negatív telítéstől pozitív telítésig haladva

Itt érdemes megjegyezni, hogy a stacionaritás egyik legfontosabb követelménye, miszerint a toroidgeometriában fellépő demágnesező hatás elhanyagolható és a toroid fala vékony [61], teljesülnek ebben az elrendezésben.

Előzetes, egy órás, relaxáló hőkezelést végeztünk a fenti toroidelrendezésben alacsony hőmérsékleten (a kristályosodási hőmérséklet alatt) a szalagban a gyors megszilárduláskor kialakuló feszültségek relaxáltatása érdekében. Nem észleltünk szisztematikus változást a zajkarakterisztikában a relaxáló hőkezelési hőmérséklet függvényében.

Kiegészítésként a fent leírt toroidelrendezésben elvégzett mérésekhez, a [53]-nak és [61]-nek megfelelően, ahol a stacionárius jelgerjesztéshez és detektáláshoz szükséges kísérleti körülményeket összegezték, egy 0.02x5x300 mm dimenziójú mintát helyeztünk egy 600 mm hosszú 35 mm átmérőjű szolenoid belsejébe. A szolenoid közepén egy 4 mm hosszú, 400 menettel rendelkező detektortekercset helyeztünk el. A detektortekercset egy 1 Hz – 120 kHz sáv szélességű erősítőhöz kapcsoltuk. Az erősített jelet egy adatgyűjtő egység (NI 602E) rögzítette 200 kbit/s mintavételezési sebességgel. A szolenoidot egy feszültségkontrollált áramgenerátor hajtotta meg. A külső zajokat és a nemkívánatos visszacsatolások hatását itt is a fojtások és az árnyékolás csökkentették.

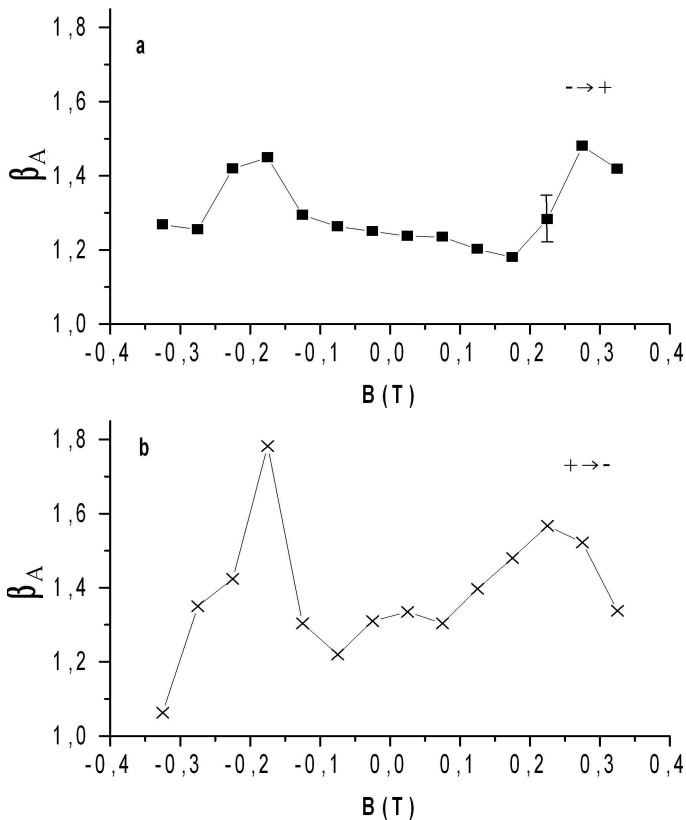
Annak érdekében, hogy a jel/zaj arányt javítsuk, a mintát egy rugó segítségével előfeszítettük, 22 Mpa húzóirányú feszültséget hozva létre ezáltal a mintában. Az előbb leírtak fontosak a kétféle mérési elrendezés eredményeinek összehasonlításában: A toroid formájú elrendezésben nem alkalmaztunk húzóirányú feszültséget. Ismert, hogy a nem terhelt amorf mintában mért kritikus kitevők különbözőek (nagyobbak) azoktól, amiket feszített szalagon mértek. A csúcsterület-, csúcenergia- és csúcshőszélesség-eloszlásfüggvények hatványkitevőit állandó (0.011 T/s) indukcióváltozási sebesség mellett határoztuk meg egy szűk (körülbelül 0.13 T szélességű), a koercitív tér körüli észlelési ablakban.

Megjegyzem, hogy míg a toroidos elrendezésben végzett mérésekben tevőlegesen résztvettem, a szolenoidos mérést már azután végezték el (Molnár Zsolt és Dr. Daróczi Lajos), hogy én elkerültem a tanszékről.

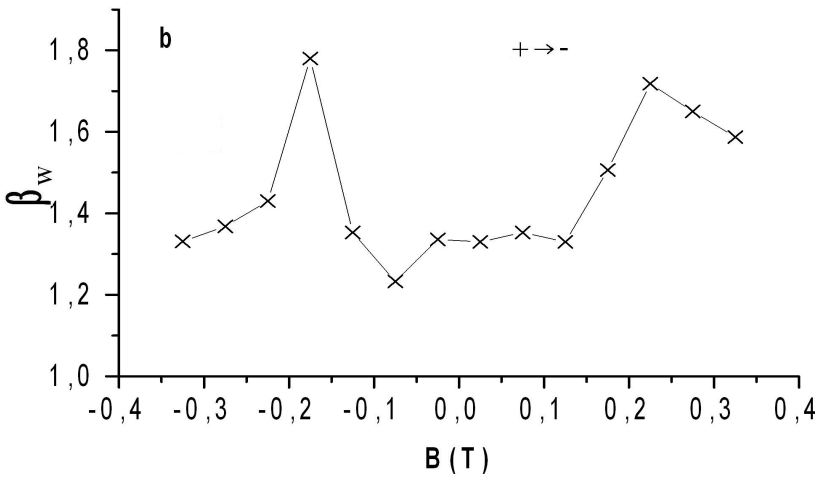
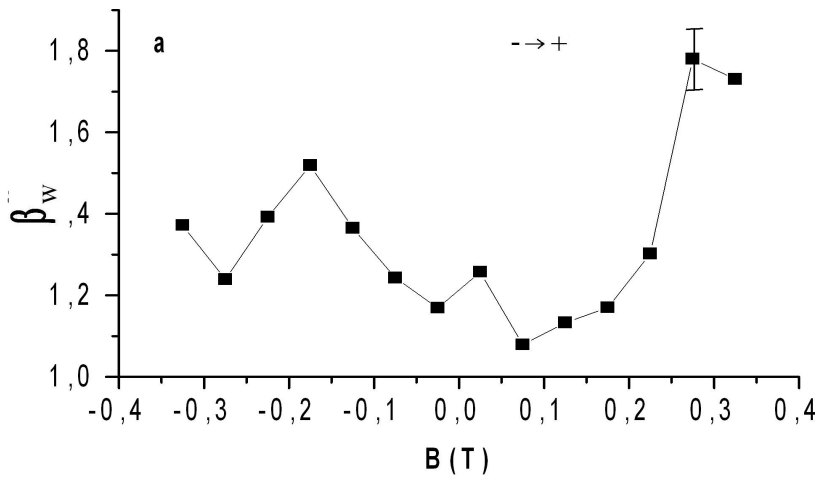
6.3 Eredmények

Az 1.3 fejezetben már ismertetett statisztikus jellemzők nem csak a koercitív pontnál ($B = 0$), hanem a teljes hiszterézisgörbe mentén bármelyik B értéknél jól illeszthetők az 1.6-1 képlettel. A valószínűség-eloszlásfüggvények kitevőinek értékeit numerikus illesztéssel határoztuk meg az 1.6-1 képletet használva. A mért eloszlásgörbék: csúcsterület-, csúcsszélesség-, csúcsergia-gyakoriság (beütés szám) a jel nagysága függvényében.

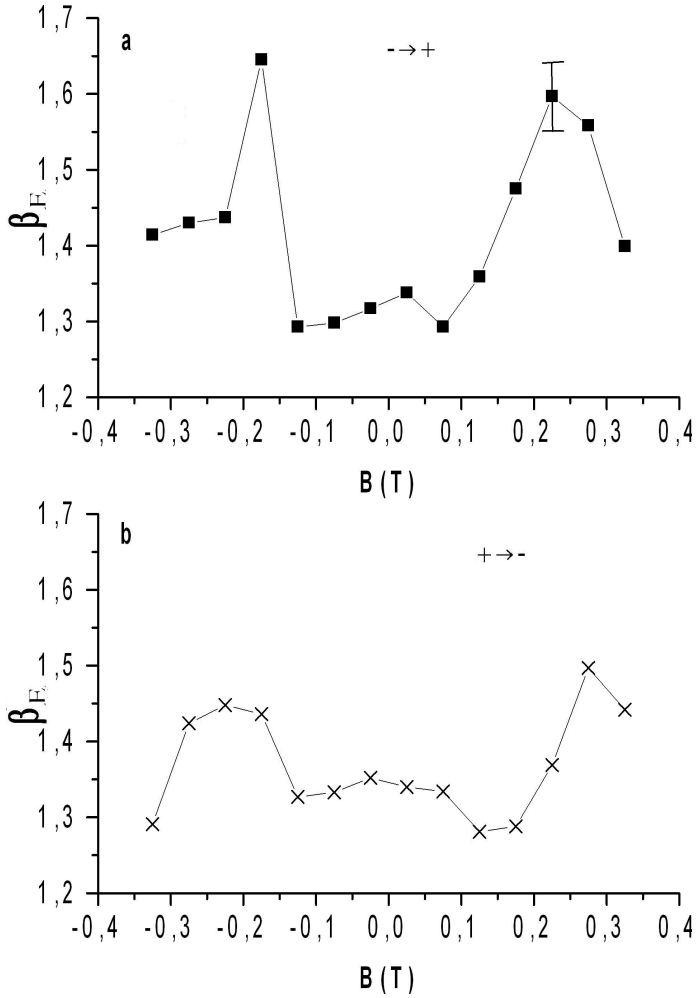
Az előbb felsorolt paraméterekhez tartozó kitevőket a nekik megfelelő észlelési ablakok középpontjainak függvényében ábrázoltuk rendre a 6.3-1., 6.3-2., és a 6.3-3. ábrákon.



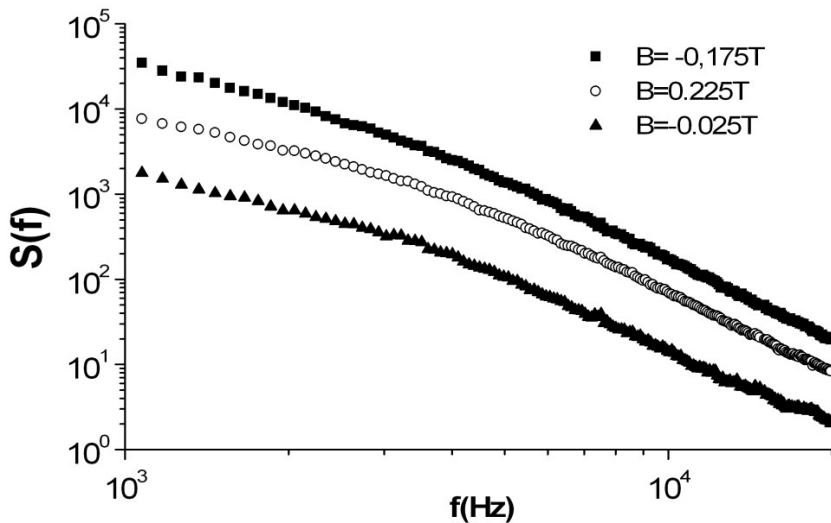
6.3-1. ábra. Barkhausen-zaj csúcsterület-eloszlásfüggvények kitevői az észlelési ablakok középpontjainak függvényében (a) a mágnesezési görbe mentén negatív telítéstől pozitív telítésig haladva (b) a mágnesezési görbe mentén pozitív telítéstől negatív telítésig haladva



6.3-2. ábra. Barkhausen-zaj csúcsszélesség-eloszlásfüggvények kitevői az észlelési ablakok középpontjainak függvényében (a) a mágnesezési görbe mentén negatív telítéstől pozitív telítésig haladva (b) a mágnesezési görbe mentén pozitív telítéstől negatív telítésig haladva



6.3-3. ábra. Barkhausen-zaj csúcsergia-eloszlásfüggvények kitevői az észlelési ablakok középpontjainak függvényében (a) a mágnesezési görbe mentén negatív telítéstől pozitív telítésig haladva (b) a mágnesezési görbe mentén pozitív telítéstől negatív telítésig haladva



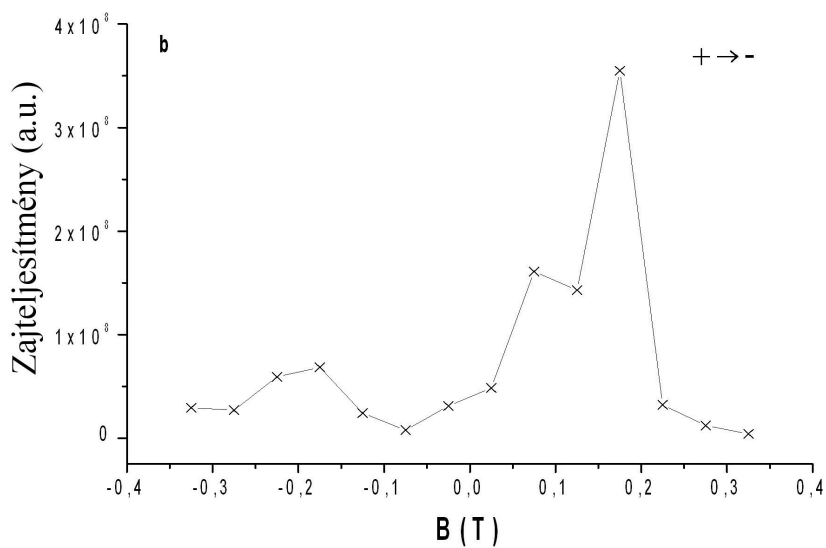
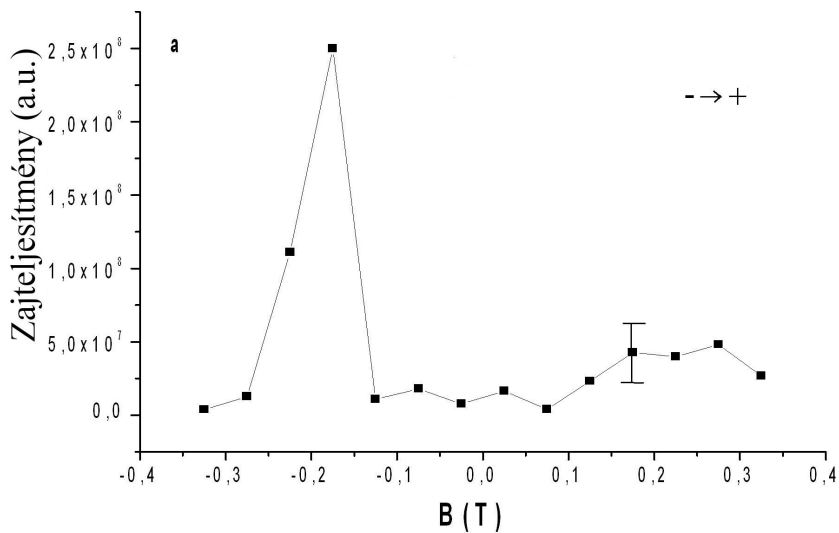
6.3-4. ábra. Frekvenciaeloszlássűrűség-görbék különböző észlelési ablakokban

A teljesítményspektrumot az előző tézis pontban leírtakhoz hasonlóan határoztuk meg. A különböző észlelési ablakokra számolt teljesítményspektrum görbék láthatók a 6.3-4. ábrán.

Fontos még kitérni az átlagos zajteljesítmény $\langle P \rangle$ paraméter vizsgálatára:

$$\langle P \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T U^2(t) dt \quad (6.3-1)$$

Ahol T az észlelési ablakban a jelsorozat időtartama, melyre integráltunk. $\langle P \rangle$ két különböző módon is meghatározható: $S(f)$ integrálásával 0.1-100 kHz tartományban és közvetlenül a mért jelből. A első módon kiszámolt zajteljesítmény értékek az észlelési ablakok középpontjainak függvényében a mágnesezési görbe mentén negatív telítéstől pozitív telítésig, ill. pozitív telítéstől negatív telítésig haladva a 6.3-5. a., és b., ábrán láthatók. Ezeket a számolásokat Molnár Zsolt és Dr. Daróczi Lajos végezték el.

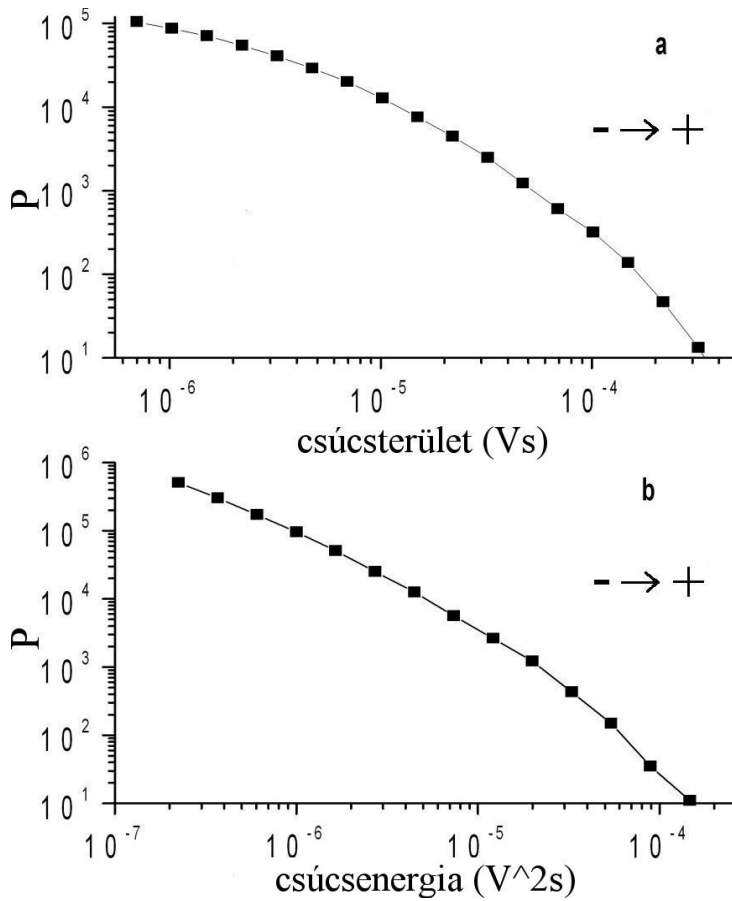


6.3-5. ábra. Barkhausen-zaj átlagos teljesítménye az észlelési ablakok középpontjainak függvényében (a) a mágnesezési görbe mentén negatív telítéstől pozitív telítésig haladva (b) a mágnesezési görbe mentén pozitív telítéstől negatív telítésig haladva

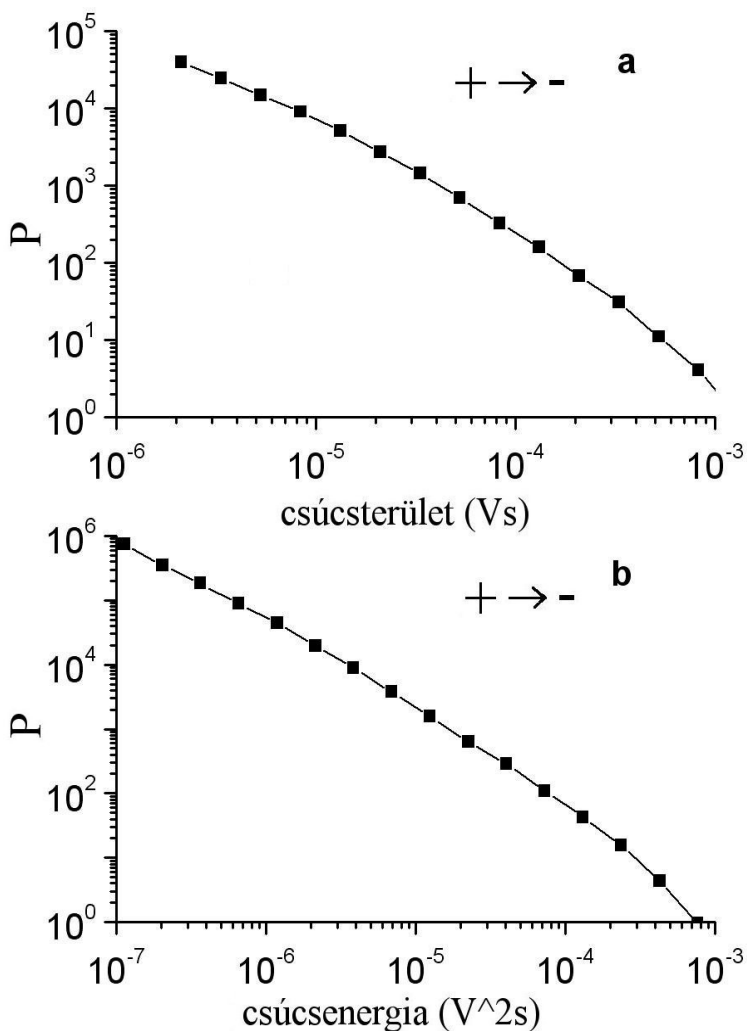
Az előbb ismertetett kísérleti vizsgálatok alapján elmondható, hogy a Barkhausen-zaj átlagos teljesítménye hasonló függést mutat a BH görbe pontjaitól, mint [50] – ben, annak ellenére, hogy a méréseket nem kristályos, hanem amorf Fe-Si ötvözetben végeztük el. Az eredmény hasznos lehet ezen anyagok mágneses doménszerkezetének, illetve a doménszerkezet külső tér változásaitól való függésének megértésében. A nagyobb maximum új domének létrejöttére utal (telítésből történő demágnesezés), míg a kisebb maximum megfelel a szorosan rendezett domének eltűnésének (a mágneses telítettség elérése előtt).

A 6.3-1.-6.3-3., 6.3-5. ábrák szerint a csúcsterület-, csúcscsúlesség-, csúcscsúlesség-kitevő és átlagos zajteljesítmény-paraméterek is széles minimumot mutatnak a koercitív tér körül ($B = 0$ T pont). Továbbá két különböző nagyságú maximumot észleltünk a mágnesezési görbék könyökpontjaiban. Az előzőekben azt illusztráltam, hogy az előbbi maximumokhoz kapcsolódó nagy skálájú instabilitások (doménelrendeződés az egész minta térfogatában) különböző hatványkitevőket eredményeznek, mint a koercitív tér környékén végbemenő, a doménfal szakaszos mozgásos modellje (1.2. pontban tárgyalt) által leírható folyamatok. Ebből arra lehet következtetni, hogy a mágnesezési görbe telítési tartománya körül nem alkalmazható a [45, 46, 47]-ban leírt szakaszos doménfalmozgásos modell. További elméleti fizikai vizsgálatok tárgya lehet ezen amorf fémüvegszalagok (de akár tömbi anyagok) telítési tartománybeli mágneses szerkezetének modellezése.

Ugyanakkor érdekes, hogy a csúcsterület, csúcscsúlesség kétszer logaritmikus skálán felvett eloszlásgörbékkel jellemezhető, azaz a hatványfüggvény viselkedés teljesül, nem csak a koercitív pont környezetében (6.3-6. a., b., 6.3-7. a., b., ábra). Az utóbbi pontban mért csúcsterület-, csúcscsúlesség-eloszlásgörbékhez tartozó kitevők hiba határon belül megegyeznek a [39]-ban közölt értékekkel.



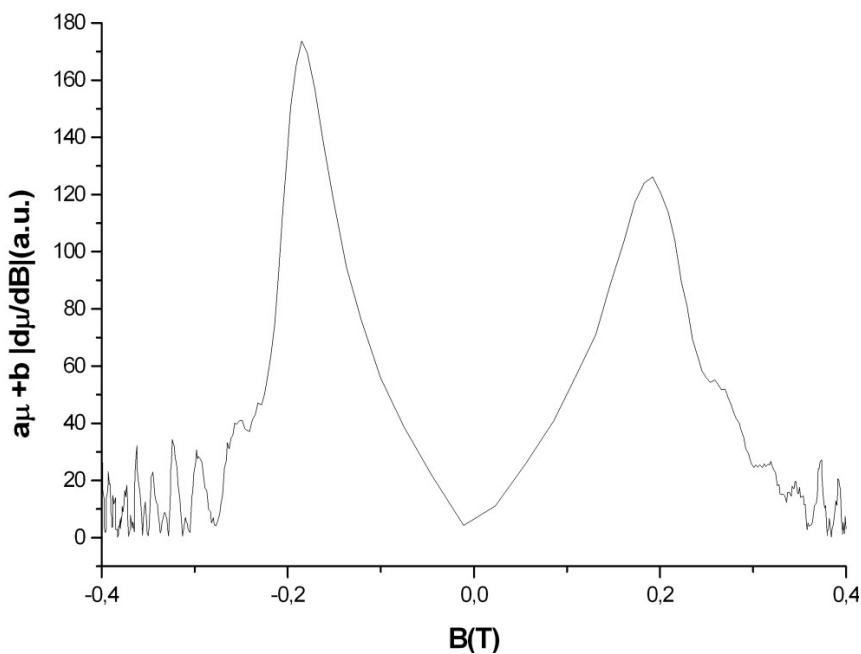
6.3-6. ábra. (a) csúcsterület-, (b) csúcsenergia-eloszlásgörbék a mágnesezési görbe pozitív telítési pontjában ($B=0.175$ T), negatív telítéstől pozitív telítésig haladva („domének keletkezése“)



6.3-7. ábra. (a) csúcsterület-, (b) csúcsenergia-eloszlásgörbék a mágnesezési görbe negatív telítési pontjában ($B=-0.175$ T), pozitív telítéstől negatív telítésig haladva („domének eltűnése“)

6.4 Diszkusszió

A 6.3-5. ábrán látható görbék alakjai hasonló értelmezésre engednek következtetni, mint amiket polikristályos Fe(3% Si) lemezekon végzett mérések eredményeire javasoltak [45]. A [50]-ben azt kapták, hogy a Barkhausen-zajtjeljesítmény $B=0$ körül széles minimumot ill. a mágnesezési görbe könyökpontjainál két élesebb csúcsot mutatott. Ezeket a maximumokat azoknak az instabilitásoknak a megnyílvánulásaiként értelmezték, melyek során új domének jönnek létre vagy már meglévők tűnnek el, nagy skálájú instabilitásokat hozva létre ezáltal (a mágnesezési doménszerkezet átrendeződése a minta teljes térfogatában) [7, 50].



6.4-1. ábra. Az $a*\mu + b*|d\mu/dB|$ értékek (a 6.2-3. ábrán látható adatokból számolva) a B függvényében negatív telítéstől pozitív telítésig haladva

A 6.3-5. ábrán mutatott adatoknak van még egy - az [50]-ben közölttől eltérő, érdekes tulajdonsága: a csúcsmagasságok nagy aszimmetriája a mágnesezési görbe mentén negatív telítéstől pozitív telítésig, ill. pozitív telítéstől negatív telítésig tartó ágai között. Ugyan [50]-ben a zajteljesítmény és B közötti kapcsolat leírására javasolt $a*\mu + b*|d\mu/dB|$ tapasztalati szabály is tartalmaz bizonyos aszimmetriát (lásd [50] 3. ábráján, ahol a mágnesezési

görbének csak a negatív telítéstől pozitív telítésig tartó ágát vizsgálták). A 6.4-1. ábrán látható $a*\mu+b*|d\mu/dB|$ kifejezés azért tartalmaz némi aszimmetriát, mert a $|d\mu/dB|$ derivált maximális értékei valamelyest eltérnek pozitív és negatív B-nél. A mi adataink azt mutatják, hogy a zajteljesítmény a B függvényében mindig nagyobb új domének létrejöttkor (a mágneses szerkezetnek telítési állapotból multi-doménszerkezetbe történő átalakulásához tartozó könyökpontoknál) és mérsékeltebb a szorosan orientált domének eltűnésekor (a mágnesezési görbe mentén telítéstől telítésig haladva a második könyökpontnál). Végighaladva a mágnesezési görbe mentén, a mágnesezési folyamat mechanizmusa megváltozik a koercitív tér körüli tartományban működő mechanizmushoz képest. A csúcsterülethez, csúcsszélességhez és csúcsenergiához tartozó kritikus kitevők valóban határozott B függést mutatnak (lásd 6.3-1., 6.3-2. és 6.3-3. ábrákat), tükrözve a zajteljesítmény B függésének jellegét.

A fenti félig tapasztalati összefüggést [50]-ben statisztikai modellen alapuló megfontolások alapján kapták meg. Az $a*\mu+b*|d\mu/dB|$ kifejezéssel illesztve az általunk mért görbéket, ahol a és b az illesztési paraméterek, azt kaptuk, hogy ez a kifejezés nagyon jól visszaadta a maximumok pozícióit, de a mért maximumok magasságaiban a különbség sokkal nagyobb volt, mint az elméleti görbe esetében bármilyen a , b értéknél. Illusztrációként a 6.4-1. ábra mutatja a számolt görbét a mágnesezési görbe negatív telítéstől pozitív telítésig tartó ágára ($a = 1$ és $b = 1000$ illesztési paraméterek mellett).

A csúcsterület, csúcsszélesség és csúcsenergia kritikus kitevőinek átlagos értékei, amiket szolenoid elrendezésben kaptunk, jól egyeznek a $\beta_A = 1.50\pm 0.05$ [37] vagy $\beta_A = 1.65\pm 0.08$ [61], $\beta_W = 1.27\pm 0.03$ [39] vagy $\beta_W = 1.38\pm 0.04$ [61] értékekkel. Az általunk $B = 0$ körül toroidelrendezésben kapott értékek eltérnek az előbbi értékektől: $\beta_A = 1.35\pm 0.1$, $\beta_W = 1.30\pm 0.1$ és $\beta_E \equiv 1.35\pm 0.5$. Ezek az eltérések, noha hibahatáron belül vannak, kapcsolatban lehetnek azzal a ténnyel, hogy a toroidelrendezésben nem alkalmaztunk feszültséget. Ahogy korábban írtam, a kritikus kitevők különbözőek (nagyobbak) lehetnek, mivel a doménmintázatban nagy a töredezettség és a szalagba befagyott feszültségek dominálnak [61]. Mindazonáltal úgy véljük, hogy a zajteljesítmény és a toroidelrendezésben kapott kitevők B függése a lágymágneses anyagok általános tulajdonságát tükrözi.

Továbbá, a kitevők B függése egyezik a [61] következtetésével: a teljes hiszterézisgörbe mentén gyűjtött adatokból kapott kritikus kitevők nagyobbak, mint a koercitív tér körüli szűk ablakban mért adatokból kapott kitevők. Érdeemes megemlíteni, hogy [61]-ben a jeleket a teljes görbén és emiatt nem állandó permeabilitás mellett gyűjtötték, így a jelek nem voltak stacionáriusak.

A mi esetünkben az egyes ablakokban az állandó permeabilitás feltétele megközelítőleg teljesült, a koercitív tértől ($B = 0$) távolodva nőtt a karakterisztikus kitevők értéke.

6.5 Konklúzió

A mágnesezési görbe mentén negatív telítéstől pozitív telítésig haladva (és fordítva), állandó, alacsony mágnesezési sebesség mellett, egy szűk indukciós ablakban mérve, Fe(75)Si(15)Nb(3)B(6)Cu(1) FINEMET-típusú amorf fémüvegszalagokon a következő eredményeket kaptuk:

- (1) Polikristályos Fe(Si) lemezeken végzett hasonló mérések eredményeivel összhangban [50] a zajteljesítmény a mágneses indukció függvényében $B=0$ körül széles minimumot és a mágnesezési görbe könyökpontjai körül két élesebb csúcsot mutatott. Ez a lágymágneses anyagok általános tulajdonsága lehet.
- (2) A Barkhausen-zajteljesítmény mindig nagyobb új domének létrejöttkor (azoknál a könyökpontoknál, ahol a mágneses szerkezet multi-doménszerkezetbe alakul át) és kisebb a szorosan orientált domének eltűnésekor (a mágnesezési görbe mentén telítéstől telítésig haladva a második könyökpontnál).

A csúcsok csúcshélesség, csúcsterület és csúcsergia paramétereinek valószínűségi eloszlásai, a mágnesezési görbe fél ága mentén telítéstől telítésig haladva egy szűk gerjesztési intervallum mellett, jól leírhatók az (1.3-1) hatványfüggvénnyel messze a $B=0$ ponttól is. Ezeknek a kitevőknek az értékei határozott B függést mutatnak, a zajteljesítmény B függésének jellegét tükrözve.

Az ehhez a ponthoz kapcsolódó publikáció:

L. Daróczy, G. Eszenyi, Zs. Molnár, D. L. Beke, A. Bükki-Deme; F. Zámorszky: Effect of excitation parameters on the Barkhausen noise in FINEMET-type amorphous ribbons, elgogadva Mater. Trans.

Összefoglalás

Munkám során egyrészt amorf, illetve ipari körülmények között hőkezelt amorf nanokristályos, FINEMET-típusú ($\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{Nb}_3\text{B}_6\text{Cu}_1$) szalagok mágneses tulajdonságait vizsgáltam. A permeabilitás, hő- és mechanikai érzékenységet standard ipari eszközökkel mérték a gyöngyösi Magnetec Ungarn munkatársai. E paraméterek és a mért Barkhausen-zajparaméterek közti korrelációt határoztam meg. A csúcsterület- ($P(A)$) és csúcsenergia-eloszlásokat ($P(E)$) kiértékeltem. A zajparaméterek eloszlásfüggvényei jó egyezést mutattak az önszerveződő kritikusság elméletével (SOC), a $P(x) \sim x^{-a}$ formájú hatványfüggést kielégítve. Azt kaptam, hogy a zaj számottevően nem függ a minták hőmérsékleti érzékenységs-paraméterétől és permeabilitásától. Ugyanakkor egy hasznos korrelációt sikerült megállapítanom a zajparaméterek és a mechanikai érzékenység között. Minimális zajt elhanyagolható mechanikai érzékenységgű 853 K-en hőkezelt amorf nanokristályos kompozit minták esetében mértem.

A teljesítményspektrum ($S(f)$), a Barkhausen-zajt állandó mágnesezési sebesség mellett mérve, határozott függést mutat a szalagok mikroszerkezete függvényében. Azt találtam, hogy $S(f)$ kisfrekvenciás és nagyfrekvenciás része korrelációt mutat a mechanikai érzékenységgel. Ez a korreláció hasonló az egy gerjesztési ciklusra jutó teljes disszipált Barkhausen-zajenergia és a mechanikai érzékenység között észlelt összefüggéshez. Ezek az eredmények arra utalnak, hogy $S(f)$ vizsgálata is alkalmas lehet roncsolásmentes anyagvizsgálat céljára FINEMET-típusú szalagok (mint ipari termék) előállításakor.

A harmadik tézis pontban ismertetett végleges eredményeket Dr. Daróczi Lajos volt tanszéki munkatársnak és Molnár Zsolt villamosmérnök-hallgatónak is köszönhetem. Az [50]-nek megfelelően kiterjesztettük vizsgálatainkat a mágnesezési görbe különböző pontjaira $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{Nb}_3\text{B}_6\text{Cu}_1$ FINEMET-típusú amorf fémüvegszalag esetében is. A Barkhausen-zajra jellemző különböző skálakitevők szisztematikus változását sikerült kimérnünk a külső tér munkapontjának függvényében egy viszonylag szűk ablakot alkalmazva állandó mágneses indukcióváltozási sebesség mellett a mágnesezési görbe mentén negatív telítéstől pozitív telítésig, ill. pozitív telítéstől negatív telítésig haladva. Polikristályos $\text{Fe}(\text{Si})$ lemezeken végzett hasonló mérések eredményeivel összhangban [50] a zajteljesítmény a mágneses indukció függvényében $B=0$ körül széles minimumot és a mágnesezési görbe könyökpontjai körül két élesebb csúcsot mutatott. Új eredmény, hogy a Barkhausen-zajteljesítmény mindig nagyobb új domének létrejöttkor (a mágnesezési görbe azon könyökpontjainál, ahol a mágneses szerkezet multi-doménszerkezetbe alakul át) és jóval moderáltabb csúcsot ad a domének eltűnésekor (a mágnesezési görbe mentén telítéstől telítésig haladva a második

könyökpontnál). A csúcsok csúcsszélesség, csúcsterület és csúcenergia paramétereinek valószínűségi eloszlásai, a mágnesezési görbe fél ága mentén telítéstől telítésig haladva egy szűk gerjesztési intervallum mellett, jól leírhatók a $P(x) \sim x^{-a}$ hatványfüggvénnyel messze a $B=0$ ponttól is. Ezeknek a kitevőknek az értékei határozott B függést mutatnak, a zajteljesítmény B függésének jellegét tükrözve.

Summary

Magnetic properties of FINEMET-type metallic glass ribbons ($\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{Nb}_3\text{B}_6\text{Cu}_1$) as well as ribbons annealed under industrial circumstances were investigated. The permeability, temperature and mechanical sensitivity were measured by standard industrial equipments by the co-workers from the Magnetec Ungarn Company in Gyöngyös. The correlation between these parameters and the measured Barkhausen noise parameters was analyzed. The probability distributions of peak area ($P(A)$) and the peak energy ($P(E)$) were evaluated. The probability distribution functions of the noise parameters were in good agreement with the theory of self-organized criticality (SOC), satisfying the $P(x) \sim x^{-\alpha}$ power law. It was obtained, that the Barkhausen noise did not depend considerably on the temperature sensitivity parameter and the permeability. However a useful correlation was identified between the noise parameters and the mechanical sensitivity. Minimal noise was measured in the case of negligible mechanical sensitivity in amorphous-nanocrystalline samples annealed at 853 K.

The power spectrum ($S(f)$), characterizing the Barkhausen noise at constant magnetization speed, shows a definite dependence on the microstructure of the ribbons. It was found that both the low and high frequency portion of $S(f)$ correlates with the mechanical sensitivity. This correlation is similar to the connection between the full dissipated Barkhausen noise energy of one excitation cycle and the mechanical sensitivity. These results indicate that, analysis of the $S(f)$ spectra can also provide a non-destructive characterization of FINEMET-TYPE ribbons (as industrial product) in the preparation phase.

I grateful to Dr. Lajos Daróczi and Zsolt Molnár student on electrical engineering for their help in achieving the results described in the third thesis point. According to [50] our investigations were extended to the different points of the magnetization curve for $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{Nb}_3\text{B}_6\text{Cu}_1$ FINEMET-type metallic glass too. We succeeded to measure the systematic changes of the different scale exponents, describing the Barkhausen noise, as the function of B , applying a relatively narrow window with constant magnetic induction rate, along the magnetization curve from negative to positive saturation and reverse. In accordance with the results of similar measurements on $\text{Fe}(\text{Si})$ polycrystalline sheets [50] the noise power as the function of the magnetic induction showed a wide minimum around $B=0$ and two sharper peaks around the knees of the magnetization loop. The new results are that the noise power is always larger for the creation of new domains (at the knees belonging to the change of the magnetic structure from saturation to multi domain structure) and has a much more moderate peak due to disappearance of closely oriented domains (along

the magnetization curve from saturation to saturation at the second knee). The probability frequency of the duration, area and energy of the peaks, traversing the half-loop of the magnetization curve from saturation to saturation with a narrow interval of excitation, can also be described by a power function $P(x) \sim x^{-a}$ even far from the $B=0$ point. The values of these exponents show a definite B dependence reflecting the character of the B dependence of the noise power.

Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom témavezetőmnek Dr. Beke Dezsőnek, aki lehetővé tette és segítette a doktori munkám elvégzését. Köszönettel tartozom a kísérleti eredmények kiértékelésében, elemzésében, a doktori dolgozatom elkészítésében nyújtott segítségéért.

A DE Szilárdtest Fizika Tanszék munkatársai közül köszönettel tartozom Dr. Daróczy Lajosnak és Harasztosi Lajosnak az általam használt mérőrendszer fejlesztésében, a felmerülő mérés technikai problémák megoldásában nyújtott segítségükért, Dr. Bükki Deme Andrásnak és Dr. Szabó István tanszékvezetőnek az általam is használt számítógépes kiértékelő program fejlesztéséért.

További köszönet Molnár Zsolt villamosmérnök-hallgatónak, aki Dr. Daróczy Lajossal közösen továbbfejlesztette az általam használt mérőrendszert, folytatta az általam elkezdett, a 6. fejezetben leírt, méréseket. Köszönettel tartozom neki a végső mérési eredményekért és a rendszeres megbeszélésekért.

További köszönet Szabó Sándornak a területen általa szerzett tapasztalatok átadásáért, az első publikáció megírásában nyújtott segítségéért.

Köszönettel tartozom a gyöngyösi Magnetec Ungarn munkatársainak a mintákért és az egyéb mérések elvégzéséért. Itt kiemelem Zámbovári Ferenc nevét.

Irodalomjegyzék

- [1] H. Barkhausen, Geräusche beim Ummagnetisieren von Eisen, Phys. Z. 20 401-402 (1919)
- [2] Pasley, RL, Barkhausen effect - an indication of stress, Mater. Eval. **28**, 157-161, (1970)
- [3] S. Tiitto, S. Saynajakangas, R. Rulka, Spectral damping in Barkhausen noise, IEEE Trans. Magn. **11**, 1666-1672, (1975)
- [4] N. Matthew, O. Sadiku, Elements of Electromagnetics, United States, Saunders College Publishing, (1989)
- [5] J. Crangle, Solid State Magnetism, Edward Arnold Inc., London, (1991)
- [6] S. Chikazumi, S. H. Charap, Physics of Magnetism 128-129, 186-189, (1964)
- [7] G. Bertotti, Hysteresis in Magnetism, Academic Press Inc., San Diego, (1998)
- [8] T. Musha, S. Sato and M. Yamamoto, Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations, Ohmsha Ltd., 95-98, (1992)
- [9] A. Bükki-Deme, Doktori dolgozat, DE Szilárdtest Fizika Tanszék, (2010)
- [10] Kun Ferenc, Fragmentációs folyamatok univerzalitási osztályai, Fizikai Szemle, 221, (2008)
- [11] A. Inoue, K. Ohtera, K. Kita, and T. Masumoto, New amorphous Mg-Ce-Ni alloys with high-strength and good ductility, Jpn. J. Appl. Phys. **27**, 2248-2251, (1988)
- [12] A. Inoue, T. Zhang, T. Masumoto, Al-La-Ni amorphous-alloys with a wide supercooled liquid region, Mater. Trans. JIM **30**, 965-972, (1989)
- [13] A. Inoue, T. Zhang, T. Masumoto, Zr-Al-Ni amorphous-alloys with high glass-transition temperature and significant supercooled liquid region, Mater. Trans. JIM **31**, 177-183, (1990)

- [14] A. Peker, W. L. Johnson, A highly processable metallic glass- $Zr_{41.2}Ti_{13.8}Cu_{12.5}Ni_{10.0}Be_{22.5}$, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2342-2344, (1993)
- [15] W. Kwiatkowski, S. Tumanski, The permalloy magnetoresistive sensors-properties and applications, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **19**, 502-515, (1986)
- [16] P Wang, Tien N. C., Kan E. C.-C., Permalloy loaded transmission lines for high-speed interconnect applications *Electron Devices, IEEE Transactions* **51**, 74 – 82, (2004)
- [17] Fair-Rite products Corp., <http://www.fair-rite.com>
- [18] Y. Yoshizawa, K. Yamauchi, T. Yamane, H. Sugihara, Common mode choke cores using the new Fe-based alloys composed of ultrafine grain structure, *J. Appl. Phys.* **64**, 6047-6049 (1988)
- [19] Hitachi Metals, Ltd., <http://www.hitachi-metals.co.jp>
- [20] Magnetech corp., <http://www.magnetechcorp.com>
- [21] G. Herzer, *Nanocrystalline Soft Magnetic Alloys* 420-425, (1997)
- [22] Y. Yoshizawa, S. Oguma, K. Yamauchi, New Fe-based soft magnetic alloys composed of ultrafine grain structure, *J. Appl. Phys.* **64**, 6044-6046, (1988)
- [23] G. Herzer, Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 1397-1402, (1990)
- [24] K. Hono, D. H. Ping, M. Ohnuma, H. Onodera, *Acta Mater.* **47**, 997, (1999)
- [25] R. V. Ramanujan and Y. R. Zhang, Quantitative transmission electron microscopy analysis of the nanocrystallization kinetics of soft magnetic alloys *Phys. Rev. B* **74**, 224408, (2006)
- [26] M.E. McHenry and D.E. Laughlin, Nano-scale materials development for future magnetic applications. *Acta Mater.* **48**, 223, (2000)
- [27] Z. Balogh, L. Daróczi, Z. Erdélyi, S. Szabó, R. Juhász, D.L. Beke, Barkhausen noise measurements in amorphous and nanocrystalline FINEMET

type alloys, Mater. Sci. Forum **537-543**, 291, (2007).

[28] H.V. Patel, S. Zurek, T. Meydan, D.C. Jiles, L. Li, A new adaptive automated feedback system for Barkhausen signal measurement, Sensors and Actuators A **129**, 112, (2006)

[29] M. Kupferling, F. Fiorillo, V. Basso, G. Bertotti, P. Meilland, Barkhausen noise in plastically deformed low-carbon steels, J. Magn. Mater. **320**, 527–530, (2008)

[30] G. Eszenyi, A. Bükki-Deme, L. Harasztosi, F. Zámorszky, J. Nyéki, Z. Erdélyi, D. L. Beke, I. A. Szabó, Spectral density of Barkhausen noise in FINEMET-type materials, J. Magn. Mater. **322**, 322-325, (2010)

[31] G. Durin, S. Zapperi, 3. The Barkhausen Effect, in: G. Bertotti, I. D. Mayergoyz (Eds.), The Science of Hysteresis Vol. II, 1st ed., Elsevier Inc., Amsterdam, 181-267, (2006)

[32] B. Alessandro, C. Betarice, G. Bertotti, A. Montorsi, Domain wall dynamics and Barkhausen effect in metallic ferromagnetic materials, J. Appl. Phys. **68**, 2908-2915, (1990)

[33] R. Juhasz, S. Szabo, Z. Katai, F. Bakos, D.L. Beke, Nanocrystalline soft magnetic cores in applications, Mater. Sci. Forum **473-474**, 459-464, (2005)

[34] S. Szabo, R. Juhasz, L. Pogany, L. Daroczi, D.L. Beke, Excellent magnetic properties, domain and atomic structure of specially heat treated Finemet type materials, Mater. Sci. Forum **473-474**, 477-482, (2005)

[35] William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, Brian P. Flannery, Fast Fourier Transform, in: Numerical recipes in C: the art of scientific computing, Cambridge University Press Inc., Cambridge, 500-510, (1999)

[36] G. Bertotti and I. Mayergoyz, The Science of Hysteresis, Vol. II, 1st ed. (Elsevier Inc., Amsterdam, The Netherlands, 2006), pp. 107-267.

[37] G. Durin and S. Zapperi, Scaling exponents for Barkhausen avalanches in polycrystalline and amorphous ferromagnets. Phys. Rev. Lett. **84**(20), 4705 (2000).

- [38] G. Durin and S. Zapperi, Barkhausen noise in soft amorphous magnetic materials under applied stress. *J. Appl. Phys.* **85**(8), 5196 (1999).
- [39] L. Santi, F. Bohn, A. D. C. Viegas, G. Durin, A. Magni, R. Bonin, S. Zapperi, R. L. Sommer, Effect of thickness of statistical properties of the Barkhausen noise in amorphous films. *Physica B* **384**, 144-146 (2006).
- [40] D. Spasojevic, S. Bukvic, S. Milosevic and H. E. Stanley, Barkhausen noise: Elementary signals, power laws and scaling relations. *Phys. Rev. E* **54**(3), 2531 (1996).
- [41] R. Juhász, S. Szabó, Z. Kátai, F. Bakos, and D. L. Beke: Nanocrystalline soft magnetic cores in applications. *Mater. Sci. Forum* 473-474, **459** (2005).
- [42] L. B. Sipahi: Overview of applications of micromagnetic Barkhausen emissions as noninvasive material characterization technique. *J. Appl. Phys.* **75**(10), 6978 (1994).
- [43] S. Szabó, R. Juhász, L. Pogány, L. Daróczi, and D.L. Beke: Excellent magnetic properties, domain and atomic structure of specially heat treated Finemet type materials. *Mater. Sci. Forum* 473-474, **477** (2007).
- [44] O. Zivotsky, K. Postava, K. Hrabovska, A. Hendrych, J. Pistora, L. Kraus, Depth-sensitive characterization of surface magnetic properties of as-quenched FeNbB ribbons. *Applied Surface Science* **255** (2008) 3322-3327
- [45] P. Cizeau, S. Zapperi, G. Durin and H. E. Stanley, Dynamics of a Ferromagnetic Domain Wall and the Barkhausen Effect, *Phys. Rev. Lett.* **79**(23) 4669-4672 (1997)
- [46] S. Zapperi, P. Cizeau, G. Durin, H. E. Stanley, Dynamics of a ferromagnetic domain wall: Avalanches, depinning transition, and the Barkhausen effect, *Phys. Rev. B* **58**(10), 6353-6366 (1998)
- [47] B. Alessandro, C. Beatrice, G. A. Montorsi, Domain wall dynamics and Barkhausen effect in metallic ferromagnetic materials, *J. Appl. Phys.* **68**, 2908-2915 (1990)
- [48] H. Kronmüller, R. Schäfer, and G. Schroeder, Investigation of the domain structure of amorphous Fe₄₀Ni₄₀P₁₄B₆-alloys. *J. Magn. Magn. Mater.* **6**, 61-64, (1977)

- [49] T. Schrefl and J. Fidler, Modelling of exchange-spring permanent magnets. *J. Magn. Magn. Mater.* **177-181**, 970-975 (1998)
- [50] G. Bertotti, F. Fiorillo, M.P. Sassi Barkhausen noise and domain structure dynamics in Si-Fe at different points of the magnetization curve. *J. Magn. Magn. Mater.* **23**, 136–148 (1981)
- [51] P. Bak, C. Tang and K. Wiesenfeld, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 431 (1987).
- [52] R. Schaeffer, Domains in extremely soft magnetic materials, *J. Magn. Magn. Mater.* **215-216**, 652-663 (2000).
- [53] G. Bertotti, I. Mayergoyz, *The Science of Hysteresis*, vol. 2, 1st ed., Elsevier Inc., Amsterdam, 2006, 107–267
- [54] M. Celasco, F. FioriBo and P. Mazzetti, *Nuovo Cimento* **23B**, 376 (1974)
- [55] S. L. A. de Queiroz, M. Bahiana, Finite driving rates in interface models of Barkhausen noise, *Phys. Rev. Lett. E* **64**, 1, (2001)
- [56] B. Tadic, Dynamic criticality in driven disordered systems: role of depinning and driving rate in Barkhausen noise, *Physica A* **270**, 125-134 (1999)
- [57] G. Eszenyi, S. Szabó, L. Harasztosi, F. Záborszky, J. Nyéki, Z. Erdélyi, D. L. Beke, *Journal of ELECTRICAL ENGINEERING*, **59**. NO 7/s, 2008, 66-69
- [58] Nkwachukwu Chukwuchekwa, Investigation of Magnetic Properties and Barkhausen Noise of Electrical Steel, PhD Thesis, Cardiff University 2011
- [59] G. Eszenyi, S. Szabó, L. Harasztosi, F. Záborszky, J. Nyéki, Z. Erdélyi, D.L. Beke: Correlation between Barkhausen noise and mechanical sensitivity in FINEMET-type materials, *J. Mater. Res.*, 24, No. 1, (2009) 130-134
- [60] G. Bertotti, *Hysteresis in Magnetism*, 1st ed., Academic Press Inc., San Diego, (1998), 281-296
- [61] G. Durin, S. Zapperi, “The role of stationarity in magnetic crackling noise,” *J Stat Mech: Theory and Experiment*, vol. 1, P01002, (2006.)