

Az MMM vizsgálat alapjai

Skopál István

egyéni vállalkozó, skopal.i@marovisz.hu

Összefoglaló

Az MMM vizsgálatok célja az, hogy roncsolásmentesen feltárjuk a különböző ferromágneses fémtermékekben vagy fém szerkezeti elemekben lévő inhomogén anyagtartományokat, melyek károsodások kiinduló pontjai lehetnek, valamint a már létrejött anyagfolytonossági hiányokat. A módszer az ilyen helyeken, a csak a földi mágneses térnek kitett fémtestből kiszivárgó és annak felülete mentén detektálható mágneses fluxusra épül. E tanulmány a fluxus-szivárgás fizikai hátterét és lehetséges okait tekinti át. Egyúttal rámutat arra, hogy önmagában az MMM-jel nem adhat mindig egyértelmű információt a vizsgált objektum állapotáról.

Kulcsszavak

MMM vizsgálat, ferromágneses fémtestek, inhomogén anyagtartományok, fluxus-szivárgás, károsodások

1. Bevezetés

Az MMM (Metal Magnetic Memory) koncepciót és vizsgálatot 1996-ban a párizsi IIW konferencián, majd 1998-ban a 7. ECNDT-n ismertette először nemzetközi hallgatóság előtt Anatolij Dubov [1], aki munkatársaival akkor már húsz éve foglalkozott ezen új roncsolásmentes technika fejlesztésével, ipari alkalmazásaival, valamint a hozzá való vizsgáló eszközök tervezésével és gyártásával. Az azóta eltelt bő két évtizedben több orosz szabadalmat és hatóságilag elfogadott, iparági MMM vizsgálati technológiát dolgoztak ki, miközben cégük, az Energiadiagnostika nevű vállalat tevékenységét kiterjesztették MMM vizsgálók képzésére és tanúsítására is – kezdetben az orosz szabályozást, majd az ISO 9712 szabványt követve. Fontos előrelépést jelentett az eljárás szabványosítása, előbb Oroszországban, majd 2007-ben nemzetközi szinten is. Az ISO szabványsorozatot Oroszországban és néhány más országban honosították, az utóbbi három évben pedig átdolgozták [2].

Ezzel párhuzamosan a világban többfelé, különösen Kínában és Lengyelországban, kezdtek el behatóan tanulmányozni az MMM eljárást. A célkitűzés

jól érzékelhetően mindenütt az, hogy pontosan tisztázzák, mire és milyen korlátokkal használható ez a technika. Publikációk sora tárgyalja az ezzel kapcsolatos különféle elméleti megfontolásokat és (laboratóriumi) kísérleti mérések eredményeit. Néhányra jelen tanulmány is hivatkozik, miközben áttekintés ad a ferromágneses anyagok azon fizikai sajátosságairól, jelenségeiről, amelyek fő szerepet játszhatnak az MMM indikációk keletkezésében. A cél változatlan: megkeresni a helyét és lehetőségeit ennek a több szempontból ígéretesnek és előnyösnek tűnő, ugyanakkor mind a mai napig széles körben még nem elfogadott, sőt sokak által elutasított roncsolásmentes vizsgálati eljárásnak.

Mindenekelőtt két, szóhasználatlalt kapcsolatos megjegyzést kell tenni. Először is, e helyütt a nemzetközileg ismert, angol elnevezést, illetve annak „MMM” rövidítését használjuk, mert egyrészt nincs hivatalos magyar név, másrészt a szó szerinti fordítás – fém mágneses memória – furcsa, sőt értelmetlen lenne. (Sajnos már maga az angol elnevezés erősen vitatható.) Másodszor pedig, eljárásról beszélünk (nem módszerről), ami (a magyar roncsolásmentes vizsgálati terminológia szerint) azért jogos, mert – bár ez esetben is a munkadarab felülete mentén lévő, szórt mágneses fluxushoz kötődik az indikáció – más fizikai jelenség áll a szórt fluxus keletkezésének hátterében, mint a hagyományos mágnesezhető poros és térérzékelős vizsgálatoknál. Az MMM technika fő jellemzői röviden a következők:

- A vizsgálatok során nem mágnesezik fel a munkadarabokat, azokra csak a földi mágneses tér hat.
- Igen érzékeny mágneses térmérő szondákat alkalmaznak.
- A cél (az anyagfolytonossági hiányokon túl) a nagy belső feszültségű, ún. feszültség koncentrációs helyek felderítése, amelyek üzemelés közben károsodási folyamatok kiindulópontjai lehetnek.

A következőkben a ferromágneses anyagok domén-szerkezetével és magneto-elasztikus viselkedésével foglalkozunk, továbbá néhány, a témánkkal foglalkozó laboratóriumi mérés eredményeit idézzük és elemezzük.

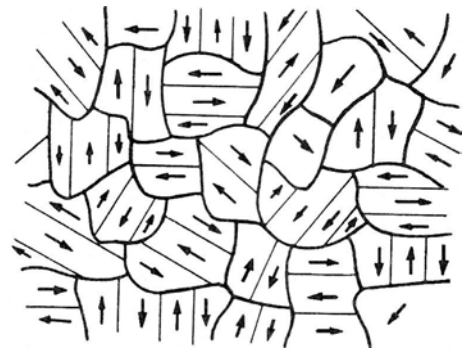
2. Doménszerkezet

2.1 Az elemi momentumok rendeződése

A ferromágneses¹ anyagok azért mágnesezhetők erősen – szemben a para- és diamágneses anyagokkal –, mert eleve mágnesezett tartományokból, ún. doménekből állnak. Ezek spontán kialakulnak, amint az anyag a rá jellemző kritikus hőmérséklet, a Curie-hőmérséklet alá hűl. A folyamathoz semmilyen külső mágneses térre nincs szükség; a mindig jelenlévő, gyenge földi mágneses tér hatása elhanyagolható. Továbbá mindegy, hogy olvadáskából éppen megszilárdult öntvény, varratanyag, hegesztett kötés hőhatás-övezetének anyaga, vagy gyártástechnológiai okból felhevített ötvözet hűl le. Az egyes domének telítésig mágnesezettek, azaz bennük az elemi mágneses momentumok teljesen rendezettek. Tehát – bár az analógia nyilván durva – minden domén mikroszkópikus mágnesnek tekinthető. (A doméneket gyakran Weiss-féle tartományokként emlegetik.)

Az anyag elemi mágneses momentumait az atomok, közelebről azok elektronjai hordozzák. (Az atommagban lévő részecskék a ferromágnesesség szempontjából figyelmen kívül hagyhatók.) Ha az atomoknak van teljesen be nem töltött elektronhéjuk, és egyéb, itt nem részletezhető feltételek is teljesülnek, akkor eredő momentummal is rendelkeznek. Ha ezen felül a mondott elektronhéjaknak (más néven elektronpályáknak) az átmérője és a szomszédos atomok távolsága megfelelő arányban van egymással, akkor érvényesül egy viszonylag erős kölcsönhatás, ami az elemi momentumokat egy irányba állítja be, legalábbis bizonyos tartományon belül, azaz létrejönnek a domének. (Ez az ún. kicserélődési kölcsönhatás egyébként elektrosztatikus jellegű és csak a kvantummechanika keretén belül értelmezhető.) A rendező kölcsönhatással kapcsolatban érdemes hangsúlyozni az atomtávolságok, tehát az anyagszerkezet szerepét magának a ferromágneses állapotnak a létrejöttében. (Megemlíthető például az α - és γ -fázisú vasötvözetek eltérő viselkedése, vagy az, hogy a 70Fe30Ni permalloy néhány ezreléknyi zsugorodást okozó kompresszió hatására szobahőmérsékleten paramágnesessé válik [3].)

Számos megfigyelés és mérés azt támasztja alá, hogy a ferromágneses testek – a kisméretű egykristályok speciális esetét leszámítva – igen sok doménből állnak, amit sematikusan az 1. ábra illusztrál.



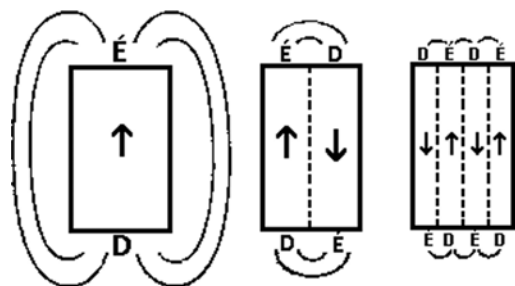
1. ábra: Ferromágneses anyag mikroszerkezete lemágnesezett állapotban
(A vékony vonalak doménhatárok, a vastagok kristály- és egyben doménhatárok.)

A különféle anyagok általában 10-1000 μm méretű kristályszemcséiben 100-100.000 domén is lehet (noha nem kizárt a 10 alatti darabszám sem). Az átlagos doménméretek 0,1 és 100 μm közé tehetőek. A szemcsékhez képest kicsi, de a rácsállandókhoz képest nagy domének 10^{12} - 10^{18} atomot tartalmazhatnak.

2.2 Az energiaminimum elve

A spontán, külső mágneses tér nélkül kialakuló teljes doménszerkezet az energiaminimum elve alapján érthető meg a legegyszerűbben. Ez az általános fizikai elv azt jelenti, hogy a természetben önmaguktól végbemenő folyamatok eredményeként a folyamatokban érintett testek és közegek összes energiája a lehető legkisebb értéket éri el.

Az elemi momentumok rendeződése a kölcsönhatásban lévő atomok (elektronok) együttes energiáját csökkenti. Ezzel párhuzamosan azonban a fejlődő doménen mint piciny mágnesen kívül mágneses tér és vele térenergia keletkezik, ami növeli az egész rendszer energiáját. Ezért kedvezőbb, ha egy kristályszemcsében egy nagy helyett két kisebb és ellentétesen mágnesezett domén jön létre egymás mellett, mert akkor kisebb lesz a külső – a szórt – tér energiája (2. ábra).

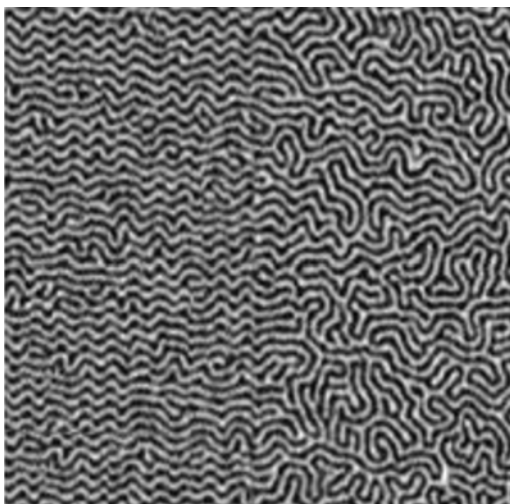


2. ábra: A szórt fluxus csökkenése a domének számának növekedésével

¹ Az MMM vizsgálatok szemszögéből érdektelen ferrimágneses és antiferromágneses anyagokkal most nem foglalkozunk.

Sőt, kiszámítható, hogy a szórt mágneses tér energiája – az ábra szerinti egyszerű esetben – a domének vastagságával (átmérőjével) arányos [4], ami a doménszám növekedésének irányában hat, adott szemcsén belül.

Az ábra nem teljesen elvi: ilyen doménszerkezet létrejöhet egy párhuzamos síkokkal határolt, nem túl vastag rétegben, ha abban az elemi momentumok rendeződésének kedvező iránya (ld. 2.4 Mágneses anizotrópia fejezetben) merőleges a párhuzamos felületekre (3. ábra).



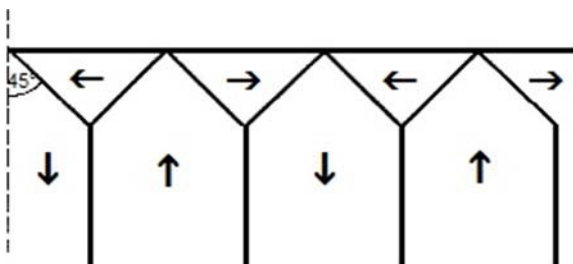
3. ábra: Vékony rétegbeli doménrendszer felülnézetben [5] (A fekete és fehér sávok a változó irányítottágú szomszédos domének, melyek magnetooptikai effektusnak köszönhetően különböztethetők meg.)

A hivatkozott számítás szerint – feltéve, hogy sok domén található az anyagban – a szórt mágneses tér egységnyi felületre jutó energiája:

$$E_{\text{szórt}} \approx M^2 a_d, \quad (1)$$

ahol M az egyes domének mágnesezettsége, a_d pedig a vastagsága.

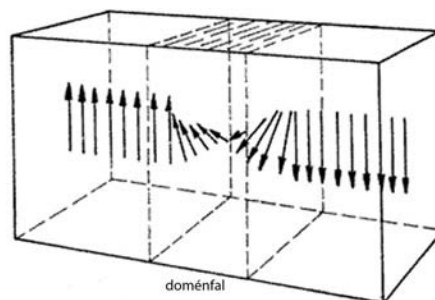
A szórt tér csökkentése szempontjából az optimális az, ha ún. záródomének alakulnak ki a felületnél, melyek révén négy domén egy zárt mágneskört alkothat (4. ábra). Ebből legfeljebb a felület menti éleknél lép ki csekély fluxus.



4. ábra: Felülettel párhuzamos mágnesezettségű záródomének

2.3 Doménfalak

A szomszédos doméneket nagyságrendben 10-100 rácscsillag vastagságú doménfalak (Bloch-falak) választják el egymástól. A falak átmenetet képeznek az eltérő mágnesezettségű tartományok között úgy, hogy bennük fokozatosan változik az elemi momentumok iránya (5. ábra). Tehát a doménfalakban nincs rendezettség, és e miatt többletenergiát hordoznak a doménekhez képest. (Az összehasonlításhoz persze csak egységnyi anyagterefogatra vagy anyagmennyiségre van értelme.) Az egész rendszert tekintve, ha nő a doménszám, akkor egyfelől csökken a szórt tér energiája, másfelől nő a doménfal-energia.



5. ábra: Az elemi momentumok irányának fokozatos változása a doménfalban

2.4 Mágneses anizotrópia

A doménfalak energiáját nemcsak az elemi momentumok rendezetlensége, de a mágneses anizotrópia is növeli. Egykristályokál megfigyelhető, hogy a legnagyobb mágnesezettség akkor érhető el adott nagyságú külső térerősséggel, ha annak iránya párhuzamos az egyik kristálytani tengellyel. Ezt nevezzük könnyű mágnesezési iránynak, ami a térközepes köbös szerkezetű α -vasnál az [100] tengely, azaz a kockarács éleinek iránya, míg a lapközepes köbös ráccsal rendelkező nikkelnél az [111] tengely, a kockák térátlóinak iránya. A könnyű mágnesezési irányok az elemi momentumok spontán rendeződése számára is nyilván kedvezőek, így az egyes domének mágnesezettsége rendszerint ezekbe az irányokba mutat. A 180°-kal különböző irányok természetesen egyenértékűek: azonos energiájú állapotot eredményeznek. α -vasra hasonló megállapítást tehetünk a 90°-os eltérésre is, mert a [010] és [001] is nyilván könnyű irány. Ebből következően a 4. ábrán vázolt záródoménekhez nem társul anizotrópiából eredő energia. (A nikkelnél bonyolultabb a helyzet, ugyanis a térátlók közötti szög kb. 70°.)

Mivel a doménfalban az elemi momentumok nem tudnak a könnyű mágnesezési irányba beállni, ezért

a falenergia egy anizotrópia-járulékot is tartalmaz:

$$E_{\text{fal}} = E_{\text{rend}} + E_{\text{an}}, \quad (2)$$

ahol a jobb oldali első tag az elemi momentumok egymáshoz viszonyított, a második pedig a könnyű irányhoz viszonyított kedvezőtlen szögállásából – a rendezetlenségből és az anizotrópiából – ered. (A fenti egyenlet egységnyi faltérfogatra értendő!) Köbös kristályban az anizotrópia-energia sűrűsége első közelítésben az alábbi alakban írható fel [6]:

$$E_{\text{an}} = \frac{\beta}{2} (M_x^4 + M_y^4 + M_z^4), \quad (3)$$

ahol β az anyagra jellemző anizotrópia állandó, a zárójelben pedig a lokális mágnesezettség komponensei vannak. Két, ellentétesen mágnesezett domén közti doménfalnál egyszerűsödik a képlet. Legyen z a domének mágnesezettségének iránya és x a falra merőleges irány, θ az elemi momentumok M_e vektorának iránya a z -tengelyhez képest. Ekkor:

$$E_{\text{an}} = \frac{\beta}{2} M_e^4 (\sin^4 \theta + \cos^4 \theta), \quad (4)$$

amelyben a θ függ az x -től ($M_x=0$, vö. 5. ábra). Ezt integrálva a falvastagság mentén, 0-tól d -ig, megkapjuk az egységnyi doménfal-felületre eső anizotrópia-energiát:

$$E_{\text{an}}^{\text{ef}} = \beta d \frac{3}{8\pi} M_e. \quad (5)$$

Tehát az anizotrópia miatt előnyös, ha kicsi a doménfal vastagsága – főleg nagy anizotrópia-állandó esetén –, ugyanakkor a rendező kölcsönhatás miatt nem. Ugyanis, az E_{rend} járulék annál nagyobb, minél gyorsabban változik az elemi momentumok iránya a falban [4], másként fogalmazva: minél nagyobb az $M_e(x)$ y - és z -komponensének gradiense. (Az előbb tárgyalt konfigurációban az $M_e(x)$ -nek nincs x -komponense.) Közelebről:

$$E_{\text{rend}} = \frac{\alpha}{2} M_e^2 \left\{ \left[\frac{d \sin \theta(x)}{dx} \right]^2 + \left[\frac{d \cos \theta(x)}{dx} \right]^2 \right\}, \quad (6)$$

ahol α a rendező kölcsönhatással kapcsolatos állandó, ami ugyancsak anyagfüggő paraméter. Feltételezve, hogy az elemi momentumok szöge egyenletesen változik a falban 0° és 180° között, és így a $\theta(x)$ deriváltját π/d -nek véve, majd átalakítások után elvégezve az integrálást a falvastagság mentén, az egységnyi doménfal-felület rendezetlenségi energiájára az

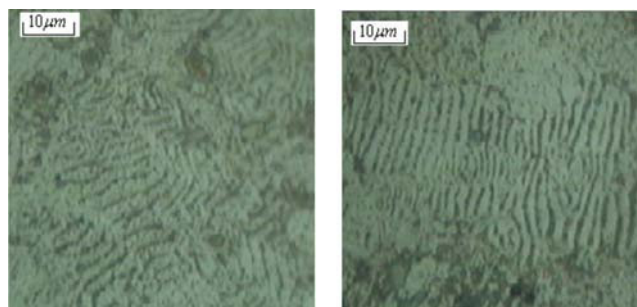
$$E_{\text{rend}}^{\text{ef}} = \alpha \frac{1}{d} \frac{\pi^2}{2} M_e^2 \quad (7)$$

egyenlőség adódik. (Megjegyzendő, hogy vékony fal esetén, amikor is kisszámú momentum rész-energiájával kell számolni, nem szabad integrálni a falvastagság mentén, hanem diszkrét értékeket kell összegezni. De ez a lényeges trendeket nem módosítja.) Tehát a doménfalak vastagságát alapvetően az előzőekben kifejtett, vastagsággal arányos, illetve azzal fordítottan arányos energia összegének minimuma szabja meg. Köbös kristályokban az anizotrópia-energia viszonylag kicsi, ezért bennük a rendező kölcsönhatás a domináns a doménfal-energiában. Mindent összevetve, egy kristályszemcse egészében a spontán módon kialakuló domén-szerkezetet több, mágneses eredetű – szórt tér, rendezetlenség, anizotrópia – energia összegének a minimuma határozza meg. Mindezt bonyolítja az, hogy a szemcsén belüli energiákat lokálisan (néhány atomtávolságra kiterjedően) befolyásolják a jelenlévő diszlokációk, vakanciák, idegen atomok és ezek aggregátumai, valamint az, hogy a szemcsék mérete és alakja sem elhanyagolható tényező.

2.5 Szemcsehatárok

A szemcsehatároknál megszakad a rendeződés, mert egyrészt a legközelebbi atomok távolsága általában már túl nagy, ahhoz, hogy a kicserélődési kölcsönhatás érvényesülhessen, másrészt a szemcsék közötti orientációbeli eltérés is gátolja az egységesebb doménszerkezet létrejöttét (vö. anizotrópia). Ráadásul a szemcsehatárokon gyakran dúsulnak fel szennyező atomok vagy válnak ki második fázisok. Következésképpen a test felszínén, az oda kifutó szemcsehatárok mentén is kialakul szórt fluxus a spontán mágneseződés nyomán.

A spontán mágneseződés következtében létrejövő, természetesen gyenge szórt fluxus kimutatható speciálisan elkészített, igen finom vasoxid porral, kellően előkészített felületen, mikroszkóp alatt (Bitter-módszer, 6. ábra).



6. ábra: Kilagyított, kis kristályokból álló, szénacél (C20-as balra és C45-ös jobbra) minta felület menti doménszerkezete. A sötét vonalak a doménfalak mentén lerakódott vasoxid szemcsék. Nagyítás 600-szoros [7].

A 6. ábrából az látszik, hogy a különböző szemcsék doménjei (doménfalai) véletlenszerűen helyezkednek el egymáshoz képest, ugyanakkor kisebb régiókon belül egységes a szerkezet, párhuzamosak a lamellaszerű doméneket elválasztó falak [7].

3. Magneto-mechanikai jelenségek

3.1 Magnetostrikció

Az eddigi megfontolások közben feltételeztük, hogy a ferromágneses testben nincsenek külső eredetű mechanikai feszültségek. Belső feszültséggel azonban óhatatlanul számolni kell, még a gondosan kilágyított anyagok esetében is, a magnetostrikció miatt. Ez elsősorban makroszkópikus jelenségként ismert: felmágnesezés közben rugalmasan nyúlik vagy rövidül a ferromágneses test a mágnesezés irányában, miközben arra merőlegesen ellentétesen deformálódik. A telítésig bekövetkező relatív hosszváltozás rendszerint 10^{-6} - 10^{-5} nagyságrendű. Mértéke – ami akár nulla is lehet – és előjele függ az anyagminőségtől és a mágnesező tér erősségétől (7. ábra).

A makroszkópikus deformáció a felmágnesezés során végbemenő doménfal-mozgásoknak és a doménekben – nagyobb térerősségeknél – bekövetkező mágnesezettség átfordulásoknak tulajdonítható. Mindezek háttérben a kristályrács mágneses eredetű deformációja áll, ami az elemi momentumokat rendező, valamint az azok közötti

dipól-dipól jellegű kölcsönhatásokra vezethető vissza. (Általában az elemi momentumok és a kristályrács elektromos terének kölcsönhatásával is számolni kell. Ez és a dipól-dipól kölcsönhatás a mikroszkópikus oka a mágneses anizotrópiának is.) Ez érthető, ha figyelembe vesszük, hogy az elemi momentumok a rácspontokban ülő atomokhoz tartoznak, mintegy azokhoz rögzítettek, tehát a köztük fellépő erők módosíthatják az atomtávolságokat, azaz rácsdeformációt idézhetnek elő.

A mágneses anizotrópia és a magnetostrikció közös gyökereire utal az is, hogy maga a magnetostrikció is anizotróp: például a vaskristály telítésig elért relatív hosszváltozása [100] irányú mágnesezésnél $\lambda_{100}=19,5 \cdot 10^{-6}$, míg [111] irányúnál $\lambda_{111}=-18,8 \cdot 10^{-6}$ (előjelváltás!) [8].

Az elmondottakból az következik, hogy már a spon-tán mágnesezettség kialakulásakor is fellép a doménekben magnetostrikció, és ez bizonyos mértékű belső feszültséget okoz. Ezt alapállapotnak tekinthetjük, ehhez tudunk viszonyítani minden további változást.

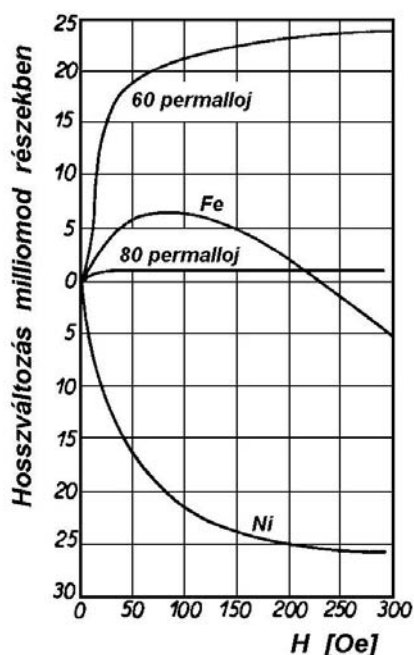
Túl a magnetostrikción, gyakorlatilag mindig jelen van belső feszültség az anyagokban a kristályhibák miatt. Az idegen atomok, kiválások, diszlokációk, stb. környékén torzul a rácsszerkezet. Bár ez a torzulás csak néhány vagy néhányszor tíz rácscellányi terjedelemben számottevő, de azon belül erősen befolyásolja az elemi momentumok rendeződését, illetve a doménfalak felépülését és mozgását.

3.2 Villari-effektus

Ha külső feszültségnek teszünk ki egy ferromágneses testet, akkor azt tapasztaljuk, hogy a mágnesezettsége állandó külső térerősség mellett is megváltozik. E jelenséget gyakran Villari-effektusként emlegetik, mert – éppen 155 éve – E. Villari olasz fizikus fedezte fel. A Villari-effektus a magnetostrikció inverze: az előbbinél deformáció következtében változik a mágnesezettség, az utóbbinál a mágnesezettség miatt deformálódik a test. A kettő kapcsolatát a Le Chatelier-elvből származtatott, alábbi egyenlet is leírja, ami azonban csak kismértékű, reverzibilis változások esetén érvényes [9]:

$$\left(\frac{d\lambda}{dH}\right)_\sigma = \mu_0 \left(\frac{dM}{d\sigma}\right)_H \quad (8)$$

(μ_0 a vákuum-permeabilitás, σ a mechanikai feszültség.) Ez egyben azt is jelenti, hogy csak annál az anyagnál figyelhető meg Villari-effektus, amelynek van magnetostrikciója, és olyan mágnesező térnél,

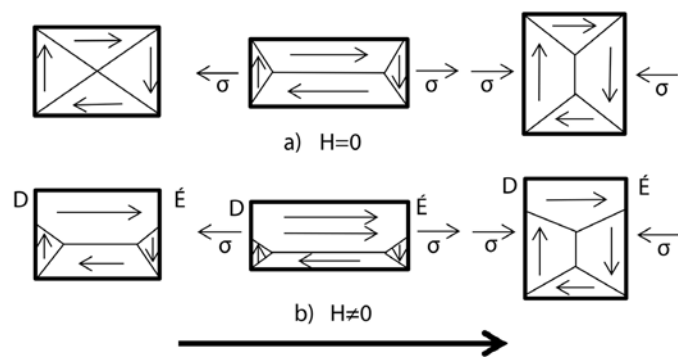


7. ábra: Néhány (polikristályos) anyag magnetostrikciója [3]

ahol a $\lambda(H)$ görbének nincs szélsőértéke (azaz a jobb oldali derivált nem nulla).

(Megjegyzés: Bár a magnetostrikció maga is világosan mutatja, hogy szoros kapcsolat van a ferromágneses anyagok mechanikai és mágneses viselkedése között, a szakirodalomban sok helyen csak a Villari-féle jelenséget nevezik magneto-elasztikus vagy magneto-mechanikai effektusnak.)

A mágneses tér és a mechanikai feszültség együttes hatását a 8. ábra szemlélteti sematikusán, pozitív magnetostrikciójú anyag esetén [10]. A húzófeszültség irányában mágnesezett domének térfogata megnő, a nyomófeszültség irányában mágnesezeteké viszont csökken. A hozzájuk képest merőleges orientációjú domének térfogata ugyanakkor ellentétesen változik.



8. ábra: Húzó- és nyomófeszültség hatása pozitív magnetostrikciójú anyag doménszerkezetére

Ha csak spontán mágnesezettség van az anyagban ($H=0$), akkor a domének átrendeződése ellenére sem válik makroszkópiusan mágnesezetté az egész test pusztán a külső feszültség hatására. (Megjegyzés: Ilyen értelemben nincs piezomágnesség.) Amint az az a) ábrából látható, a domének páronként továbbra is semlegesítik egymást. Az akár csak a földi tér által mágnesezett test ($H \neq 0$) mágnesezettsége viszont megváltozik húzó- vagy

nyomófeszültség alkalmazásakor. (Ez egyébként negatív magnetostrikciójú anyagra is érvényes.)

Hangsúlyozni kell, hogy a doménszerkezet 8. ábrán mutatott megváltozásában nemcsak a doménfalak elmozdulása, de az elemi momentumok egy részének elfordulása is szerepet játszik – az anizotrópia miatt. Azt is meg kell jegyezni, hogy a doménszerkezet módosulása még $H=0$ esetén is megváltoztathatja a test felületén, a doménhatároknál érzékelhető szórt mágneses fluxust. Különösen igaz ez akkor, ha az alkalmazott feszültség kicsi, és az anyagba „betáplált” rugalmas energia nem elég ahhoz, hogy a doménfalak túljussanak az őket lehorgonyzó rács-hibákon, illetve ahhoz, hogy sok elemi momentum irányt váltson.

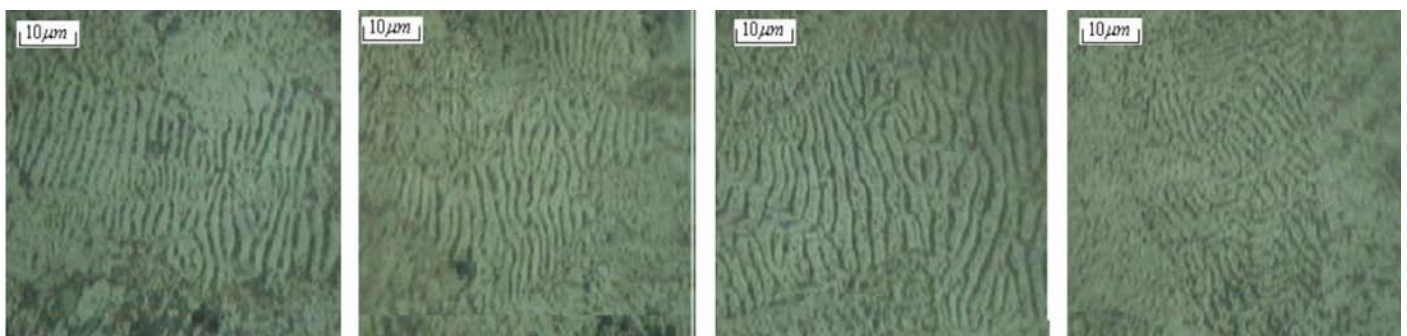
A doménszerkezet módosulásait mutatják a 9. ábra Bitter-módszerrel készített felvételei [7]. Egytengelyű nyomófeszültséggel egyre nagyobb maradó belső feszültséget hoztak létre egy C45-ös, kilágyított acélmintában. (A vasoxid por felhordása előtt a terhelést mindig levették.)

A kísérlet során a minta mindvégig a földi mágneses térben volt.

A képeken látható a nyomófeszültségre merőleges doménfalak távolságának növekedése, azaz a megfelelő domének vastagodása, 90° -os doménfalak megjelenése és az egyre inkább labirintusszerű szerkezet kialakulása.

3.3 Elméleti modellek

A mechanikai feszültség és a mágnesezettség kapcsolatára először Jiles és Atherton adott olyan magyarázatot és matematikai formulát, amiből a kísérleti eredmények nagy hányadával egybevágó $M(\sigma)$ görbék számíthatók ki [11]. Gondolatmenetük kiindulópontja az, hogy külső feszültség hatására a doménfalak túl tudnak jutni az őket lehorgonyzó kristályhibákon, és ezáltal a mágnesezettség



9. ábra: A doménszerkezet változása növekvő, maradó belső feszültség hatására. A felvételek a téglatest alakú minta egyik, a nyomóerő irányával párhuzamos oldallapján készültek. A terhelés, balról jobbra haladva, 0, 10, 50 és 60 kN volt. (10 kN \approx 100 MPa az adott próbatesten; nagyítás = 600.)

közeledni fog az adott (állandó) térerősséghez tartozó M_{an} hiszterézis-mentes értékhez. (Az „an” index az angol ‘anhysteretic’ kifejezésre utal, nem keverendő össze a máshol az anizotrópiát jelölő, azonos indexszel.) A hiszterézis-mentes mágnesezettség – feszültség nélküli állapotban – akkor alakulna ki egy ferromágneses testben, ha benne a külső tér hatására csak energia-disszipációval nem járó, reverzibilis folyamatok játszódnának le. A modell alapegyenlete – a „közelítés törvénye” – a következő:

$$\frac{dM}{d\sigma} = \frac{\sigma}{E\xi} (M_{an} - M) + c \frac{dM_{an}}{d\sigma}, \quad (9)$$

ahol E a Young-modulusz, ξ és c pedig modell-paraméterek. (A részleteket ld. [11]-ben.)

Lényeges, hogy maga az M_{an} is feszültségfüggő. Mivel a feszültség hatása – a rugalmas tartományon belül – úgy interpretálható, mintha egy megváltozott

$$H_{eff} = H + \alpha M + H_{\sigma} \quad (10)$$

effektív mágneses tér hatna az anyagra, az ismert $M_{an}(H)$ összefüggésben H -t ezzel az effektív térrel kell helyettesíteni:

$$M_{an}(H, \sigma) \equiv M_{an}(H_{eff}). \quad (11)$$

Izotróp (gyakorlatilag a sokkristályos) anyagokra az

$$M_{an}(H_{eff}) = M_s \left[\coth\left(\frac{H_{eff}}{a}\right) - \frac{a}{H_{eff}} \right] \quad (12)$$

egyenlet használható, amelyben M_s a telítési mágnesezettség, a pedig termodinamikai eredetű (a Boltzmann-állandót, a kelvinben mért hőmérsékletet és egyfajta átlagos domén-mágnesezettséget magába foglaló) mennyiség: $a = k_B T / \mu_0 m$ [12].

Az effektív tér feszültségfüggő része a magnetostrikción keresztül hordozza a magneto-elasztikus csatolást:

$$H_{\sigma} = \frac{3 \sigma_0}{2 \mu_0} \left(\frac{d\lambda}{dM} \right)_{\sigma} (\cos^2 \theta - \nu \sin^2 \theta), \quad (13)$$

ahol σ_0 és θ az alkalmazott egytengelyű feszültség nagysága és a külső mágnesező tér (H) tengelyéhez viszonyított szöge, ν pedig a Poisson-szám. (Az effektív tér második tagja az elemi momentumokat rendező kölcsönhatásból, illetve a domének egymásra hatásából származik.)

A magnetostrikció és a mágnesezettség, illetve a feszültség kapcsolatát az adott szemcse- és domén-szerkezet szabja meg, ami általában nem ismert. Ezért az alábbi empirikus képletet szokták használni:

$$\lambda(M, \sigma) = \sum_{i=1}^n \gamma_i(\sigma) M^{2i}, \quad (14)$$

és első közelítésként megállnak $n=2$ -nél. A γ_i együtt-hatásokat is Taylor-sorként írják fel:

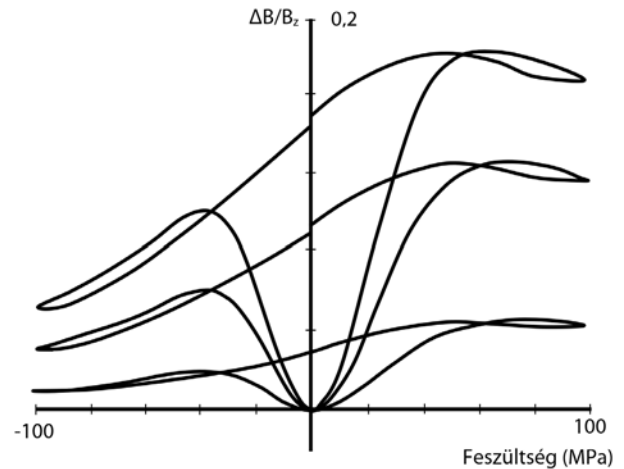
$$\gamma_i(\sigma) = \gamma_i(0) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sigma^k}{k!} \gamma_i^{(k)}(0), \quad (15)$$

ahol (k) a k -adik deriváltat jelzi, amit a $\sigma=0$ érték-nél kell venni. A γ_i együtt-hatások és ezek feszültség-függései, bizonyos korlátok között, mérésekből meghatározhatók.

Összegezve, Jiles és Atherton magneto-mechanikai modellje a következő feltevésekkel érvényes:

- a feszültség egytengelyű,
- a deformáció rugalmas,
- az anyag egésze izotróp.

A modellt több, korábban elvégzett mérésre alkalmazták és jó kvantitatív, sőt kvalitatív egyezést találtak a mért és számított görbék között. Ilyen számított mágnesezettség-feszültség görbék láthatók példaként a 10. ábrán. (A relatív indukcióváltozás egyenlő a relatív mágnesezettség-változással.)



10. ábra: Számított indukcióváltozás-feszültség görbék. A vonatkozó méréseket előzetesen lemágnesezett, lágyacél próbatesteken végezték 26, 80 és 132 A/m külső térerősség mellett. (A számított változás a térerősséggel együtt nő.)

A 10. ábra görbéi jól tükrözik azt az általános kísérleti tapasztalatot, ami szerint a mágnesezettség kisebb húzó- és nyomófeszültségek hatására egyaránt nő, ugyanakkor – acéloknál – bizonyos feszültségnél a $dM/d\sigma$ derivált előjelet vált, különösen növekvő kompresszió mellett.

A modell – ami egyébként könnyen kiterjeszthető összetettebb feszültség-állapotokra is – a mai napig is általánosan elfogadott, számos vizsgálati eredmény elemzéséhez felhasználták már.

Ugyanakkor – elsősorban éppen az MMM vizsgálat szemszögéből – szükség volt egy olyan modellre is, amely a plasztikus deformációk mágnesezettségre gyakorolt hatását is figyelembe veszi. Fontos ez azért is, mert az elasztikus és plasztikus deformációk eltérően befolyásolják a mágnesezettséget: az előbbi elősegíti a doménfalak mozgását, az utóbbi viszont – a megnövekvő diszlokáció koncentráció miatt – gátolja azt.

Wang és társai ezt úgy oldották meg, hogy egy újabb tagot adtak hozzá az effektív térerősséghez, ami a plasztikus hatást képviseli [10]:

$$H_{\sigma}^p = -\frac{b \langle \epsilon_{\pi} \rangle}{2\mu_0 m} \left| \epsilon^p \right|. \quad (16)$$

A felső index utal a plasztikus térerősség-járulékra, illetve a plasztikus deformációra. Az $\langle \epsilon_{\pi} \rangle$ az az átlagos energia, amire a doménfalaknak szükségük van ahhoz, hogy legyőzzenek egy-egy helyi, diszlokáció képezte akadályt. (Feltevés, hogy csak relatíve 180°-os orientációjú domének elválasztó falak vannak jelen.) Itt m az átlagos domén-mágnesezettség, b pedig egy anyagi paraméter. A formulában a plasztikus deformáció abszolút értéke szerepel, mert a diszlokáció-sűrűség növekedése független a feszültség, illetve a deformáció irányától.

Wang modellszámítása szerint a plasztikus hatás csak kis térerősségeknél számottevő: a mágnesezettség $\epsilon^p=10\%$ esetén $H=40$ A/m-nél 50%-kal, míg $H=1$ kA/m-nél mindössze kb. 2%-kal csökken.

Ezt azzal magyarázhatjuk, hogy minél erősebb a külső tér, annál több domén orientációja egyezik már meg a mágnesező tér irányával, vagy áll már ahhoz közel, és így annál kevésbé számít a diszlokációk számának növekedése. Érdeemes kiemelni, hogy ez a jelenség jó alapot ad ahhoz, hogy gyenge mágnesező térben (pl. magában a földi térben) végezzünk a munkadarabok feszültségállapotát felmérítő mágnesező vizsgálatokat.

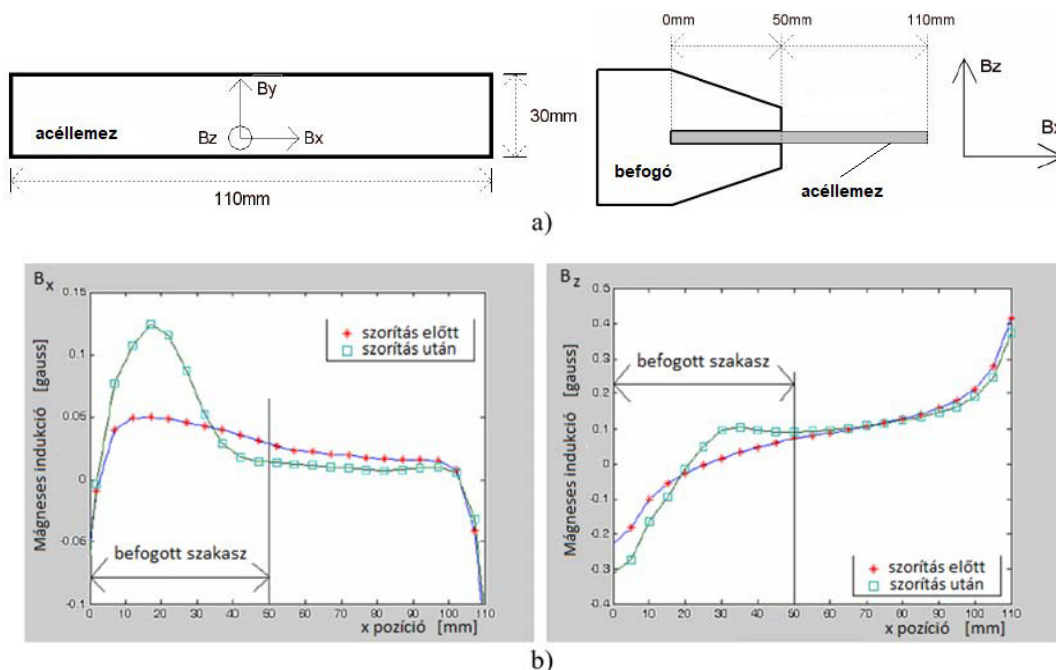
4. Szórt fluxusok – Kísérleti eredmények

A következőkben néhány mérési eredményt tekintünk át.

1. eset

A maradó feszültség hatását vizsgálták a 11. ábra a) részén látható elrendezésben egy húzott és előzetesen lemágnesezett acéldarabon, melyet egy befogóval szorítottak meg [13]. A nyomófeszültség akkora volt, hogy pontszerű, felületi sérüléseket is okozott.

A mágnesező indukció két komponensét (11. ábra b) rész) magnetorezisztív érzékelővel mérték a minta felületén. A grafikonok a 10 és 30 mm közötti szakaszon mutatják a legnagyobb indukcióváltozást, összhangban azzal, hogy ebben a tartományban keletkezett a legtöbb felületi sérülés. A kék görbék jellegzetes lefutásúak: a B_x -nek maximuma, a B_z -nek inflexió pontja van a legnagyobb feszültségnek kitett szakasz közepe táján.



11. ábra: Maradó feszültség létrehozása acél lemezdarabban ($v=2$ mm) (a), és a felület mentén detektált mágnesező indukció x- és z-komponense a nyomófeszültség alkalmazása előtt és után (b)

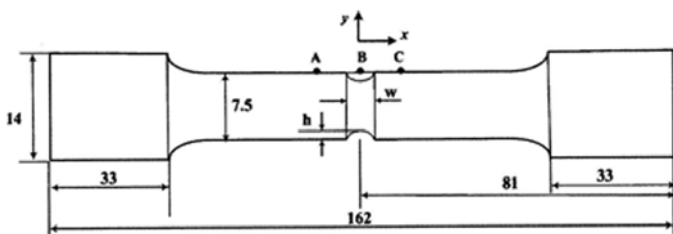
2. eset

Ciklikus hajlítással fárasztották a 12. ábrán bemutatott, kör keresztmetsetű, középen mesterséges horonnyal ellátott, C45-ös lágyacél próbatestet, és néhány ciklusonként MMM magnetométerrel mérték a térerősség x- és y-komponensét [14]. A méréseket a jelzett A, B és C síkban, a felülettől 2 mm-re végezték. Mindhárom síkban 7-7 pontban mérték és a kapott értékeket átlagolták.

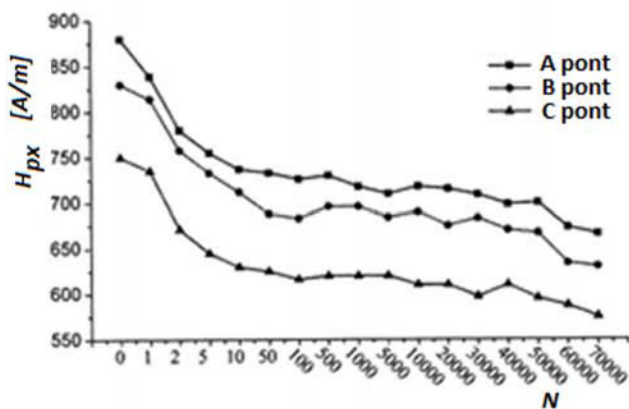
A mérési eredmények azt mutatták, hogy a térerősség mindkét komponense, a kezdeti viszonylag gyors változás után, stabilizálódik és az elasztikus deformációk tartományában gyakorlatilag állandó marad (13. ábra). Újabb, számottevő változás csak a folyás kezdetekor tapasztalható. Más szerzők [15] hasonló kísérlet nyomán úgy találták, hogy a H_{py} kezdeti változása szoros összefüggésben van a diszlokációk mozgásával, illetve az új diszlokációk keletkezésével, stabilizálódása pedig a diszlokáció-sűrűség telítődésének tulajdonítható.

3. eset

Japán kutatók könnyűvízes reaktorok tartályainak anyagát vizsgálták plasztikus deformáció és fáradás szempontjából, szórt mágneses fluxus mérésén keresztül [16]. A megfelelő anyagú szakítópróbatetet



12. ábra: Hajlítással fárasztott acél próbatest, az alkalmazott koordinátarendszerrel és a három (A, B, C) mérési síkkal



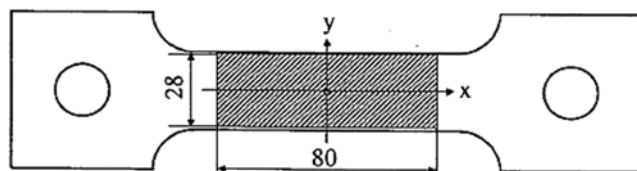
13. ábra: A felületközeleli mágneses térerősség axiális és normális komponense a fárasztási ciklusszám függvényében

felszínétől 0,2 mm-re, a 14. ábrán sraffozással jelölt tartományon, 0,25 mm-enként mérték a mágneses indukció B_z normális komponensét Hall-szondával. A mért értékekből dB_z/dx deriváltakat számoltak. A mérés előtt a szakítógépről levett próbatestet demagnetizálták, majd 80 kA/m erősségű homogén térrel felmágnesezték. (Megjegyzés: A hivatkozott cikkben olvasható „80 kA/m” irreálisan nagynek tűnik, valószínűleg a 80 A/m a helyes érték.)

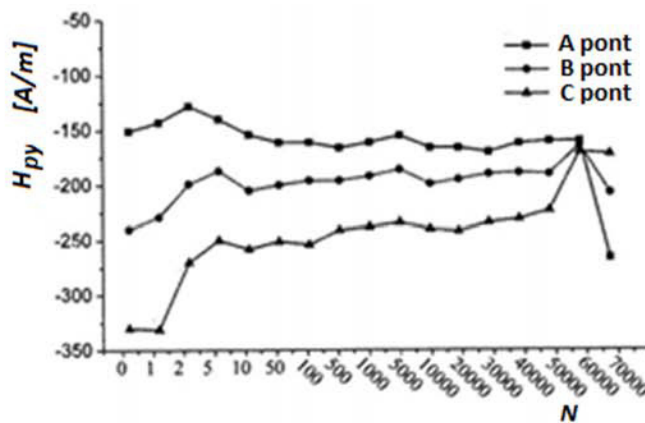
Ezzel párhuzamosan röntgendiffrakciós módszerrel mérték az anyag deformációját, 1 mm-es felbontással, 2 mm-enként az $y=0$ egyenes mentén. A mérésekből σ_x feszültséget és $d\sigma_x/dx$ -et származtattak. A mérések eredményeit a 15. ábra foglalja össze. Kétségtelenül megállapítható, hogy a $|d\sigma_x/dx|$ és $|dB_z/dx|$ derivált abszolút értékek korrelálnak egymással. A képlékeny deformáció megjelenésekor, illetve kis képlékeny deformáció mellett kirajzolódó csúcsok Lüders-sávoknak tulajdoníthatók.

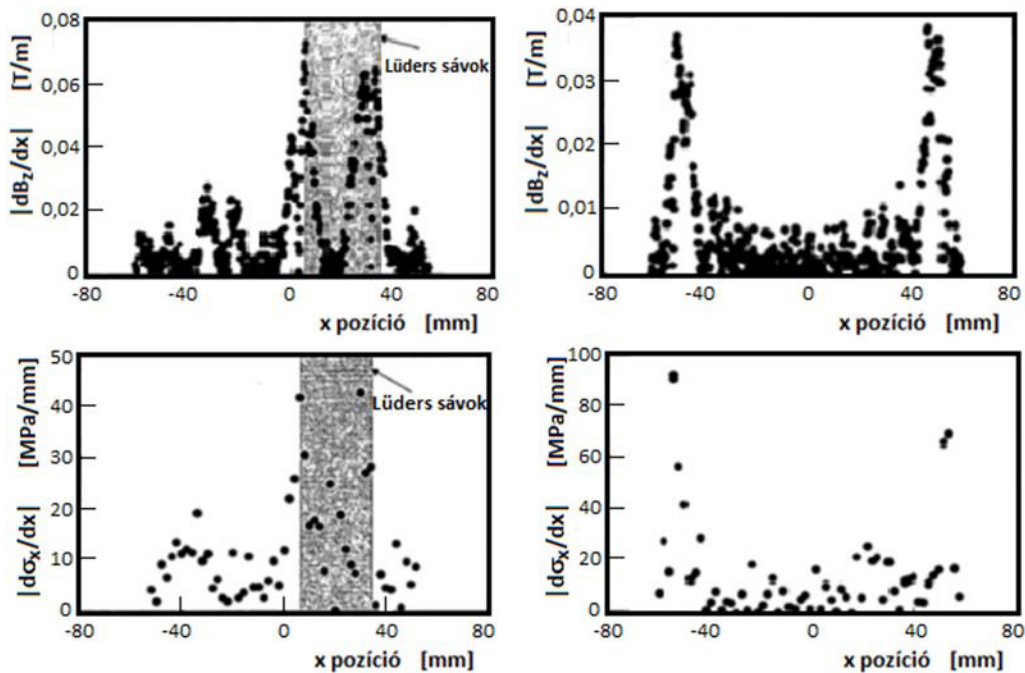
4. eset

Végül érdemes idézni kínai kutatók [17] egy diagramját, mely jól demonstrálja, hogy az MMM-jel érzékeny a próbatest tengelye és a helyi földi mágneses tér iránya közti szögre (16. ábra). Az MMM-jel a szórt tér normális komponensének megváltozása egy egytengelyű húzófeszültségnek kitett próbatest felszínén, adott feszültség hatására. A testet csak a földi tér polarizálta.



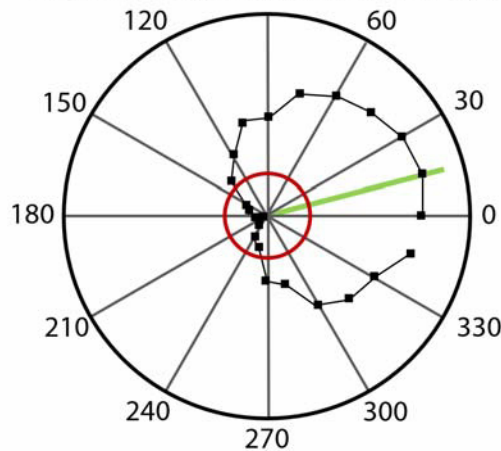
14. ábra: A szórt mágneses tér mérési tartománya a vizsgált próbatesten





15. ábra: A szórt mágneses tér és a mechanikai feszültség hely szerinti deriváltja a próbatest hossz tengelye mentén. A plasztikus deformáció mértéke 0,378% (balra) és 7,35% (jobbra).

- MMM jelamplitúdó (csúcstól-csúcsig)
- Referencia jelszint
- Helyi földi mágneses térerősség iránya



16. ábra: Az MMM-jel amplitúdója a próbatest tengelye és a földi mágneses tér közötti szög függvényében

4. Összefoglalás

Elméleti megfontolások és kísérleti tapasztalatok alapján az alábbi következtetéseket vonhatjuk le:

1. A ferromágneses anyagú testek felülete mentén már a spontán módon kialakuló domén szerkezet eredményeként is létrejön szórt mágneses tér, miközben a test eredő mágneszettsége nulla.
2. Külső mechanikai feszültség hatására a domén szerkezet és – ha az anyag mágnesezett – a mágneszettség módosul. A változás tükröződik a szórt térben is.
3. Rövid vagy a mágnesezés irányában változó keresztmetszetű testek esetében a szórt teret illetően éles különbséget kell tenni a ferromágneses test egésze mint mágnes körüli tér és az inhomogén szerkezet miatti, lokális szórt fluxusok között. A Jiles-Atherton modell az előbbi változásáról ad számot, viszont az MMM vizsgálat szempontjából lényeges információt sok esetben az utóbbi hordozhatja.
4. A lokális szórt fluxus – akár folytonossági hiányokról, akár doménhatárokról vagy diszlokáció-csoportokat tartalmazó tartományról van szó – értelmezhető úgy, hogy ezeken a

helyeken kis mágneses dipólusok vannak valamilyen felület menti és mélységi eloszlásban. (Az ezek által a testben létrehozott teret nevezik lemágnesező térnek.)

5. A lokális szórt fluxusra mindig érvényes az, hogy az indukció felületre merőleges (normális) B_n komponense valahol a kérdéses tartomány fölött előjelet vált, és ugyanott a $dB_n(x)/dx$ derivált maximális értéket vesz fel. (Az x a mágnesezés irányával párhuzamos koordináta-tengely.) Tehát, pusztán e jellemzőkből nem lehet meghatározni a szórt fluxus okát.
6. A maradó belső feszültséggel rendelkező anyagok mágneses szerkezete is eltér a feszültségmentesített anyagokétól, és természetesen ez is megmutatkozik a szórt térben. Azonban mérések alapján csak akkor lehet következtetni belső feszültségre, ha minden más, potenciális tényezőt ki tudunk zárni.
7. Az elasztikus és plasztikus deformációk hatása elvileg szétválasztható. Fáradási folyamatban a kezdeti plasztikus deformáció észrevehető.
8. Fáradás során, a kezdeti gyors változást követően, közepes ciklusszámnál állandósul a szórt fluxus, ezért egyedi MMM mérésekből – a jelen ismeretek szerint – nem lehet vagy legalábbis igen kockázatos élettartamot becsülni.
9. Mivel a mágnesezettség sok esetben éppen kis külső mágneses tereknél reagál érzékenyebben a mechanikai feszültségre, pontosan kell ismerni a vizsgált objektum helyén a földi mágneses tér, illetve az esetleges környező forrásokból származó tér nagyságát és irányát.
10. A mért MMM jelekből bármiféle mennyiségi következtetést, nyilvánvalóan, csak megfelelő kalibráció után vonhatunk le. A kalibrációnak – a különféle anyagok mágneses tulajdonságainak sokszínűsége és a lehetséges zavaró körülmények miatt – a vizsgált objektumra vonatkozóan specifikusnak kell lennie, úgy az anyagminőséget és a geometriát, mint az üzemi terhelést és a helyi mágneses teret illetően.

Irodalomjegyzék

- [1] E. Schneider és A. A. Dubov: Zerstörungsfreie Charakterisierung des Eigenspannungszustandes mit der Metall Memory Method (MMM), DGZfP Jahrestagung 2007
- [2] ISO 24497:2020 sorozat, Non-destructive testing – Metal magnetic memory – 1. rész: Vocabulary and general requirements, 2. rész: Inspection of welded joints
- [3] Istvánffy Edvin: Mágneses anyagok és alkalmazásuk, VII. rész Nehézipari Könyv- és Folyóiratkiadó Vállalat, Budapest, 1951
- [4] L. D. Landau és E. M. Lifschitz: Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band VIII. Elektrodynamik der Kontinua, §39. Akademie Verlag, Berlin, 1971
- [5] Dr. Gasparics Antal; alag3.mfa.kfki.hu/mfa/nyariiskola/10_Magneses_kepalkotas/
- [6] L. D. Landau és E. M. Lifschitz: Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band VIII. Elektrodynamik der Kontinua, §37. Akademie Verlag, Berlin, 1971
- [7] Ji-lin Ren et al: Experimental research on the microcosmic mechanism of stress-magnetic effect for magnetic memory testing, 17th World Conference on Nondestructive Testing, Shanghai, 2008
- [8] Arun K. Ghosh: Introduction to Transducers, Chapter 7, PHI Learning Private Ltd, Delhi, 2015
- [9] B. D. Cullity: Introduction to Magnetic Materials, Addison-Wesley, New York, 1972
- [10] Z. D. Wang et al, Journal of Applied Physics 109, 083928 (2011)
- [11] D C Jiles, Journal of Physics D: Applied Physics 28 (1995) 1537
- [12] D C Jiles and D L Atherton, J. of Magnetism and Magnetic Materials 61 (1986) 48
- [13] J Wilson et al, Residual magnetic field sensing for stress measurement and defect detection, ECNDT 2006, We.4.2.1
- [14] Mingxiu Xu et al, Journal of Applied Physics 112, 093902 (2012)
- [15] Jianwei Li et al, Journal of Nondestructive Evaluation 32 (2013) 238
- [16] Masatoshi Kuroda et al, Materials Science Research Int. Vol 7, No 3, 213 (2001)
- [17] LiQiang Zhong et al: Progress in nondestructive evaluation of stress concentration with MMM method, 17th World Conference on Nondestructive Testing, Shanghai, 2008