FIATAL MŰSZAKIAK TUDOMÁNYOS ÜLÉSSZAKA

Kolozsvár, 2000. március 24-25.

Anizotrop anyagok vektor hiszterézis modellje

Szabó Zsolt, Iványi Amália

Abstract

For the investigation of magnetisation behaviours in different materials several magnetic models are introduced. In case of ferromagnetic materials the magnetisation curve describes hysteresis. The classical Preisach model can be applied for the simulation of scalar hysteresis characteristics in isotropic materials. The Stoner-Wohlfarth model allows an easy representation of vector behaviour of magnetisation, but the domain walls are disregarded. In most cases the motion and the pinning of domain walls, on the imperfections of crystal structures and on the impurities, causes the hysteresis phenomena. The presented model can be applied for the description of vector behaviour in ferromagnetic media with uniaxial anisotropy. The Preisach triangular technique and distribution functions in direction of easy and hard axes are introduced for the representation of the magnitude of magnetisation vector, the direction and the orientation of it is specified by the dominant hysteresis operator controlled by the Stoner-Wohlfarth energy equation. The dimension of dominant hysteresis operator is defined by the coercive magnetic field intensities, the direction of applied magnetic field and a correction term.

Bevezetés

A skalár Preisach modell számos derékszögű elemi hiszterézis operátor szuperpozíciójának tekinthető [1]. A modell bemenete a $H(t)$ mágneses térerősség abszolút értéke, kimenete az $M(t)$ mágnesezettség nagysága. Az operátorok egy $\mu(\alpha, \beta)$ eloszlását véve figyelembe, az α, β síkon definiálható a Preisach háromszög, amelyen belül a $\gamma(\alpha, \beta)$ hiszterézis operátorok fel- és lekapcsolásának változása történik, valamint a mágnesezettség állapotát szabályozó lépcsőgörbe. A mágnesezettséget a következő összefüggéssel lehet előállítani [2]

$$M(t) = \iint_{T(\alpha, \beta)} \mu(\alpha, \beta) \gamma(\alpha, \beta) H(t) d\alpha d\beta. \quad (1)$$

A klasszikus Stoner-Wohlfarth modell az anyagot apró, mágneses szempontból ellipszoid alakú, egymással kölcsönhatásban nem levő, telítésig mágnesezett részecskék szuperpozíciójaként tekinti. Külső tér hiányában a részecskék mágneses momentuma a fő mágnesezési irányba mutat. A részecskék mágnesezettségének iránya csak akkor tér el a fő mágnesezési iránytól, ha a rendszerbe egy külső gerjesztés hatására energiát táplálunk. Egy ellipszoid alakú részecske energiája az anizotrópiából származó energia és a mágneses kölcsönhatásból származó energia különbsége

The research work is sponsored by Hungarian National Foundation, OTKA, 2000, Pr. No. T 029778.

$$w = K \sin^2 \Theta - \mu_0 H M_s \cos(\Theta_0 - \Theta), \quad (2)$$

ahol K az anizotropikus állandó, H a külső mágneses térősség abszolút értéke, M_s a Stoner-Wohlfarth részecske telítési mágnesezettségének nagysága, Θ_0 a gerjesztő térerősség és a fő mágnesezési irány által bezárt szög, Θ a részecske mágnesezettsége és a fő mágnesezési irány közötti szög. Bevezetve az $\eta = \frac{2K}{\mu_0 M_s}$ mennyiséget, a Stoner-Wohlfarth részecskéhez hozzárendelhető aszteroid egyenlete

$$H_x^{2/3} + H_y^{2/3} = \eta^{2/3}. \quad (3)$$

Az η paraméter az aszteroid nagyságát határozza meg. A mágnesezettség irányát mindig az aktuális energiaminimum adja. A továbbiakban a Stoner-Wohlfarth részecskét elemi vektor hiszterézis operátornak tekintjük. [3]

Kölcsönható operátorok sokaságából álló vektor hiszterézis modell

Modellezzünk egy egyirányú anizotrópiát mutató ferromágneses anyagot. A modell a mágnesezettség vektorának abszolút értékét egy skaláris Preisach modellből, míg a mágnesezettség vektorához tartozó irányt egy domináns aszteroid által értelmezett, vektor hiszterézis operátor segítségével határozza meg, ahogy az 1. ábrán látható.

1. ábra A vektor hiszterézis modell felépítése

A modell működéséhez szükséges az $\mu(\alpha, \beta)$ eloszlásfüggvény ismerete, egy bizonyos irányú gerjesztés esetén. Az eloszlásfüggvény meghatározása a fő és kereszt mágnesezési irányokba végzett mérési eredmények alapján történik. A modell eloszlásfüggvényét az alábbi eloszlással lehet közelíteni

$$\mu(\alpha, \beta) = \frac{1}{2\pi\sigma_1\sigma_2\sqrt{1-r^2}} e^{-\frac{1}{2(1-r^2)} \left[\frac{(\alpha-m_1)^2}{\sigma_1^2} - 2r \frac{\alpha-m_1}{\sigma_1} \frac{\beta-m_2}{\sigma_2} + \frac{(\beta-m_2)^2}{\sigma_2^2} \right]} \quad (4)$$

Az r paraméter az α és β valószínűségi változók korrelációs együtthatója, σ_1 és σ_2 az eloszlás szórása. Az eloszlásfüggvény szimmetrikus az m_1 , m_2 paraméterekre. A fenti paraméterek különböző megválasztásával lehet elérni az eloszlásfüggvény illesztését egy mért hiszterézis karakterisztikához. A 2. ábra két lehetséges eloszlásfüggvényt mutat. Ismerve a fő és keresztirányban az eloszlásfüggvényeket, egy tetszőleges irányban az eloszlásfüggvényt a következő összefüggéssel lehet meghatározni

$$\mu = \mu_e \cos^2 \Theta_0 + \mu_h \sin^2 \Theta_0 \quad (5)$$

ahol μ_e a mágneses fő irányban az eloszlásfüggvény, μ_h a mágneses kereszt irányban az eloszlásfüggvény, Θ_0 a fő mágnesezési irány és a mágneses térerősség vektora által bezárt szög.

2. ábra A fő és kereszt mágnesezési irány eloszlásfüggvényei

Az (5) eloszlásfüggvény és a Preisach háromszög segítségével meghatározható a mágnesezettség vektorának abszolút értéke, amely egyértelműen definiál egy H_c koercitív térerősséget. Minden egyes mágnesezettség értékhez egyértelműen hozzá lehet rendelni egy domináns vektor hiszterézis operátort, melyhez egy domináns aszteroid tartozik, amelynek a méretét a koercitív tér, a mágneses térerősség iránya és egy ξ hibtag határoz meg

$$\eta = \xi \cdot \left[(H_c \cdot \cos \Theta_0)^{\frac{2}{3}} + (H_c \cdot \sin \Theta_0)^{\frac{2}{3}} \right]^{\frac{3}{2}}. \quad (6)$$

Legyen $\xi=1$, valamely kezdeti lemágnesezett állapotból indulva Θ_0 irányban növelve a mágneses térerősség értékét egyre nagyobb területű aszteroid családot kapunk. Egy felmágnesezett állapotból csökkentve a mágneses térerősséget, a domináns aszteroid mérete nem változik, míg el nem érjük a koercitív térerősség értékét, vagy újból nem kezdjük növelni a mágneses térerősség nagyságát. A koercitív tér elérése után a domináns aszteroid területe csökken, majd a mágneses térerősség ellenkező irányú növelésével újra növekedni kezd. A mágnesezettség vektora párhuzamos a mágneses térerősség vektorától a domináns aszteroidhoz húzott érintővel, ahogy az a 3. ábrán látható.

3. ábra A Preisach háromszög (a), a hiszterézis görbe (b) és a hozzárendelt domináns aszteroid (c)

A vektor modell lineárisan változó mágneses térben

Lineáris gerjesztés esetén, ha a mágneses térerősség párhuzamos a fő mágnesezési iránnyal, a hiszterézis karakterisztika és a mágnesezettség vektorának helyzete a 4. a. ábrán látható. Ha mágneses térerősség vektora $\Theta_0 = 60^\circ$ szöget zár be a mágnes fő iránnyal, a hiszterézis karakterisztikát és a

mágnesezettség vektorának helyzetét a 4. b. ábra mutatja be. Az anyag felmágnesezésekor a mágneses térerősség vektorának a gerjesztő tér irányába való fordulása figyelhető meg. Lemágnesezéskor a mágnesezettség vektora a mágnes fő irány felé fordul el, miközben nagysága is csökken. Mágneses kereszt irányban gerjesztve a vektor modellt, a 4. c. ábra mutatja be a hiszterézis karakterisztikát és a mágnesezettség vektorának pozícióját. Az ábrákból látható, hogy az anyagot legkönnyebb a mágneses fő irányban felmágnesezni, és legnehezebb a mágneses kereszt irányban.

4. ábra. A hiszterézis karakterisztika és a mágnesezettség vektorának pozíciói különböző irányú mágneses térerősség esetén

Konklúzió

A bevezetett domináns vektor hiszterézis operátor segítségével leírást adhatunk a ferromágneses anyagok mágneses térben való viselkedésére, megtartva a skalár Preisach modell minden előnyét. A modell egyaránt leírja a doménfalak és az irreverzibilis mágneses momentumok hatását. Nem egyirányú anizotrópiát mutató anyag mágneses térben való modellezésére, több fő és kereszt mágnesezési iránnyal rendelkező elemi vektor hiszterézis operátort kell bevezetni.

Irodalomjegyzék

- [1] A. Iványi, Hysteresis Models in Electromagnetic Computation, Akadémia Kiadó, Budapest, 1997.
- [2] Füzi J., Iványi A., Szabó Zs.: Preisach Model with Continuous Output in Electrical Circuit Analysis. Journal of Electrical Engineering, Bratislava, Slovakia, 1997, vol. 48, no.8/s, pp.18-21.
- [3] Zs. Szabó, A. Iványi, The Stoner-Wohlfarth Model in Rotational Magnetic Field, EMES 7th, 1999, pp.115-121.

Szabó Zsolt, okl. villamosmérnök, PhD hallgató

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Elméleti Villamosságtan Tanszék

Egry József utca 18, H-1521 Budapest, Hungary

Telefon/fax, e_mail: (361) 4632915, (361) 4633189, szabo@evtsz1.evt.bme.hu

The research work is sponsored by Hungarian National Foundation, OTKA, 2000, Pr. No. T 029778.