

Korlátozza-e a precessziós átmágnesezés sebességét a kvantummechanikai bizonytalanság?

Does the Quantummechanical Uncertainty Limits the Speed of the Precessional Magnetization?

Kádár György¹, Lovas István²

¹Research Institute for Technical Physics and Materials Science,
H-1525 Budapest, POBox 49, Hungary

²University of Debrecen, Department of Theoretical Physics,
H-4032 Debrecen, Egyetem tér 1, Hungary

Abstract

I. Tudosa et al. performed an experiment by the help of electrons of the SLAC in order to investigate the precessional magnetisation process. The result of the experiment was interpreted as the collapse of the ferromagnetic structure due to the too short (2.3 picosec) and too intensive magnetic field. It was concluded that an upper limit of the speed of the precessional magnetization has been reached. In this work we investigate the time dependence of the quantummechanical uncertainty occurring in the experiment.

Összefoglalás

I. Tudosa és munkatársai egy precessziós átmágnesezési kísérletet hajtottak végre a SLAC 28 GeV energiájú elektronjaival. A kísérlet eredményét azzal értelmezték, hogy a túl rövid (2.3 picosec) és a túl intenzív mágneses tér hatására a ferromágneses rendezettség felbomlik. Ebből arra következtettek, hogy elérték a precessziós átmágnesezés sebességének a felső határát. Ebben a munkában megvizsgáljuk a kísérlet során fellépő kvantummechanikai bizonytalanság mértékét, mint az idő függvényét.

Az informatika korának legfontosabb eszköze a számítógép, aminek két alapvető jellemzője a működési sebesség és az információ sűrűség. Ez utóbbi növelését az évtizedek óta folyó méretcsökkentés teszi lehetővé. A működési sebesség növeléséhez egyrészt a processzorok fejlesztésére, másrészt a háttér memória elérési sebességének növelésére van szükség. A mágneses memória működési sebességét, azzal lehet növelni, hogy az átmágnesezést nem a szokásos módon, azaz a mágneszettség irányával ellentétes irányú mágneses térrel valósítjuk meg, hanem a mágneszettség irányára merőleges mágneses térrel 180°-os precessziót hozunk létre. Az ilyen precessziós átfordítás sebességét az által növelhetjük, hogy az alkalmazott impulzusszerű mágneses tér időtartamát csökkentjük. Az elmúlt esztendőben egy rendkívül érdekes kísérletet hajtottak végre a Stanfordi Lineáris Gyorsítónál a precessziós átmágnesezés sebességének növelése érdekében. A kutató csoportot I. Tudosa szervezte, aki a romániai Iasiból ment doktori ösztöndíjasnak Stanfordba. Az átmágnesezéshez szükséges gyors, pulzusszerű, mágneses teret 28 GeV energiájú 2.3 pikoszekundum szélességű elektroncsomag segítségével állították elő. Ezt az elektroncsomagot egy 14 nm vastagságú, CrCoPt összetételű, ferromágneses lemezen lötték keresztül. A lemezt a síkjára merőleges irányban telítésig mágnesezték. Az elektronnyaláb maga körül, a Biot-Savart törvénynek megfelelően, az R távolsággal fordítottan arányos mágneses teret hoz létre, aminek vektora a lemez síkjában helyezkedik el, tehát merőleges a lemez mágnesezettségére.

Ez az elektronnyaláb által létrehozott, pulzusszerű, mágneses tér precesszióra kényszeríti a lemezben lévő mágneses momentumokat. Ha a tér amplitúdója elég nagy, akkor a precesszió szöge meghaladja a 90°-os értéket, és ekkor bekövetkezik a teljes 180°-os átfordulás. Az átfordulást oly módon észlelték, hogy mikroszkóp alatt megfigyelték a mágneses Kerr-effektus következtében fellépő elszíneződést. Az elszíneződés az elektronnyaláb becsapódási helyétől mért R sugár függvényében változott, minthogy az elektroncsomag által létrehozott mágneses tér amplitúdója az R sugárral fordítva arányos. Azt várták, hogy nagy R értékeknél nem lesz elszíneződés, mert a tér még nem érte el a 90°-os precesszióhoz szükséges kritikus értéket. Majd pedig az

elszíneződés ugrásszerűen megjelenik. Akkor tűnik el, amikor a precesszió meghaladja a 270° -ot, minthogy ekkor bekövetkezik a teljes 360° -os átfordulás, azaz visszaáll az eredeti mágneses állapot. Amit vártak tehát, az volt, hogy megjelenik egy éles kontúrú körgyűrű. Ezzel szemben nem ez történt, hanem az, hogy a gyűrű megjelent, de a kontúrja nem volt éles. Ez azt jelenti, hogy az átmágnesezés nem volt egyértelmű. A kísérletet úgy tökéletesítették, hogy egymás után összesen hétszer lötték át a lemezt, és minden átlövés után a bekövetkezett elszíneződés változást lefotografálták. Ha az átmágnesezettség tökéletesen valósult volna meg, akkor a fent leírt körgyűrűben az elszíneződésnek minden lövés után meg kellett volna változnia, mégpedig élesen. Ehelyett a körgyűrű kontúrja minden átlövés után egyre elmosódottabb lett. A gondosan megismételt ellenőrző kísérletek eredményét abban foglalták össze, hogy egy sztochasztikus jellegű bizonytalanság jellemzi az átmágnesezést.

Ennek a bizonytalanságnak az okát nem tudták pontosan meghatározni. Magyarozatképpen azt tételezték fel, hogy a túl nagy intenzitású, túl rövid időtartamú mágneses tér hatására a minta ferromágneses rendezettsége, amit a kicserélődési kölcsönhatás tart fenn, megbomlik.

Mi ebben a munkában feltételezzük, hogy a Tudosa és társai által feltételezett magyarázat helytálló. Valóban a ferromágneses rendezettség bomlik meg. De ennek az okát is meg akarjuk keresni. Nevezetesen, feltételezzük, hogy a túl rövid ideig létrejövő állapot kvantumfizikai eredetű energiabizonytalansága az, ami az átmágnesezési folyamatban tapasztalható sztochasztikus bizonytalanságot előidézi.

Az átmágnesezés leírására szolgáló kvantummechanikai egy-részecske modell Hamilton-operátorát a következőképpen definiáljuk:

$$\hat{H} = -\vec{\mu}(\vec{H}_p + \vec{H}_a + \vec{H}_d),$$

ahol

$$\vec{\mu} = -|\gamma|(\hbar/2)(\hat{\sigma}_x \vec{e}_x + \hat{\sigma}_y \vec{e}_y + \hat{\sigma}_z \vec{e}_z)$$

az elektron mágneses momentum operátora, a bombázó elektronok által keltett pulzusszerű mágneses teret H_p -vel, az egytengelyű, z irányú anizotrópia teret \vec{H}_a -val, és végül a csillapodást előidéző, effektív mágneses teret \vec{H}_d -vel jelöltük.

Az elektron csomag által létrehozott pulzusszerű tér időfüggése a

$$H_p(t) = e_y H_p^0 \exp(-0.5(t/T_w)^2)$$

alakú képlettel írható le. A lemez síkjára merőleges, anizotrópia tér, szelfkonzisztenciát tételezve fel, a

$$H_a = -e_z H_a^0 \langle \hat{\sigma}_z \rangle$$

alakban írható. A csillapodást előidéző effektív tér a klasszikus Landau-Lifshitz-Gilbert modellt alapul véve [5], arányos a spin vektor várható értékének idő deriváltjával:

$$\vec{H}_d \sim \left\langle \frac{d\vec{\sigma}}{dt} \right\rangle.$$

Az elektron $\psi(t) = \begin{pmatrix} \psi_\uparrow(t) \\ \psi_\downarrow(t) \end{pmatrix}$ spin függvényének időfüggése a

$$\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = \frac{\hbar}{2} \left(\omega_p(t) \hat{\sigma}_y - \omega_a^0 \langle \hat{\sigma}_z \rangle \hat{\sigma}_z + \frac{\alpha}{\sqrt{3}} \left(\left\langle \frac{d\hat{\sigma}_x}{dt} \right\rangle \hat{\sigma}_x + \left\langle \frac{d\hat{\sigma}_y}{dt} \right\rangle \hat{\sigma}_y + \left\langle \frac{d\hat{\sigma}_z}{dt} \right\rangle \hat{\sigma}_z \right) \right) \psi(t)$$

alakú Schrödinger-egyenlet megoldásával határozható meg, ahol bevezettük a Larmor frekvenciát az $\vec{\omega} = |\gamma| \vec{H}$ definícióval.

A feladat tehát megoldani a szelfkonzisztens

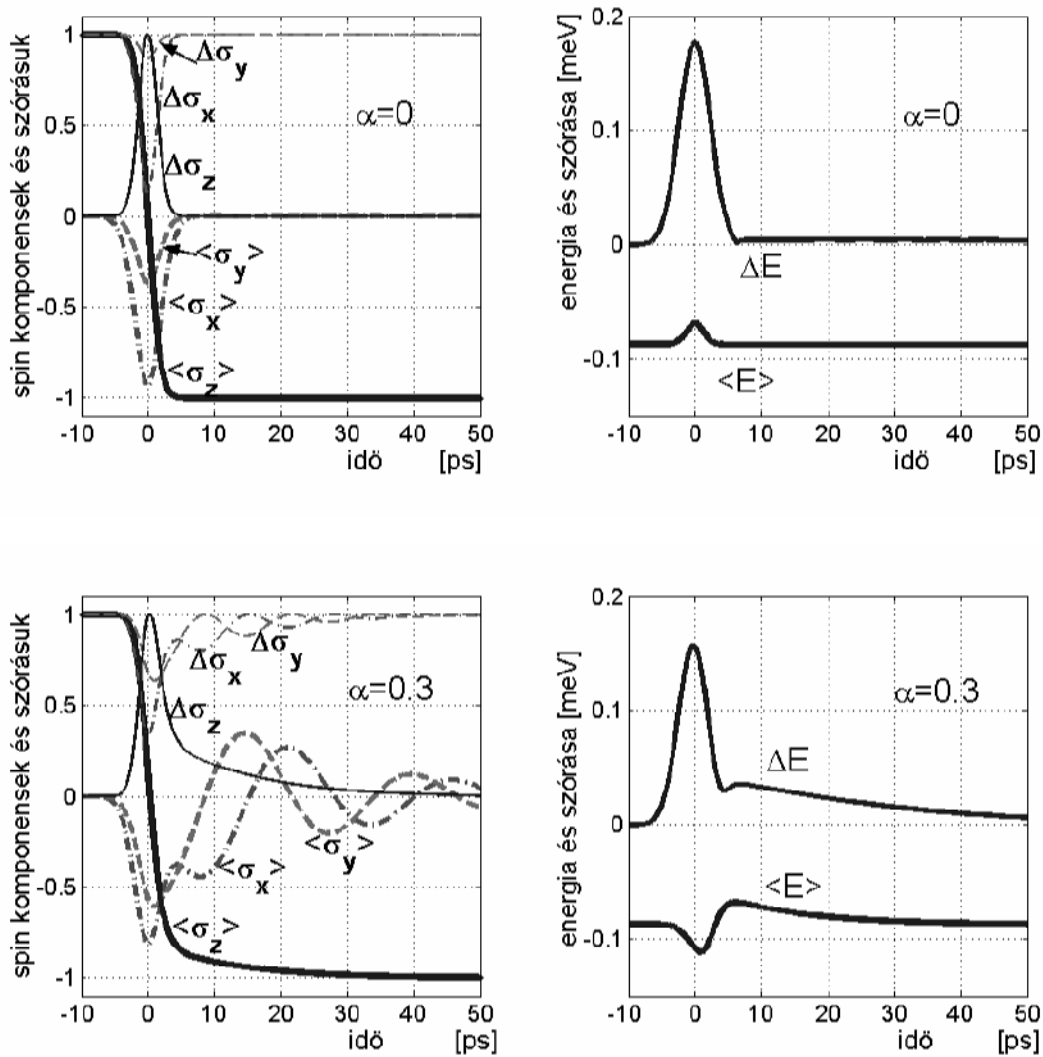
$$\dot{\psi}_{\uparrow}(t) = -\frac{i}{2} \left(\omega_a^0 \langle \dot{\sigma}_z \rangle - \frac{\alpha}{\sqrt{3}} \langle \dot{\sigma}_z \rangle \right) \psi_{\uparrow}(t) + \frac{1}{2} \left(\omega_p(t) + \frac{\alpha}{\sqrt{3}} \left(i \langle \dot{\sigma}_x \rangle + \langle \dot{\sigma}_y \rangle \right) \right) \psi_{\downarrow}(t)$$

$$\dot{\psi}_{\downarrow}(t) = -\frac{1}{2} \left(\omega_p(t) - \frac{\alpha}{\sqrt{3}} \left(i \langle \dot{\sigma}_x \rangle - \langle \dot{\sigma}_y \rangle \right) \right) \psi_{\uparrow}(t) + \frac{i}{2} \left(\omega_a^0 \langle \dot{\sigma}_z \rangle - \frac{\alpha}{\sqrt{3}} \langle \dot{\sigma}_z \rangle \right) \psi_{\downarrow}(t)$$

alakú egyenlet rendszert a $\psi_{\uparrow}(t)$ és $\psi_{\downarrow}(t)$ függvényekre, a

$$\psi_{\uparrow}(0) = 1, \psi_{\downarrow}(0) = 0 \text{ (azaz a } \langle \dot{\sigma}_z \rangle = 1)$$

kezdőfeltételek mellett. A szelfkonzisztens megoldás iterációval nyerhető. A stanfordi kísérletnek megfelelően [1] a paramétereket a következőképpen rögzítettük: $H_a^0 = 1200 \text{ kA/m}$ (azaz $B_a^0 = 1.51 \text{ T}$, avagy $\omega_a^0 = 0.265 \text{ GHz}$) és $T_w = 2.3 \text{ ps}$. Ha a $\omega_p^0 = 0.575 \text{ GHz}$ választással élünk, akkor éppen egy 180° -os precesszió következik be csillapítás nélkül ($\alpha = 0$).



1. ábra

A spin komponensek és az energia várható értékei, valamint a spin komponensek és az energia bizonytalansága, mint az idő függvénye, az $\alpha = 0$ és az $\alpha = 0.3$ esetre

Egy korábbi munkánkban [6] megkerestük a fenti egyenletrendszer megoldását abban a speciális esetben, amikor nincs csillapítás ($\alpha = 0$) és sikerült demonstrálni, hogy az átmágnesezést előidéző pulzus időtartama alatt a rendszer energiabizonytalansága sokkal nagyobb, mint a rendszer energiája. A jelen munkában sikerült figyelembe venni a csillapodást is. A kapott eredményeket az alábbi ábrán mutatjuk be.

A spin komponensek várható értékének $\langle \hat{\sigma}_x \rangle$, $\langle \hat{\sigma}_y \rangle$, $\langle \hat{\sigma}_z \rangle$, valamint a rendszer $\langle E \rangle = \langle \hat{H} \rangle$ energiájának az időfüggésén kívül kiszámítottuk a spin komponenseknek $\Delta \hat{\sigma}_x$, $\Delta \hat{\sigma}_y$, $\Delta \hat{\sigma}_z$ és az energiának a $\Delta E = \sqrt{\langle \hat{H}^2 \rangle - \langle \hat{H} \rangle^2}$ bizonytalanságát is, az $\alpha = 0$ és az $\alpha = 0.3$ esetre.

Az eddigiekben leírt modell pontosan azt reprodukálja, amit a Tudosa-csoport várt a kísérlet elvégzése előtt, vagyis azt, hogy a bombázó elektronnyaláb keltette pulzusszerű mágneses tér egy éles kontúrú körgyűrűben idéz elő átmágnesezést. A kontúr sztochasztikus elmosódottsága nem jelentkezik. Ez természetes, mert a modell, annak ellenére, hogy számot ad a rendszerben kialakuló nagymértékű kvantumfizikai bizonytalanságról, nem ad keretet arra, hogy ez a bizonytalanság megnyilvánulhasson. A modellt tovább kell fejleszteni úgy, hogy képes legyen a ferromágneses rend részleges felbomlásáról számot adni.

Jelenleg a modellnek ezt a továbbfejlesztését úgy próbáljuk megvalósítani, hogy a Hamilton operátorba bevezetünk egy újabb, nem hermitikus tagot. Feltételezzük, hogy ez az unitaritást sértő imaginárius potenciál a kvantummechanikai bizonytalansággal arányos. Ez a tag a szelf konzisztens egy-elektron modell Hilbert teréből való „kifolyást” írja le, ami a kicserélődési kölcsönhatás által fenntartott ferromágnesesen rendezett állapot normájának a csökkenését szimulálja. Feltevésünk szerint a kicserélődési kölcsönhatás által fenntartott rendezett állapotból való részleges „kifolyást” tehát, a kvantumfizikai rendszer rövid ideig fennálló állapotának bizonytalansága idézi elő.

Befejezésül hangsúlyozzuk, hogy arra nem találtunk bizonyítékot, hogy a kvantumfizikai bizonytalanság lenne az oka a megfigyelt jelenségnek. Sőt, már arról sem vagyunk meggyőződve, hogy a megfigyelt jelenség magyarázata valóban a ferromágneses rend felbomlásában keresendő. Ezért lehetségesnek véljük azt is, hogy a precessziós átmágnesezés sebessége tovább növelhető.

Köszönetnyilvánítás

Azt a támogatást, amit a magyar Országos Tudományos Kutatási Alapprogram ehhez a munkához nyújtott, megköszönjük. (OTKA T046696).

Irodalom

- [1] Tudosa, I. *et al.*, “The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media”, *Nature* **428**, 831-833 (2004)
- [2] Back, C.H. *et al.*, “Magnetism with picosecond field pulses”, *J. Magn. Magn. Mat.*, **151** L8-L12
- [3] Gerrits, Th. *et al.* “Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field shaping”, *Nature* **418**, 509-511 (2000)
- [4] Schumacher, H. W. *et al.* “Quasiballistic Magnetization Reversal”, *Phys Rev. Letters* **90** 017204 (2003)
- [5] Aharoni, A. “Introduction to the theory of ferromagnetism”, Oxford University Press, New York, 2000
- [6] Kádár Gy. and Lovas I. „The quantum-mechanical uncertainty of magnetic precessional switching.” *Acta Universitatis Debreceniensis*, XXXVI, 63 (2004)