

# NANOMÉRETŰ MÁGNESES SZERKEZETEK TOPOLOGIÁJA

Rózsa Levente,<sup>1,2</sup> Palotás Krisztián<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet

<sup>2</sup>Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Elméleti Fizika Tanszék

<sup>3</sup>ELKH–SZTE Reakciókinetikai és Felületkémiail Kutatócsoport

Egy rúd-mágnes köré szórt vasreszelékhez hasonlóan az atomi mágneses momentumok is a környezetükben lévő mágneses térnek megfelelően állnak be. A kvantummechanikai eredetű kölcsönhatások sokszínűsége következtében ez gyakran egzotikus szerke-

zetek kialakulásához vezet atomi méretekben, amelyekben a mágneses momentumok egymással nem párhuzamosan, azaz nemkollinearisan rendeződnek. A rengetegféle ilyen mágneses konfiguráció közötti eligazodásban nagy segítséget nyújt a topológia, és ez a fizikai tulajdonságokat is befolyásolja.

A szerzők köszönetüket fejezik ki *Asbóth Jánosnak* a kézirat lektorálásáért és a javaslatokért.



*Rózsa Levente* fizikus, a Wigner Fizikai Kutatóközpont tudományos főmunkatársa 2016-ban doktorált a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetemen. Kutatási területei a mágneses rendeződés atomi méretskálákon, illetve ezen mágneses szerkezetek kölcsönhatása a szupravezetéssel.



*Palotás Krisztián* fizikus, a Wigner Fizikai Kutatóközpont tudományos főmunkatársa 2004-ben doktorált a Bécsi Műszaki Egyetemen. Fő kutatási területei a pásztázó alagútmikroszkópia elméleti leírása és modellezése, valamint mágneses szerkezetek elméleti vizsgálata az atomi méretskálán.

## Mágneses kölcsönhatások

Az elemi részecskék egy kvantummechanikai eredetű saját impulzusmomentummal rendelkeznek, amelyet spinnek neveznek. A szilárd testek mágneses tulajdonságait elsősorban az elektronok spinje határozza meg, amely kétféle állapotban tartózkodhat. A mágnesség jellemzése céljából a továbbiakban az elektronokat az egyes atomokhoz rendeljük. Az alacsony energiájú elektronpályák ellentétes spinű párokkal vannak betöltve, így ezek nem járulnak hozzá az atom impulzusmomentumához. A vegyértékpályák viszont kevesebb elektront tartalmaznak, mint amennyi maximálisan elfér rajtuk. Ezeket a pályákat az elektronok az első Hund-szabály alapján úgy töltik be, hogy közülük a lehető legtöbb azonos spinű legyen [1]. Ezt az elektronok közötti Coulomb-taszítás, illetve az elektronok és az atommag közötti vonzás okozza. Mivel az elektronok töltéssel rendelkeznek, a vegyértékelektronok spinjének összegéhez tartozik egy atomi mágneses momentum is, és az

egyszerűség kedvéért a továbbiakban ezt a mágneses momentumot fogjuk atomi spinnek nevezni. A spinek irányát egyfajta klasszikus közelítésként kvantummechanikai operátorok helyett  $\mathbf{s}_i$  egységvektorokkal fogjuk leírni, ahol  $i$  az adott atomot jelöli a szilárd testben.

A mágneses jelenségek a mindennapi életben azért figyelhetők meg, mert nem csak az atomon belüli elektronok spinjei, hanem az egymás mellé helyezett atomok spinjei is rendeződnek. Ezt szintén a Coulomb-kölcsönhatás okozza, ami az atomi spinek szintjén egyszerűsítve leírható egy

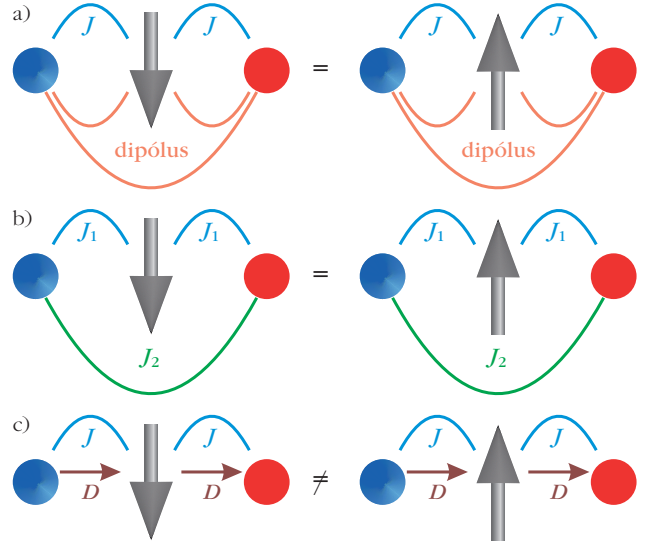
$$E_H = -J_{ij} \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j$$

alakú energiattal, ahol a  $J_{ij}$  együtttható neve Heisenberg-féle kicserélődési kölcsönhatás [1]. A Heisenberg-csatolás előjele függ az atomok távolságától, illetve a részt vevő pályák típusától:  $J_{ij} > 0$  esetén a spinek azonos irányú vagy ferromágneses beállása minimalizálja az energiát, míg  $J_{ij} < 0$  esetén ellentétesen vagy antiferromágnesesen állnak be. Azokban az anyagokban, amelyekben a csatolás ferromágneses, az összes spin nagyjából azonos irányban áll, így ezek egy makroszkopikusan megfigyelhető mágneses teret hoznak létre.

A rendeződést azonban nem csak a spinek egymáshoz képest vett beállása határozza meg, hanem az atomok elhelyezkedése is. Ennek a klasszikus magnetosztatikából ismert példája a dipólus-dipólus kölcsönhatási energia,

$$E_{\text{dip}} = -\frac{\mu_0 \mu_s^2}{4\pi} \frac{3(\mathbf{s}_i \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{s}_j \mathbf{r}_{ij}) - \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j}{R_{ij}^3}, \quad (1)$$

ahol  $\mu_0$  a vákuum permeabilitása,  $\mu_s$  a spin mágneses momentum,  $\mathbf{r}_{ij}$  a két atom közötti irány egységvektora és  $R_{ij}$  az atomok távolsága. A dipólus-dipólus kölcsönhatás energiája akkor minimális, ha a két spin egymással és  $\mathbf{r}_{ij}$ -vel is azonos irányban áll be. Ez okozza például azt, hogy az iránytű mágneses momentuma mindig a tű hosszú oldalával párhuzamosan áll be, így a Föld mágneses tere által a mágneses momentumra kifejtett forgatónyomaték képes magát a tűt is elforgatni. Kisebb méretskálákon azonban előfordul, hogy a mágneses alakja helyett kvantummechanikai jelenségek határozzák meg a spinek által preferált irányt. Ha a spinek kénytelenek olyan irányban mutatni, amely merőleges az atomokat összekötő  $\mathbf{r}_{ij}$  irányra, akkor az (1) egyenletet a spinek egymással ellentétes beállása minimalizálja. Ilyen rendszerekben ferromágneses Heisenberg-kölcsönhatást és dipólus-dipólus kölcsönhatást együttesen figyelembe véve tipikusan mikrométer nagyságú domének alakulnak ki. Egy doménon belül a spinek azonos irányban mutatnak a kicserélődés miatt, a szomszédos domének azonban egymással ellentétesek a dipoláris tag következtében. A doméneket doménfalak választják el, amelyekben a spinek fokozatosan körbefordulnak, amit az 1. a ábra szemléltet.



1. ábra. Nemkollineáris spinszerkezeteket létrehozó mágneses kölcsönhatások. Az első szomszédok közötti ferromágneses Heisenberg-kölcsönhatás verseng a) a dipólus-dipólus kölcsönhatással, b) a második szomszédok közötti antiferromágneses Heisenberg-kölcsönhatással, illetve c) a Dzialosinszkij–Moriya-kölcsönhatással. Az utóbbi kölcsönhatás energiakülönbséget okoz a spinek két ellentétes forgásiránya között. A kék és piros színek kifelé, illetve befelé mutató spineket jelölnek.

Ha nem lehet olyan konfigurációt találni, amely egy energiakifejezés minden tagját külön-külön minimalizálja, azt frusztrációnak nevezik. Erre egy példa a Heisenberg-csatolás és a dipólus-dipólus kölcsönhatás fent bemutatott versengése. Az atomi méretskálákon maguk a Heisenberg-csatolások is lehetnek frusztráltak. Tegyük fel, hogy az atomok egy sorban követik egymást, és a spinek az alábbi energiakifejezéssel írhatók le:

$$E_{J_1 J_2} = -J_1 \sum_i \mathbf{s}_i \mathbf{s}_{i+1} + J_2 \sum_i \mathbf{s}_i \mathbf{s}_{i+2}, \quad (2)$$

ahol  $J_1, J_2 > 0$ , így az első szomszédok ferromágnesesen, a második szomszédok pedig antiferromágnesesen akarnak beállni (1. b ábra). Az ehhez tartozó legalacsonyabb energiájú állapotban a spinek adott irányban haladva körbefordulnak, és bármely két szomszédos spin azonos szöveget zár be, azaz

$$\mathbf{s}_i \mathbf{s}_{i+1} = \cos \varphi \quad \text{és} \quad \mathbf{s}_i \mathbf{s}_{i+2} = \cos 2\varphi.$$

Az ilyen állapotot spinspirálnak nevezik. Az energiát minimalizálva a

$$\cos \varphi = \frac{J_1}{4J_2}$$

feltételt kapjuk, amelynek a

$$J_2 > \frac{J_1}{4}$$

feltétel teljesülése esetén a spinspirál a legkedvezőbb állapot, ellenkező esetben pedig a ferromágneses beállítás.

A spinek között olyan kölcsönhatás is létezik, amely az egymással párhuzamos helyett az egymásra merőleges beállást preferálja. Ez

$$E_{DM} = \mathbf{D}_{ij}(\mathbf{s}_i \times \mathbf{s}_j)$$

alakban írható, ahol  $\mathbf{D}_{ij}$  a Dzialosinszkij–Moriya-vektor [2], amelynek irányát az atomok egymáshoz képest vett elhelyezkedése határozza meg. A ferromágneses Heisenberg-csatolás és a Dzialosinszkij–Moriya-kölcsönhatás közötti versengés szintén létrehozhat nemkollineáris állapotokat (1.c ábra). Például egy sorban elhelyezkedő atomokra első szomszédok közötti kölcsönhatásra a

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{D}{J}$$

összefüggést kapjuk a spinek közötti szögre. Különbség azonban a korábbi esetekhez képest, hogy a spinek a Dzialosinszkij–Moriya-vektorra merőleges síkban fordulnak körbe, míg a frusztrált Heisenberg-csatolás esetén a sík tetszőleges lehet, illetve hogy a Dzialosinszkij–Moriya-kölcsönhatás adott előjelű  $\varphi$  szöveget avagy forgásirányt preferál, ugyanis a tangens a koszinusszal ellentétben páratlan függvény.

## A spinszerkezetek topológiája

A topológia matematikai módszerének segítségével meghatározható, hogy milyen konfigurációk tekinthetők valamilyen szempontból közelinek, és ezek alapján az állapotok megszámlálható sok osztályba sorolhatók [2]. Az állapotok teljes száma megszámlálhatatlan, hiszen a spinek irányát minden atomon tetszőlegesen állíthatjuk be. Azonban ezen konfigurációk egy része kis változtatással – például néhány spin kis szögű elforgatásával – egymásba transzformálható. A hasonló állapotok általában energiában is közel helyezkednek el egymáshoz, így hőmérsékleti fluktuációk hatására is könnyen egymásba alakulnak, míg a különböző topológiájú állapotok esetén ez sokkal ritkábban következik be.

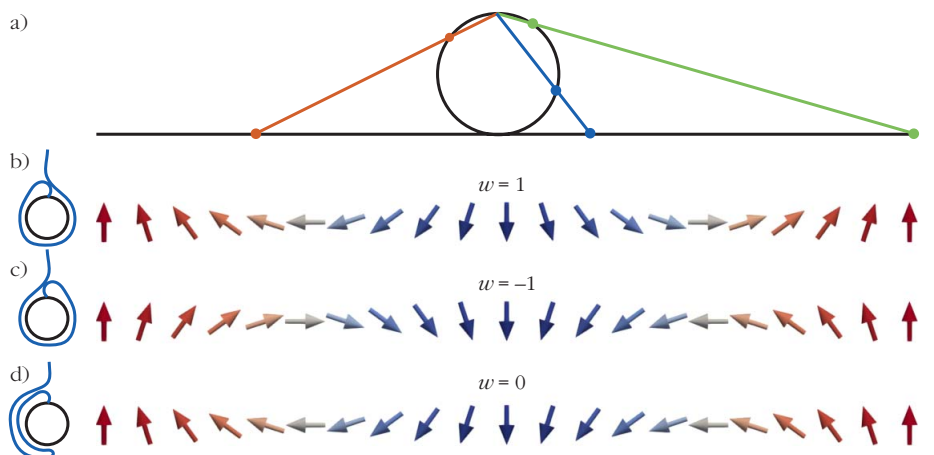
A topológia a halmazok közötti folytonos leképezések osztályozásával foglalkozik. Jelen esetben ezt a leképezést

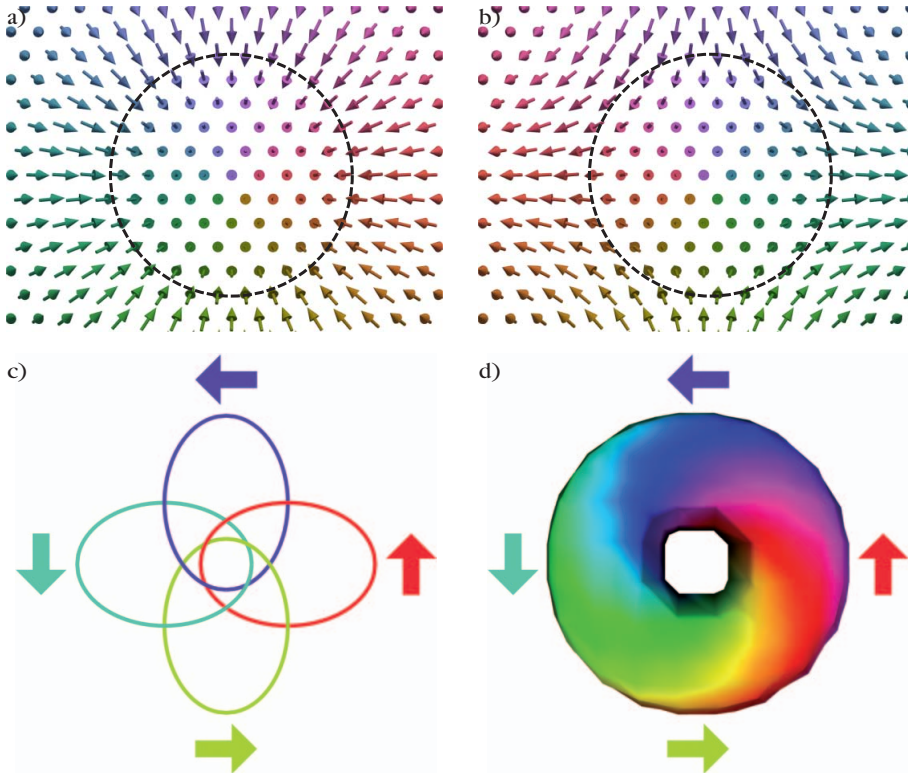
$\mathbf{s}_i$ -vel jelöltük, amely minden atomhoz hozzárendelt egy egységvektort. Mivel a folytonos leképezések megszámlálhatatlan halmazok között egyszerűbben leírhatók, itt az atomok diszkrét  $i$  indexe helyett az  $\mathbf{r}$  helyvektort fogjuk használni, és az  $\mathbf{s}(\mathbf{r})$  függvényt a klasszikus elektrodinamikából ismert mágnesszettség irányának feleltetjük meg.

A legegyszerűbb esetben a helyvektor egydimenziós, mint az egy sorban elhelyezett atomok fent említett példájában. Tegyük fel, hogy a spinek három dimenzió helyett csak egy adott síkban fordulhatnak körbe, például a Dzialosinszkij–Moriya-kölcsönhatás miatt az erre a vektorra merőleges síkban. Ekkor a spinek egy körön helyezkednek el, és a  $\varphi(x)$  szöggel jellemezhetők. Olyan nemkollineáris spinkonfigurációkat vizsgálunk, amelyek az origóhoz közel helyezkednek el, míg mindkét irányban végtelenbe haladva a  $\varphi(x)$  függvény ugyanahhoz az értékhez tart. Ebben az esetben a végtelen távoli pontokat azonosíthatjuk, azaz az  $x$  változó is lényegében egy nagy körön vesz fel értékeket, a 2.a ábrán látható megfeleltetés szerint. Topológiai szempontból csak arra vagyunk kíváncsiak, hogy ezen a nagy körön végighaladva a  $\varphi$  által leírt kis körön hányszor és milyen irányban megyünk végig.

Ezt úgy képzelhetjük el, mintha egy nagyon hosszú madzagot felcsavaroznánk a  $\varphi$ -t jelképező hengerre, mint egy jójó esetén. A hengerre úgy lehet stabilan felcsavarni a madzagot, ha végig egy irányban tekerjük, amely lehet az órajárással ellentétes (2.b ábra) vagy azonos (2.c ábra). Ha egy darabig az egyik irányban tekerjük fel a madzagot, majd megfordítjuk az irányt, azt a madzag végének meghúzásával ismét könnyen kiegyenesíthetjük (2.d ábra). Mivel a végén visszatérünk a kiinduló  $\varphi$  pontba, összességében mindig egész számszor csavarjuk fel a madzagot, és ezt nevezik csavarodási számnak.

2. ábra. Csavarodási szám egy dimenzióban. a) Azonos színű pöttyök jelzik a kör és az egyenes egymásnak megfeleltetett pontjait. A végtelen távoli pontok a kör tetőpontjának felelnek meg. Az ábrát a kör tető- és talppontján átmenő egyenes körül körbefogatva a módszer általánosítható magasabb dimenzióra. b–d) Mágneses doménfalak különböző  $w$  csavarodási számokkal: b)  $w = 1$ , c)  $w = -1$ , d)  $w = 0$ .





3. ábra. Spinszerkezetek magasabb dimenzióban. a) Skyrmion és b) antiskyrmion. A színezés a spinek síkbeli komponensének irányát jelzi. A szaggatott körvonal mentén haladva látható az örvény és az antiörvény ellentétes csavarodási száma, ami a skyrmion és antiskyrmion ellentétes Chern-számát okozza. c) Mindegyik háromdimenziós görbe mentén elhelyezkedő spinek azonos irányba mutatnak a színekódolásnak megfelelően. Bármely két görbe egyszer kapcsolódik össze, így a spinszerkezet Hopf-indexe 1. Ezt minden síkbeli spinirányra kiterjesztve a hopfiont jellemző törüszfelületet kapunk (d).

A mágneses esetben egy felcsavarodás egy teljes  $360^\circ$ -ban körbeforduló doménfalnak felel meg. A csavarodási szám spinspirálokra is értelmezhető, azonban itt a végtelen egyenes helyett  $x$ -et meg kell szorítani egy véges tartományra, amelynek két végén a spinek azonos irányban mutatnak. A csavarodási szám egész értéke hasonló egy mindkét végén zárt síkban kialakuló állóhullámokéhoz, amelyek a félhullámhossz egész számú többszörösével írhatók le. A Dzjalosinszkij-Moriya-kölcsönhatás ebben az esetben azért jelentős, mert ez egy adott csavarodási irányt preferál. Ezzel szemben a dipólus-dipólus kölcsönhatás által kialakított doménfalak mindkét irányú csavarodás esetén azonos energiájúak. Két ellentétesen csavarodó doménfalat (2.d ábra) egymáshoz közelítve könnyen eltüntethetünk a rendszerből az oda-vissza felcsavart jó madzagjának megrántásához hasonlóan, azonban az azonos irányban csavarodó doménfalakat vagy spinspirálokat (2.b és 2.c ábra) nem lehet összenomással megsemmisíteni.

Ezután a spineket egy kétdimenziós síkban helyezük el, de irányukat továbbra is egy síkra szorítjuk meg, amely az egyszerűség kedvéért egyezzen meg a valós térbeli síkkal. Itt topológiai szempontból azt a kérdést érdemes feltenni, hogy egy zárt görbén körbehaladva hányszor és milyen irányban fordulnak körbe a spinek.

Mivel egy zárt görbét a teljes síkban könnyen kör alakúra deformálhatunk, itt is lényegében két kör közötti leképezésekről beszélünk, amely továbbra is a csavarodási számmal jellemezhető, amit a 3.a és 3.b ábrán szereplő szaggatott vonalak szemléltetnek. Egy nullától különböző csavarodási számmal leírt görbén belül örvények vagy antiörvények alakulnak ki, egy áramló folyadék sebességmezejéhez hasonlóan. A folyadékörvények középpontjában a folyadék a síkra merőleges irányban kifolyik, mágneses esetben azonban az örvény középpontjában nem definiálható a spin iránya, ha a spinektől megköveteljük, hogy egy síkban helyezkedjenek el.

A következőkben a kétdimenziós valós tér megtartása mellett a spinek irányát egy háromdimenziós gömb felületén választjuk. Ezúttal is először lokális szerkezeteket vizsgálunk, azaz feltesszük, hogy az origótól bármely

irányban a végtelenig eltávolodva a spinek ugyanabban az irányban fognak mutatni. Az összes végtelen távoli pontot azonosítva a helyvektorok egy nagy gömbön fognak elhelyezkedni, és az  $\mathbf{s}(\mathbf{r})$  függvény topológiai szempontból két gömbfelület közötti leképezésnek felel meg.

Ennek valós térbeli megfelelője, ha az  $\mathbf{s}$  által leírt gömböt az  $\mathbf{r}$ -et jelképező nagy csomagolópapírba csomagoljuk, amelynek csak egyik oldala mintás. A gömböt úgy lehet jól becsomagolni, ha végig a papír egyik fele marad kívül, legyen az mintás vagy sem. Ha véletlenül a csomagolás közben a mintás oldalt visszahajtvá a nem mintás kerül kívülre, azt a papír óvatos meghúzásával ki lehet egyenesíteni. A végtelen távoli pontok azonosítása miatt a gömböt minden esetben egész sokszor csomagoljuk körbe, ahol az előjel azt mondja meg, hogy a mintás vagy a nem mintás oldal van kívül. Ezt az egész számot Chern-számnak, vagy a mágneses esetben gyakran informálisan csak topologikus töltésnek nevezik.

A nullától különböző Chern-számmal rendelkező mágneses konfigurációkat skyrmionnak nevezik Tony Skyrme egy részecskefizikában bevezetett elmélete nyomán. A skyrmionok alakilag hasonlóak a mágneses buborékokhoz, amelyekben például egy lefelé mutató kétdimenziós domént minden oldalról doménfal vá-

laszt el a körülötte lévő felfelé mutató doméntól. Míg a dipólus-dipólus kölcsönhatás által létrehozott buborékdomének egy bizonyos méret alatt összeomlanak, addig a Dzjalosinszkij–Moriya-kölcsönhatás következtében kialakuló skyrmionok elméletileg tetszőlegesen kis méretűre összenyomhatók. A zárt doménfal mentén található egy görbe, amelynek mentén a spinek mind egy síkban vannak, és erre a görbére kiszámolható a csavarodási szám, melynek nagysága megegyezik a Chern-számmal (3.a és 3.b ábra), a relatív előjeleket pedig az határozza meg, hogy a bezárt domén felfelé vagy lefelé mutat. Ezen csavarodási szám alapján különböztetünk meg skyrmionokat és antis skyrmionokat az örvényekhez és antiörvényekhez hasonlóan, míg a mágneses buborékokban sok esetben – az oda-vissza forgás miatt – a csavarodási szám nulla lesz. Egy spinspirált tekinthetünk doménfalak periodikusan ismétlődő sorozatának, a skyrmionok két dimenzióban periodikusan ismétlődő sorozatát pedig skyrmionrácsnak nevezik.

Vizsgáljuk meg azt az esetet is, ahol a gömbfelületet lefedő spinek a teljes háromdimenziós teret kitöltik. Ismét lokális spinkonfigurációkra gondolva a végtelen távoli pontokat minden irányban megfeleltethetjük egymásnak, így  $\mathbf{r}$  ezúttal egy négydimenziós gömb háromdimenziós felületének felel meg. A négydimenziós és háromdimenziós gömbök felületei közötti leképezéseket a mindennapi életben nehéz elképzelni. Mivel azonban az  $\mathbf{r}$  tér eggyel nagyobb dimenziós az  $\mathbf{s}$  térnél, minden egyes spinirányt egy egydimenziós görbén elhelyezkedő  $\mathbf{r}$  pontok képeként kapunk meg általános esetben (3.c ábra). Ezek a görbék a folytonos leképezés miatt önmagukba záródnak, esetleg a végtelenen keresztül. Két különböző  $\mathbf{s}$  irányhoz tartozó görbék láncszemekhez hasonlóan egymásba kapcsolódhatnak. Meg lehet mutatni, hogy bármely két ilyen görbe pontosan ugyanannyiszor kapcsolódik egymásba, és ezt az egész számot nevezik kapcsolódási számnak vagy Hopf-indexnek. A nullától különböző kapcsolódási számmal leírt mágneses szerkezetek neve hopfion (3.d ábra).

Végül érdemes megemlíteni, hogy ugyan a matematikai vizsgálat céljából folytonos terekkel dolgoztunk, a valóságban a szilárd testeket atomok építik fel. Ha az említett mágneses objektumok mérete összemérhetővé válik a rácállanndóval, a topologikus rendszerezés értelmét veszti. Kis méretskálákon lehetséges két, azonos forgásirányú doménfalat megsemmisíteni azokat egymáshoz nagyon közel nyomva, vagy a skyrmionokat összezsugorítással eltüntetni. Ezekben az esetekben a topológia csak iránymutatást ad a mágneses szerkezetek stabilitására nézve: egy nullától különböző Chern-számmal jellemzett skyrmiont általában sokkal nagyobb energiabefektetéssel lehet megsemmisíteni, mint egy nulla Chern-számú, a buborékdoménhoz hasonló objektumot, ha mindkét spinkonfiguráció leírható ugyanazzal a Hamilton-operátorral.

## A szerkezetek megfigyelése

Valós térben a nemkollineáris spinszerkezetek mikroszkópia segítségével közvetlenül megfigyelhetők. A mikroszkóp vagy a vizsgált mintából származó mágneses dipólteret érzékeli, vagy a mintában lévő spinek irányával közvetlenül kölcsönható elektromágneses sugárzás vagy elektronok eltérülését méri. Az első csoportba tartozik például a mágneseserő-mikroszkópia, illetve a gyémántban található, nitrogénvakancia nevű kristályhibákon alapuló mikroszkópia. A mágneses dipólteret a mintától viszonylag nagy távolságban is érzékelhető, emiatt azonban ezekkel a módszerekkel atomi felbontás általában nem érhető el. Elektromágneses sugárzás alkalmazása esetén azt használják ki, hogy az azonos frekvenciájú, azonban ellentétes körkörös vagy lineáris polarizációjú sugárzás máshogyan térül el a spinek mágneses terének következtében, így a két polarizációval végzett méréseket összehasonlítva a nem mágneses eredetű jelek kiszűrhetők. Ezekben a módszerekben a visszavert vagy áteresztett sugárzást mérik, és a sugárzás hullámhossza eshet a látható fény pár száz nm-es tartományába, mint a magnetooptikai Kerr-mikroszkópia esetén, illetve rövidebb hullámhosszú röntgensugárzással ennél nagyobb felbontás is elérhető. Elektronok alkalmazása esetén egyrészt ezek eltérülését lehet mérni a Lorentzerő következtében (4.a ábra), másrészt a mikroszkóp és a minta elektronjai közötti kvantummechanikai mágneses kölcsönhatásokat lehet érzékelni spinpolarizált elektronmikroszkópia és pásztázó alagútmikroszkópia (4.b ábra) esetén. Ez utóbbi módszerrel gyakran atomi felbontás is elérhető.

A szerkezetek topológiájának vizsgálatánál a nehézséget az jelenti, hogy a teljes leíráshoz a spinek irányát teljesen fel kellene mérni két vagy három dimenzióban, azonban a legtöbb módszer csak a mágnesezettség egy adott irányra vett vetületét méri. Ha csak egy adott vetület ismert, további információt lehet nyerni a szerkezetről a külső gerjesztésekre adott válasz vizsgálatával. Például egy doménfal vagy skyrmion észlelhető a síkra merőleges spinkomponens mérésével, a síkbeli spinkomponensek iránya pedig befolyásolja a szerkezet elmozdulásának sebességét és irányát a síkban alkalmazott külső mágneses tér vagy spinpolarizált áram hatására. Felületi mérésekben háromdimenziós spinfelbontás is elérhető egy pásztázó alagútmikroszkóp tüje mágnesezettségének külső mágneses tér segítségével történő körbeforgatásával. Az utóbbi években kifejlesztett holografikus vektormező elektronmikroszkópia, illetve az időfelbontott mágneses röntgen-laminográfia (4.c ábra) esetén pedig a mintát forgatják körbe, ezzel lehetővé téve a háromdimenziós spinszerkezet feltérképezését kisebb mágneses minták belsejében is.

A nemkollineáris mágneses szerkezetekről, ha azok valós térben nem vizsgálhatók, indirekt módon is lehet információt nyerni. Ennek egyik módszere a neutron-

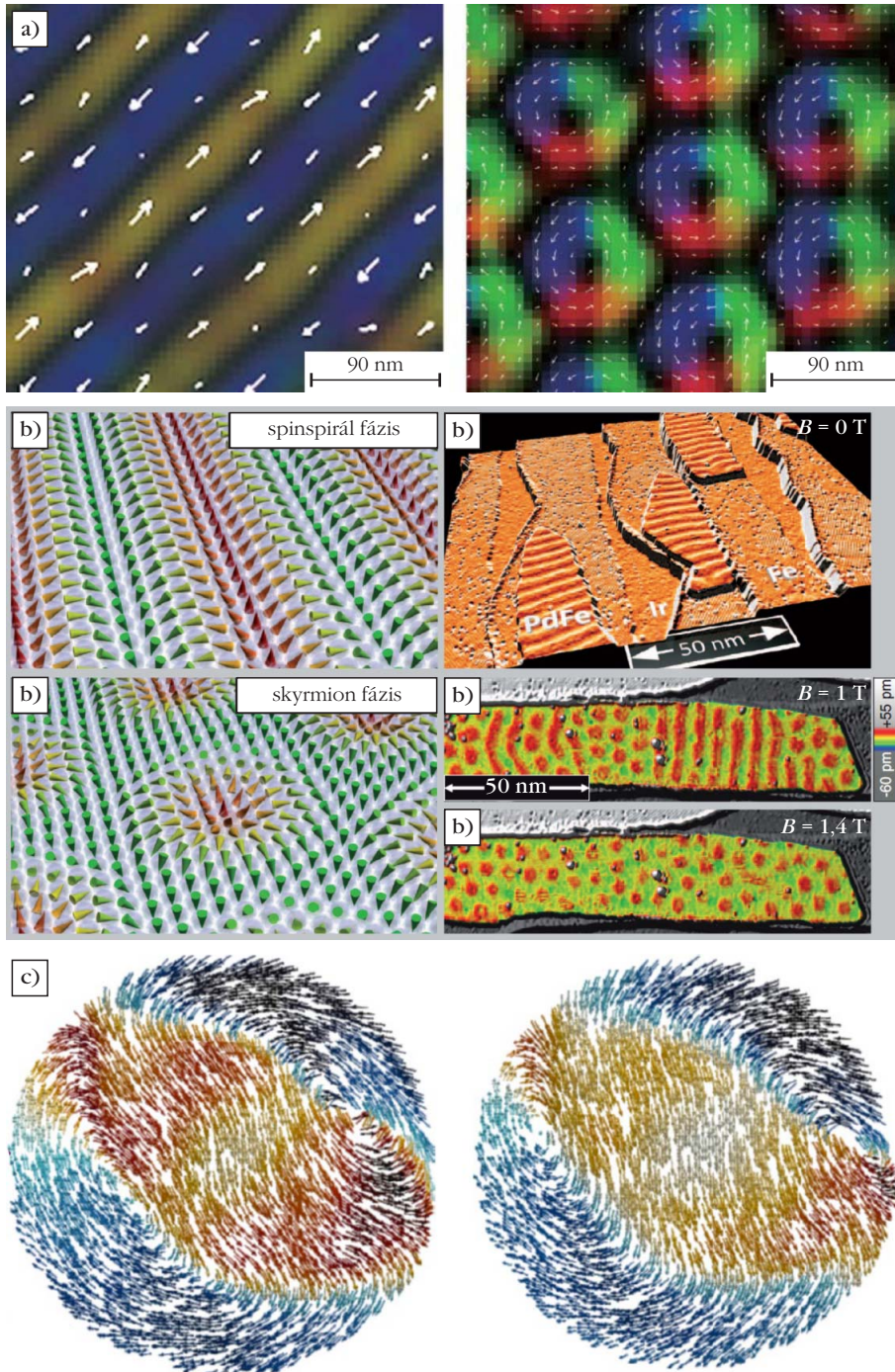
szórás, amely az elektromágneses sugárzashoz és az elektronokhoz képest gyengébben hat kölcsön a szilárd testek elektronjainak spinjével. Mivel ehhez viszonylag nagy mintákra van szükség, a módszer nem alkalmas valós térbeli felbontásra, és vele elsősorban a spinspirálhoz vagy skyrmionrács-hoz hasonló periodikus szerkezetek vizsgálhatók. Másrészt ez a módszer

teszi lehetővé az olyan vastagabb vezető minták belsejének vizsgálatát, amelyekbe az elektromágneses sugárzás vagy az elektronok nem hatolnak be.

A jelenlegi elektronikus eszközökhöz azok a mérési módszerek illeszkednek a legjobban, ahol a mintán áramot vezetnek át, és az erre adott feszültségválaszt mérik. A külső mágneses térben mozgó elektronok a

Lorentz-erő következtében haladási irányukra merőlegesen eltérülnek, és ebben az irányban Hall-feszültség alakul ki. Mágneses anyagokban az atomok spinje külső tér hiányában is erőt fejt ki az áthaladó elektronokra; ez okozza az anomális Hall-effektus kialakulását. A mágneses buborékok és skyrmionok belsejében a spinek a környezettel ellentétesen mutatnak (3.a és 3.b ábra), így ha ezek jelen vannak a vizsgált tartományban, az anomális Hall-feszültség ezek számával arányosan lecsökken. A keresztirányú feszültség a szerkezetek topológiájáról is információt adhat. A kvantummechanikai leírásban a rendszer Chern-száma egyfajta képzelt mágneses tér kvantált fluxusának felel meg, és ez a képzelt mágneses tér ugyanúgy eltéríti a rendszeren áthaladó elektronokat, mint a valódi külső tér. Ez elméletileg lehetővé teszi a skyrmionok és a nulla Chern-számú buborékok megkülönböztetését abban az esetben is, ha az anomális Hall-effektushoz ugyanakkora járulékot adnak.

4. ábra. A spinszerkezetek kísérleti megfigyelése. a) Spinspirál és skyrmionrács Lorentz-féle transzmissziós elektronmikroszkópos képe [3]. b) Spinspirál és skyrmionok mágneses szerkezeti modellje és pásztázó alagútmikroszkópos képe [4]. c) Spinszerkezet egy mikrolemmez különböző keresztmetszeteiben mágneses röntgen-laminográfia alapján [5]. A különböző színű domének között két örvény figyelhető meg.



## Lehetséges alkalmazások

Spinpolarizált áram hatására a doménfalak és a skyrmionok mozgásba jönnek, ugyanis a mozgó elektronokra ható Lorentz-erőre adott ellenhatás az atomi spinekre is forgatónyomatéket fejt ki. Sok javaslat született arra, hogy ezeket a mozgó mágneses szerkezeteket miként lehet memóriákban vagy logikai áramkörök-

ben információtárolásra használni [6]. Ezekben az eszközökben az adategységek elméletileg nagyon stabilak; energiahatékonyak, hiszen viszonylag alacsony áramsűrűséggel mozgathatók; és a jelenlegi merevlemezekkel ellentétben nem igényelnek mozgó alkatrészeket, ugyanis közvetlenül a spinszerkezeteket mozgatják az olvasófej helyett. Ezen spinkonfigurációk mozgása, illetve az áramot vezető elektronokkal történő kölcsönhatása új típusú számítástechnikai eljárásokban való alkalmazásra is megfelelővé teszi őket, mint az emberi agyhoz hasonlóan működő neuromorfikus vagy a véletlenszerű sztochasztikus számítógépek [7]. Ezek az eljárások lehetővé teszik bizonyos speciális problémák, amelyek hagyományos számítógépes algoritmusokkal csak nehezen kezelhetők, gyors és energiahatékony megoldását.

A topologikus mágneses szerkezetek vizsgálata segíthet sok kvantummechanikai és statisztikus fizikai kérdést új megvilágításba helyezni. A kísérleti módszerek és a megfigyeléseket magyarázó elméletek gyors fejlődése miatt ez jelenleg aktív kutatási terület,

amely számos más tudományterülethez is kapcsolódik a topológia alapvető matematikai fogalmaitól a nem hagyományos számítástechnikai eljárásokig.

#### Irodalom

1. Sólyom J.: *A modern szilárdtestfizika alapjai I.* 1. fejezet: A szilárd testek építőkövei; 14. fejezet: Mágnesesen rendezett rendszerek. ELTE Eötvös Kiadó, Budapest (2002).
2. J. Zang, V. Cros, A. Hoffmann: *Topology in Magnetism*. Springer (2018).
3. X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, Y. Tokura: Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. *Nature* 465 (2010) 901.
4. N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J. E. Bickel, B. Wolter, K. von Bergmann, A. Kubetzka, R. Wiesendanger: Writing and Deleting Single Magnetic Skyrmions. *Science* 341 (2013) 636.
5. C. Donnelly, S. Finizio, S. Gliga, M. Holler, A. Hrabec, M. Odstrčil, S. Mayr, V. Scagnoli, L. J. Heyderman, M. Guizar-Sicairos, J. Raabe: Time-resolved imaging of three-dimensional nanoscale magnetization dynamics. *Nature Nanotechnology* 15 (2020) 356.
6. C. Back et al.: The 2020 skyrmionics roadmap. *Journal of Physics D: Applied Physics* 53 (2020) 363001.
7. J. Grollier, D. Querlioz, K. Y. Camsari, K. Everschor-Sitte, S. Fukami, M. D. Stiles: Neuromorphic Spintronics. *Nature Electronics* 3 (2020) 360.