

スキルミオンを作る・消す・動かす

How to Write, Delete, and Drive Skyrmions

望月 維人 青山学院大学理工学部, (独)科学技術振興機構 さきがけ

M. Mochizuki, College of Science and Engineering, Aoyama Gakuin University, PRESTO, Japan Science and Technology Agency
Tel: +81-42-759-6293, Fax: +81-42-759-6293, E-mail: mochizuki@phys.aoyama.ac.jp

Skyrmions were originally proposed by British physicist Tony Skyrme in the 1960s as topological solitons to account for the stability of baryons in particle physics. Realization of skyrmions as vortex-like swirling spin textures was discovered in ferromagnets with chiral crystal symmetry, in which ferromagnetic-exchange interactions favoring parallel spin alignment and Dzyaloshinskii-Moriya interactions favoring rotational spin alignment strongly compete. Subsequent studies have revealed that skyrmions possess numerous advantageous properties for application to information carriers in high-density and low-energy-consuming magnetic memories and logic devices. These properties are: (1) topologically protected stability, (2) small nanometric size, (3) rather high transition temperatures, and (4) ultralow fields or electric currents to drive their motion. This article first introduces fundamental properties of skyrmions and skyrmionic materials and then presents recent attempts and ideas on writing, deleting, and driving skyrmions towards establishing their functions in memory devices.

Key words: skyrmion, chiral magnet, Dzyaloshinskii-Moriya interaction, magnetic memory, spin transfer torque, spintronics

1. はじめに

現代の高度情報化社会において、「情報の安定性」に加え、「さらに高い情報密度」と「より低い消費電力」を併せ持つ高性能な磁気メモリを求める声が高まっている。このような磁気メモリの実現を目指す研究では、これまでに「磁気バブル」や「磁壁」、「磁気渦」といった磁気構造が主な研究対象となってきた。最近では、レーストラックメモリ¹⁾に代表されるような、スピン移行トルクによる磁壁の電流駆動を基盤技術とする「磁壁移動型メモリ」の研究・開発が精力的に行われている。強磁性体中の磁壁は100ナノメートル程度まで小さくすることができるので、この種のメモリは情報の高密度化という観点から有望である。また、磁場（コイルに電流を流して発生させる）による制御に比べて、電流による直接的な制御は省電力の観点からも有望である。

しかし、磁壁の電流駆動は、それに要する電流密度の閾値が 10^{10} – 10^{12} A/m²と大きいため、大きなジュール熱発生を伴う。このジュール熱は、それによるエネルギー損失の問題だけでなく、発熱による擾乱（熱揺らぎ）により情

報が勝手に書き換わってしまうという「不安定性」の問題を生んでいる。閾値電流を低減する努力はたゆまず続けられており、近年では有力な方法の提案も行われたが²⁾、まだ実用化には至っていない。

そのほかに、ハードディスクにおける磁気ビットの微細化や多層化の試み、MRAMなどの新しい磁気デバイスの提案・開発なども精力的に行われている。その中で、もう一つの有望な研究・開発の方向性として、ある種の磁性体中に実現する「スキルミオン」と呼ばれる渦状のナノ磁気構造が、他の磁気デバイスがもつさまざまな困難を克服し、既存技術の延長では到達できない高密度・超省電力のメモリ素子を実現する可能性を秘めているとして、最近注目を集めている^{3),4)}。本稿では、スキルミオンやそれを発現する物質の基本的な性質を紹介し、これを磁気メモリに応用するために、電流や光・マイクロ波、磁場などさまざまな外部パラメータを用いて「スキルミオンを書く、消す、動かす、そして読む」といったデバイス動作の設計・確立を目指す最近の試みとアイデアについて解説する。

2. スキルミオン

「スキルミオン (skyrmion, スカームイオンとも言う)」は、元々1960年代にバリオンの理論モデルとしてイギリスの物理学者Tony Skyrmeによって提唱された。元々の三次元のスキルミオンは、Fig. 1(a)のように「スピンの球を覆い尽くすようにあらゆる方向を向いた粒子」である⁵⁾。最近になって、中性子小角散乱実験⁶⁾やローレンツ透過型電子顕微鏡観察⁷⁾ [Fig. 1(b)]によりMnSiやFe_{1-x}Co_xSi、FeGeなどB20合金と呼ばれるキラルな結晶構造もつ金属磁性体中で、この三次元スキルミオンを二次元平面に射影したFig. 1(c)やFig. 1(d)のような渦状の磁気構造体として実現していることが発見された。さらに、2012年にCu₂OSeO₃というキラル磁性体で、絶縁体では初めてのスキルミオン相が発見された⁸⁾。

B20化合物やCu₂OSeO₃の結晶構造 [Fig. 1(e)およびFig. 1(f)]は、ともにP2₁3という対称性をもつキラルな立方晶に属しており、結晶構造に空間反転対称性がないために、らせん状の磁化配置を好む強いDzyaloshinskii-守谷(DM)相互作用が存在する。この相互作用が、平行な磁化

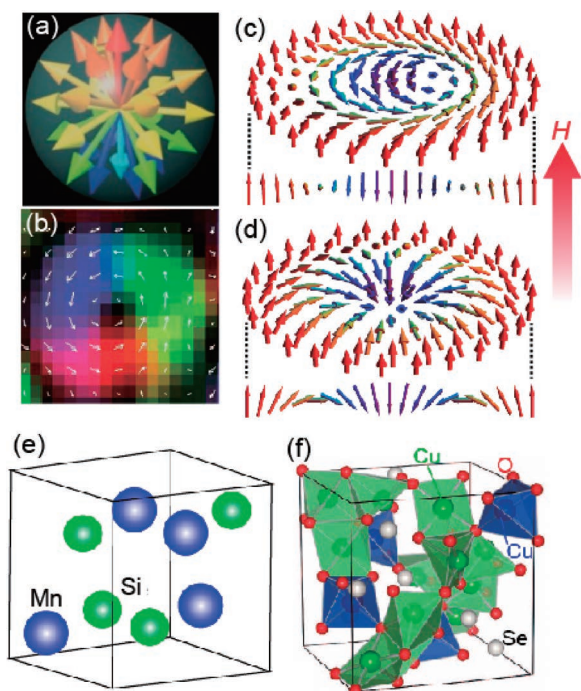


Fig. 1 (a) Original hedgehog-type skyrmion. (b) Lorentz-TEM image of vortex-type skyrmion in $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ as projection of hedgehog skyrmion onto two-dimensional plane.⁷⁾ (c) and (d) Magnetization configurations for (c) Bloch-type skyrmion, and (d) Néel-type skyrmion. (e) and (f) Chiral crystal structures of (e) B20 compound (MnSi) and (f) Cu_2OSeO_3 .

配置を好む強磁性相互作用と競合することで、ある強度の定常磁場下で、渦状の磁気構造であるスキルミオンが発現する。したがって、スキルミオンを発現するキラル磁性体を記述する最も簡単なハミルトニアンは、正方格子状において次のように与えられる^{9), 10)}。

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle i, j \rangle} \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j - D \sum_{i, \boldsymbol{\gamma} = \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y} \mathbf{m}_i \times \mathbf{m}_{j+\boldsymbol{\gamma}} \cdot \boldsymbol{\gamma} - g \mu_B \mu_0 H_z \sum_i m_{iz} \quad (1)$$

第一項が強磁性交換相互作用項 ($J > 0$)、第二項がDM相互作用項、最後の項が外部磁場とのゼーマン相互作用項である。また、 $\boldsymbol{\gamma} (= \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$ は正方格子の単位ボンドベクトルである。

理論的には、 P2_13 以外の結晶対称性をもつ物質でもDM相互作用由来のスキルミオンの発現が予言されており¹¹⁾、精力的な物質探索が行われているが、今のところまだ、そのような物質の報告例はない。スキルミオンのサイズは、DM相互作用と強磁性交換相互作用の強度比 J/D で決まり、物質によって差はあるものの、およそ5 nm から100 nm の直径を有する。

B20化合物や Cu_2OSeO_3 などのキラル磁性体は、ある温度-磁場領域で、Fig. 2(a) のように複数のスキルミオンが三角格子状に整列した「スキルミオン結晶」を発現す

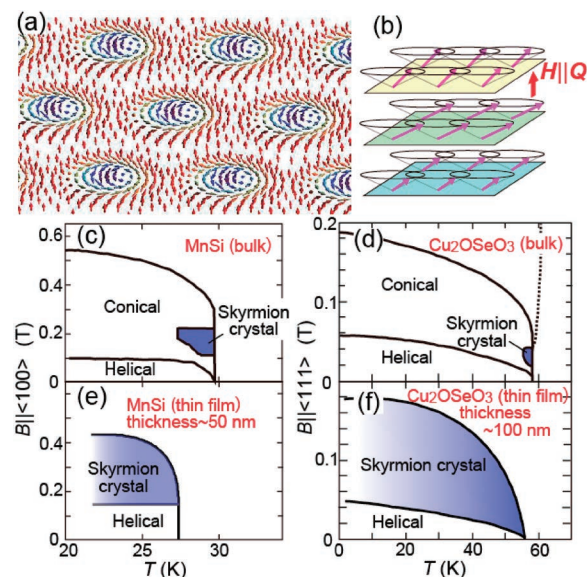


Fig. 2 (a) Skyrmion crystal composed of hexagonally packed skyrmions. (b) Conical spin structure. (c)–(f) Experimental phase diagrams in plane of temperature and magnetic field for (c) bulk MnSi,⁶⁾ (d) bulk Cu_2OSeO_3 ,⁸⁾ (e) thin-film MnSi,¹²⁾ and (f) thin-film Cu_2OSeO_3 ⁸⁾ samples.

る^{6), 7)}。このスキルミオン結晶は、高磁場側の強磁性相と、低磁場側のコニカル磁性相 [Fig. 2(b)] (あるいはヘリカル磁性相) に挟まれる中間磁場領域で実現する熱力学的な相である。スキルミオンは、このような結晶状態としてだけでなく、磁場方向に一樣に磁化した強磁性相において、孤立した欠陥としても発現する。このような強磁性状態中の孤立したスキルミオンの「いる・いない」を0,1に対応させることで、情報ビットとして利用することが、スキルミオンメモリの基本概念である。

ところで、スキルミオンやスキルミオン結晶の安定性は試料の厚さに敏感に依存する。キラル磁性体のバルク試料中では、Fig. 2(c) や Fig. 2(d) の相図に見られるように、スキルミオン結晶相は非常に限定された狭い温度-磁場領域でしか発現しない^{6), 8)}。しかし、スキルミオンの直径の2, 3倍程度がそれ以下の膜厚をもつ薄膜試料中では、膜厚の減少とともにその領域は急激に広がり非常に安定になる^{8), 12), 13)} [Fig. 2(e) および Fig. 2(f) 参照]。このことは、次のように理解できる。バルク試料中では、Fig. 2(b) に示すような印加磁場方向に伝播し、一樣磁化を出すコニカル磁性が、DM相互作用とゼーマン相互作用により安定化されるのに対し、膜厚がコニカル磁性の変調周期と同程度か、それより薄い薄膜試料中では、磁化が巻くことによるDM相互作用のエネルギー利得が稼げなくなる。その結果、コニカル磁性が不安定になり、相対的にスキルミオンが安定になる。

スキルミオンの磁化構造を具体的に見ると、Fig. 1(c) あるいは Fig. 1(d) のような磁気構造をしており、ゼーマン相互作用の利得を稼ぐために、外周部で磁化が印加磁場に

平行，中心部で反平行になっている。また，その断面図を見ると，直径方向に磁化が回転し，端から端まで移動する間に磁化が360°回転していることがわかる。これは，180°の磁化回転を伴う通常の磁気渦とは異なる構造になっている。つまり，磁気渦がその外周部の磁化が中心から見た角度に依存した方向を向いている広がった磁気構造になっているのに対し，スキルミオンは，外周部の磁化がすべて同じ方向（面直な印加磁場の方向）を向いて閉じた磁気構造になっている。また，スキルミオンの磁化回転の仕方には2種類あって，磁化の回転面が動径方向と垂直なプロット型 [Fig. 1(c)] と平行なネール型 [Fig. 1(d)] がある。前述のB20化合物やCu₂OSeO₃では，プロット型のスキルミオンが実現している。結晶の対称性によっては，ネール型のスキルミオンが発現すると期待されている¹¹⁾。また，異なる2種類の強磁性体を積層して人工的に空間反転対称性を破った薄膜試料では，ネール型の実現が期待されている^{4), 14)}。

スキルミオンの最大の特徴は，電子スピンのあらゆる方向を向いているために，「トポロジカル不変量」と呼ばれる「隣合う三つの磁化が張る立体角の和」が量子化された有限の値をもつことである。このトポロジカル不変量は，次の式で与えられる。

$$\int d^2r \left(\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial y} \right) \cdot \mathbf{n} = 4\pi Q \quad (Q = \pm 1) \quad (2)$$

ここで， $\mathbf{n} = n(\mathbf{r})$ は位置 \mathbf{r} にある磁化の単位方向ベクトルである。右辺に現れる Q をスキルミオン数と言う。スキルミオンは，その磁化が球を覆い尽くすようにあらゆる方向を向いているため，単位球の表面積 4π に対応して， $Q = +1$ あるいは $Q = -1$ の値を取る。その符号はコアの磁化が上向き（下向き）の場合に正（負）になる。これに対し，強磁性や反強磁性，ヘリカル磁性や磁壁といった磁気構造では，トポロジカル不変量は0になる。このことは，スキルミオンがこれらの磁気構造とは連続変形によってつながらない異なるトポロジカルクラスに属しており，そのため「壊れにくく安定である」ことを意味している。

このような「トポロジカルに保護された安定性」に加え，スキルミオンは，「5~100ナノメートルの極小サイズ」，「比較的高い転移温度（FeGeは室温程度¹³⁾）」と「極小の電流で駆動できる」といった，磁気記憶・演算素子の情報担体に応用するうえで有利な性質をいくつも持っている。特に，最後の「極小の駆動電流」については，これまでの研究で 10^5 から 10^6 A/m²という，磁気渦や磁壁などに比べて10万分の1から100万分の1の非常に小さな電流密度で駆動できることがわかっている^{15), 16)}。スキルミオンを情報担体とする磁気メモリの形態としては，Fig. 3(a)のようにストリップライン状の薄膜試料中にスキルミオンを走らせレーストラックメモリのように使う形態（スキルミオン

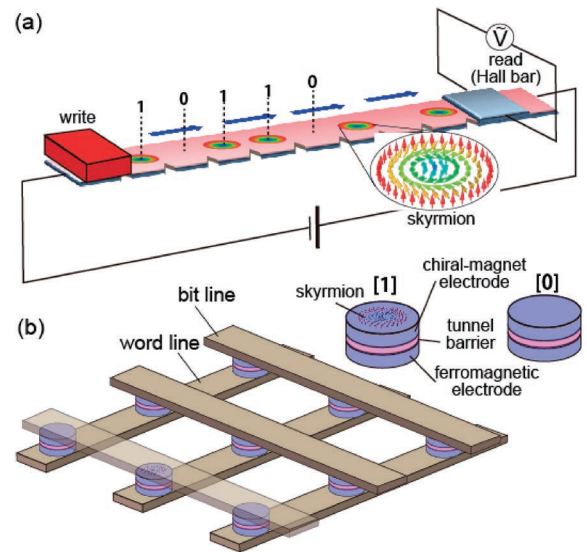


Fig. 3 Schematics for (a) skyrmion-train memory and (b) skyrmion-MRAM.

トレインメモリ) や⁴⁾，Fig. 3(b)のようにナノピラー構造をたくさん並べて1個1個にスキルミオンを書いたり消したりするMRAMのように使う形態（スキルミオンMRAM）などが考えられる。

3. スキルミオンを作る

スキルミオンは，一様に磁化がそろった強磁性状態とは位相幾何学的に（トポロジカルに）異なるクラスに属する磁気構造であり，強磁性状態から出発して磁化の空間配置を連続的にひねることは生成できない。そのため，スキルミオンの生成には，局所的に磁化を反転させる操作が必要になる。通常，この磁化反転には強磁性交換相互作用の大きさで決まる大きなエネルギーコストが伴う。局所的な磁化反転を効率的に実現し，小さなエネルギーでスキルミオンを生成する方法の探索が続けられている。

その一つの試みとして，Fig. 4(a)のように矩形の切欠き部を導入した柵上薄膜試料に電流を流すことで，切欠き部からスキルミオンを生成する方法が提案されている¹⁷⁾。このとき，スキルミオン生成に必要な電流密度は，およそ 10^{12} A/m²程度で，スキルミオン駆動に必要な閾電流密度に比べると5桁から6桁大きく，磁壁駆動のための閾電流密度と同程度になっている。この方法では，切欠き部における磁化の空間分布の不連続性由来の特異性を利用することで，位相幾何学的な制約を緩和し，切欠きの角部での磁化反転を低いエネルギーコストで実現している。ひとたび磁化反転が起こると，DM相互作用によって周囲の磁化が巻き始め，スキルミオンの種が作られる。それが電流によるスピン移行トルクによって押し出され，切欠き部から引きはがされることでスキルミオンが生成される。数値シミュレーションによる探索の結果，切欠き部の形状は，

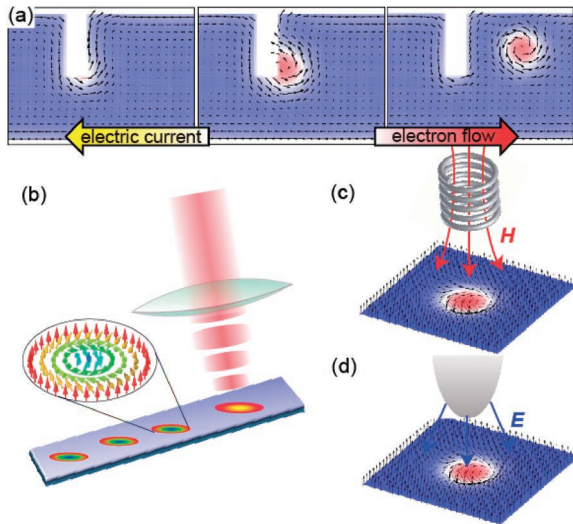


Fig. 4 (a) Skyrmion creation by electric-current injection to stripline-shaped thin-film sample with small rectangular notch.¹⁷⁾ (b)–(d) Schematics of skyrmion creations by (b) laser irradiation, (c) application of magnetic-field, and (d) application of electric field.

角部が90°あるいはそれに近い矩形が良く、三角状のものは適さないことや、その幅はスキルミオンサイズと同程度かそれ以上が良いこと、さらに、角部が丸まっても良いことがわかっている。また、磁化の歳差運動が磁場の向きに依存した特定の方向にしか起こらないことに起因して、ある方向に電流を流したときにはスキルミオンが生成されるが、逆方向に流したときには生成されないというような、電流の向きに対する依存性があることがわかっている。

上記の方法は、スキルミオンをレーストラックメモリの情報担体として利用する場合に適している。それに対し、垂直に磁化したナノピラー構造に、磁化方向と平行に電流を流すことによって、スピン移行トルク機構を通じて磁化反転を起こし、スキルミオンを生成できることがわかっている¹⁸⁾。この方法を使うことで、スキルミオンをMRAMの情報担体として利用することもできる。

その他の方法として、光による生成法が考えられる¹⁹⁾。Fig. 4(b)のように強磁性的に磁化がそろった薄膜試料に光を照射し、照射スポットの温度を転移温度以上に上昇させることで、局所的に強磁性秩序が壊され、常磁性状態になる。このような状態から温度を下げることで、自己組織化的にスキルミオンが生成される。このような方法には参考となる先行研究がある。垂直磁気異方性の強い強磁性薄膜にレーザー光を照射することで強磁性状態を壊し、磁気双極子相互作用による自己組織化を通じて磁化が反転した領域（円筒磁区・磁気バブル）やトポロジカル磁気構造を生成できることが実験的に実証されている^{20), 21)}。このような方法を垂直磁化膜ではなく、キラル磁性体薄膜に適用することで、磁化がDM相互作用により巻かれ、スキルミオンが生成される。この際、光の照射スポットサイズと磁気

構造の大きさに注意が必要になる。磁気双極子相互作用で発現する磁気構造は、ミクロンスケールのため光照射のスポットサイズと同程度であった。そのため光照射により、ねらった位置に一つだけ磁気バブルを生成できる。一方、スキルミオンのサイズは、光照射のスポットサイズに比べて数桁小さいため、ねらった位置に意図した数だけ生成するには、何らかの工夫が必要になる。孤立した試料の大きさをスキルミオン1個のサイズと同程度にすれば、全体に光を当てても1個だけスキルミオンができることが期待されるが、このままではデバイスとして使用は難しくなる。

また、Fig. 4(c)のように磁場印加により磁化反転を起こしスキルミオンを生成する方法も考えられる。この方法は、「電的に磁性を制御して省電力の磁気デバイスを目指す」という方向性とは多少逆行するが、これまでのハードディスクドライブの研究で蓄積された知識やノウハウが生かせるという強みがある現実的な方法の一つである。磁場によるスキルミオン生成の場合も、磁場の印加領域をスキルミオンの大きさと同程度に絞ることは難しいため、ねらった領域に意図した数だけスキルミオンを生成しようとすると、何らかの工夫が必要となる。

さらに、Fig. 4(d)のように電場によるスキルミオンの生成方法も探索されている。2009年から2011年にかけてスキルミオンの発現が確認されたMnSiやFe_{1-x}Co_xSi, MnGeなどのキラル磁性体は、すべて金属磁性体である。それに対して2012年に初めて、絶縁性のキラル磁性体Cu₂OSeO₃において、スキルミオンが発見された⁸⁾。スキルミオンのような非共線磁気構造は、絶縁体中でスピン軌道相互作用を通じて電気分極を誘起することが知られている。このような磁性強誘電体、あるいはマルチフェロイクスと呼ばれる系では、電気分極と磁化が強く結びついていて、磁場による電気分極の制御や、電場による磁性の制御が可能になる。数値シミュレーションにより、絶縁性キラル磁性体の薄膜試料に、平面電極あるいは探針電極により局所的に電場を与え、電気分極の空間配置を変調すると、それに付随した磁化の変調が誘起されて磁化反転が起こり、スキルミオンを生成できることが示されている。この電場による生成過程では、強磁性状態に電場を印加したときに、磁化の空間配置を連続的にひねってできる磁気構造が、DM相互作用のエネルギーを大きく損するため、これを解消するために局所的な磁化反転が起こることがわかっている。また、有限サイズの試料の端付近に電場を印加することで、試料端から低いエネルギーコストで磁化反転が起こり、スキルミオン生成の閾値電場を大幅に低減できることが示されている。また、今のところスキルミオンを発現するキラル絶縁磁性体は、Cu₂OSeO₃の一例しか報告がないが、閾値電場のさらなる低減には、大きな磁性誘起電気分極や強い電気磁気結合をもつ物質が必要で、新しい絶縁性スキルミオン物質の探索が各所で進められている。

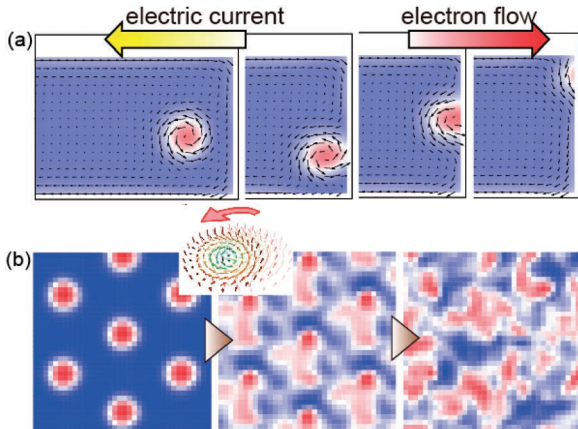


Fig. 5 Dynamical processes for skyrmion annihilation by (a) electric-current injection *via* collision against the sample edge,¹⁷⁾ and (b) microwave irradiation *via* intensely exciting the spin-wave mode of the skyrmion crystal.²²⁾

4. スキルミオンを消す

スキルミオンがトポロジカル磁気構造であることは、それを生成する場合のみならず、消去する場合にも、局所的な磁化反転を必要とすることを意味している。この磁化反転を、生成のときと同様に Figs. 4(a)~(d) のようにして磁場や電流、電場、光を印加することで引き起こし、スキルミオンを消去することができる。このとき、生成のときと同様、試料端における磁化分布の不連続性を利用してトポロジカルな制約を緩和することで、磁化反転とスキルミオン消去を大きなエネルギーコストなしで実現できる。

例えば、Fig. 5(a) のようにナノスケールのストリップライン状試料中で、電流によりスキルミオンを駆動して、試料端あるいはリードとの接点に衝突させることで、スキルミオンを消去できることがシミュレーションによって示されている¹⁷⁾。このとき、必要な電流密度は $10^{11} \sim 10^{12}$ A/m² 程度と、磁壁の電流駆動の閾値と同程度になっている。これより小さい電流密度で試料端に衝突させると、スキルミオンは試料端で跳ね返り、試料端からのポテンシャル斥力と電流による駆動力が釣り合ったところで停止する。

ほかにも変わった例では、スピン波励起を利用したスキルミオンの消去も提案されている。例えば、キラル磁性体中のスキルミオン結晶は、マイクロ波（数ギガヘルツ）の周波数帯に特異なスピン波励起をもつ^{22), 23)}。スキルミオンが実現している試料面に対し平行な振動磁場成分をもつマイクロ波を照射するとスキルミオンが一様に回転する固有振動モード（回転モード）が現れる。この回転モードを強励起することで、比較的弱いマイクロ波の照射でもスキルミオン結晶の融解を引き起こせることがシミュレーションにより示されている [Fig. 5(b)]. これは、ある一定の周期で力を加えると小指だけで釣鐘を揺らすことができるのと同じ現象で、共鳴励起を利用することで小さなエネル

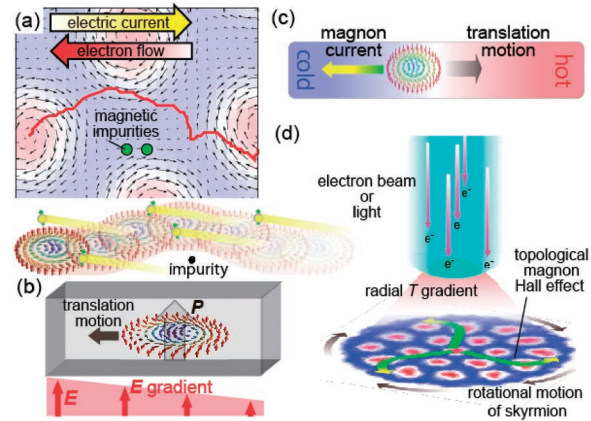


Fig. 6 (a) Simulated trajectory of a moving skyrmion, which moves to avoid magnetic impurities by winding its trajectory.²⁴⁾ (b)–(d) Schematics of driven skyrmion motions: (b) translational motion of multiferroic skyrmion in presence of electric-field gradient, (c) translational motion induced by diffusive flows of thermally activated magnons in the presence of temperature gradient, (d) rotational motion associated with the topological magnon Hall effect in the presence of radial temperature gradient under irradiation of light or electron beam.²⁷⁾

ギーでのスキルミオン消去を実現している。

5. スキルミオンを動かす

バブルメモリや磁壁電流駆動メモリでは、それぞれ回転磁場や電流によって情報を担う磁気構造を伝送し、固定された読み出し部や書き込み部で情報の読み書きを行う。この方式により可動部をなくすことで、機械的に安定なデバイスを実現できる。これまでの研究で、スキルミオンも「電流」や「電場勾配」、「マグノン流」、「磁場勾配」といったさまざまな外部パラメータによってその並進運動やホール運動、回転運動を駆動できることがわかってきた。

特に、「電流による駆動」は、その閾電流密度が 10^5 A/m² から 10^6 A/m² と非常に小さいため、初期の段階から注目を集めた。この極小の閾電流密度は、スキルミオンが磁性不純物や欠陥などにトラップされにくいことを反映している。最近の理論研究の結果、スキルミオンのもつ「粒子性」と「トポロジカル不変量」が、スキルミオンの「動きやすさ」と「トラップされにくさ」として本質的に重要であることが明らかになった²⁴⁾。

まず一つ目の「粒子性」についてであるが、スキルミオンはナノスケールの領域で閉じた磁気構造であるために粒子的な性質をもち、試料中の磁性不純物や欠陥などのピン留めサイトを避けて動くことができる。これは、線状あるいは面状に広がったオブジェクトである「磁壁」や「磁気渦」にはない、スキルミオン特有の性質である。数値シミュレーションによって得られた電流駆動運動におけるスキルミオンの中心位置（コア）の軌跡が、Fig. 6(a) に描かれている。緑のドットで示された面直方向の磁化容易軸をもつ

た磁性不純物をスキルミオンが避けるように運動していることがわかる。このシミュレーションでは、次の電流存在下での磁化 $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ の運動を記述する LLG 方程式を使っている。

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{B}^{\text{eff}} + \frac{\alpha}{m}\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \frac{p\alpha^3}{2em}(\mathbf{j} \cdot \nabla)\mathbf{m} - \frac{p\alpha^3\beta}{2em^2}[\mathbf{m} \times (\mathbf{j} \cdot \nabla)\mathbf{m}] \quad (3)$$

磁化の歳差運動項（第一項）と Gilbert 緩和項（第二項）に加え、電流 \mathbf{j} (A/m^2) によるスピン移行トルク（第三項）と非断熱効果を記述する項（第四項・ β 項）が加えられている。 p と α はそれぞれ電流のスピン偏極度と格子定数である。

スキルミオンが動きやすいもう一つの理由である「有限のトポロジカル不変量」の役割については、磁気構造の電流駆動を記述する Thiele 方程式から理解することができる^{25), 26)}。この方程式は、上述の LLG 方程式から出発し、運動の過程で磁気構造が変形しないという仮定から導出される。その具体的な形は次のように与えられる。

$$\mathbf{G} \times (\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_d) + \mathcal{D}(\beta\mathbf{v}_s - \alpha\mathbf{v}_d) + \mathbf{F}_{\text{pin}} = \mathbf{0} \quad (4)$$

ここで、 \mathbf{v}_s と \mathbf{v}_d は、それぞれ電流速度と磁気構造のドリフト速度、 α と β はそれぞれ Gilbert 緩和と非断熱効果の強さを表す無次元の定数、さらに \mathbf{F}_{pin} は現象論的に導入した不純物や欠陥に由来するピン留め力になっている。また、磁気回転結合ベクトル $\mathbf{G} = (0, 0, G)$ は、式(2)で与えられるトポロジカル不変量 G を成分としてもち、散逸力テンソル D_{ij} は次の式で与えられる。

$$D_{ij} = \int d^3r \partial_i \hat{\mathbf{Q}} \cdot \partial_j \hat{\mathbf{Q}} = \begin{cases} \mathcal{D} & (i, j) = (x, x), (y, y), \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (5)$$

ここで、式中に現れる定数 α と β は、およそ 10^{-2} 程度のオーダーで 1 より十分小さいため、大きなトポロジカル不変量 G をもつ磁気構造では、式(4)の第一項が主要項となり、第二項は無視できることになる。したがって、トポロジカル不変量 $G = +4\pi$ あるいは -4π をもつスキルミオンの電流駆動ダイナミクスは、次の方程式でよく記述できることになる。

$$\mathbf{G} \times (\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_d) \sim -\mathbf{F}_{\text{pin}} \quad (6)$$

この式から、ピン留め力 \mathbf{F}_{pin} が小さい場合やピン留めサイトがない ($\mathbf{F}_{\text{pin}} \sim 0$) 場合には、 $\mathbf{v}_d \sim \mathbf{v}_s$ が成り立ち、原理的にスキルミオンは電流速度と同程度の高速で動けることがわかる。また、そのドリフト速度はギルバート緩和や非断熱効果、散逸の影響を受けないユニバーサルな電流速度依存性を示すことがわかる。それに対し、トポロジカル不変量が厳密にゼロである磁壁や反強磁性などの通常の磁気構造では、式(5)の第一項がゼロになり、その電流駆動ダイナ

ミクスは次の方程式で記述されることになる。

$$\mathcal{D}(\beta\mathbf{v}_s - \alpha\mathbf{v}_d) \sim -\mathbf{F}_{\text{pin}} \quad (7)$$

この式から、通常の磁気構造のドリフト速度 \mathbf{v}_d は、緩和や散逸の影響を受けやすいことや、ピン留め効果を受けやすいことがわかる。

電流以外にも、スキルミオンの運動を引き起こす外部パラメータはさまざまある。Fig. 6(b)のように、絶縁体中の電気分極をもつスキルミオンは、電場勾配により、その並進運動が駆動できると期待されている。また、磁化の集団運動の流れであるマグノン流もスキルミオンの駆動機構となりうる^{27)~30)}。Fig. 6(c)やFig. 6(d)のように、電子線や光照射により試料に線形あるいは円形の微小な温度勾配を導入すると、熱励起されたマグノンが高温側から低温側に熱拡散する。このマグノンの拡散流は、角運動量の受け渡しを通じてスキルミオンと相互作用し、その反作用によってスキルミオンの並進運動や回転運動を駆動する。

6. まとめ

本稿では、キラル磁性体中で発見されたナノスケールのトポロジカル磁気渦「スキルミオン」の基本的な性質と、それがもつ応用に向けた利点と将来性を紹介し、スキルミオンを磁気メモリ・ロジック素子の情報担体として利用するために必要な「書く」、「消す」、「動かす」といった基本的なデバイス動作の実現を目指す試みやアイデアを議論した。

このスキルミオンメモリの実現には、今後解決しなければならないさまざまな課題がある。一つは、キラル磁性体の純良な単結晶薄膜を作製する技術を確認しなければならない。薄膜試料中に結晶のキラリティが異なるドメインがあると、スキルミオンはそこでトラップされてしまって動くことができなくなる。したがって、スキルミオン伝送を基盤技術とするスキルミオントレインメモリの実現には、この技術が必須となる。

また、スキルミオンの読み出し技術の確立も重要なテーマである。読み出し方法の一つの候補として、キラル磁性体薄膜に作り付けたホールバーによるホール抵抗測定が考えられる。有限の立体角をもつスキルミオン磁化は、伝導電子のスピンとカップルすることで伝導電子に対する有効的な磁束として作用し、ホール抵抗を生じさせる。スキルミオン1個が作る有効磁束は磁束量子1個に対応し、ナノスケールのスキルミオンは、磁束密度で言えば数百テスラの巨大な有効磁場を生み出すため、この方法は有効だと期待される。また、トンネル磁気抵抗効果を利用した読み出し方法も有効性が期待されているが、この方法でどれだけオンオフ比が取れるかは今後の課題になっている。

現在、世界中の研究者が精力的にスキルミオンの研究に取り組んでいる。高い転移温度（動作温度）や大きな電気

分極, 強い電気磁気結合など, さらに高いデバイス性能をもつ新しいスキルミオン物質の探索も進められている. 本稿がこの分野の進展にわずかでも貢献できれば幸いである.

References

- 1) S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas: *Science*, **320**, 190 (2008).
- 2) M. Hayashi, Y. Nakatani, S. Fukami, M. Yamanouchi, S. Mitani, and H. Ohno: *J. Phys.-Condes. Matter*, **24**, 024221 (2011).
- 3) N. Nagaosa, and Y. Tokura: *Nat. Nanotech.*, **8**, 899 (2013).
- 4) A. Fert, V. Cros, and J. Sampaio: *Nat. Nanotechnol.*, **8**, 152 (2013).
- 5) T. H. R. Skyrme: *Nucl. Phys.*, **31**, 556 (1962).
- 6) S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Böni: *Science*, **323**, 915 (2009).
- 7) X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, and Y. Tokura: *Nature*, **465**, 901 (2010).
- 8) S. Seki, X. Z. Yu, S. Ishiwata, and Y. Tokura: *Science*, **336**, 198 (2012).
- 9) P. Bak, and M. H. Jensen: *J. Phys. C*, **13**, L881 (1980).
- 10) S. D. Yi, S. Onoda, N. Nagaosa, and J. H. Han: *Phys. Rev. B*, **80**, 054416 (2009).
- 11) A. N. Bogdanov, U. K. Röbner, M. Wolf, K.-H. Müller: *Phys. Rev. B*, **66**, 214410 (2002)
- 12) A. Tonomura X. Z. Yu, K. Yanagisawa, T. Matsuda, Y. Onose, N. Kanazawa, H. S. Park, and Y. Tokura: *Nano Lett.*, **12**, 1673 (2012).
- 13) X. Z. Yu, N. Kanazawa, Y. Onose, K. Kimoto, W. Z. Zhang, S. Ishiwata, Y. Matsui, and Y. Tokura: *Nat. Mater.*, **10**, 106 (2011).
- 14) S. Heinze, K. von Bergmann, M. Menzel, J. Brede, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, G. Bihlmayer, and S. Blügel: *Nat. Phys.*, **7**, 713 (2011).
- 15) F. Jonietz, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer, A. Neubauer, W. Münzer, A. Bauer, T. Adams, R. Georgii, P. Böni, R. A. Duine, K. Everschor, M. Garst, and A. Rosch: *Science*, **330**, 1648 (2010).
- 16) X. Z. Yu, N. Kanazawa, W.Z. Zhang, T. Nagai, T. Hara, K. Kimoto, Y. Matsui, Y. Onose, and Y. Tokura: *Nat. Commun.*, **3**, 988 (2012).
- 17) J. Iwasaki, M. Mochizuki, and N. Nagaosa: *Nat. Nanotechnol.*, **8**, 742 (2013).
- 18) J. Sampaio, V. Cros, S. Rohart, A. Thiaville, and A. Fert: *Nat. Nanotech.*, **8**, 839 (2013).
- 19) W. Koshibae, and N. Nagaosa: *Nat. Commun.*, **5**, 5148 (2014).
- 20) T. Ogasawara, N. Iwata, Y. Murakami, H. Okamoto, and Y. Tokura: *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 162507 (2009).
- 21) M. Finazzi, M. Savoini, A. R. Khorsand, A. Tsukamoto, A. Itoh, L. Duo, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and M. Ezawa: *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 177205 (2013).
- 22) M. Mochizuki: *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 017601 (2012).
- 23) Y. Onose, Y. Okamura, S. Seki, S. Ishiwata, and Y. Tokura: *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 037603 (2012).
- 24) J. Iwasaki, M. Mochizuki, and N. Nagaosa: *Nat. Commun.*, **4**, 1463 (2013).
- 25) A. A. Thiele: *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 230 (1973).
- 26) T. Schulz, R. Ritz, A. Bauer, M. Halder, M. Wagner, C. Franz, C. Pfleiderer, K. Everschor, M. Garst, and A. Rosch: *Nat. Phys.*, **8**, 301 (2012).
- 27) M. Mochizuki, X. Z. Yu, S. Seki, N. Kanazawa, W. Koshibae, J. Zang, M. Mostovoy, Y. Tokura, and N. Nagaosa: *Nat. Mater.*, **13**, 241 (2014).
- 28) L. Kong, and J. Zang: *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 067203 (2013).
- 29) S.-Z. Lin, C. D. Batista, C. Reichhardt, and A. Saxena: *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 187203 (2014).
- 30) J. Iwasaki, A. J. Beekman, and N. Nagaosa: *Phys. Rev. B*, **89**, 064412 (2014).
- 31) Yufan Li, N. Kanazawa, X. Z. Yu, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, M. Ichikawa, X. F. Jin, F. Kagawa, and Y. Tokura: *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 117202 (2013).

(2015年3月25日受理)

望月維人 もちづき まさひと

平15 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻修了, 同年 日本学術振興会特別研究員(PD), 平18 (独)理化学研究所 基礎科学特別研究員, 平19 (独)科学技術振興機構ERATO研究員, 平21 東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻特任講師, 平25 青山学院大学理工学部物理・数学科 准教授, (独)科学技術振興機構さきがけ研究者(兼任), 現在に至る.

専門 物性理論

博士(理学)