

# 光渦レーザーによる磁性制御の展望

藤田 浩之<sup>1</sup> and 佐藤 正寛<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 東京大学物性研究所\*

<sup>2</sup> 茨城大学理学部†

(Dated: October 5, 2018)

## I. レーザー技術の発展と非平衡物性の探求

A. Einstein が論文 “Zur Quantentheorie der Strahlung” でレーザー技術の理論的な基盤を与えたのは、今からおよそ 100 年前の 1917 年であった。その後、コロンビア大学の C. H. Townes によりレーザーが、ヒューズ研究所の T. H. Maiman によりレーザーの発明が成され、今日では赤外から X 線に渡る広い波長領域のレーザーが、医療や計測、情報処理といった様々な用途で利用され我々の生活を支えている [1]。こうした産業界・実社会へのインパクトにとどまらず、レーザーは基礎科学研究にとっても欠かせないツールである。例えば、レーザーの分光用途での利用は、分子の振動回転準位や構造、内部の電子状態に関する我々の理解を深めるのに貢献しており、化学や生命科学、原子・分子科学の進歩を支えてきた。

計測ツールとしての利用に加え、近年では、物質の非平衡状態の観測や制御へのレーザー技術の適用が盛んに試みられている [2, 3]。例えば、高強度の超短パルスレーザーを用いた光誘起現象の時間分解での観測技術が確立され、磁性体の超高速消磁 [4] といった興味深い現象が報告されるようになってきている。また、固体物理の文脈では、テラヘルツ (THz= $10^{12}$ Hz) 帯の高強度レーザーの発生・検出手法が確立されたことも重要である [5]。THz 光は、その光子 (光子) のエネルギースケールが磁性体や超伝導体などの集団励起のそれと同程度であるため、物質制御という観点から非常に魅力的であり、実際に THz パルスによる反強磁性体の超高速制御 [6] や超伝導体中のヒッグスモードの観測 [7, 8] などが報告されている。

レーザーを含む電磁波による固体物性制御では、一般に物質中で引き起こされるダイナミクス の時間スケールは印加する電磁波の周波数 (またはパルス幅) で決定される。従って、THz 以上の高周波数レーザーによる物質制御では、フェムト秒 ( $10^{-15}$  秒) やピコ秒 ( $10^{-12}$  秒) という短時間のダイナミクスが研究対象となる。この時間スケールは、例えば典型的なエレクトロニクスのそれに比べて、圧倒的に短い。「超高速」ということが、固体中のレーザー誘起現象の大きな特徴である。この高速現象の理解を深める上で、照射レーザーに加えて、物質中の高速ダイナミクスを観測する方法の発展も重要である。典型的な観測手段の 1 つは、照射光の吸収率・散乱光・透過光を測定するスペクトロスコピー法である。もう一つはポンプ・プローブ実験の方法である。これは高強度ポンプレーザーにより物質中のダイナミクスを誘導し、弱いプローブ光で生じているダイナミクスを検出する方法である。レーザーによる磁性制御では、ファラデー効果、カー効果、コットン・ムー

トン効果やそれらの逆効果などの磁気光学効果 [9, 10] が制御・観測手段として効果的に利用されている。

このようなレーザー科学の技術面・実験面での進歩に刺激され、光物性の理論研究が盛り上がりを見せている。高強度レーザーにより実現される非平衡・非線形な現象は、従来の久保公式に基づく線形応答理論では適切に記述できない。そのため、密度汎関数法の時間依存系への拡張や周期駆動系を扱う Floquet 理論の適用 [11–13] などが試みられ、レーザー誘起超高速消磁現象の数値的再現 [14] や円偏光レーザーによる光誘起トポロジカル絶縁体の予言 [15]、離散時間結晶の予言 [16] などで成功を収めている。しかしその一方で、光科学と固体物理学の文化的な断絶により、物性分野において未利用となっている有用な光技術が数多く存在するのをもまた事実である。その代表的な例として、本稿では Laguerre-Gaussian (LG) 光、通称光渦をとりあげたい。

光渦とは、1992 年の Allen らの論文 [17] で提案された軌道角運動量を運ぶレーザー光であり [18, 19]、トポロジカル光波の一種である。光渦は、フォトンのスピン角運動量で特徴づけられる円偏光レーザーとは別個の概念であり、等位相面のらせん構造と、伝播軸中心での強度暗点の存在で特徴付けられる。現在では、spiral phase plate や holography、放射光<sup>1</sup> により幅広い波長帯での光渦の発生が可能であり、誘導放出制御 (STED) 顕微鏡 [20] やレーザー加工 [21] などへ応用されている。特に、STED 顕微鏡は、回折限界を超える撮像が可能のため、生細胞の観察などで強力なツールとなっており、2014 年のノーベル化学賞の受賞対象としても有名である。このように、光渦とその応用は光学分野においては既に主要な研究対象となっている。一方で、固体物理分野における知名度は驚くほどに低く、その利用可能性はほぼ未開拓である<sup>2,3</sup>。

本稿では、固体物性の光渦を用いた高速磁性制御の可能性を我々の研究 [24, 25] を例に議論していく。近年、スピントロニクス [26–28] やマルチフェロイクス (後ほど解説) [29–32] の研究の発展により、光による磁性制御法が改

\* h-fujita@issp.u-tokyo.ac.jp

† masahiro.sato.phys@vc.ibaraki.ac.jp

<sup>1</sup> 日本においても、分子科学研究所 UVSOR において放射光からの光渦発生が行われている。

<sup>2</sup> 原子・分子物理学分野ではごく最近、不斉分子合成への応用や軌道角運動量二色性などの試みが始まっている。軌道角運動量による分子の光学遷移選択則の変化も議論されているが、後述するように光渦には強度暗点の問題があり、波長よりはるかに小さい分子を対象とする場合、軌道角運動量を持つフォトンの吸収による遷移則の変化として結果を解釈するのは危険であろう。

<sup>3</sup> なお、フォトンが軌道角運動量を持つ “非” 伝播モードとしては、微小球内に閉じ込められたフォトンの Whispering Gallery Mode が知られている。ごく最近、長田らにより、微小 YIG 球のマクロ磁化と Whispering Gallery Mode の結合が調べられ、フォトンの軌道角運動量による遷移則が観測された [22, 23]。光の軌道角運動量を利用した固体物性研究の可能性を示す好例と言えるだろう。

めて脚光を浴びている。従って、光渦による磁性制御の探索はスピントロニクス of 最新の研究とみなすこともできるだろう。以下、第二節では光渦の、第三節では本稿で主に光渦の照射対象とするカイラル磁性体とその磁気欠陥についてのレビューをそれぞれ行う。そして、これらの準備の下で、光渦による磁性体制御の可能性を第四節で詳しく議論する。

## II. 光渦の特性

光渦の物理的性質について紹介するため、まずその数学的記述を与えることにしよう。出発点となるのは真空中の Maxwell 方程式、より正確にはそこから得られる波動方程式である:  $(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2}) \vec{E}(\vec{r}) = 0$ . ここで、 $\vec{E}(\vec{r})$  は電場の周波数  $\omega$  のフーリエ成分、 $\Delta$  は 3 次元空間のラプラシアンであり、 $c$  は真空中の光速である。偏光ベクトルを  $\vec{e}_p$  とおき<sup>4</sup>、 $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{e}_p \phi(\vec{r})$  と表せば、上式はスカラー関数  $\phi(\vec{r})$  についての Helmholtz 型の波動方程式

$$(\Delta + k^2) \phi(\vec{r}) = 0 \quad (1)$$

になる。ここで、波数  $k = \omega/c$  を導入した。波の伝播軸を  $z$  軸とし、円筒座標系  $(\rho, \phi, z)$  に移ることにしよう。 $\rho$  は動径座標、 $\phi$  は偏角である。この座標系においてラプラシアンは  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \equiv \Delta_T + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  である。この波動方程式において、波数  $k$  で  $z$  方向に振動する成分をくくりだし  $\phi(\vec{r}) = u(\vec{r}) e^{ikz}$  とおけば以下の式を得る:

$$\left( \Delta_T + 2ik \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) u(\vec{r}) = 0. \quad (2)$$

なお  $u(\rho, \phi, z)$  が  $z$  依存性を持たない場合の特殊な解として平面波がある。ここまでは単なる式変形であり、偏光ベクトルに対する仮定以外の近似は行われていない。ここで、 $u(\vec{r})$  の伝播軸方向の変動が、それと垂直な面内での変動に比べて遅いという近軸近似を行う。すなわち、電場の  $z$  依存性が、ほぼ  $\exp(ikz)$  で与えられる平面波的なものであることを仮定し、以下の条件を課すことにする:

$$\left| \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right| \ll \left| \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right|, \left| \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right|, k \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|. \quad (3)$$

このとき、式 (2) の第三項を落とすことができ、よく知られた近軸近似の Helmholtz 型波動方程式

$$\left( \Delta_T + 2ik \frac{\partial}{\partial z} \right) u(\vec{r}) = 0 \quad (4)$$

を得る。この方程式は解析的に解くことができ、2 つの整数  $p \geq 0, m$  によってラベルされる一連の解 (Laguerre-Gaussian (LG) modes)  $LG_m^p(\rho, \phi, z)$  が得られ、特に集光

面 ( $z = 0$ ) での LG モードの電場は以下の形で与えられる:

$$\vec{E}(\rho, \phi, z = 0) \propto \vec{e}_p \left( \frac{\rho}{w} \right)^{|m|} L_p^{|m|} \left( \frac{2\rho^2}{w^2} \right) e^{im\phi} e^{-\frac{\rho^2}{w^2}}. \quad (5)$$

$w$  は集光面におけるビーム径であり、 $L_p^{|m|}(x)$  は一般化 Laguerre 関数である。位相因子  $e^{im\phi}$  により、 $m \neq 0$  の時、等位相面は  $z$  方向にらせんを巻いた構造になっている。ここまでは光渦電場を考えてきたが、真空中においては、磁場も電場と同じ波動方程式で記述されるため、磁場に対する光渦も同様に定義することができる。

光渦を特徴づける 2 つの整数  $p, m$  の物理的意味を説明しよう。非負整数  $p$  は、Laguerre 関数を通じて動径方向の節の数を決定しており、動径指数と呼ばれる。もう一つの整数  $m$  はおもに位相因子  $e^{im\phi}$  を通じて光渦の偏角依存性を支配している。 $z$  軸回りの角運動量演算子が  $L_z = -i\hbar \partial / \partial \phi$  で与えられることを思い出すと、光渦が軌道角運動量  $\hbar m$  を持つ解であることがわかる。詳細は文献 [18] に譲るが、上記の解が実際に光子当たり  $\hbar m$  の軌道角運動量を運んでいることを示すことができ、実験的にも (半) 古典粒子への角運動量移行による回転運動誘起 [33, 34] が観測されている。なお、通常のガウスビームは、軌道角運動量  $m$  をゼロにおいた特別な場合に相当する。

さて、ここでレーザーの軌道角運動量とスピン角運動量 (円偏光) の違いについて述べておく。式 (5) から、光渦の軌道角運動量子数  $m$  は電場  $\vec{E}$  のスカラー部分により規定されることが分かる。一方、光子のスピン角運動量  $\pm \hbar$  は左右円偏光ビームに対応し、電場の偏光ベクトル  $\vec{e}_p = \hat{x} \pm i\hat{y}$  により定義される。これらのことから、光渦は軌道角運動量を運ぶ光子ビームであり、光渦と円偏光ビームとは別個の概念であることが分かるだろう。光渦レーザー中の光子の全角運動量は、原子中の電子と同じように、軌道角運動量  $\hbar m$  とスピン角運動量の和で与えられる。

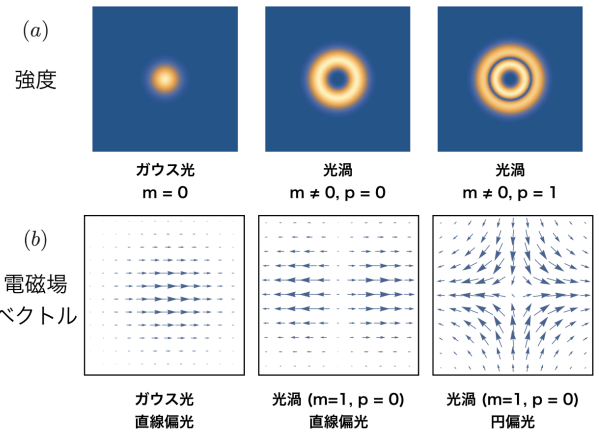


FIG. 1. ガウスレーザーと光渦レーザーの焦点面における空間構造。(a) 時間平均した面内の電場エネルギー分布。(b) 焦点面内電場 (または磁場) ベクトルのスナップショット。

図 1 に、いくつかの  $p, m$  の組み合わせに対する、電場の空間プロファイルを示す。ガウスビーム ( $m = 0$ ) の場合、レーザー強度は中心部分で最も強く、中心から動径方向に進むにつれて強度はなめらかに減衰していく。一方、

<sup>4</sup> 例えば、直線偏光の電場を考えるならば  $\vec{e}_p = \hat{x}, \hat{y}$  と取れば良い。ここで  $\hat{x}, \hat{y}$  はそれぞれ  $x, y$  方向の単位ベクトルである。

光渦の場合 ( $m \neq 0$ )、位相因子  $e^{im\phi}$  の存在と電磁場の一価性の要請により、伝播軸上に強度暗点が現れ、強度分布がドーナツ状になる。このトポロジカルな特異点の存在のため、光渦は topological beam や donut beam と呼ばれることもある。そして、動径指数  $p$  の値に応じて一般化 Laguerre 関数に生じる節構造のため、 $m \neq 0$  の時強度分布は  $(p+1)$  重のリング構造となる。また、光渦の場合、位相因子により電磁場が偏角依存性を持つため、特異点周りで  $2m$  回の符号反転が現れる。時間発展のもとで、ここに見られる偏角依存の非等方的な電磁場分布は軌道角運動量の符号に応じた方向に回転し、あとで述べるように様々な興味深い現象の誘起を可能にする。

光渦の強度構造と位相構造を有効に利用した応用例として、尾松らによる、レーザー加工への利用研究 [35, 36] が知られている。レーザー加工は、大出力のレーザーをターゲットに照射し、原子を蒸発させるプロセスである。尾松らは、光渦による金属のレーザー加工を実験的に調べ、光渦の軌道角運動量の符号に依存したカイラリティとピッチを持つナノスケールの針状構造 (カイラルナノニードル) の生成に成功している。これは、光渦のカイラルな等位相面と強度暗点の構造が、加工痕として物質に転写された結果と見ることができるとしている。

尾松らの実験は、原子の蒸発という破壊的な反応により光渦の空間プロファイルを物理系に転写するものであった。では、固体物質中のより低エネルギーの自由度を対象とし、非破壊的な形で光渦を利用することはできるだろうか。以下、固体電子物性への光渦利用の例として我々が提案した光渦による (カイラル) 磁性体制御を紹介する。

### III. カイラル磁性体とそのトポロジカル欠陥

この節ではまず、我々の研究において主要な対象となるカイラル磁性体とそのトポロジカル磁気欠陥について紹介する。MnSi に代表される空間反転対称性の破れた格子上の磁性体や、界面での反転対称性の破れの影響下にある薄膜磁性体においては、一般に局在磁気モーメント間に以下のような Dzyaloshinskii-Moriya (DM) 相互作用

$$H_{\text{DM}} = \sum_{\vec{r}, \vec{r}'} \vec{D}_{\vec{r}\vec{r}'} \cdot (\vec{m}_{\vec{r}} \times \vec{m}_{\vec{r}'}) \quad (6)$$

が働く。ここで  $\vec{m}_{\vec{r}}$  は格子点  $\vec{r}$  の局在磁気モーメントであり、Dzyaloshinskii-Moriya (DM) ベクトル  $\vec{D}_{\vec{r}\vec{r}'}$  の方向は系の対称性や結晶構造によって決定されている [37]。本稿では以後、磁気モーメントを  $|\vec{m}_{\vec{r}}| = 1$  と規格化する。DM 相互作用は、スピン構造にひねりを加える作用を持つことから、DM 相互作用を持つ磁性体はカイラル磁性体と呼ばれる。カイラル磁性体の磁気秩序相は、マルチフェロイクスとスキルミオンという 2 つの文脈で非常に興味深い物理系である。

マルチフェロイクスとは、その名の通り、複数種の強磁的秩序が共存・相関する系である。特に、強磁性 (ferromagnetics) と強誘電性 (ferroelectrics) が共存する系を指すことが多く、本稿でもその意味でこの用語を用いる [29–32]。強磁性の存在は時間反転対称性を、強誘電性は空間反転対称性を破ることから、マルチフェロイクスでは時間・空間反転対称性がともに破られている。さて、既に述べたよう

に、カイラル磁性体においては、結晶構造により空間反転対称性が破れており、さらに磁化の存在によって時間反転対称性も破れている。従って、カイラル磁性体の磁気秩序相は、マルチフェロイクスが出現する自然な舞台である<sup>5</sup>。マルチフェロイックな磁性体においては、電気分極が局在磁気モーメントと関連づいており、磁場により電気分極を、電場により磁化をそれぞれコントロールすることが可能である。

マルチフェロイクスと並び (また関係して)、興味深いのは、スキルミオン [38–40] に代表されるカイラル磁性体中の磁気欠陥である。具体的な模型として、正方格子上的カイラル強磁性体に外部磁場  $H^z$  を印加した以下の系を考えよう。

$$H_{\text{chi}} = -J \sum_{\langle \vec{r}\vec{r}' \rangle} \vec{m}_{\vec{r}} \cdot \vec{m}_{\vec{r}'} + \sum_{\langle \vec{r}\vec{r}' \rangle} \vec{D}_{\vec{r}\vec{r}'} \cdot (\vec{m}_{\vec{r}} \times \vec{m}_{\vec{r}'}) - H^z \sum_{\vec{r}} m_{\vec{r}}^z \quad (7)$$

$J (> 0)$  は最近接強磁性交換相互作用の結合定数である。最近接ボンドの DM ベクトルは  $\vec{D}_{\vec{r}\vec{r}'} = D\vec{e}_{\vec{r}\vec{r}'}$  とし、 $\vec{e}_{\vec{r}\vec{r}'}$  はサイト  $\vec{r}$  からサイト  $\vec{r}'$  の方向を向いた単位ベクトルである。この系の基底状態における磁気構造は、最近接の磁気モーメントの方向を揃えようとする強磁性的 Heisenberg 相互作用 (第一項)、隣接磁気モーメントの相対角を  $\pi/2$  にひねろうとする DM 相互作用 (第二項)、そして Zeeman 相互作用 (第三項) の 3 つの項の競合によって決まる<sup>6</sup>。外部磁場が十分大きい場合、基底状態はスピンの磁場方向に偏極した強磁的状態である。一方で、外部磁場がゼロの場合、強磁性相互作用と DM 相互作用の相対的な大きさによって決まる最適ピッチで磁気構造が空間的にねじれたヘリカル磁気秩序 (スパイラル秩序やらせん秩序とも呼ぶ) が実現する [Fig. 2 (a)]。興味深いのは、このようなヘリカル磁気秩序相と強磁的状態の中間の磁場領域である。

1 次元のカイラル磁性体の場合、中間磁場領域においてらせん磁気構造が部分的にほどけることでカイラルソリトン格子 [41–43] と呼ばれる磁気超格子状態が現れることが知られている [Fig. 2 (b)] が、2 次元の場合、カイラルソリトン格子の拡張として、スキルミオン [Fig. 2 (c)] と呼ばれる磁気点欠陥が規則的な三角格子を組んだスキルミオン格子状態 [Fig. 2 (a)] が実現する。カイラルソリトン格子において、各ソリトンは非零の巻き付き数によってトポロジカルに守られているが、スキルミオンも同様に、以下で定義されるスキルミオン数 (ポントリャーギン指数) によってトポロジカルな保護が働いている。

$$N_{\text{SK}} = \frac{1}{4\pi} \int \vec{m}_{\vec{r}} \cdot \left( \frac{\partial \vec{m}_{\vec{r}}}{\partial x} \times \frac{\partial \vec{m}_{\vec{r}}}{\partial y} \right) dx dy = \mathbb{Z} \quad (8)$$

ここで、 $(x, y)$  はカイラル磁性体が定義されている 2 次元格子の連続極限をとった際の 2 次元デカルト座標を表している。強磁性相の中にスキルミオンが単独で存在する状況は  $N_{\text{SK}} = \pm 1$  に対応する。すなわち、スキルミオン 1 個

<sup>5</sup> 但し、電気分極の存在のため、系が絶縁体である必要がある。

<sup>6</sup> 簡単のため、容易軸や容易面などの異方性は無視している。

がトポロジカル数  $N_{SK}$  の量子である。このトポロジカル量子数  $N_{SK}$  の値はスピンの空間構造の連続変形では変化しないため、一般に一度生成されたスキルミオンは高い安定性を持つ<sup>7</sup>。カイラル磁性体模型 (7) では、DM ベクトルと磁場の向きによって、どちらか一方の符号  $\text{sgn}(N_{SK})$  を持つスキルミオンがエネルギー的に安定化する。安定なスキルミオンのサイズは、おおよそ交換相互作用と DM 相互作用との比  $D/J$  で決定され、DM 相互作用が大きいほど小さなスキルミオンが安定化する。カイラル磁性体薄膜で実現する典型的なスキルミオンサイズは、数ナノメートルからマイクロメートル程度であることが知られている [40, 44]。式 (7) は非常に単純化された模型ではあるが、カイラル磁性体薄膜中のスキルミオンに関連した様々な現象を良く記述できることが知られている。

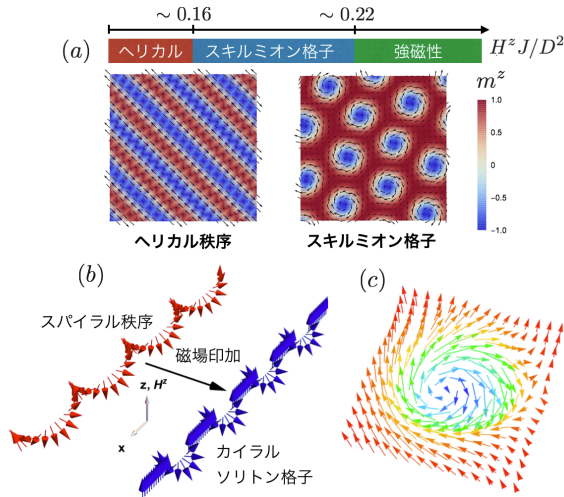


FIG. 2. (a): カイラル強磁性体模型 (7) の面直磁場 ( $H^2$ ) 中の基底状態相図と、ヘリカル秩序相とスキルミオン格子相の典型的なスピン構造の例。(b): 1次元カイラル磁性体におけるらせん秩序相とカイラルソリトン格子相のスピン構造。磁場印加により前者から後者への転移が起きる。(c): スキルミオンのスピン構造の例。(a) に示したヘリカル秩序状態からスキルミオン相への磁場印加による相転移は、(b) の相転移の2次元への拡張と言える。

スキルミオン格子相から強制強磁性状態への転移は、トポロジカル数の変化を伴う一次転移である。そのため、スキルミオンはスキルミオン格子相に加えて、強磁場下での強制強磁性状態においても磁気欠陥として存在しうる。同様に、強制強磁性状態から出発して磁場を弱めていくことで、スキルミオン格子相において、強磁性状態を準安定な状態として用意することも可能である。

スキルミオンは、トポロジカルな安定性と低電流でその運動を駆動できるという性質から、情報処理デバイスへの応用が模索されている。1980年代にも、0次元的な磁気欠陥を利用したメモリとして磁気バブルメモリが盛んに研究され一部は実用化された [45, 46]。しかし、磁気双極子相互作用によって安定化する磁気欠陥である磁気バブルは、

欠陥一つあたりの大きさが最小でも数マイクロメートルと大きく記録密度の向上が難しかったことや、電流駆動におけるピン留めの問題もあり、しだいにその研究は下火となっていった。スキルミオンは、磁気バブルに比べて非常に小さいサイズ (先述のように最小数ナノメートル) で存在しうる点や、不純物に対するピン留め効果が非常に弱いという特性から、21世紀の磁気バブルメモリにつながるものと考えられている。しかし、将来的なメモリへの応用を目指す上では、単一のスキルミオンを高い精度で生成・制御・消滅させる手法が必要である。スキルミオンが実験的に発見 [47, 48] されて以来、様々な手法が理論・実験両面から模索されてきた [49–53]。スピン流を使うもの、マルチフェロイックな結合を利用するもの、近接場による加熱を利用するものなど、その手法は多岐に渡るが、それらは基本的に、空間的に局在した摂動を系に加えるという共通の戦略にもとづいている。

さて、ここで光渦の特性を思い出していただきたい。光渦の空間プロファイルは (1) ドーナツ状の強度分布 (2) 偏角依存の非等方的電磁場分布 (とその回転) の2つによって特徴付けられていた。カイラル磁性体を“空間的に局在した摂動の情報”をスキルミオンという形で保持する物質”と見た時、それを光渦の特徴的な空間構造と組み合わせた時に何が可能になるかという点に興味が出てくる。以下、この点を具体的に探求していくことにしよう。

#### IV. 光渦による磁性体の制御

前節ではカイラル磁性体の簡単なレビューを行い、空間的に局在した摂動によってスキルミオンを生成するという特性と光渦の空間特性を組み合わせる戦略を提示した。光渦のドーナツ状の強度分布やカイラルな位相構造を考えると、通常のガウスビームでは不可能な形での磁性体制御が可能になりそうである。しかし、光渦の空間特性を磁性体制御へ利用するには一つ大きな課題がある。それは、磁性体と光の空間・時間スケールの乖離である。

磁性体中スピンの集団ダイナミクスの典型的な時間スケールはギガヘルツ ( $\text{GHz}=10^9\text{Hz}$ ) から THz の領域であり、この周波数帯の電磁波の波長は数百マイクロメートル以上となる。一般に電磁波の回折限界はその波長程度であり、光渦の空間構造のサイズをその波長よりも大幅に小さくすることは難しい。つまり、光渦に特有の光誘起現象における最小の空間スケールはその波長程度と考えられる。しかし、前節で述べた通り、カイラル磁性体中の典型的なスキルミオンのサイズは、数ナノから百ナノメートル、最も大きいものでもマイクロメートル程度である [44]。すなわち、THz や GHz という周波数を持った、磁性体とコヒーレントに結合する波長帯の光渦では、その空間構造を磁気欠陥生成に活用することは難しい。

この時空間スケールの乖離という問題に対して、以下では3つのアプローチを紹介しよう。まず最初のアプローチは、磁性体中の本質的に長波長な現象、例えばスピン波に目を向けることである。あとで見るように、光渦電場の空間構造を利用することで、渦状の波面を持つスピン波や多極子的に伝搬するスピン波を誘起することができる。

第二のアプローチは、プラズモニクスのような技術 [54] により光渦を回折限界以下に集光し、空間スケールの乖離を解消するというものである。プラズモニクスは、金属表

<sup>7</sup> スキルミオン数  $N_{SK}$  が量子化されるのは、厳密には連続系のみであり、格子系ではトポロジカルな保護は不完全にしか働かないが、スキルミオンが高い安定性を示すことは実験的にも確認されている。

面の局在プラズモンモード（近接場）を利用し、光を回折限界以下のスケールで制御する技術である。可視光領域では、単一分子の撮像や高分子構造解析などが可能な走査型近接場顕微鏡、赤外領域では探針増強ラマン散乱を用いた近接場ラマン顕微鏡が生細胞の非侵襲観測などに向けて開発されている。THz 領域でのプラズモニクスについても研究が進んでおり、ごく最近、京都大学の有川らにより THz 光渦のプラズモニクス集光が初めて実験的に実証された [55]。現時点では可能な集光限界サイズは波長の数分の一程度であるが、将来的には波長よりはるかに小さいスケールまでの強い集光の実現が期待されている。後に紹介するように、このような強く集光された THz 光渦を利用することで、光渦の角運動量依存でトポロジカルな磁気欠陥を生成することが可能になる。

第三のアプローチは、GHz や THz の光渦ではなく、可視光、紫外線、X 線などの高周波数帯光渦を用い、光とスピンのコヒーレントな結合ではなく、光照射による局所的な加熱によって磁性体を制御するというものである。加熱によるトポロジカル欠陥の生成については、円盤状に一樣で局所的な加熱を加える場合についての小椎八重らによる先行研究 [51] が存在し、単一スキルミオンの生成が可能であることが理論的に示されている。我々が期待するのは、彼らの結果を光渦で誘起される（多重）リング状の温度分布に拡張することで、光渦の空間プロファイルを反映した新たな磁気欠陥が生成できるのではないかと、ということである。実際、カイラル磁性体においてそのような種々のリング状のトポロジカル欠陥が存在しうるとは古くから理論的に指摘されている [56, 57]。特に最近、逆符号のトポロジカル数を持つ 2 つのスキルミオンの束縛状態である一重リングの磁気欠陥はスキルミオニウム (Fig. 3) と呼ばれ [58]、その電流誘起ダイナミクスなどに注目が集まっている。あとで見るように、光渦による加熱は、スキルミオニウムを含む多様なトポロジカル欠陥を安定的かつ系統的に生成する手段として利用できる可能性がある。

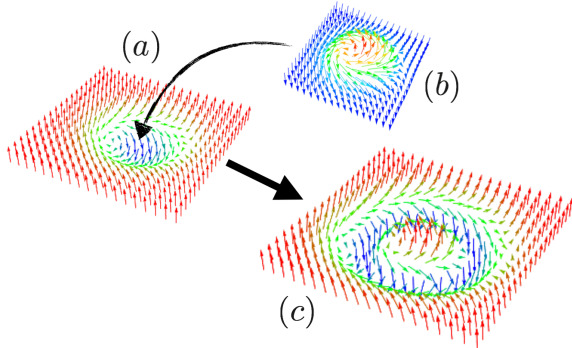


FIG. 3. (a):  $+z$  方向の強磁性状態中の磁気欠陥としてのスキルミオンのスピン構造 ( $N_{SK} = -1$ )。 (b):  $-z$  方向の強磁性状態中の磁気欠陥としてのスキルミオンのスピン構造 ( $N_{SK} = +1$ )。 (c): (a)、(b) の束縛状態としてのスキルミオニウムのスピン構造 ( $N_{SK} = 1 - 1 = 0$ )。

ここで、磁気バブルについて簡潔にコメントしておく。既に述べたように、磁気バブルは双極子相互作用によって安定化されるトポロジカル磁気欠陥であり、そのサイズはスキルミオンより格段に大きい。従って、(前述のようにスキルミオンの方が応用という面では有利ではあるが) 以

下の節で述べる強く集光された光渦によるスキルミオン生成過程と定性的に同様の現象は、より弱く集光された光渦を磁気バブル系に照射することでも実現できるのではないかと考えられる。

以後の節では、上記三種類の光渦による磁性体制御シナリオのそれぞれについて、我々の結果を紹介していこう。我々の全ての解析において、光渦照射下の磁性体のスピンダイナミクスを Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式 (次節で解説) の枠組みで取り扱う。

#### A. 磁気共鳴による長波長スピン波励起

スキルミオンは Heisenberg 型交換相互作用と DM 相互作用の比で決まる空間スケールを持っており、それが光渦の波長との乖離の原因となっていたが、波数  $\vec{k} = \vec{0}$  周りのスピン波は特定のスケールを持たない励起である。そのため、長波長スピン波 [59–61] に関連した現象の空間スケールは、外部からの系に印加される摂動のサイズで決定される。本節では、THz 帯の光渦によって誘起されるスピン波励起について調べる。特に光渦の周波数をスピン波励起エネルギーと等しくすると磁気共鳴 [62] が生じ、多くのマグノン（スピン波の量子）が効果的に励起される。以下では、この光渦による磁気共鳴に焦点を当てる。

簡単のため、DM 相互作用をゼロにとり、外部磁場  $H^z$  下の正方格子上の強磁性体模型

$$H = -J \sum_{\langle \vec{r}\vec{r}' \rangle} \vec{m}_{\vec{r}} \cdot \vec{m}_{\vec{r}'} - H^z \sum_{\vec{r}} m_{\vec{r}}^z - \sum_{\vec{r}} \vec{B}_{\vec{r}}(t) \cdot \vec{m}_{\vec{r}}. \quad (9)$$

を考える。最後の項が、式 (7) に付け加えた光渦磁場  $\vec{B}_{\vec{r}}(t)$  と磁気モーメントの Zeeman 結合である。  $t$  が時刻を表している。式 (9) には、格子定数以外の空間スケールは存在していない。以下、2次元磁性体が光渦磁場の焦点面に置かれていたとして、

$$\vec{B}_{\vec{r}}(t) = B_0 \vec{e}_p \frac{\left(\frac{\rho}{w}\right)^{|\mathbf{m}|} L_p^{|\mathbf{m}|} \left(\frac{2\rho^2}{w^2}\right) e^{-\frac{\rho^2}{w^2}} e^{im\phi - i\omega t - \frac{t^2}{\sigma^2}}}{\max_{\vec{r}} \left[ \left(\frac{\rho}{w}\right)^{|\mathbf{m}|} L_p^{|\mathbf{m}|} \left(\frac{2\rho^2}{w^2}\right) e^{-\frac{\rho^2}{w^2}} \right]}. \quad (10)$$

ととる。ここで、焦点面内における光渦磁場のピーク値を  $B_0$  と置き、 $\sigma$  で決まる幅を持ったパルス型の時間依存性を仮定した。

初期状態において磁場の方向 ( $+z$ ) にスピンは整列しているとし、古典スピン近似のもとで光渦照射下での磁気モーメント  $\vec{m}_{\vec{r}}$  の時間発展を Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式により計算する [40]。LLG 方程式は磁気秩序相のスピンダイナミクスを良く記述できることが広く知られている。散逸を記述する現象論的な Gilbert damping 定数  $\alpha$  を用いると、LLG 方程式は以下の形で与えられる。

$$\frac{d\vec{M}_{\vec{r}}}{dt} = -\gamma \vec{M}_{\vec{r}} \times \left( -\frac{\partial H}{\partial \vec{M}_{\vec{r}}} \right) + \alpha \frac{\vec{M}_{\vec{r}}}{|\vec{M}_{\vec{r}}|} \times \frac{d\vec{M}_{\vec{r}}}{dt}, \quad (11)$$

ここで、 $\vec{M}_{\vec{r}} = \hbar \gamma \vec{m}_{\vec{r}}$  であり、 $\gamma$  は g 因子  $g$  とボーア磁子  $\mu_B$  で定義される磁気回転比  $\gamma = g \mu_B / \hbar$  である。LLG 方程

式のもとで、磁気モーメント  $\vec{M}_r$  は有効磁場  $\left(-\frac{\partial H}{\partial \vec{M}_r}\right)$  の周りに歳差運動し、同時に第二項の散逸項の影響により、無次元定数  $\alpha$  で決まるレートで有効磁場の方向へダンピングしていく。

簡単のため動径指数  $p$  はゼロに固定すると、周波数  $\omega$ 、パルス幅  $\sigma$ 、ビーム径  $w$ 、軌道角運動量  $m$  がビームパラメータとなる。以下では  $\omega$  を  $J$  の、時刻  $t$  と  $\sigma$  を  $\hbar/J$  の単位で測ることにする。模型 (9) を THz 光渦の空間スケールの大きさをシミュレートすることは困難であるが、先述の通り、現在の模型においてはスピン波生成はスケールフリーな現象であるため、ビーム径の大きさは (格子定数  $a$  より十分大きい限りにおいて) 本質的に影響しない。したがって、人工的に小さいビーム径  $w = 7.5a$  ( $a$  は格子定数) を考えて計算すれば定性的には十分である。以下の計算結果が実際にスケールフリーであり、異なるビーム径  $w$  に対して定性的に同じ結果が得られることは、LLG 方程式に基づく数値解析により確かめることができる [25]。

Figure 4は、 $+z$  方向の一樣強磁性状態へ、スピン波共鳴周波数の直線偏光  $\vec{e}_p = \hat{x}$  光渦磁場パルスを照射した場合の、励起されたスピン波伝播の空間パターンを  $m^x$  成分によって図示したものである。非ゼロの軌道角運動量  $m$  の値に応じ、異なる構造を持った渦巻き状に伝播するスピン波が現れている。軌道角運動量の符号を反転させることで、スピンの渦波面の回転方向を逆転させることもできる<sup>8</sup>。また、図中 (e) に示したとおり、入射光の軌道角運動量が非零の場合に限り、その符号に応じたスカラスピンカイラリティ  $\chi_s$  が生じていることが確かめられる。ここで、局所的なスカラスピンカイラリティは、3つの隣接サイト  $\vec{r}_{1,2,3}$  の磁気モーメントのスカラー 3重積  $\vec{m}_{\vec{r}_1} \cdot (\vec{m}_{\vec{r}_2} \times \vec{m}_{\vec{r}_3})$  で定義され、 $\chi_s$  はこれの全系に渡る総和である。金属磁性体では、スカラスピンカイラリティ  $\chi_s$  を持つ磁気構造中で DC 電流を流すと、カイラリティ  $\chi_s$  に由来するホール効果が生じることが知られている [63, 64]。従って、図 4(e) の結果は、金属磁性体において、原理的には、光渦誘起ホール効果が起こり得ることを期待させる<sup>9</sup>。

詳細は省略するが、非共鳴の高周波帯 ( $\omega \geq J, H^z$ ) 直線偏光光渦を強磁性体模型に照射する場合は、共鳴時に比べて励起されるスピン波の振幅は非常に弱いものの、光渦の軌道角運動量  $\hbar m$  の値を反映して照射点を中心とした多極子的なスピン波伝播が誘起されることも示される [25]。

さて、THz 光渦と磁性体の Zeeman 相互作用を介して、多極子または渦状に伝搬するスピン波が励起されることが分かった。最近の実験研究により、スピン波面の時間・空間分解での観測が実現している [65, 66]。従って、上記の光渦特有のスピン波励起を観測することは十分可能であろう。本稿で取り上げた単純な強磁性体以外への適用も興味深い。電磁場とスピン波は、ともに波動方程式で記述されるものであるという点で共通する一方、操作性という点では大きく異なっている。多彩な光学およびエレクトロニクス技術により、現在我々は電磁場の時間・空間プロファイルを高いレベルで制御することができるが、スピン波の操作性は乏しい。上記の解析は、光渦のように非自明な空間

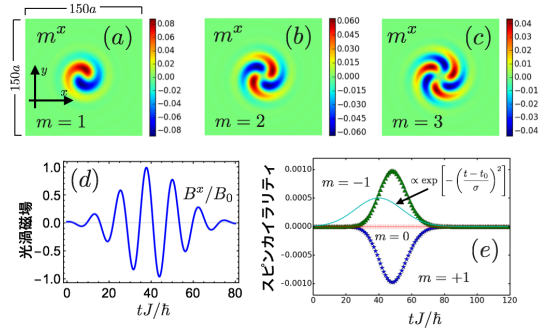


FIG. 4. (a)-(c): スピン波共鳴周波数の直線偏光光渦の強磁性状態への照射で誘起される渦状スピン波のスナップショット。図中のカラーが光渦で発生する横磁化  $m^x$  の大きさを表している。周波数  $\omega/J = H^z/J = 0.3$ 、面内ピーク磁場値  $B_0/J = 0.05$  のパルス光渦磁場を照射している。系の大きさは  $150 \times 150$  サイトで、周期境界条件を課している。Fig. 5, 6 でも同じサイズの解析結果を載せている。(d): (a)-(c) の磁気共鳴を引き起こす光渦パルスの時間プロファイル。(e): 軌道角運動量量子数  $m = 0, \pm 1$  の光渦レーザー照射下でのスピンカイラリティの時間発展。水色のガウス関数は照射する光渦パルスの磁場振幅のプロファイルである。

プロファイルを持ったレーザー光の利用が、スピン波の高度な制御を達成する有効な手段になり得ることを示唆している。

## B. 軌道角運動量の“転写”

続いて、将来的に高倍率の THz 光渦のプラズモニクス集光 [54] が可能になったとして、どのようなカイラル磁性体の高速制御が可能になるかについて考えよう。光渦と磁気モーメントの間の Zeeman 結合を取り入れた以下のモデルを用いる:

$$H = H_{\text{chi}} - \sum_{\vec{r}} \vec{B}_r(t) \cdot \vec{m}_{\vec{r}}. \quad (12)$$

ここで、 $H_{\text{chi}}$  は式 (7) で与えたカイラル磁性体のハミルトニアンである。以下では、先に述べた強磁性状態の準安定性を利用し、スキルミオン格子相に相当するパラメータ  $D/J = 0.15, H^z/J = 0.015$  を採用し、初期状態を  $+z$  方向の準安定強磁性状態に取る。すなわち、光渦により磁気欠陥が発生し易い環境を用意する。この状況において、 $\omega = 0.075J$  の左円偏光  $\vec{e}_p = \hat{x} + i\hat{y}$  の高強度パルス光渦磁場を照射し、トポロジカル欠陥の生成を試みる。前節の強磁性体の場合と異なり、カイラル磁性体は、DM 相互作用から決定されるらせん構造の向き (時計回りまたは反時計回り) を持つ。一方、光渦も軌道角運動量という向きの自由度を有する。従って、光渦をカイラル磁性体に照射する際、両者の“向き”の自由度の競合・協奏が起こり、軌道角運動量の値  $\hbar m$  について非対称なスピンダイナミクスの発生が期待される。

Figure 5は、光渦による磁気欠陥の生成プロセスの軌道角運動量依存性を示したものである。ここで、光渦磁場の時間プロファイルは図中に示したハーフサイクルのものを採用している。生成される磁気欠陥はレーザーの軌道角

<sup>8</sup> 電気磁気結合 [30] を持つマルチフェロイックな磁性体を対象とする場合、光渦電場との結合から同様の結果が得られる [25]。

<sup>9</sup> ただし、1 発の THz 光渦パルスで生じる  $\chi_s$  は小さすぎる為、光渦誘起ホール電流・電圧を直接観測するには工夫が必要であろう。

運動量  $\hbar m$  に依存しており、終状態のスキルミオン総数は  $\text{sgn}(m)(m+1)$  で与えられる ( $m = -1$  のときのみスキルミオンではなくリング状のスキルミオニウムが1つ生成される)。図5の時間発展の中で円形状生成物1つ1つがスキルミオン1個に対応する。この  $m$  の符号に対する非対称なスキルミオン生成数は、まさに、光渦とカイラル磁性体の競合・協奏の産物と言える。先に述べた通り、光渦は軌道角運動量に依存して異なる面内の電磁場パターンを持ち、時間発展に伴いその面内パターンが変化するという性質を持っている。前節のスピンの波励起と同様、このような面内磁場の空間パターンとその時間変化がスピン系に軌道角運動量に依存したひねりを加えることで、こうした磁気欠陥生成が引き起こされている。

詳細は文献に譲る [25] が、スピン波の場合と同様、電気磁気結合を持つカイラル磁性体では、光渦電場を用いてトポロジカル欠陥を生成することも可能である。この図5のトポロジカル磁気欠陥生成プロセスは、まさに、光渦の軌道角運動量の情報がカイラル磁性体の磁気欠陥という形で物質系に転写される現象と言える。また、同時に複数個のスキルミオンを生成することも光渦の特性である。さらに、このスキルミオン生成過程は既存の電流などを利用して生成過程 [67] に比べて高速である。

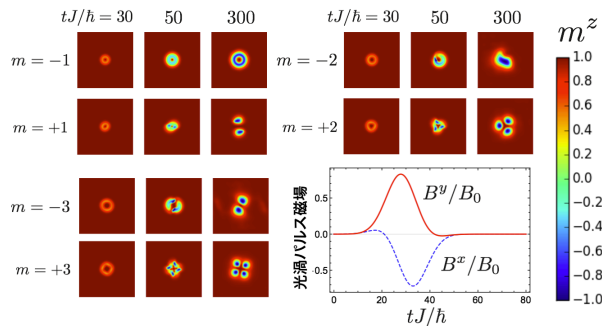


FIG. 5. 光渦磁場 ( $\omega/J = 0.075$ ,  $B_0/J = 0.15$ ) ハーフサイクルパルスをカイラル磁性体 ( $D/J = 0.15$ ,  $H^z/J = 0.015$ ) の準安定強磁性状態に照射した際のトポロジカル欠陥生成プロセスとその軌道角運動量  $\hbar m$  依存性。仮定した左巻き ( $\vec{e}_p = \hat{x} + i\hat{y}$ ) 入射パルス磁場の時間プロファイルを図中右下に示した。図中で青色で示された領域はスピンの初期状態に対し反転しており、磁気欠陥をなしている。実際の磁性体では、時刻  $tJ/\hbar = 1$  が  $0.1\text{-}1$  ピコ秒程度に相当する。計算では、Gilbert damping 定数を  $\alpha = 0.1$  としている。

### C. 熱効果による系統的トポロジカル欠陥生成

さて、前節のカイラル磁性体の非熱的超高速制御は魅力的ではあるが、多くの実験研究室ですぐに実現するには乗り越えるべき技術的課題が大きい。(実現こそしてはいるものの)THz 光渦のプラズモニクス集光技術は発展途上であり、最大サイズのマイクロメートル程度のスキルミオンを有する系を用いても、効果的にスキルミオンを生成するには集光倍率をもう一桁から二桁上げる必要がある。そのため、軌道角運動量依存の光応答の実証という目的であれば、スキルミオンよりもはるかに大きい磁気パルスを対象とする方が良さだろう [45]。前節で見たとおり、光渦自身

が持つ“カイラリティ”は、それが生成する磁気欠陥のトポロジカル数に影響する。磁気パルス系においては一般にトポロジカル数が異なる磁気欠陥のエネルギーが縮退しており、それらの選択的生成は難しいが、光渦を用いることによりそれらを作り分けることが可能かもしれない。

とは言え、既に述べている通り、メモリなどへの利用などを旨とする立場からは、磁気パルスよりスキルミオンが有利であり、対象が数ナノから数十ナノメートルと微小であることが本質的に重要である。本節では、磁性体ダイナミクスの時間スケールに比べて非常に高周波数(可視光からX線)の光渦によってカイラル磁性体を加熱し、その熱を通じて間接的に磁性体を制御する方法を探る。高周波数の光渦は比較的容易にスキルミオンサイズに匹敵する大きさまで集光できるため、以下で提案する方法は現在の光学技術で十分実現可能と思われる。前提となるのは、レーザーで励起された磁性体における、電子、フォノン、スピン系の時間スケールの乖離である [68–70]。

磁性体をレーザーで瞬間的に励起した場合、まず高エネルギーの光子が電子によって吸収される。電子系の緩和時間は非常に短いため、数10フェムト秒後には電子系はある電子温度を持った局所平衡状態に達する。その後、エネルギーは次第にフォノン系へと緩和し、数100フェムト秒からピコ秒後にはフォノン系が局所平衡となり、電子・フォノン系はある温度  $T(\vec{r})$  をもった局所平衡状態にあると見なすことができる。磁性体のダイナミクスの時間スケールは数ピコから数ナノ秒と遅いため、強力な高周波レーザー下の磁性体の時間発展は、電子・フォノン系を熱浴と見た場合の有限温度スピン系の時間発展として解析することができる [69]。以下では、光渦照射により磁性体の各点各点において光渦の電場エネルギーに比例した温度が生成されたと仮定し、すなわち  $T(\vec{r}) \propto |u(\rho, \phi, 0)|^2$  と仮定して、有限温度スピン系の数値計算により磁気欠陥の生成過程を調べる。この加熱効果によるスピンダイナミクスでは、光渦の時間平均化されたリング状の電場エネルギー分布 [FIG.1 (a)] のみが本質的であるため、軌道角運動量の値自体は重要ではないことに注意したい。

磁気秩序相のダイナミクスをLLG方程式に基づく古典スピン描像の枠組みで解析する限り、LLG方程式(11)を有限温度下のそれに拡張する方法はすでに確立している。すなわち、LLG方程式に確率的擾乱を加えた以下の stochastic LLG (sLLG) 方程式を用いることで、有限温度におけるスピンダイナミクスを記述することが可能である：

$$\frac{d\vec{M}_{\vec{r}}}{dt} = -\gamma \vec{M}_{\vec{r}} \times \left( -\frac{\partial H}{\partial \vec{M}_{\vec{r}}} + \vec{h}_{T(\vec{r}, t)} \right) + \alpha \frac{\vec{M}_{\vec{r}}}{|\vec{M}_{\vec{r}}|} \times \frac{d\vec{M}_{\vec{r}}}{dt}. \quad (13)$$

ここで、有効磁場部分に新たに付け加わったランダムなベクトル場  $\vec{h}_{T(\vec{r}, t)}$  は、時刻  $t$ 、位置  $\vec{r}$  での熱揺らぎを記述する白色ノイズであり、以下の関係式を満たす。

$$\left\langle h_{T(\vec{r}, t)}^i h_{T(\vec{r}', t')}^j \right\rangle = \sigma_h(\vec{r}, t) \delta_{ij} \delta(t - t') \delta_{\vec{r}, \vec{r}'} \quad (14)$$

ランダム場の揺らぎ  $\sigma_h(\vec{r}, t)$  は局所温度  $T(\vec{r}, t)$  と対応付けられている：

$$\sigma_h(\vec{r}, t) = 2k_B T(\vec{r}, t) \alpha / (\gamma^2 \hbar). \quad (15)$$

式 (13) を線形化すれば、標準的な確率微分方程式に対する数値求解手法を用いて磁化ダイナミクスを調べることができる [71]。以下では、確率微分方程式に対して拡張された Heun 法を用いて計算を行うことにする。また前節と同様に、光照射前の初期状態として、スキルミオン格子相における準安定強磁性状態を採用する。このような準安定状態は外部摂動に対してスキルミオンを作りやすい状態にあるため、加熱によって加えられるランダムな擾乱を核とした欠陥生成が起こりやすい。

Figure 6 に、 $p = 0, 1$  (それぞれ一重、二重リング) の光渦 ( $m = 5$ ) に相当する温度分布を印加した際の典型的な時間発展を示す。温度の時間発展は後で示すようなアニール型のものを採用している。

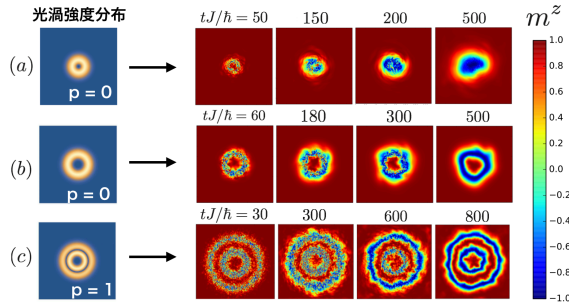


FIG. 6. (a): ビーム径が小さい単一リング ( $p = 0$ ) 光渦を用いた加熱による磁気欠陥生成。ガウスビームの場合 [51] と同じようにスキルミオンが生成される。(b): スキルミオンサイズと同程度の適切なビーム径の単一リング ( $p = 0$ ) 光渦による加熱。リング状のスキルミオンが生成される。(c): 2重リング ( $p = 1$ ) 光渦による加熱。2重リング状の磁気欠陥 ( $4\pi$ -vortex [56, 57]) が生成される。(a)-(c) のいずれの場合も、初期状態はスキルミオン格子相領域における準安定な強磁性状態であり、外部摂動に対してスキルミオンの磁気欠陥を生成し易い状態を用意している。計算において Gilbert damping 定数  $\alpha = 0.1$  に固定している。実際の磁性体では、時刻  $tJ/h = 1$  が 0.1-1 ピコ秒程度に相当する。

まず、光渦のビーム径が小さい場合、ガウスビームによる加熱と質的に同等となり、単一のスキルミオンが生成される [FIG.6 (a)]。これは小椎八重らの先行研究 [51] と整合している。一方で、磁気欠陥の安定なサイズと光渦のビーム径が整合している場合、ビームの構造がそのまま磁気欠陥の形状に転写されていることが確認できる [FIG.6 (b)(c)]。強度分布に見られるリングの数を決定する動径指数  $p$  の値に応じ、リング数の異なる磁気欠陥が生成されていることが分かる。これらの磁気欠陥は一度形成されてしまえば準安定に存在しうることが知られている [56, 57] ため、(光渦) レーザーによる加熱は、スキルミオンを含む多様な準安定磁気欠陥の生成を系統的に行う手段になりうる。

但し、光渦が実際に欠陥生成の手法として利用可能かどうかは、その信頼性・安定性に依存する。光渦の加熱効果による磁気欠陥生成法は熱的ランダムネスによって生じる欠陥の核を要としており、欠陥生成の成否は理論的にさえ非決定的であり、数値的な検証が必要である。

Figure 7 は、 $p = 0, m = 5$  の一重リング光渦による加熱において、一重リング欠陥、すなわちスキルミオニウム

が生成される確率を、ビームにより誘起された初期温度の面内ピーク値  $T_0$  とビーム径  $w$  を変えながら調べたものである。各パラメータの組み合わせに対してそれぞれ 20 回の数値実験を行い、スキルミオニウムが生成された確率を算出している。図から分かるように、スキルミオンサイズと同程度の適正なビーム径のもとで交換相互作用  $J$  と同程度に十分な加熱が達成されれば、非常に高い確率でスキルミオニウムが生成される。

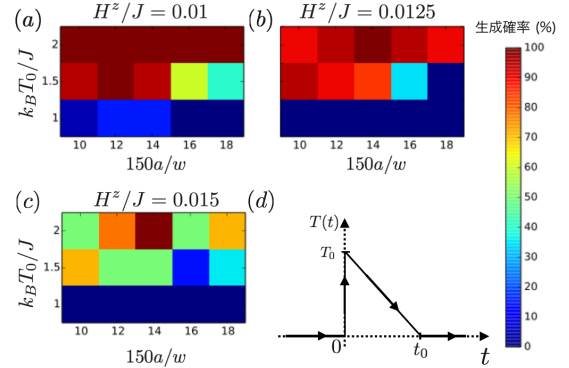


FIG. 7. (a)-(c): 外部磁場  $H^2/J = 0.01, 0.0125, 0.015$  を印加したカイラル磁性体模型 ( $D/J = 0.15$ ) の準安定強磁性状態を初期状態として選び、単一リング光渦の加熱による 20 回の時間発展を実施した際のスキルミオニウムの生成確率。(a)-(c) の全ての場合で基底状態はスキルミオン格子相である。このパラメータ設定において、基底状態のスキルミオンサイズは  $10a$  程度である。(d): Fig. 6 及びパネル (a)-(c) のスピンドダイナミクスにおいて想定したピーク温度の時間発展。  $t = 0$  で瞬間的に加熱され、徐々に冷却されていくというアニール型の時間発展を仮定した。計算において、 $t_0 J/h = 500$ 、 $\alpha = 0.1$  と固定している。

既に述べた通り、光渦は spiral phase plate やホログラム、放射光などの利用により幅広い周波数帯で発生可能であり、実験的にも赤外、可視、真空紫外 (EUV)、X 線と、スキルミオンの典型的大きさをカバーする全領域で実現されている。光渦による加熱は、磁気欠陥の生成手法として非常にシンプルであり、ビームパラメータの変更により多重リング状の多様な磁気欠陥を系統的に生成できるという点で、磁性体ナノディスクへのスピン流注入といった手法に比べて利点がある。また、ターゲットとなるカイラル磁性体の金属性を仮定しないため、絶縁性のカイラル磁性体についても適用できるのも特徴である。さらに、本稿ではカイラル強磁性体の場合を考えたが、同様のリング状欠陥の生成はカイラル“反”強磁性体においても可能であり、同様に高い信頼性を持った系統的な欠陥生成手法となりうる (詳細は文献を参照されたい [24]) ことも特筆すべき性質である。

本節で議論したレーザー加熱によるスキルミオン様欠陥の生成には、レーザー強度の空間構造のみが本質的であった。光渦を用いることの利点は、レーザーのパラメータの調整により多重リング状の強度分布が系統的に生成できることであるが、最も単純な単一リングの強度分布を用いた欠陥生成に限れば、別の光学的セットアップでも実現可能であろう。例えば、異なる集光強度のレンズを組み合わせ、逆位相のレーザーを重ねることで強度暗点を発生させることによりスキルミオニウムを生成できる可能性が考え



られる。

## V. まとめと展望

本稿では、固体電子物性系への光渦の応用例として、光渦による(カイラル)磁性体の超高速制御方法を取り上げ、これに関わる我々の理論的結果 [24, 25] を解説した。ここまでで明らかな通り、光渦の利用において課題となるのは、光と物質の間の時間・空間スケールの乖離またはマッチングを、いかに回避・利用するかであろう。その意味で、プラズモニクスによる回折限界を超えた光渦の集光が持つポテンシャルは非常に高く、今後の技術発展への期待は大きい。また、可視光領域のレーザー技術の進歩により、現在では光の時間・空間構造を高い自由度で制御することが可能になってきている。エネルギースケールが大きく、光と物質のスケールの乖離が小さい電子系を対象とすることにより、こうした高度に制御された光を用いた物質制御の可能性も拓かれるだろう。

何度も強調してきたように、光渦の特徴はその空間構造にある。光学分野では、光渦を含めて多彩な空間構造を持つ光源の応用が活発に提案・実現している。しかし、これらの新しい光源の固体電子系や量子物性分野への応用はまだ未開拓である。本稿で解説した我々の結果は、これ

らの新光源が、固体物理学の文脈で大きなポテンシャルを秘めていることを示唆している。実際、我々は、最近、光渦と関連の深いベクトルビーム [19, 72] を利用したフェルミ面の新しい測定方法を提案している [73]。また、空間変調した円偏光レーザーによるスパイラル秩序やスピン流の生成方法も提案されている [74]。さらに、既に触れているように、空間的に局在したレーザー光を磁性体に照射し、照射スポットから伝搬するスピン波励起がすでに観測されている [65, 66]。

レーザーを含む光と磁性の間の相関に関わる研究(磁気光学)は長い歴史を持つ [9] が、第一節でも触れたように、近年スピントロニクスの観点から、レーザーを含む電磁波によるスピンの制御方法が改めて活発に議論されている。従って、光渦をはじめとする空間構造を持つ光による高速磁性制御の研究が、スピントロニクス研究の新しい潮流になることを期待する。

## VI. 謝辞

本研究は、科学研究費補助金 (No. 16J04752, No. 17K05513, and No. 15H02117)、新学術領域研究「ナノスピントロニクス」(No.17H05174) 及び博士課程教育リーディングプログラム (ALPS) の援助を受けて行われました。

- 
- [1] 例えば霜田光一, レーザー物理入門 (岩波書店, 1983).
- [2] 腰原伸也, 光誘起構造相転移: 光が拓く新たな物質科学 (基本法則から読み解く物理学最前線) (共立出版, 2016).
- [3] 岩井伸一郎, 多電子系の超高速光誘起相転移 光で見る・操る・強相関電子系の世界 (基本法則から読み解く物理学最前線 12) (共立出版, 2016).
- [4] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
- [5] S. S. Dhillon, M. S. Vitiello, E. H. Linfield, A. G. Davies, M. C. Hoffmann, J. Booske, C. Paoloni, M. Gensch, P. Weightman, G. P. Williams, E. Castro-Camus, D. R. S. Cumming, F. Simoens, I. Escorcia-Carranza, J. Grant, S. Lucyszyn, M. Kuwata-Gonokami, K. Konishi, M. Koch, C. A. Schmuttenmaer, T. L. Cocker, R. Huber, A. G. Markelz, Z. D. Taylor, V. P. Wallace, J. A. Zeitler, J. Sibik, T. M. Korter, B. Ellison, S. Rea, P. Goldsmith, K. B. Cooper, R. Appleby, D. Pardo, P. G. Huggard, V. Krozer, H. Shams, M. Fice, C. Renaud, A. Seeds, A. Stöhr, M. Naftaly, N. Ridler, R. Clarke, J. E. Cunningham, and M. B. Johnston, *Journal of Physics D: Applied Physics* **50**, 043001 (2017).
- [6] Y. Mukai, H. Hirori, T. Yamamoto, H. Kageyama, and K. Tanaka, *New J. Phys.* **18**, 013045 (2016).
- [7] R. Matsunaga, Y. I. Hamada, K. Makise, Y. Uzawa, H. Terai, Z. Wang, and R. Shimano, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 057002 (2013).
- [8] R. Matsunaga, N. Tsuji, H. Fujita, A. Sugioka, K. Makise, Y. Uzawa, H. Terai, Z. Wang, H. Aoki, and R. Shimano, *Science* (2014), 10.1126/science.1254697.
- [9] 佐藤勝昭, 光と磁気 (改訂版) (朝倉書店, 2001).
- [10] 佐藤琢哉, *応用物理学会誌* **85**, 14 (2016).
- [11] T. Mikami, S. Kitamura, K. Yasuda, N. Tsuji, T. Oka, and H. Aoki, *Phys. Rev. B* **93**, 144307 (2016).
- [12] A. Eckardt, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 011004 (2017).
- [13] 佐藤正寛, 高吉慎太郎, and 岡隆史, *日本物理学会誌* **72**, 783 (2017).
- [14] K. Krieger, J. K. Dewhurst, P. Elliott, S. Sharma, and E. K. U. Gross, *J. Chem. Theory Comput.* **11**, 4870 (2015).
- [15] T. Oka and H. Aoki, *Phys. Rev. B* **79**, 081406 (2009).
- [16] N. Y. Yao, A. C. Potter, I.-D. Potirniche, and A. Vishwanath, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 030401 (2017).
- [17] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, *Phys. Rev. A* **45**, 8185 (1992).
- [18] D. L. Andrews and M. Babiker, eds., *The Angular Momentum of Light* (Cambridge University Press, 2012) cambridge Books Online.
- [19] 戸田泰則, *物性研究・電子版* **4** (2015).
- [20] S. W. Hell and J. Wichmann, *Opt. Lett.* **19**, 780 (1994).
- [21] J. Hamazaki, R. Morita, K. Chujo, Y. Kobayashi, S. Tanda, and T. Otmatsu, *Opt. Express* **18**, 2144 (2010).
- [22] A. Osada, A. Gloppe, Y. Nakamura, and K. Usami, arXiv: 1711.09321 (2017).
- [23] A. Osada, A. Gloppe, R. Hisatomi, A. Noguchi, R. Yamazaki, M. Nomura, Y. Nakamura, and K. Usami, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 133602 (2018).
- [24] H. Fujita and M. Sato, *Phys. Rev. B* **95**, 054421 (2017).
- [25] H. Fujita and M. Sato, *Phys. Rev. B* **96**, 060407 (2017).
- [26] 江藤幹雄, 大. 顕, 大谷義近, 齋藤英治, and 村上修一, eds., *スピントロニクスの新展開 (固体物理特集号, No. 11) (アグネ技術センター, 2015)*.
- [27] S. Maekawa, S. O. Valenzuela, E. Saitoh, and T. Kimura, eds., *Spin Current* (Oxford University Press, 2012).
- [28] 齋藤英治 and 村上修一, *スピン流とトポロジカル絶縁体* (共立出版, 2014).

- [29] 有馬孝尚, マルチフェロイクス 物質中の電磁気学の最新展開 (基本法則から読み解く物理学最前線 2) (共立出版, 2014).
- [30] Y. Tokura, S. Seki, and N. Nagaosa, Rep. Prog. Phys. **77**, 076501 (2014).
- [31] T. Kimura, T. Goto, H. Shintani, K. Ishizaka, T. Arima, and Y. Tokura, Nature **426**, 55 EP (2003).
- [32] H. Katsura, N. Nagaosa, and A. V. Balatsky, Phys. Rev. Lett. **95**, 057205 (2005).
- [33] L. Paterson, M. P. MacDonald, J. Arlt, W. Sibbett, P. E. Bryant, and K. Dholakia, Science **292**, 912 (2001).
- [34] K. Shigematsu, K. Yamane, R. Morita, and Y. Toda, Phys. Rev. B **93**, 045205 (2016).
- [35] K. Toyoda, K. Miyamoto, N. Aoki, R. Morita, and T. Omatsu, Nano Lett. **12**, 3645 (2012).
- [36] F. Takahashi, K. Toyoda, S. Takizawa, K. Miyamoto, R. Morita, and T. Omatsu, in *CLEO: 2013* (Optical Society of America, 2013) p. CM3H.6.
- [37] 芳田奎, 磁性 (岩波書店, 1991).
- [38] 望月維人 and 永長直人, 固体物理 **49**, 125 (2014).
- [39] A. Fert, V. Cros, and J. Sampaio, Nat. Nanotechnol. **8**, 152 (2013).
- [40] S. Seki and M. Mochizuki, *Skyrmions in Magnetic Materials* (Springer, 2016).
- [41] Y. Togawa, T. Koyama, K. Takayanagi, S. Mori, Y. Kousaka, J. Akimitsu, S. Nishihara, K. Inoue, A. S. Ovchinnikov, and J. Kishine, Phys. Rev. Lett. **108**, 107202 (2012).
- [42] 岸根順一郎, 固体物理 **53**, 1 (2018).
- [43] 岸根順一郎, 固体物理 **53**, 47 (2018).
- [44] K. Shibata, X. Z. Yu, T. Hara, D. Morikawa, N. Kanazawa, K. Kimoto, S. Ishiwata, Y. Matsui, and Y. Tokura, Nat. Nanotechnol. **8**, 723 (2013).
- [45] M. Kryder, *IEEE Transactions on Magnetics*, IEEE Transactions on Magnetics **15**, 1009 (1979).
- [46] <http://museum.ipsj.or.jp/heritage/BUBCOM80.html>, “磁気パブルメモリ製品群および BUBCOM80-コンピュータ博物館.”
- [47] S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Böni, Science **323**, 915 (2009).
- [48] X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, and Y. Tokura, Nature **465**, 901 (2010).
- [49] Y. Tchoe and J. H. Han, Phys. Rev. B **85**, 174416 (2012).
- [50] Y. Zhou and M. Ezawa, Nat. Commun. **5**, 4652 (2014).
- [51] W. Koshibae and N. Nagaosa, Nat. Commun. **5**, 5148 (2014).
- [52] M. Mochizuki, Advanced Electronic Materials **2** (2016), 1500180.
- [53] H. Y. Yuan and X. R. Wang, Sci. Rep. **6**, 22638 (2016).
- [54] R. W. Heeres and V. Zwiller, Nano Lett. **14**, 4598 (2014).
- [55] T. Arikawa, S. Morimoto, and K. Tanaka, Opt. Express **25**, 13728 (2017).
- [56] A. Bogdanov and A. Hubert, J. Magn. Magn. Mater. **138**, 255 (1994).
- [57] A. Bogdanov and A. Hubert, J. Magn. Magn. Mater. **195**, 182 (1999).
- [58] M. Finazzi, M. Savoini, A. R. Khorsand, A. Tsukamoto, A. Itoh, L. Duò, A. Kirilyuk, T. Rasing, and M. Ezawa, Phys. Rev. Lett. **110**, 177205 (2013).
- [59] G. A. Gurevich and A. G. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves* (CRC Press, 1996).
- [60] D. D. Stancil and A. Prabhakar, *Spin Waves* (Springer US, 2009).
- [61] 小口武彦, 磁性体の統計理論 (裳華房, 1970).
- [62] 山内淳, 磁気共鳴-ESR: 電子スピンの分光学 (サイエンス社, 2006).
- [63] K. Ohgushi, S. Murakami, and N. Nagaosa, Phys. Rev. B **62**, R6065 (2000).
- [64] Y. Taguchi, Y. Oohara, H. Yoshizawa, N. Nagaosa, and Y. Tokura, Science **291**, 2573 (2001).
- [65] T. Satoh, Y. Terui, R. Moriya, B. A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, and K. Kuroda, Nat. Photon. **6**, 662 (2012).
- [66] Y. Hashimoto, S. Daimon, R. Iguchi, Y. Oikawa, K. Shen, K. Sato, D. Bossini, Y. Tabuchi, T. Satoh, B. Hillebrands, G. E. W. Bauer, T. H. Johansen, A. Kirilyuk, T. Rasing, and E. Saitoh, Nat. Commun. **8**, 15859 (2017).
- [67] X. Zhang, J. Xia, Y. Zhou, D. Wang, X. Liu, W. Zhao, and M. Ezawa, Phys. Rev. B **94**, 094420 (2016).
- [68] R. Meservey and P. M. Tedrow, Phys. Rev. Lett. **41**, 805 (1978).
- [69] A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and T. Rasing, Rev. Mod. Phys. **82**, 2731 (2010).
- [70] K. Lenz, H. Wende, W. Kuch, K. Baberschke, K. Nagy, and A. Jánossy, Phys. Rev. B **73**, 144424 (2006).
- [71] 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).
- [72] Q. Zhan, Adv. Opt. Photon. **1**, 1 (2009).
- [73] H. Fujita and M. Sato, arXiv:1805.11831 (2018).
- [74] M. Sato, S. Takayoshi, and T. Oka, Phys. Rev. Lett. **117**, 147202 (2016).