研究紹介

反強磁性体における巨大異常ホール効果

中 辻　知

異常ホール効果は，19 世紀後半に発見されて以来，強磁性体において磁化に比例して現れることが経験的に知られている．言いかえれば，磁化をもたない磁性体，例えば，スピン液体や反強磁性体においては，異常ホール効果は現れないと考えられてきた．しかし，近年，異常ホール効果の起源に対する理解が進み，これらの磁性体においても，異常ホール効果の出現の可能性が理論的に議論されるようになってきた．また，我々の最近の実験研究の結果，スピン液体や反強磁性体において，実際に異常ホール効果が現れることが明らかになった．特に，反強磁性体においては，強磁性体の異常ホール効果と同程度か，それをしのぐような大きなホール抵抗が観測された．さらに，我々の研究から，磁性体がもつトポロジカルな電子構造に由来した，運動量空間での数百 T 級の仮想磁場が，このホール効果を誘起していることが明らかになりつつある．今回の我々の発見は，この巨大な仮想磁場が 100 G 程度の外部磁場で制御できることを意味している．これらの現象は室温以上で発現するため，今後，この仮想磁場を用いた新しい創発的電磁気学の研究のみならず，反強磁性体を用いたスピントロニクス，エネルギーハーベスティングなどへの応用が期待される．

1．まえがき

磁性体の中でも，これまで人類が主に利用してきたものは，強磁性体である．強磁性体は磁化をもつことから，紀元前 500 年頃に見つかり，方位磁針などで重要な役割を果たした．また，電磁気学の理解が進んだ 19 世紀の中頃以降，モータや発電機の重要な構成要素として使われてきた．さらに，20 世紀の終わり以降，巨大磁気抵抗効果，トンネル磁気抵抗効果，21 世紀に入って，スピントランスファートルク，スピン軌道トルクなどが実験的に見つかることにより，現在，強磁性体はスピントロニクスにおいて，記憶媒体やセンサ部分などの心臓部を担っている[1]．

ところで，もう 1 つの磁性体である反強磁性体は，種類のうえで強磁性体をはるかにしのぐ．にもかかわらず，そもそも磁化をもたず，磁場にも反応しないため，その存在が実験的に発見されたのは，強磁性体よりも約 20 世紀以上も後の 1949 年である[2]．それ以降，反強磁性体は基礎研究の対象として，さまざまな観点から研究が行われてきた．しかし，その応用は強磁性体に比べてはるかに立ち遅れ，例えば，交換バイアスなど，まだまだ静的な部分に限られている．

一方，近年の情報化社会の著しい進展により，スピントロニクス技術のさらなる飛躍，特に，メモリの集積密度やその作業速度の大幅な増大が急務になっている．反強磁性体は，元来，磁化をもたないために漏れ磁場ももたず，外部磁場の擾乱（じょうらん）にも強い．また，強い内部磁場を反映して，強磁性体よりも数桁も速い共鳴周波数をもつことが知られる．これらの観点から近年，反強磁性体は次世代のスピントロニクス材料として見直され，脚光を浴びるようになってきた[3〜6]．例えば，2016 年には電流により反強磁性体のスピン制御が初めて実現された[7]．一方で，実用化に向けた大きな問題が山積しているのも事実である．例えば，反強磁性体に書き込まれた情報を読み取るには，これまで異方的磁気抵抗効果が主に使われてきたが，これは通常 10 mΩ 程度の抵抗の変化であり，全抵抗の 0.1 % 程度とかなり微弱な信号である[5,7,8]．また，反強磁性体のもつ副格子の磁化は，お互いにキャンセルしているために外部磁場とカップルせず，そもそも制御が難しい．

これらの問題を一挙に解決する可能性を秘めているのが，今回報告する反強磁性体での巨大異常ホール効果である[9〜11]．すなわち，我々の発見した反強磁性体を用いれば，ホール抵抗の正負の状態をメモリに使うことができるため，抵抗の変化分を全抵抗の数十 % 以上にすることは難しくない．また，抵抗の変化も 50 nm 程度の厚みで 1 Ω を超えるなど，異方的磁気抵抗効果に比べて 2 桁以上大きな値となる．また，100〜1000 G 程度の磁場で反強磁性の副格子の方向を変えることができるため，反強磁性体に情報を書き込むことも比較的容易である．今回は，この反強磁性体で見つかった，特に Mn_3Sn における異常ホール効果とその起源について概説する．

2．反強磁性体における巨大異常ホール効果

2.1　カゴメ格子反強磁性体 Mn_3Sn

Mn_3Sn は六方晶の反強磁性体であり，Mn は *ab* 面内において，**図 1(b)** のようにカゴメ格子を組む[12,13]．三角形の頂点を共有したカゴメ格子は，幾何学的にフラストレートした格子の典型例であり，この格子をもつ反強磁性体においては通

東京大学 物性研究所　〒 277-8581　柏市柏の葉 5-1-5.　e-mail: satoru@issp.u-tokyo.ac.jp
分類番号　5.1，5.7
Large anomalous Hall effect in an antiferromagnet.　Satoru NAKATSUJI.
The University of Tokyo, The Institute for Solid State Physics (5-1-5 Kashiwanoha, Kashiwa 277-8581)

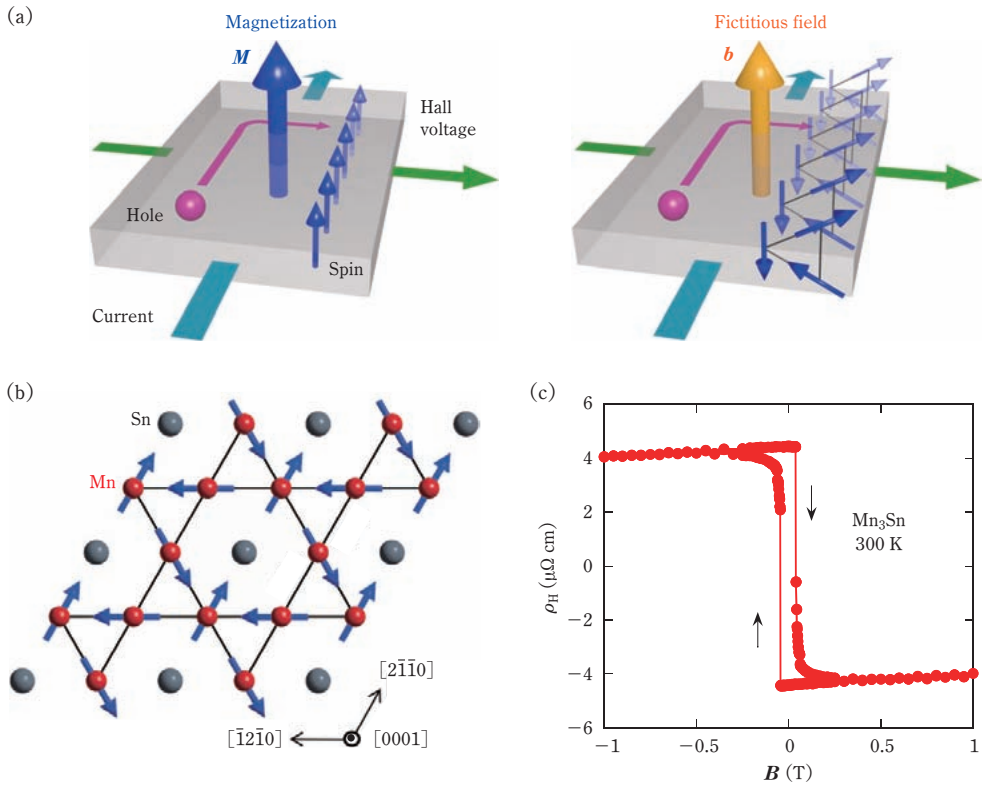

図 1　(**a**)強磁性体における異常ホール効果（左図）と反強磁性体 Mn_3Sn における異常ホール効果（右図）．強磁性体中では，自発磁化 $\boldsymbol{M}$ によって電子の運動が曲げられることにより，ゼロ磁場下($\boldsymbol{B}=0$)でホール効果が自発的に現れる．一方で，反強磁性体 Mn_3Sn では，ゼロ磁場下($\boldsymbol{B}=0$)で，かつ自発磁化 $\boldsymbol{M}$ のない状態において，ホール効果が自発的に現れる．この場合，電子の運動を曲げる要因となる仮想磁場（ベリー曲率）$\boldsymbol{b}$ が，最近接のスピンがつくる拡張磁気八極子の強的な秩序化によって誘起されると考えられる．(**b**)Mn_3Sn の磁気構造．カゴメ格子の各頂点に位置する Mn は磁気モーメント（青矢印）を有し，非共線反強磁性構造を示す．(**c**)Mn_3Sn における室温でのホール抵抗率の磁場依存性．

常の共線的（collinear）な磁気秩序は不安定になることが知られている[14]．この場合，Mn のもつ 3 μ_B の磁気モーメントは，互いに 120° の角度をなして秩序する．さらに，よく知られる 120° 構造とは異なり，例えば三角形を時計回りに一周すると，格子上のスピンは反時計回りに回転する．また，この磁気構造は斜方晶の対称性をもつため，磁気モーメントは面内でキャントし弱い磁化をもつ．その大きさは 2 m μ_B/Mn であり，通常の強磁性体で期待される値の約 1000 分の 1 程度である．そのため，通常の異常ホール効果は磁化に比例するという経験式が知られているが，それに基づいて期待される値は大きく見積もっても 0.01 μΩ cm 以下となる．

ところが，我々が実際に測定を行ったところ，驚くべきことに経験則の予想を 100 倍以上も上回る，4 μΩ cm という値を観測した（図 1(**c**))[9]．さらに，Mn_3Sn の反強磁性転移温度は 430 K と高いため，このホール効果は室温以上においても確認できる．加えて，磁場による符号の変化はとても鋭く，100 G 程度の磁場で完全に符号が反転する．一方，通常，ホール効果は，磁場に比例する正常ホール効果と磁化に比例する異常ホール効果の総和として記述される[15]．しかし，ゼロ磁場で確認されたこの巨大な異常ホール効果においては，まさにこれまでの経験則では説明できない新しい起電力効果が主要な寄与となっていることを示している．言いかえれば，このホール効果は，これまでの正常ホール効果，あるいは異常ホール効果のように，磁場，あるいは磁化による内部磁場によらない．実は，以下に述べるように，新しい「仮想磁場」の存在を示している．

2.2　運動量空間における仮想磁場

異常ホール効果は Hall が 1880 年に発見[16]して以来，その理論的理解が完成するまでには 1 世紀以上もの時間を要した．20 世紀中頃には，Karplus による内因機構[17]，あるいは，スキュー散乱[18]やサイドジャンプ[19]という外因機構が提案され，それらの間での論争があった．その混沌とした状況に解決の糸口をもたらしたのが，1982 年に提案された TKNN（Thouless-Kohmoto-Nightingale-den Nijs）の式であり[20]，そのベリー位相の概念による定式化である．2016 年，Thouless はこの功績でノーベル物理学賞を受賞している．このフォーマリズムが強磁性金属の異常ホール効果に拡張されたのが，20 世紀の終わりから 21 世紀の初頭にかけてである．この新しい理解によると，異常ホール効果は，もはや磁化によるものではなく，逆格子空間に存在するベリー曲率からくることになる[21]．このベリー曲率はまさに異常ホール効果を誘起する磁場としての役割を担うことから，仮想磁場とも呼ばれる．通常，仮想磁場は磁化に比例するために，異常ホール効果はこれまで磁化の大きな強磁性体でのみ実験的に観測されてきた．しかし，近年の理論的な発展により，反強磁性やスピン液体[†1]においても，大きなベリー曲率による異常ホール効果が出現する可能

性が指摘されてきた．以下では，その機構の代表例であるスピンキラリティ機構について簡単に述べる．

2.3　フラストレートした反強磁性体と異常ホール効果

一般に，ホール伝導率は，全ての占有されたバンドでのベリー曲率の積分として表される[21]．そのため，反強磁性体においてホール効果が現れるためには，その積分が有限になる機構が必要となる．2000 年以降，いくつかの可能性が理論的に指摘されてきたが，実際に実験的に見いだされるまでには至っていなかった[22〜25]．

この反強磁性体におけるホール効果の探索において，指導的役割を果たしたのはスピンキラリティ機構である[21]．**図 2** のような 3 つの局在スピンを考え，その局在スピン系の上を伝導電子が走り回ることを考える．そうすると，伝導電子は強い内部磁場を受けて，局在スピンの方向に向きを揃（そろ）える．そのため，異なるサイトに移動する際，その量子化軸を傾けることになる．この伝導電子の量子化軸の変化は，まさに，伝導電子の波動関数の位相に変化をもたらす．この位相はベリー位相と呼ばれ，先のベリー曲率の起源である．また，この位相の変化こそが通常の外部磁場下の運動でのベクトルポテンシャルの役割と同様に，伝導電子の横向きの運動，すなわち，ホール電圧を生みだす．この機構によるとスピンのお互いの傾きからなる立体角，あるいはスカラキラリティと呼ばれる量にベリー曲率は比例する（図 2）．それゆえ，立体角が大きければ大きいほど，ホール効果は大きいことになる．すなわち，この機構によると強磁性よりも，隣り合うスピンの間のなす角の大きな磁性体がより好ましいことになる．そのような磁気秩序は，通常の共線的なスピン秩序を抑える，いわゆる幾何学的にフラストレーションを有する磁性体でその発現が期待される[14]．言いかえれば，このような幾何学的にフラストレートした反強磁性やスピン液体においてこそ，異常ホール効果が現れる可能性がある．さらに，スピンの有するスカラキラリティはゼロになるが，このような非共線的なスピン構造を面内に有したカゴメ格子反強磁性体においても異常ホール効果が現れるという理論予測が 2014 年に報告された[25]．しかし実験的には，ゼロ磁場で期待される異常ホール効果は，我々が 2010 年に報告した幾何学的にフラストレートしたパイロクロア格子上のスピン液体において観測例があるのみで[26]，これまで反強磁性体において実験的には全く報告例がなかった．

このような指導原理の下，探索を行った結果，先ほど述べ

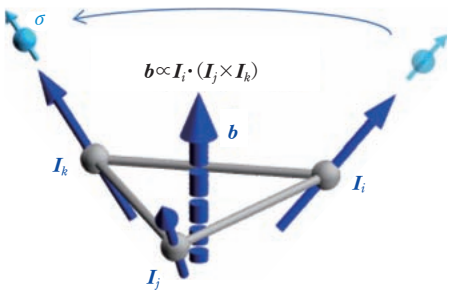

図 2　非平面的な構造をもつ内部磁場中での伝導電子の運動．$\boldsymbol{I}$ は隣り合う各サイト（i,j,k）の局在スピンによる内部磁場．σ は伝導電子のスピン．仮想磁場 $\boldsymbol{b}$ はスカラキラリティ $\boldsymbol{I}_i \cdot \boldsymbol{I}_j \times \boldsymbol{I}_k$ に比例する．

たように，まさにフラストレートした格子のもう 1 つの典型であるカゴメ格子を有する Mn_3Sn という物質において，反強磁性体における異常ホール効果が実験的に初めて見いだされた[9]．Mn_3Sn においては，図 1(b) に示すようにスピンが隣り合わせて互いに傾斜角をもっているが，全てのスピンは面内に寝ている．そのために，スカラキラリティ自体はゼロである．実際に，我々が実験的に Mn_3Sn の異常ホール効果の研究を行っているまさに同時期に，このような平面構造が運動量空間のフェルミ面近傍において，特に大きなベリー曲率を実現し，それが異常ホール効果を発現する可能性が指摘された[27]．その微視的な理解はまだ確立していないが，最近接の Mn が作る八面体上のスピンは，スカラキラリティではなく拡張磁気八極子[†2] を形成していると考えることができるため，磁化の総和はゼロでありながら巨視的に時間反転対称性を破ることで，対称性としてホール効果を発現する必要条件を満たしていることがわかってきた[28]．そのうえで，大きな異常ホール効果が観測されるためには，大きなベリー曲率を運動量空間で実現する必要がある．そのためには，一種のトポロジカルな電子構造として，磁気単極子のように仮想磁場の源として見なせるワイル点がフェルミ面近傍に存在すること，言いかえれば，ワイル粒子の存在が重要であることがわかってきた．

2.4　ワイル粒子と異常ホール効果

ワイル粒子は，1929 年に Weyl がその前年に提出されたディラック方程式に対するギャップレスな解として提案して以来[29]，高エネルギーの分野では盛んに研究されてきた．特に，スーパーカミオカンデの実験で質量が 1998 年に発見されるまでは，ニュートリノを記述する可能性のある相対論的粒子

[†1] **スピン液体**　カゴメ格子やパイロクロア格子など三角形や四面体を基調とした格子をもつ磁性体では，隣り合うスピン同士がお互いに，平行あるいは反平行の方向を向いた磁気秩序をしようにも，どうしても“フラストレーション”を感じて，最低温度でもスピンは 1 つの定まった状況に凍結しない場合がある．このような状態をスピン液体状態と呼ぶ．低温では量子効果が効くことで，トポロジーで分類されるような新しいコヒーレントな状態を有することが期待されている．カゴメ格子上の反強磁性体，パイロクロア格子上の量子スピンアイスなどがその例である．

[†2] **拡張磁気八極子**　一般に，ベクトルポテンシャル $\boldsymbol{A}$ を多極子展開した際に現れる磁気モーメントを磁気多極子と呼ぶ．磁気八極子はその定義から，磁気双極子と同じく時間反転対称性を破る．通常，多極子は原子サイトに局在したスピン密度に対して定義されるが，磁気モーメントをもつ複数の原子サイトによる磁気クラスタに対しても，同様に，磁気多極子を定義することができる．Mn_3Sn において最近接の Mn は八面体を作っており，その八面体のスピン配置の対称性は，磁気八極子と同じであることから，拡張八極子と呼ばれる．この観点に立つと，Mn_3Sn の磁気秩序は，拡張八極子が強的に整列した構造をもつ．すなわち，強的な拡張八極子秩序こそ，Mn_3Sn が磁化をもたないにもかかわらず，巨視的に時間反転対称性を破る起源である．詳細は文献 28 を参照のこと．

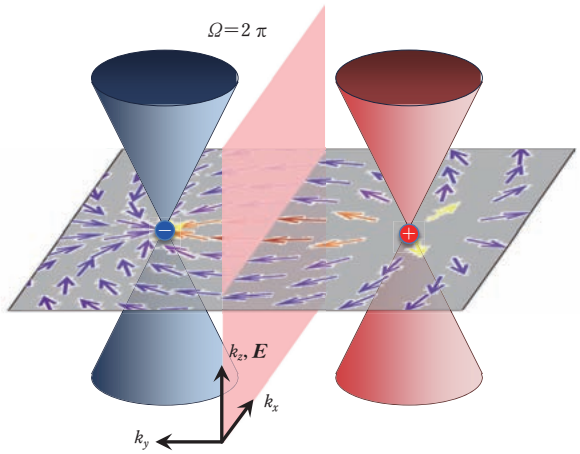

図 3　ワイル半金属の概念図．ワイル半金属においては，正と負の磁気単極子（磁荷とも呼ぶ）をもったワイル点がペアとして存在し，これらが仮想磁場の湧き出しと吸い込みとして働く．フェルミエネルギーにこれらの点しか存在しない際，これらの間に垂直に位置する面は，1 つの 2 次元電子面に対応する．ガウスの法則からこの 2 次元電子面が受ける仮想磁場のフラックスは 2π に量子化する．すなわち，この面はまさに量子ホール系となり，時間反転対称性が破れた際，大きなホール効果を有する．言いかえると，ワイル半金属は積層量子ホール系と見なせる．

の 1 つとして考えられてきた．実は，近年このワイル粒子が凝縮系物理の非常にホットなテーマとなっている．その理由の 1 つは，2015 年に TaAs という空間反転対称性の破れた化合物において，そのフェルミ面近傍の低励起を記述する準粒子として，実験的に初めて発見されたからである[30,31]．ワイル粒子は，**図 3** に示すような互いに交差する 2 つの縮退のない線形分散をもつ電子の低励起を記述する[32]．このワイル粒子が興味深い最大の理由は，ワイル点と呼ばれる交差点が運動量空間における仮想磁場の源，すなわち仮想的な磁極として見なすことができるからである．

このようなワイル点のみがフェルミ面にあるようなゼロギャップ半導体の状態はワイル半金属と呼ばれ，2011 年，上記の異常ホール効果が見つかったスピン液体物質 $Pr_2Ir_2O_7$[26] と同じイリジウム酸化物において，ワイル半金属状態が初めて提唱されて以来[32]，現在，研究が世界的に爆発的な進展を見せている．このようなワイル半金属は，そのトポロジカルな性質，すなわちワイル点の対が正負の磁極として見なせることに由来するさまざまな新奇な現象を有する[33]．例えば，ワイル点に挟まれた状態が一種の量子ホール系と見なすことができるため（図 3），磁場中や磁気秩序状態において，非常に大きな起電力効果，すなわち異常ホール効果や異常ネルンスト効果[†3] などが期待される[33,34]．このことは，フェルミ面近傍において，ベリー曲率，すなわち仮想磁場を増強するようにワイル点が分布していれば，反強磁性体においても異常ホール効果が観測されてよいことになる．

実際，このようなワイル点が Mn_3Sn のフェルミ面近傍に存在することがわかってきている[34,35]．すなわち，これらのワイル点の存在がフェルミ面での大きなベリー曲率の存在につながり，また観測された異常ホール効果にも寄与している．磁気的なワイル粒子の存在は，本稿を執筆している 2017 年 1 月現在において，ほかの系ではいまだに実験的に見つかっておらず，確認が進めばこの系が最初となる可能性がある．

また，図 1 のホール効果の符号反転に見られるように，この系の反強磁性状態のスピンは磁場で容易に反転する．運動量空間におけるワイル点の位置もこの磁気構造が決めているため，このスピン構造の反転は，まさにワイル点の位置を磁場で制御できることを示している．言いかえれば，100 G 程度の小さな磁場で，数百 T 以上もの大きな仮想磁場の源となるワイル点のみならず[10]，その分布をコントロールできることを示しており，今後この巨大な仮想磁場を時間的に，また空間的に制御することにより，さまざまな創発的電磁気学的現象が見いだされると期待される．

3.　むすび

人類は，電磁気学の発見以降，モータや発電のために磁場を利用してきた．また，その磁場の発生源として，電流だけでなく強磁性体を使用してきた．この強磁性体の内部磁場によるスピン偏極電流やスピン流は，現在のスピントロニクスにおけるメモリやセンサの基礎となっている．今回，我々の発見した異常ホール効果を有する反強磁性体は，これらの磁場や強磁性体の磁化ではなく，波動関数の位相を起源とする仮想磁場に基づく．我々の発見は，まさに数百 T 級の仮想磁場が電流とカップルすることにより異常ホール効果が現れることを示している．これが熱，光，スピン流とカップルすれば，異常ネルンスト効果，磁気光学効果，さらにはスピンホール効果が反強磁性体において現れることになる．さらに，仮想磁場の時間的な運動やその空間分布がつくる創発的電磁気学によるさまざまな新しい効果が，Mn_3Sn のような磁性体を用いることで研究が可能になる．また，その起源が磁気的なワイル粒子である可能性も大変興味深い．強相関電子系での顕著なトポロジカル効果の 1 つの例として，このような磁気ワイル粒子を有するワイル磁性体の研究は今後の物性研究の 1 つの潮流となると考えられる．さらには，Mn_3Sn の磁性は室温以上でも現れること，また，その反強磁性秩序は 100 G 程度の弱い磁場で制御可能であることから，この系における大きな異

[†3] **異常ネルンスト効果**　一般に，強磁性伝導体に温度勾配による熱流を加えた際，磁化と熱流方向と垂直な方向に起電力が生じることが知られている．この異常ネルンスト効果は，磁化に比例して現れることから，ゼロ磁場においても発生する．近年のベリー位相に基づく量子輸送現象の理解によると，この効果はフェルミ準位におけるベリー曲率（仮想磁場）の指標と考えられており，強磁性体でなく磁化をもたない反強磁性体においても発現が期待される[34]．また，従来のゼーベック効果と比較して，起電力が熱流と垂直方向に現れることから熱源をより効率的にカバーすることが簡便であり，エネルギーハーベスティングにおける有効な熱電効果としても近年注目されている．

常ホール効果は反強磁性体におけるスピントロニクスにおいてさまざまな意味で応用可能である．また，異常ホール効果は磁性体における起電力効果の１つであるが，関連するネルンスト効果を利用すれば，熱電変換も可能であり，エネルギーハーベスティングに役立つ可能性を大いに秘めている．Mn_3Sn での異常ホール効果の発見はまさにこのような新しい磁性物理，また，それに基づいたスピントロニクスやエネルギーハーベスティングなどの応用研究の幕開けを意味していると期待している．

謝　辞

本研究を遂行するにあたり，肥後友也氏，冨田崇弘氏，清原直樹氏，Muhammad Ikhlas 氏，有田亮太郎氏，鈴木道人氏，是常隆氏，大谷義近氏らと研究協力をさせていただきました．また，本稿の作成にあたり，肥後友也氏，西川尚氏から有益なコメントをいただきました．ここに感謝いたします．

最後に，細野秀雄，谷口研二，秋永広幸，播磨尚朝の各先生方にはさまざまなアドバイス，ご支援をいただきました．ここに御礼申し上げます．

文　献

1) C. Chappert, A. Fert, and F. Van Dau Nguyen: Nat. Mater. **6**, 813 (2007).
2) C.G. Shull and J. Samuel Smart: Phys. Rev. **76**, 1256 (1949).
3) A.H. MacDonald and M. Tsoi: Philos. T.R. Soc. A. **369**, 3098 (2011).
4) E.V. Gomonay and V.M. Loktev: Low Temp. Phys. **40**, 17 (2014).
5) T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich: Nat. Nanotechnol. **11**, 231 (2016).
6) V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak: arXiv: 1606.04284.
7) P. Wadley, B. Howells, J. Železný, C. Andrews, V. Hills, R.P. Campion, V. Novák, K. Olejník, F. Maccherozzi, S.S. Dhesi, S.Y. Martin, T. Wagner, J. Wunderlich, F. Freimuth, Y. Mokrousov, J. Kuneš, J.S. Chauhan, M.J. Grzybowski, A.W. Rushforth, K.W. Edmonds, B.L. Gallagher, and T. Jungwirth: Science **351**, 587 (2016).
8) X. Marti, I. Fina, C. Frontera, J. Liu, P. Wadley, Q. He, R.J. Paull, J.D. Clarkson, J. Kudrnovský, I. Turek, J. Kuneš, D. Yi, J.-H. Chu, C.T. Nelson, L. You, E. Arenholz, S. Salahuddin, J. Fontcuberta, T. Jungwirth, and R. Ramesh: Nat. Mater. **13**, 367 (2014).
9) S. Nakatsuji, N. Kiyohara, and T. Higo: Nature **527**, 212 (2015).
10) N. Kiyohara, T. Tomita, and S. Nakatsuji: Phys. Rev. Applied **5**, 064009 (2016).
11) A.K. Nayak, J.E. Fischer, Y. Sun, B. Yan, J. Karel, A.C. Komarek, C. Shekhar, N. Kumar, W. Schnelle, J. Kübler, C. Felser, and S.S.P. Parkin: Sci. Adv. **2**, e1501870 (2016).
12) T. Nagamiya, S. Tomiyoshi, and Y. Yamaguchi: Solid State Commun. **42**, 385 (1982).
13) S. Tomiyoshi and Y. Yamaguchi: J. Phys. Soc. Jpn. **51**, 2478 (1982).
14) C. Lacroix, P. Mendels, and F. Mila eds.: *Introduction to Frustrated Magnetism* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2011).
15) C.L.Chien and C.R.Westgate: *The Hall Effect and its Applications* (Plenum, 1980).
16) E.H. Hall: Proc. Phys. Soc. London **4**, 325 (1880).
17) R. Karplus and J.M. Luttinger: Phys. Rev. **95**, 1154 (1954).
18) J. Smit: Physica **21**, 877 (1955).
19) L. Berger: Phys. Rev. B **2**, 4559 (1970).
20) D.J. Thouless, M. Kohmoto, M.P. Nightingale, and M. den Nijs: Phys. Rev. Lett. **49**, 405(1982).
21) N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, and N.P. Ong: Rev. Mod. Phys. **82**, 1539 (2010).
22) R. Shindou and N. Nagaosa: Phys. Rev. Lett. **87**, 116801 (2001).
23) G. Metalidis and P. Bruno: Phys. Rev. B **74**, 045327 (2006).
24) I. Martin and C.D. Batista: Phys. Rev. Lett. **101**, 156402 (2008).
25) H. Chen, Q. Niu, and A.H. MacDonald: Phys. Rev. Lett. **112**, 017205 (2014).
26) Y. Machida, S. Nakatsuji, S. Onoda, T. Tayama, and T. Sakakibara: Nature **463**, 210 (2010).
27) J. Kübler and C. Felser: Europhys. Lett. **108**, 67001 (2014).
28) M.-T. Suzuki, T. Koretsune, M. Ochi, and R. Arita: arXiv: 1611.06042 (2016).
29) H. Weyl: Z. Phys. **56**, 330 (1929).
30) S.-Y. Xu, I. Belopolski, N. Alidoust, M. Neupane, G. Bian, C. Zhang, R. Sankar, G. Chang, Z. Yuan, C.-C. Lee, S.-M. Huang, H. Zheng, J. Ma, D.S. Sanchez, B. Wang, A. Bansil, F. Chou, P.P. Shibayev, H. Lin, S. Jia, and M.Z. Hasan: Science **349**, 613 (2015).
31) B.Q. Lv, H.M. Weng, B.B. Fu, X.P. Wang, H. Miao, J. Ma, P. Richard, X.C. Huang, L.X. Zhao, G.F. Chen, Z. Fang, X. Dai, T. Qian, and H. Ding: Phys. Rev. X **5**, 031013 (2015).
32) X. Wan, A.M. Turner, A. Vishwanath, and S.Y. Savrasov: Phys. Rev. B **83**, 205101(2011).
33) A.M. Turner and A. Vishwanath: arXiv: 1301.0330 (2013).
34) M. Ikhlas, T. Tomita, T. Koretsune, M-T. Suzuki, R. Arita, Y. Otani, and S. Nakatsuji: preprint (2017).
35) H. Yang, Y. Sun, Y. Zhang, W.-J. Shi, S.S.P. Parkin, and B. Yan: arXiv: 1608.03404 (2016).

(2017 年 1 月 13 日　受理)

Profile

中辻　知（なかつじ　さとる）

2001 年京都大学大学院理学研究科物理学専攻博士課程修了，博士（理学）．独立行政法人日本学術振興会特別研究員（PD），日本学術振興会海外特別研究員，京都大学大学院理学研究科物理学宇宙物理学専攻講師，東京大学物性研究所准教授，16 年より東京大学物性研究所教授，専門は固体物理（実験）．