The Magnetics Society of Japan

トピックス

光・X線で視る電気磁気効果：方向二色性

Non-reciprocal Directional Dichroism as an Extension of the Magneto-electric Effect

有馬孝尚　筑波大学物質工学系，科学技術振興機構 ERATO
T. Arima, Institute of Materials Science, University of Tsukuba and ERATO, Japan Science and Technology Agency

Magnetic materials without space inversion symmetry show novel magneto-optic effects called non-reciprocal magneto-optic or magneto-chiral effects, as well as the well-known magneto-electric effects. Recently, a magneto-optic effect was successfully observed in a polar ferrimagnet, $GaFeO_3$.

Key words: non-reciprocal directional dichroism, polar magnet, magneto-electric effect

1. Non-reciprocal Directional Dichroism とは

この文章では特殊な磁性体が示す non-reciprocal directional dichroism（可逆でない方向二色性）という磁気光学現象について述べます．ほとんどの方にとってなじみのない現象だと思いますので，はじめにこれについて説明します．Directional dichroism とは文字どおり光の進む向き (direction) によって電磁波の吸収係数が異なる現象です．この現象が起きるためには，電磁波がある物質の手前側から向こう側へ進む場合と向こう側から手前側へ進む場合が区別されなければなりません．直感的にわかるとおり，ほとんどの物質ではこのようなことは起きません．まずその理由から考えてみます．物質中を光が進むときに，次に挙げる操作を施してみましょう．

- 光の進行方向と垂直な鏡に映す操作
- 光の進行方向と垂直な軸の周りの 180 度回転操作
- 空間を反転する操作

これらの操作で電磁波の進行方向は反転します．一方で，物質中の原子配列は上記のいずれかの操作を施しても変わらない場合が多いのです．その場合，電磁波の進行方向のみが入れ替わることになります．物質中の光の屈折率や吸収係数は空間座標系の取り方によりませんから，上記の操作のいずれかを対称操作としてもつ物質では，電磁波の進行方向を逆向きにしても同じ光学定数だということになります．

もちろん，上記の操作が三つとも対称操作とならない物質も，少数ではありますが珍しくはありません．そういう物質では方向二色性が見られるでしょうか．例えば，強誘電体の電気分極と平行に光が進むとき，「手前から向こう」と「向こうから手前」の二つは明らかに区別できるように思われます (Fig. 1)．よって強誘電体は方向二色性を示しても良いように考えるかもしれません．ところが，実は，強誘電体の電気分極と平行に進む電磁波についても方向二色性は見られません．それは，

- 時間を反転する操作

を行うことで，光の進行方向が変わるからです．一方，強誘電体の自発電気分極は時間反転で不変です．したがって，Fig. 1 に示すように時間を反転した座標系では自発電気分極と光の進行方向の関係が逆向きになります．

ただし，時間反転操作に対して光学応答が不変だということは空間座標変換の場合ほど自明ではありません．ここでは次のように考えてみましょう．まず，光学吸収のない波長領域で考えます．吸収がないことから，電磁波の振動電場で誘起される電気分極は振動電場との位相のずれがなく，誘電関数 $\varepsilon(\omega)$ は実数となります．同位相の応答，すなわち誘電関数の実部 $\varepsilon_1(\omega)$ は時間反転に対して不変となります．一方，光の吸収は，電磁波の振動電場に対して位相

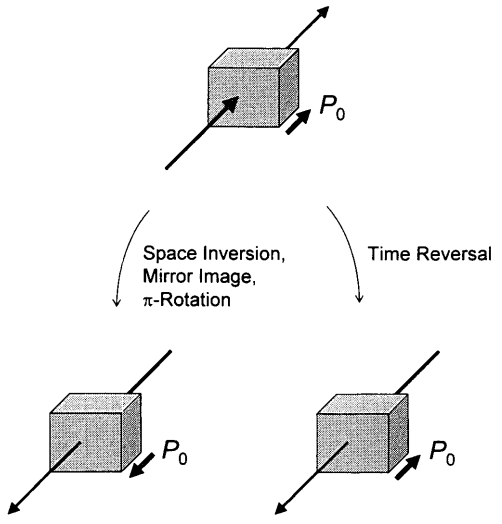

Fig. 1 Suppose an electromagnetic wave is propagated parallel to the spontaneous polarization $\boldsymbol{P}_0$ in a ferroelectric material. While an operation of inversion, rotation, or reflection will not change the relation between the propagation vector $\boldsymbol{k}$ and $\boldsymbol{P}_0$ (left), the wave will propagate anti-parallel with $\boldsymbol{P}_0$ after a time reversal operation (right). This indicates that the optical constant should not depend on the propagation direction of an electromagnetic wave.

NII-Electronic Library Service

The Magnetics Society of Japan

が$\pi/2$だけ遅れる電気分極に由来します．誘電関数では虚部$\varepsilon_2(\omega)$に当たります．単純に時間座標軸を反転すると位相の遅れが進みとなり$\varepsilon_2(\omega)$の符号が反転するのですが，それは非現実的な過程です．光の吸収過程を単純に時間を反転すると，光が物質中で熱エネルギーなどを奪って強くなるという過程になります．つまり，熱力学の第二法則を破ることになってしまうのです．ここでの時間反転は，対象とする物質中の個々の電子の軌道角運動量とスピンを反転させた系の応答を調べるという目的での操作であり，熱力学の教える不可逆性まで反転させることを考えたわけではありません．時間反転した系の線形応答を調べる場合には，単純に式の上で時間反転するのではなく，時間反転した上で改めてまずエネルギー散逸のない部分の応答を考え，次に因果律を考える必要があります．有名なKramers-Kronigの関係を考慮すれば，誘電関数の実部が時間反転に対して不変ならば誘電関数の虚部も時間反転によって不変であるという結論が導かれます．以上回りくどくなってしまいましたが，結論としては誘電関数は時間反転に対して不変と考えるべきです．したがって，強誘電体の自発分極に平行に電磁波が入射している状況に時間反転操作を施すと，自発分極と電磁波の進行方向が反平行になりますが，その両者で屈折率や吸収は等しいことになります．すなわち，方向二色性を示しません．

方向二色性を示すためには，時間反転操作によって光の進行方向だけでなく物質の「表」と「裏」が入れ替わる必要があります．時間反転で表と裏が入れ替わるという性質を示すためにnon-reciprocalという用語が使われます．日本語では「可逆でない」と言えばよいのでしょうか．言葉はともかく，時間反転操作で物質の表裏が入れ替わるためには磁気秩序を有することが必要条件となります．結局，non-reciprocal directional dichroismは先に挙げた空間座標変換操作で原子配置が変化する特殊な磁性体のみで現れます．

2. 極性強磁性体のNon-reciprocal Directional Dichroism

前節のような特殊な条件を満たす物質の例として，自発磁化と自発電気分極が平行でない極性強磁性体が挙げられます．このような物質において磁化にも電気分極にも垂直な方向に電磁波を入射させると，方向二色性が存在しうるのです．簡単のため自発磁化，自発電気分極，電磁波の進行方向がすべて直交する場合について，先に挙げた3種類の空間座標変換操作と時間反転操作を考えてみましょう．Fig. 2に示すように電磁波の波数ベクトルに垂直な鏡映操作では，電気分極は反転しませんが磁化の向きが反転します[1]．電気分極の方向の周りに180度回転を行っても，電気分極が反転せずに磁化方向が反転します．磁化の方向の周りに180度回転を行うと，今度は磁化の向きが変化せずに電気分極が反転します．空間反転操作では，磁化の向きが変化せずに電気分極が反転します．時間反転操作を行うと，電気分極が変化せずに磁化が反転します．すなわち，上記のどの操作を行っても，自発電気分極$\boldsymbol{P}_0$，自発磁化$\boldsymbol{M}_0$，電磁波の波数ベクトル$\boldsymbol{k}$のうち二つが反転するのです．数式を使うと次のように表現することができます．

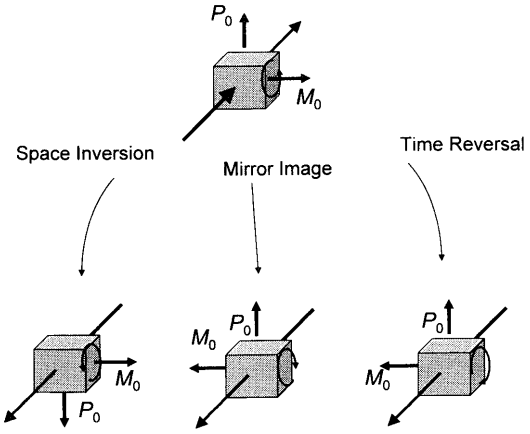

Fig. 2 Suppose an electromagnetic wave is propagated perpendicular both to the spontaneous magnetization $\boldsymbol{M}_0$ and to the spontaneous polarization $\boldsymbol{P}_0$ in a polar magnet. The vector triple product $\boldsymbol{k}\cdot(\boldsymbol{P}_0\times\boldsymbol{M}_0)$ will be invariant under any space or time operations. The cases of the positive and negative triple product can be distinguished from each other. The optical constant is dependent on the propagation direction of an electromagnetic wave.

> どのような座標変換操作を行っても$\boldsymbol{k}\cdot(\boldsymbol{P}_0\times\boldsymbol{M}_0)$のベクトル三重積の符号は入れ替わらない．よって，この三重積の符号が正の場合と負の場合は区別することができ，異なる光学定数をもってよい．

以上の対称性の議論から，自発電気分極と自発磁化を同時にもち，それらが直交している物質はnon-reciprocal directional dichroism（方向二色性）やnon-reciprocal directional birefringence（方向による複屈折）を示すと予想されます．なお，三つのベクトルが右手の関係になるか左手の関係になるかによって光学定数が変わるという意味を込めて，magnetochiralやgyrotropicという形容詞を用いてこの方向二色性を表現することもあります．

3. 有極性フェリ磁性体$GaFeO_3$

私たちは$GaFeO_3$を測定対象として，non-reciprocal directional dichroismを検出することにしました．$GaFeO_3$はRemeikaによって初めて合成された物質で[2]，自発磁化と圧電性を同時に示す特異な物質として知られています．多くの研究報告[3)~5)]から，Fig. 3のような結晶構造をとることがわかっています．$a=8.7$Å, $b=9.4$Å, $c=5.1$Åという斜方晶の単位胞の中に組成式8個分の原子が含

NII-Electronic Library Service

The Magnetics Society of Japan

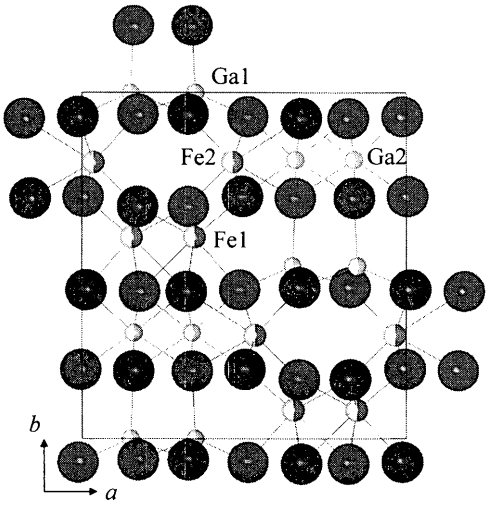

Fig. 3 The *ab*-plane projection of the crystal structure of $GaFeO_3$. Large solid circles, oxygen; Small circles, iron and gallium. The Ga sites are partially occupied by Fe, and *vice versa*.

まれています．Fig. 3 は *c* 軸方向へ投影したものです．大きな黒丸で示した酸素イオンが *ac* 面内で 2 次元三角格子を組み，それが *b* 軸方向に積層しています．積層様式は ABAC 型です．小さな陽イオンである 3 価の鉄やガリウムはコランダム構造やイルメナイト構造の場合と同様に酸素格子の隙間に入ります．$GaFeO_3$ の特異性は，Ga の半数が四面体サイトを占めるところにあります．これは，Ga が sp^3 的共有結合を好むからでしょう．四面体サイトに入った Ga は片側の酸素三角格子層に近づきます．残りの半数は六配位（八面体）サイトに入っています．一方の Fe も結晶学的に 2 種類のサイトに分かれますが，どちらも六配位サイトです．隣接する四面体サイトの Ga が上下の酸素の層の中央にないため，Fe も酸素 6 個の重心からかなりずれた位置にあります．*b* 軸方向のずれは 2 種類の Fe サイトで逆向きで，Fe1 サイトのずれのほうが 2 倍ほど大きくなっています．これらの *b* 軸方向の変位のため，結晶全体でも *b* 軸方向に電気分極を有します．

$GaFeO_3$ は低温で磁気秩序も示します．高スピン ($S=5/2$) 状態の Fe^{3+} の間に働く超交換相互作用のため Fe1 と Fe2 のモーメントが反強磁性的に配列します．ただし，反強磁性ではなくフェリ磁性となっています[4),5)]．その原因として二つの理由が考えられます．一つは，Fe1 サイトと Fe2 サイトにおける Fe の占有率が異なることです．一部の Fe は Ga2 サイトを占め，これが Fe2 と同じ向きのモーメントをもつようです．このために磁気モーメントが完全に打ち消しあわなくなります．もう一つ，2 種のサイトでの Fe の 3*d* 軌道と O の 2*p* 軌道の混成の違いが二つのサイトのモーメントの大きさ自体に差を生んでいる可能性もあります．この物質は Fe^{3+} が高スピン状態 ($S=5/2$, $L=0$) であるにもかかわらず大きな磁気異方性を示します．すなわち，基底状態において，3*d*–2*p* 混成の寄与が大きいと示唆されるのです．自発磁化はほぼ *c* 軸方向を向いていて，電気分極（*b* 軸方向）と直交しています．したがって，*a* 軸方向に進む電磁波に対して方向二色性を示すことが期待できます．

ただし，ここで気になることがあります．フェリ磁性体では強磁性体の場合と比べて自発磁化が小さいため，non-reciprocal directional dichroism も小さくなるのではないでしょうか．事実，私も研究の初期段階ではそういう心配をしていました．ところが，実際にはそうでもないのです．先の対称性の議論を拡張すると，原子レベルでの電子遷移における不斉な磁気成分は，微視的な磁気双極子と電気双極子と電磁波の進行方向の三重積で決定されると考えて良いでしょう．幸いなことに $GaFeO_3$ の Fe1 サイトと Fe2 サイトでは，スピン磁気モーメントだけでなく Fe イオンのずれの方向も逆向きです．結局，Fe1 と Fe2 ではイオンの変位と磁気モーメントの外積は同符号となり，系全体の方向二色性に協力的に働くようです．この事情を Popov らは toroidal moment の ferro 的配列と呼んでいます[6)]．

4. X-ray Non-reciprocal Directional Dichroism

Non-reciprocal directional dichroism の有無は物質のもつ対称性のみで決まりますが，実際に観測する際には微視的な光学遷移を考慮しなくてはなりません．自由エネルギー関数（あるいはハミルトニアン）を外部電場 $\boldsymbol{E}$ や外部磁場 $\boldsymbol{H}$ で展開することで，方向二色性に寄与する項を考えました．考察の結果，電気双極子遷移と電気四極子遷移が比較的近いエネルギーで生じて，それらがスピン軌道相互作用に敏感な場合に，方向二色性の共鳴増大が期待できると予想しました．

このような条件を満たす場合の一つが，X 線の共鳴吸収です．遷移金属の *K* 吸収端は強い双極子遷移 ($1s\rightarrow 4p$) によるものですが，その少し低エネルギー側に弱い四極子遷移 ($1s\rightarrow 3d$) があります．また，スピン偏極した 3*d* 軌道ではスピン軌道相互作用も期待できます．そこで，放射光 X 線を利用して X 線方向二色性の実験を行うことにしました[7)]．Non-reciprocal directional dichroism は $\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{P_O}$, $\boldsymbol{M_O}$ の三重積の符号反転に伴う吸収の変化ですから，原理的には三つのうちのどれかを反転すれば検出できるはずです．実際には，Fig. 4 のように磁場変調方式で測定しました．試料はフローティングゾーン法で作製した単結晶です．Fe の吸収端付近の線吸収係数を考慮して，*a* 軸方向の厚みが数十 μm の薄片単結晶試料を用意して，それを冷凍機中に設置しました．単色化された直線偏光の X 線を試料に照射して透過した X 線の強度を検出することで吸収を測定します．交流磁場を加えて周期的に磁化を反転させ，その周期と一致した透過 X 線強度の変動をロックイン検出す

NII-Electronic Library Service

The Magnetics Society of Japan

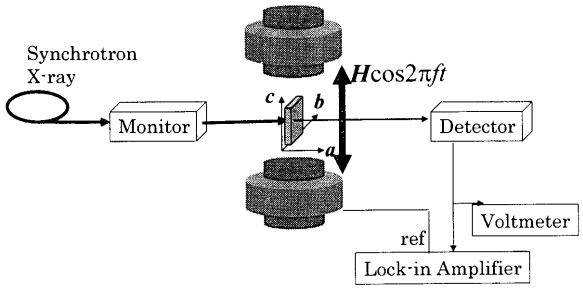

Fig. 4 Block diagram of the measurement of X-ray non-reciprocal directional dichrosm.

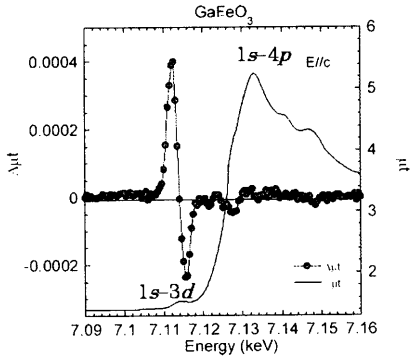

Fig. 5 Spectra of X-ray absorption (solid line) and X-ray non-reciprocal directional dichroism (solid circles) with the X-ray polarization parallel to the *c* axis.

ることで方向二色性を観測することができます．なお，磁場の方向はX線の進行方向と垂直なので，通常のX線磁気光学である円二色性には寄与しません．

測定結果を述べます．FeのK吸収端付近の方向二色性スペクトルを吸収スペクトルとともにFig. 5に掲げます．この図は，$E^{\omega}//c$ の直線偏光X線についての結果です．すなわち，X線の偏光は磁化の方向と一致しています．7.12 keVの吸収スペクトル（実線）の立ち上がりよりおよそ6 eV低エネルギー側に小さな吸収ピークがあります．これはFeイオン内の $1s\rightarrow 3d$ の共鳴吸収です．黒丸印は，$\boldsymbol{k}, \boldsymbol{P}, \boldsymbol{M}$ の三重積の符号反転によってX線吸収がどれだけ変化したかを示します．最も大きな二色性は，$1s\rightarrow 3d$ の共鳴吸収の位置で見られています．方向二色性の発現には四極子遷移が重要だとした予想が正しかったことがわかります．なお，磁気変調成分が確かに方向二色性によるものであることは，磁場印加方向をずらしたり高調波成分を測定したりすることで確かめてあります．Fig. 6には，方向二色性の大きさを温度の関数として示しました．方向二色性の温度変化は磁化曲線とかなりよく一致していて，試料の磁気的な性質を反映していると考えてよいでしょう．

さらに詳細にスペクトル形状について考察を加えます．$1s\rightarrow 3d$ 遷移の領域で方向二色性が正負に振動しています．これはなぜでしょうか．五つの $3d$ 準位は配位子場により2〜3 eVほど分裂します．そのうちいくつかの準位への励

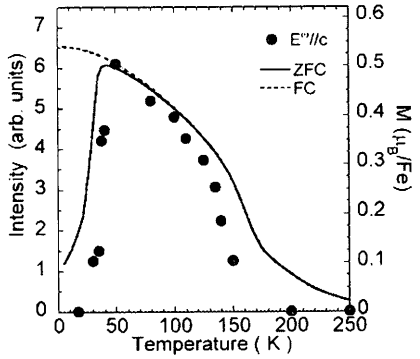

Fig. 6 Magnitude of the X-ray non-reciprocal directional dichroism as a function of temperature (solid circles). Magnetization in a field of 50 mT after zero-field cooling is represented by the solid line.

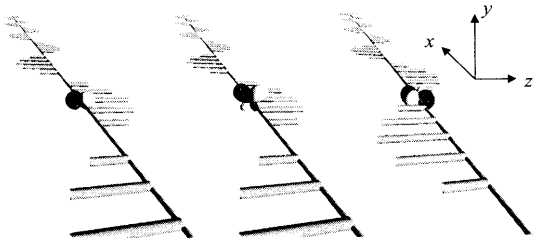

Fig. 7 Schematic drawing of the final states of X-ray absorption near the Fe *K* edge with $k//x$ and $E^{\omega}//z$. The final state of electric dipole transition is originally Fe p_z (left). In $GaFeO_3$, $3d_{yz}$ should be hybridized with p_z (middle) and become dipole-allowed, because of thesymmetry breaking of the mirror operation normal to the *y* axis. The final state of electric *quadrupole* transition is Fe $3d_{zx}$ (right). The spin-orbitinteraction should mix the two $3d$ states when the spin moment is fixed parallel to the $c(z)$ axis.

起が，電気双極子遷移あるいは電気四極子遷移としてX線吸収に寄与します．どの準位へ励起されるかはX線の偏光と進行方向で決まります．例えば，X線の偏光が *c* 軸方向の場合を考えてみます．Fig. 7に示すように，電気四極子遷移では $3d_{zx}$ へ共鳴励起されます．一方，電気双極子遷移は本来 $4p_z$ を終状態とするはずですが，$GaFeO_3$ では *b* 軸方向に自発分極をもつため，$3d_{yz}$ への遷移も電気双極子許容となっています．（ここでは，*x, y, z* の局所的な座標を結晶の *a, b, c* 軸に平行にとっています．FeO_6 八面体を取り扱う場合の通常の座標のとり方と違うことに注意してください．）Feのスピンが *c* 軸方向を向くため，配位子場分裂した $3d_{zx}$ と $3d_{yz}$ 状態がスピン軌道相互作用により混成します．Fig. 7で説明すると，*c* 軸方向のスピンモーメントのもとで軌道が *c* 軸を中心に一方向に回転しようとするため，中央に示す軌道と右に示す軌道が混成するのです．結果として，それぞれの準位への遷移が干渉しあい振

NII-Electronic Library Service

The Magnetics Society of Japan

動子強度が移動します．

この考えをとると，振動子強度の移動量の上限は配位子場分裂に対するスピン軌道相互作用で評価されます．スピン軌道相互作用はだいたい 10^{-2} eV のオーダーですから，吸収の 1% が二色性の上限と思ってよいでしょう．一方，実験結果からは，大まかに $1s \rightarrow 3d$ 遷移の振動子強度のおよそ 0.5% が変化するように見えます．すなわち，実験結果はだいたい期待どおりの大きさになっています．

5. 可視光領域の Non-reciprocal Directional Dichroism

可視光領域では鉄イオンの d–d 遷移に伴う弱い吸収と酸素から鉄への電荷移動励起　に伴う強い吸収が見られます．これらも方向二色性を示す可能性があります．現在のところ透過配置で実験を行っているため，強い吸収がある領域では光が 100% 吸収されて測定ができていません．d–d 遷移領域について実験を行ったところ，やはり方向二色性を検出することに成功しました[8]．その大きさは，光吸収の 10^{-3} のオーダーであることがわかっています．しかしながら，方向二色性スペクトルに見られる各ピークの同定については，不確実なことしか言えない状況です．X 線の場合は励起終状態が高スピン ($S=2$) の $3d^6$ 状態となり解析しやすいのですが，可視光の場合は励起終状態が $3d^5$ ($S=3/2$) の四重項であり，$3d$ 電子間の電子相関，配位子場分裂，酸素との混成といったパラメータの微妙な違いで，励起状態の電子構造が変化してしまうのです．

6. 電気磁気効果と Non-reciprocal Magneto-optics

1～2 章で述べたように，方向二色性が出現するには空間反転対称性と時間反転対称性が同時に破れることが必要です．これは，古くから研究されてきた「電気磁気効果」[9), 10), 6)] の出現条件と重なります．実は，方向二色性を含む一連の non-reciprocal magneto-optics は，電気磁気効果において外場の周波数を光や X 線領域に拡張したものとなっています．ファラデー効果がホール効果の周波数拡張になっているのとちょうど同じ状況です（付録参照）．

では，電気磁気効果の周波数領域を拡張することにどういう意義があるでしょうか．一つには応用面の発展が考えられます．電気磁気効果は確かに面白い現象なのですが，ホール効果やファラデー効果などの磁気効果と比べて脚光を浴びていません．電気磁気効果を示す物質が限られていることのほかに，応用面の発展性が少ないことも要因として挙げられます．ところが，X 線方向二色性は電気磁気効果を磁気検出技術に化けさせる可能性を秘めています．まず，X 線共鳴分光の一般的な特徴として元素選択性をもちます．それだけであれば X 線磁気円二色性と同じですが，方向二色性の独特な点は，サイト選択性にあります．つまり，電気磁気効果が現れるためのきつい条件を逆手に取るのです．方向二色性は空間反転対称性の破れを伴う場合にのみ許されますから，空間反転対称性の破れの大きなサイトの磁化だけを選択的に検出します．具体的な応用対象としては，磁気抵抗素子に関連して近年注目を浴びている磁性超格子の界面磁化の検出が挙げられるでしょう．あるいは生体物質中の磁性などを視野に入れる研究者もいます[11]．X 線を使うことから，回折や散乱への発展も考えられます．実際私たちは，X 線回折で似た効果を観測することに成功しています．もう一つは基礎電子物性科学における電子状態のプローブとしての側面です．物質の対称性に関する知見は電気磁気効果と同じですが，光や X 線のスペクトルには励起状態に関するさまざまな情報が含まれます．$GaFeO_3$ の測定例からもわかるとおり，non-reciprocal directional dichroism は励起状態間のスピン軌道相互作用を反映します．また，反転対称性の破れによって遷移金属の $4p$ の波動関数が $3d$ の波動関数と混成しますが，この混成が方向二色性に大きな役割を果たします．したがって，逆に方向二色性を測定することで波動関数間の混成やスピン軌道相互作用について貴重な情報が得られるはずです．かつてルビーに代表される金属錯イオンの光吸収・発光が，配位子場理論の発展に大いに寄与しました．それに類する発展に寄与できるかもしれません．

謝　辞　この記事は，科学技術事業団の十倉スピン超構造プロジェクトにおける成果をもとにまとめました．成果自体はプロジェクトに帰するものです．ただし，文章の内容には個人的見解も含まれていて，文責は筆者のみにあります．研究の開始段階で村上修一氏の講演がたいへん参考になりました．フローティングゾーン法による単結晶作製は金子良夫氏と何　金萍氏によって，また，試料加工は于秀珍氏によってそれぞれ行われました．光学領域および硬 X 線領域の磁気方向二色性のデータはそれぞれ Jong-Hoon Jung 氏と久保田正人氏の精力的な実験によって得られたものです．なお，X 線の実験には高エネルギー加速器研究機構の放射光実験施設ビームライン 1A を使いました．澤　博氏，村上洋一氏，中尾裕則氏，熊井玲児氏，および構造物性グループメンバーにはビームラインの建設から維持管理に至るまでたいへんお世話になっています．最後になりましたが，この研究のアイデア提示および指導はプロジェクトリーダーの十倉好紀氏によって行われています．皆様に心より感謝いたします．

付録：電気磁気効果と方向二色性の関係

1 次の電気磁気効果を示す物質のエネルギー関数を外部の電場 $\boldsymbol{E}$ および磁場 $\boldsymbol{H}$ で展開すると，

$$F(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{H}) = F_0 - P_i^0 E_i - \mu_0 M_i^0 H_i - \frac{1}{2}\chi_{ij}^E E_i E_j - \frac{1}{2}\chi_{ij}^H H_i H_j - \alpha_{ij} E_i H_j + \cdots \quad (1)$$

NII-Electronic Library Service

The Magnetics Society of Japan

となり，このうちαの項が1次の電気磁気効果に対応する．すなわち，電気分極

$$P_i=-\frac{\partial F}{\partial E_i}=P_i^0+\frac{1}{2}(\chi_{ij}^{E}+\chi_{ji}^{E})E_j+\alpha_{ij}H_j+\cdots \quad (2)$$

は外部磁場Hの1次に比例して変化する成分を有する．同様に磁化

$$\mu_0 M_i=-\frac{\partial F}{\partial H_i}=\mu_0 M_i^0+\frac{1}{2}(\chi_{ij}^{H}+\chi_{ji}^{H})H_j+\alpha_{ji}E_j+\cdots \quad (3)$$

は外部電場$\boldsymbol{E}$の1次に比例して変化する成分を有する．1次の電気磁気テンソルαが有限に残るとき，その物質はどのような光学応答を示すだろうか．光学定数は$\partial\boldsymbol{P}(\omega)/\partial\boldsymbol{E}(\omega)$の各項で決まる．電磁波では

$$\boldsymbol{H}=\frac{1}{\mu_0\omega}\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E} \quad (4)$$

の関係があるから，(2)式に(4)式を代入することにより，例えば

$$\frac{\partial P_c}{\partial E_c}=\chi_{cc}^{E}(\omega)-\frac{k_a}{\mu_0\omega}\alpha_{cb}(\omega)$$

のようになる．（ここでの添え字の付け方は今回紹介したX線二色性での配置に合わせたものにすぎないので，実際にはテンソルのどの成分が寄与してくるかを考慮する必要がある）このように，光学定数に$\boldsymbol{k}$に比例した項が加わる．すなわち，directional dichroismとdirectional birefringenceを示す．

参考文献

1) 磁気モーメントを矢印で表すと，この鏡映操作では反転しないと錯覚しやすい．磁気モーメントを「電荷の回転運動」と考えることにより，この鏡映操作で反転することが理解できる．この種の性質をもつベクトルを軸性ベクトルと呼び，電気分極などの極性ベクトルと区別している．
2) J. P. Remeika: *J. Appl. Phys.*, **31**, 263S (1960).
3) S. C. Abrahams, J. M. Reddy, and J. L. Bernstein: *J. Chem. Phys.*, **42**, 3957 (1965).
4) E. F. Bertaut, G. Bassi, G. Buisson, J. Chappert, A. Delapalme, R. Pauthenet, H. P. Rebouillat, and R. Aleonard: *J. de Phys.*, **27**, 433 (1966).
5) A. Delapalme: *J. Phys. Chem. Solids*, **28**, 1451 (1967).
6) Yu. F. Popov, A. M. Kadomtseva, G. P. Vorob'ev, V. A. Timofeeva, D. M. Ustinin, A. K. Zvezdin, and M. M. Tegeranchi: *Zh. Éksp. Teor. Fiz.*, **114**, 263 (1998) [*J. Exp. Theor. Phys.*, **87**, 146 (1998)].
7) M. Kubota *et al.*: unpublished.
8) J. H. Jung *et al.*: unpublished.
9) 磁気対称性や電気磁気効果に関する日本語の解説記事として，近　桂一郎，菅原冬彦，岩橋克聰：金属物理，**11**, 209 (1965)；白鳥紀一，喜多英治，固体物理，**14**, 603 (1979)；宮本芳子：固体物理，**26**, 211 (1991).
10) $GaFeO_3$の電気磁気効果は，G. T. Rado: *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 335 (1964)によって初めて報告されている．それによると，77 Kで$\alpha_{bc}\approx 3\times10^{-4}$(cgs-gauss unit)$\approx 1\times10^{-11}$(s/m) (SI unit)である．
11) 現在，不斉な磁気光学現象について最も精力的に実験的研究を行っているのはRikkenのグループである．文献としては，G. L. J. A. Rikken and E. Raupach: *Nature*, **390**, 493 (1997); G. L. J. A. Rikken and E. Raupach: *Phys. Rev. E*, **58**, 5081 (1998); G. L. J. A. Rikken and E. Raupach: *Nature*, **405**, 932 (2000); G. L. J. A. Rikken, J. Folling, and P. Wyder: *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 236602 (2001); T. Roth and G. L. J. A. Rikken: *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 063001 (2002)など．彼らは生体を視野に入れつつ研究を行っている．

(2003年9月1日受理)

有馬孝尚　ありま　たかひさ

昭63　東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻修了，**同年**　東レ(株)入社，**平3**　東京大学理学部助手，**平7**　筑波大学物質工学系助教授，現在に至る．

専門　材料科学　(理博)

NII-Electronic Library Service