

六方晶フェライト $\text{Ba}_2\text{Mg}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ の強誘電分極の磁場による操作

Magnetic Control of Ferroelectric Polarization in a hexaferrite $\text{Ba}_2\text{Mg}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$

東北大学多元研 谷口耕治、阿部伸行、大谷晋太郎、梅津浩志、有馬孝尚

東北大学金研 竹延大志、岩佐義宏

K. Taniguchi^A, N. Abe^A, S. Ohtani^A, H. Umetsu^A, T. Arima^A, T. Takenobu^B, Y. Iwasa^B

^AInstitute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University

^BInstitute for Material Research, Tohoku University

1. はじめに

近年、 RMnO_3 ($\text{R}=\text{Gd}, \text{Tb}, \text{Dy}$), RMn_2O_5 ($\text{R}=\text{Dy}, \text{Ho}, \text{Er}$ など), $\text{Ni}_3\text{V}_2\text{O}_8$, MnWO_4 などの長周期磁気構造を有する遷移金属酸化物系において巨大な電気磁気効果が発見され注目されている[1-4]。しかし、無磁場下での電気分極の向きを、磁場の一時的な印加によって制御できる系は、唯一 CoCr_2O_4 のみである[5]。

本研究では六方晶の鉄酸化物 $\text{Ba}_2\text{Mg}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ に注目した。この物質の結晶構造を図 1(a)に示す。この構造は Y 型六方晶フェライト構造と呼ばれ、木村らがメタ磁性転移とともに電気分極が発現することを発見した $(\text{Ba}, \text{Sr})_2\text{Zn}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ [6]と同じである。 Fe^{3+} の d 電子は局在しており、電気伝導は半導体的である。 $(\text{Ba}, \text{Sr})_2\text{Zn}_2$ の系と比べて、 Ba_2Mg_2 系では低温でメタ磁性転移を起こす磁場が極めて小さくヒステリシスがゼロ磁場にかかるように見えることから、ゼロ磁場での強誘電分極が期待できる。そこで、この物質の電気磁気効果を調べることにした。

2. 実験方法

$\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ フラックスから育成させた単結晶試料を(100)面に平行な板状に加工して、その両面に対向電極を設けた。この試料を試料回転機構付きの温度可変インサートに取り付けて、強磁場超伝導材料研究センターの 15T-SM 磁石の中で冷却した。両電極をフェムトアンペアメータ(Keithley 社)に接続しておき、電極と垂直方向の電気分極が変化するときには流れる電流を記録する。それを時間について積分することで電気分極を測定することができる。低温での電気分極の値を磁場の強さと方向の関数として測定した。なお、磁場方位は c 軸と垂直な面内で回転させた。また、試料の磁化は SQUID 磁束計を用

いて測定した。

3. 結果と考察

作製した単結晶は室温ではフェリ磁性であるが、図 1(b)に示すように約 200 K 以下で磁化が減少する。これは、フェリ磁性かららせん磁性への転移[7]に対応していると考えられる。このらせん磁性は Fe^{3+} のスピンの c 面内で回転し伝播ベクトルが c 軸に平行なスクリュウ型である。したがって、無磁場下で冷却した状態では常誘電状態だと考えられる。この状態から b 方向に磁場を印加すると、図 1(c)に示すように、初めは磁化率の小さな状態である。しかし、0.12 テスラ近傍で明瞭なメタ磁性転移を起こす。この状態から再び磁場を減少させても、元の磁化率の小さな状態には戻ることはいない。そのまま負の磁場を印加すると、0 および -0.12 テスラあたりで磁化の不連続的な変化がそれぞれ見られる。その中間では飽和磁化のおよそ半分程度の値の磁化プラトーが見られる。スクリュウ型のらせん磁性ではこのようなプラトーは期待できないことから、別の磁気相への転移と考えてよいだろう。なお、ヒステリシス曲線のゼロ磁場あたりを拡大すると、残留磁化が確認できる(挿入図)。

この磁化過程に対応して同じ温度で a^* 方向の電気分極を測定した結果を図 1(d)に掲げる[8]。0.12 テスラ付近のメタ磁性転移に伴って $100\mu\text{C}/\text{m}^2$ 程度の電気分極が出現している。また、中間磁場相に対応する磁場領域では、電気分極が $20\sim 30\mu\text{C}/\text{m}^2$ 程度となる。残留磁化に対応して、電気分極にも残留値が観測された。

ここで、重要な点は、磁場の走査に伴って電気分極の向きが反転している点である。また、残留電気

分極の符号が直前の磁場の向きによって制御されている様子も見られる。

さらに、磁場方位を変化させて同様の実験を行ったところ、磁場の方位角 θ に対して電気分極が $\sin\theta$ 型の変化をすることもわかった。このことから、メタ磁性相の磁気構造は c 軸方向に伝播ベクトルを有しながら磁場方位を中心として円錐状にスピンの回転する円錐型サイクロイドではないかと推測される。ただし、この磁気構造を同定するためには、今後の中性子散乱実験が必要である。

参考文献

- [1] T. Kimura et al., Nature **426**, 55 (2003).
 [2] N. Hur et al., Nature **429**, 392 (2004).

- [3] G. Lawes et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 087205 (2005).
 [4] K. Taniguchi et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 097203 (2006).
 [5] Y. Yamasaki et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 207204 (2006).
 [6] T. Kimura et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 137201 (2005).
 [7] N. Momozawa et al., J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 2724 (2001).
 [8] K. Taniguchi et al., Appl. Phys. Express **1**, 031301 (2008).

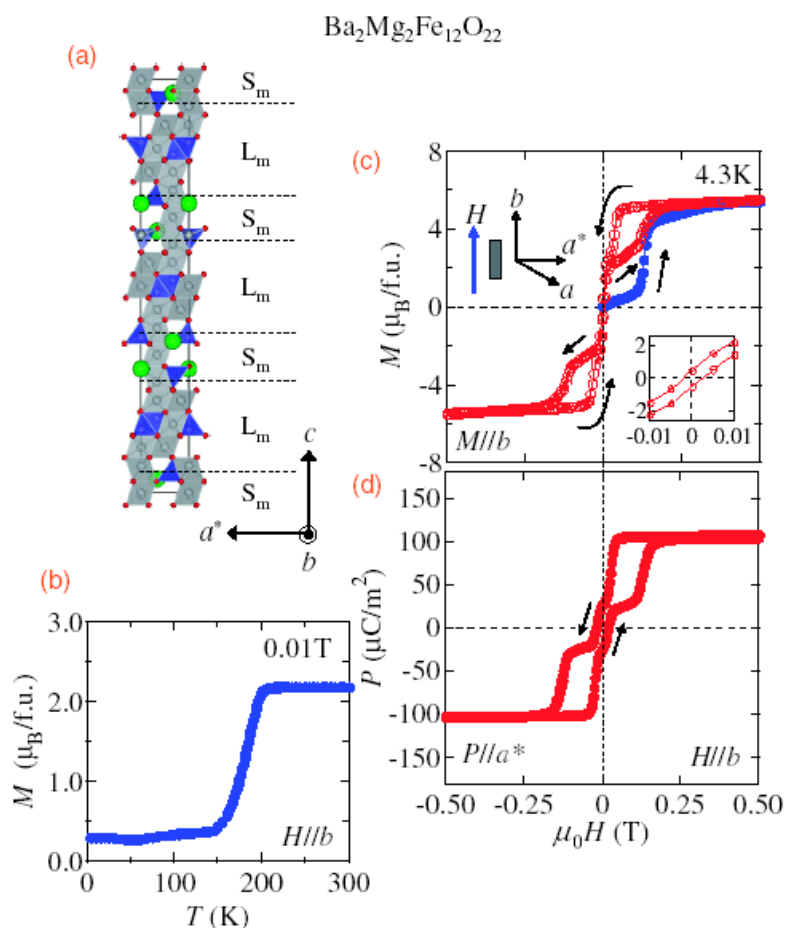


図1 (a) $\text{Ba}_2\text{Mg}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ の結晶構造。(b) 磁化の温度依存性。磁場は b 軸方向に 10mT の強さ。(c) 4.3 K における磁化曲線。磁場は b 軸に平行に印加している。(d) 磁場を b 軸方向に印加した場合の a^* 方向の電気分極の変化。