磁界センサ用ガーネットの直線性と磁化過程

Linearity and Magnetization Process in Garnet Films for Magnetic Field Sensors

渡村雄幸・鎌田 修・伊藤伸器*・峯本 尚*

職業能力開発大学校電子工学科, 相模原市橋本台 4-1-1 (☎229)

*松下電器産業(株)マルチメディアシステム研究所, 守口市八雲中町 3-1-1 (☎570)

T. Tomura, O. Kamada, N. Itoh,* and H. Minemoto*

Department of Electronics, Polytechnic University, 4-1-1 Hashimoto-dai, Sagami-hara 229

*Multimedia Systems Research Laboratory, Matsushita Electric Ind. Co., Ltd., 3-1-1 Yagumo-nakamachi, Moriguchi, Osaka 570

The influence of the irreversible magnetization process of the stripe domain on the linearity error in $(\text{BiGdLaY})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ films for optical magnetic field sensors is studied. The domain period and wall coercive force were determined by measuring the applied field dependence of the angle at which the light beam is diffracted by the periodic magnetic domain structure. The magnetization curves calculated according to the modified stripe domain theory, incorporating wall coercivity, showed good agreement with the experimental results as regards the AC output characteristics, especially a large linearity error in the very small external field region.

Key words: optical magnetic field sensor, Faraday rotation, Bi-substituted rare-earth iron garnet, magnetization process, stripe domain structure, wall coercivity

1. はじめに

フェリ磁性希土類鉄ガーネット結晶は、電力分野の高圧配電線用電流センサのファラデー素子として用いられている¹⁾。このセンサは事故検出用に屋外に設置されて用いられるために、ファラデー素子は高感度で温度安定性に優れた Bi 置換希土類鉄ガーネット結晶 (以下 (BiR)IG 結晶) が多用される。そして最近では、より高精度で広いダイナミックレンジを持つセンサの必要性が高まっており、良好な直線性を有したファラデー素子が望まれている。

LPE 成長で得られた (BiR)IG 結晶は迷路状磁区構造を有しており、センサ用ファラデー素子として用いる場合には、

- (1) 周期的磁区構造により入射光が回折されること
- (2) 垂直磁気異方性の大きな結晶の容易軸方向の磁化過程は縞状磁区の磁壁の移動が支配的であること

の二点がセンサの出力特性を決定することが明らかにされた²⁾。

我々もこの考えに基づいて、(BiR)IG 結晶に Gd 置換することにより感度の温度特性改善を実現した³⁾。また、0 次回折光受光によるセンサ出力の非線形性は 2 次回折光まで受光することで解決されている⁴⁾。しかしながら、これらは磁壁移動の外部磁界に対する線形応答を仮定しており、磁化過程そのものの直線性の影響は考慮されていない。

縞状磁区構造を有する磁化過程については、Kooy と Enz の理論⁵⁾があり、 $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ の磁化過程を非常に良く説明している。しかし MnBi 膜のように大きなヒステリシス⁶⁾を生じる場合への適応は不可能であった。Masuda ら⁷⁾は磁壁移動のピン止めや応力による保磁力の効果を取り入れてこの理論を修正した。今回我々は、この改良された磁化過程のモデルを用いて、センサ出力の直線性について考察し、特に低磁界側での大きな比誤差は微小な保磁力によることがわかったので報告する。

2. 実験方法

用いた結晶は、 $(\text{BiGdLaY})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ であり、(111) 面方位の $(\text{GdCa})_3(\text{MgZrGa})_5\text{O}_{12}$ 基板上に LPE 成長したものである。フラックスは B_2O_3 が比較的多い $\text{PbO-Bi}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3$ 系⁸⁾を用いた。Table 1 にその諸特性を示す。試料の磁区構造は迷路状であり、入射光の回折パターンは同心円状となる。磁区幅の外部磁界依存性は、He-Ne レーザ光源の 1 次回折角を測定して求めた。

センサの入出力特性評価は、LED 光源 (855 nm)、方位角を 45° に設定した 2 個のグラントムソンプリズムおよび Si-PIN フォトダイオードを用い、センサと同等な構成の光学系で行った。外部磁界はヘルムホルツコイルにより、直流磁界および 192 Hz の交流磁界を印加した。交流特性は入出力信号の実効値を測定して、25 Oe を基準にした比誤差を求めて評価した。

3. 実験結果および考察

Fig. 1 に縞状磁区構造のモデルを示す。(BiR)IG 結晶は大きな成長誘導磁気異方性のために垂直磁化膜となり、その磁化過程は磁壁移動が支配的である。したがって厚み d の試料に外部磁界 (H) が印加されたとき、誘起される磁化 (M) はそれぞれの

Table 1 Characteristics of the (BiR)IG films used in this study

Composition	$(\text{BiGdLaY})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$
Thickness	$d = 55 \mu\text{m}$
θ_F	-30 deg
$4\pi M_s$	580 gauss

Fig. 1 Model of the stripe domain structure.

磁区幅 (ω_1, ω_2) を用いて

$$k = M/M_s = \frac{(\omega_1 - \omega_2)}{(\omega_1 + \omega_2)} \quad (1)$$

と定義される。ただし k は自発磁化 (M_s) で規格化された磁化である。方位角を 45° とした非差動固定検光子法の場合、0 次光観測時の光出力 (V_0) は、次式で与えられる²⁾。

$$V_0 = \frac{1}{2} \left(\cos \theta_F + \frac{M}{M_s} \sin \theta_F \right)^2 \quad (2)$$

今回のように 0 次回折光のみを受光するセンサの出力はこの V_0 に比例する。また、磁化の 2 乗に比例する項が含まれており直線性の悪化の原因となることが容易にわかる。

交流出力に於ける比誤差特性の測定結果を Fig. 2 に示す。また (2) 式に比例するセンサ出力の実効値を求めて比誤差特性を計算したが、その結果を実線で示す。高磁界領域での比誤差の悪化が良く説明されている。しかしながら、微小磁界領域で大きな比誤差が観測されており、0 次光受光による非線形性だけでは説明できない。Fig. 2 には 5 Oe 以下での交流出力特性も示してあるが、0.5 Oe 程度の小さな値を持っているのがわかる。この原因としては、磁壁移動のピン止めや応力による微小な保磁力が考えられる。以上の実験結果に対して、Masuda ら⁷⁾によって修正されたモデルを適用し、磁化過程の直線性への影響を考察する。このモデルによれば、磁区構造や磁化曲線 (k - h カーブ) は、結晶の単位面積当たり蓄積される磁気的なエネルギーの総和

$$E = E_w + E_H + E_D \quad (3)$$

E_w : 磁壁エネルギー

E_H : 印加磁界エネルギー

E_D : 静磁エネルギー

を磁区幅や磁化に対して最小とするような条件から求められる。そしてヒステリシスを説明するために、ピン止めや応力によって逆らって不可逆的な磁壁移動を開始する磁界、保磁力 (H_w) が

Fig. 2 Experimental results for the linearity error. The inset shows the nonlinear AC output characteristics in the small external field region.

導入される。Fig. 3 は外部磁界をそれぞれ増加および減少させたときの磁区幅の変化を測定したものであり、明らかにヒステリシスが存在することがわかる。この測定結果を解析するために、磁区幅の外部磁界依存性を H_w をパラメータとして計算した。その結果を実線および点線でそれぞれ示してあるが、 H_w の値が 0.3 Oe のとき両者が最も良く一致することがわかった。なお μ 補正を行う際に必要な成長誘導磁気異方性エネルギーの値は、安藤ら⁹⁾の結果 $K_u = 5470$ erg/cc を用いた。Wickersheim ら¹⁰⁾は、無添加 YIG 結晶で 0.105 Oe、 SiO_2 を添加した結晶で 0.533 Oe の保磁力を観測しており、今回得られた値と良く一致している。得られた H_w を用いて計算した磁化曲線を Fig. 4 に示す。この磁化曲線と (2) 式から計算した光出力を Fig. 5 に示す。測定結果も併せて示してあるが、両者は良く一

Fig. 3 Theoretical and experimental stripe domain periods as a function of the applied field.

致している。Fig. 4 においてはヒステリシスの大きさは小さく、実際のセンサの測定範囲に該当する $h=0.5$ 付近までの磁界領域では直線性に対する影響は少ないと考えられる。そして、Fig. 5 から 0 次光受光による非線形性が支配的であることがわかる。また低磁界領域での直線性に対する影響を評価するために入出力のリサージュ図形を求めた。その結果を Fig. 6 に示す。スペクトルアナライザによる測定結果も併せて示してあるが、顕著なヒステリシスや高調波成分は見られなかった。しかしながら、磁界強度に換算して 0.3 Oe 相当の出力幅が測定範囲全体にみられ、受光器の雑音レベルに対して十分大きなものであった。これは、保磁力は試料に様に分布しているという Masuda らの仮定と一致している。

また保磁力はこれと同程度の磁界領域では、非線形誤差の原

Fig. 4 Calculated magnetization curve for $H_w=0.3$ Oe.

Fig. 5 Normalized optical output vs. normalized DC external field.

Fig. 6 Measured Lissajous figure in the small external field range. The inset shows the frequency power spectrum at 10 Oe.

因となると考えられる。Fig. 7 に低磁界領域の比誤差の測定結果を示す。Wickersheim ら¹⁰⁾の測定結果にもあるように、初透磁率は最大透磁率に比較してかなり小さいことが予想される。このことから H_w 以下では感度がゼロであると仮定して、計算した比誤差を実線で示した。 H_w の値は 0.3 Oe とした場合、実験値と良く一致している。しかし、保磁力の周期や分布を考慮した正確な計算が今後の課題である。また保磁力の原因としては結晶成長時に発生した成長欠陥や応力および成長誘導磁気異方性が考えられ、結晶のアニールが保磁力減少に効果的であると思われる。

Fig. 7 Linearity error of the output signals in the small external field region.

4. ま と め

電流センサ用 (BiR)IG 結晶の直線性に対する磁化過程の影響を考察した。高磁界測定領域では影響は少なく、0 次回折光受光による非線形性が支配的であった。また低磁界領域で観測される大きな比誤差は非可逆的な磁壁移動をもたらす保磁力によると考察した。そして Masuda らにより修正された理論による実験結果の解析から、この保磁力は 0.3 Oe とかなり小さいことがわかった。

文 献

- 1) 和田道夫, 不動弘幸, 江川 進, 石塚 訓, 石河大典, 伊藤伸器: 電気学会論文誌 C, **112**, 793 (1992).
- 2) 沼田卓久, 棚池博行, 井口征土, 桜井良文: 日本応用磁気学会誌,

- 14**, 642 (1990).
- 3) O. Kamada, H. Minemoto, and N. Itoh: *J. Appl. Phys.*, **75**, 6801 (1994).
- 4) 伊藤伸器, 峯本 尚, 石河大典, 石塚 訓: 日本応用磁気学会誌, **19**, 209 (1995).
- 5) C. Kooy and U. Enz: *Philips Res. Repts.*, **15**, 7 (1960).
- 6) D. Chen: *J. Appl. Phys.*, **37**, 1486 (1966).
- 7) M. Masuda, S. Yoshino, H. Tomita, and S. Uchiyama: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **15**, 283 (1976).
- 8) C. P. Clages: *J. Cryst. Growth*, **64**, 275 (1983).
- 9) K. Ando, N. Takeda, N. Koshizuka, and T. Okuda: *J. Appl. Phys.*, **57**, 1227 (1985).
- 10) K. A. Wickersheim and R. L. Comstock: *J. Appl. Phys.*, **36**, 3621 (1965).

1995 年 10 月 16 日受理, 1996 年 1 月 12 日採録