Dy-Fe-Co, Tb-Fe-Co 膜の磁気および磁気光学特性

Magnetic and Magneto-Optic Properties of Amorphous Dy-Fe-Co and Tb-Fe-Co Films

遠藤典仁・榊井昇一・小林 正・綱島 滋・内山 晋

名古屋大学工学部, 名古屋市千種区不老町

N. Endo, S. Masui, T. Kobayashi, S. Tsunashima and S. Uchiyama

Faculty of Engineering, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464

The magnetic and magneto-optic properties of amorphous $\text{Tb}_{.17}(\text{Fe}_{1-y}\text{Co}_y)_{.83}$ and $\text{Dy}_{.20}(\text{Fe}_{1-y}\text{Co}_y)_{.80}$ films have been investigated.

As in the case of $\text{Gd}_{.26}(\text{Fe}_{1-y}\text{Co}_y)_{.74}$ films, an increase of the Kerr rotation θ_K with increasing Co content y has been found for $\text{Tb}-(\text{Fe}_{1-y}\text{Co}_y)$ and $\text{Dy}-(\text{Fe}_{1-y}\text{Co}_y)$ films in the range of $0 \leq y \leq 0.3$, measured at room temperature with a wavelength of 633 nm. The enhancement of θ_K is considered to be mainly due to the rise of the Curie temperature T_C caused by the Co substitution. Another reason might be the increase of the Fe-Co moment at 0 K.

The dependence of θ_K on wavelength λ in the range of $400 \text{ nm} \leq \lambda \leq 800 \text{ nm}$ has also been measured for these films. The results show that the slope of the normalized spectrum $((1/\theta_K) \cdot (d\theta_K/d\lambda))$ decreases with increasing y , approaching the spectrum for pure Co metal. In addition, a dependence of the spectra on the type of rare earth atoms could be seen for short wavelength ($\lambda \sim 400 \text{ nm}$).

The product of magnetization and coercivity of $\text{Tb}-(\text{Fe}_{1-y}\text{Dy}_y)$ films increases with increasing y at room temperature in the range of $0 \leq y \leq 0.3$. This may also be attributed to the rise of T_C .

1. ま え が き

光熱磁気記録用媒体としてのアモルファス希土類(RE)-遷移金属(TM)薄膜のうち, Dy-Fe, Tb-Fe膜は高保磁力で, 比較的低いキュリー温度を有するので, 微小ビットの安定性と記録感度はともに良好であるが, 記録の読み出し特性を決める磁気光学特性は十分ではない. Tb-Fe膜において, Feの一部をCoで置換してキュリー温度を上げると記録感度は多少悪くなるが, 室温における遷移金属副格子磁化の増大に伴い, 磁気光学カー回転角が増加して, 読み出し特性の向上が期待されることが報告されている^{1)~4)}.

我々は以前に Gd-Fe-Co 膜について, 磁気光学特性などを報告したが^{5)~7)}, 今回は希土類元素を変えて, Dy-Fe-Co, Tb-Fe-Co 膜の磁気および磁気光学特性を調べ, Gd-Fe-Co 膜の場合と比較した.

2. 実験方法

試料は二元同時蒸着法によって作製した. Dy または Tb は Ta ポートの抵抗加熱により, Fe-Co 合金は電

子ビーム加熱によって, それぞれ独立に水晶モニターを用いて, 蒸着速度を制御しながらガラス基板上に蒸着した. 蒸着速度は $3 \sim 4 \text{ Å/sec}$ で膜厚は約 $1,000 \text{ Å}$ である.

膜の組成は電子プローブ微量分析法(EPMA)によって決定し, 飽和磁化 M_s と保磁力 H_c は振動試料型磁力計(VSM)によって求めた. カー回転角 θ_K の測定はガラス基板側から, He-Ne レーザ(633 nm)またはモノクロメータを通した単色光(400~800 nm)を用い, 入射角約 5° で行った. θ_K の波長依存性は, フラデーセルを用いた偏光角変調法によって求めた.

3. 実験結果

$\text{RE}-(\text{Fe}_{1-y}\text{Co}_y)$ ($\text{RE}=\text{Dy, Tb, Gd}^{89)}$ 膜の室温におけるカー回転角 θ_K の Co 濃度依存性を Fig. 1 に示す. 測定波長は 633 nm である. RE の種類によらず, いずれの θ_K も Co 濃度 $y \approx 0.3$ で最大になっているが, $0 \leq y \leq 0.3$ において Co 濃度の増加に伴う θ_K の増加の割合は, Gd-Fe-Co, Tb-Fe-Co, Dy-Fe-Co の順に大きくなっている. これは一つには後で述べるように, キュ

リー温度が Dy-Fe, Tb-Fe, Gd-Fe⁵⁾ の順に高くなっていることに起因していると考えられる。

次に Dy-Fe-Co, Tb-Fe-Co の 633 nm における θ_K の温度特性の幾つかの例を Fig. 2 に示す。この図から、Co 置換した膜の室温における θ_K の増加の原因の一つが、キュリー温度の上昇にあることが分かる。

Fig. 3 に、 θ_K の温度特性から得られたキュリー温度 T_C の Co 濃度依存性を示す。比較のため、VSM より求めた Gd-Fe-Co の T_C も破線で表す。

RE-Fe-Co 膜の T_C は、Co 濃度 y の 0.01 の増加によって、RE によらず約 6 K 上昇している。

ところで、辻本らは Tb-Fe-Co 膜において、 y の 0.01 の増加に対して、 T_C は 3.6 K 上昇すると報告しており、 T_C の値も我々の値より低くなっている^{2),3)}。

次に測定温度 T をキュリー温度 T_C で規格化した θ_K の温度特性を Fig. 4 および Fig. 5 に示す。この温度特性曲線を外挿すると、 $0 \leq y \leq 0.3$ では、0 K における θ_K は y とともに増加し、 $y \approx 0.3$ で最大になると思わ

Fig. 1 Composition dependence of Kerr rotation of RE-Fe-Co (RE=Dy, Tb, Gd) films at room temperature.

Fig. 2 Temperature variation of Kerr rotation of Dy-Fe-Co and Tb-Fe-Co films.

Fig. 3 Curie temperature of RE-Fe-Co (RE=Dy, Tb, Gd) films.

Fig. 4 Normalized temperature dependence of Kerr rotation of Dy-Fe-Co films.

Fig. 5 Normalized temperature dependence of Kerr rotation of Tb-Fe-Co films.

れるが、さらに $0 \leq y \leq 1$ においても、0 K における θ_K は $y \approx 0.3$ のとき最大になると予想される。なぜなら、 $0.3 < y \leq 1$ の膜の θ_K の温度特性は測定していないが、 T_C が y ととも単調に上昇するとすれば、室温における θ_K が $y \approx 0.3$ で最大を示す (Fig. 1) ことから、0 K において、 $y > 0.3$ のときの θ_K は $y \approx 0.3$ のときよりも小さくなると考えられるからである。また、 θ_K の大きさと遷移金属 (Fe-Co) の磁気モーメントとに何らかの比例関係があるとすれば、0 K での θ_K の推定から、Dy-Fe-Co, Tb-Fe-Co では、0 K における Fe-Co の磁気モーメントは、 $0 \leq y \leq 0.3$ において、Co 置換によって増大している可能性がある。そこで現在、Tb-Fe-

Co の 4.2 K における飽和磁化 M_s の測定を行い、Fe-Co 副格子の平均原子磁気モーメント μ_{TM} の Co 濃度依存性を調べているが、Tb-Fe-Co も Gd-Fe-Co^{9),10)} と同様に、 μ_{TM} は単純に Co モーメントによる希釈だけでは説明できないものと考えられる。

Dy-(Fe_{1-y}Co_y), Tb-(Fe_{1-y}Co_y) の室温における θ_K の波長依存性を y をパラメータとして Fig. 6 に示す。両者の θ_K はともに、波長の増加に伴い単調に増加し、この傾向は Gd-Fe と類似している¹⁾。

Co 濃度の変化に伴うカースペクトルの変化の様子を見るために、 θ_K の波長依存性を 400 nm における値で規格化した。これを Fig. 7 に示す。 θ_K の波長 λ に対する変化率 α_L は、 $\alpha_L \equiv (1/\theta_K) \cdot (d\theta_K/d\lambda)$ と表わされ、こ

Fig. 6 Wavelength dependence of Kerr rotation of Dy-Fe-Co and Tb-Fe-Co films for various cobalt compositions.

Fig. 8 Wavelength dependence of Kerr rotation of RE-(Fe_{1-y}Co_y) films (RE=Dy, Tb, Gd; $y \approx 0.3$).

Fig. 7 Wavelength dependence of Kerr rotation normalized at 400 nm.

Fig. 9 Composition dependence of the product of magnetization M_s and coercivity H_c of Tb-Fe-Co films at room temperature and $0.76 T_C$, where T_C is the Curie temperature.

の値を用いるとカー効果の温度変化の寄与が取り除かれる⁹⁾。Fig. 7 において、カースペクトルの傾きは α_L を表しているが、Co の置換量 y を増していくと、Dy-Fe-Co、Tb-Fe-Co のいずれの α_L も減少する。これは結晶 Fe と結晶 Co のカースペクトルの形状の違いを反映していると思われる⁹⁾。なお α_L の減少の割合は、Dy-Fe-Co の方が大きい。

Fig. 8 は、 $y \approx 0.3$ のときの室温における RE-Fe-Co (RE=Dy, Tb, Gd⁹⁾) の θ_K の波長依存性を比較したものである。それぞれの膜における θ_K の値は、短波長ではあまり変わらないが、長波長では Tb-Fe-Co の θ_K の値は、Dy-Fe-Co や Gd-Fe-Co のそれよりも大きくなっている。このことは、Fig. 1 において、室温の 633 nm における RE-Fe-Co の θ_K は、 $y \approx 0.3$ の場合、Tb-Fe-Co が最大となり、Dy-Fe-Co と Gd-Fe-Co は同程度になることに対応している。 α_L は Tb-Fe より Dy-Fe の方が大きい (Fig. 7) が、 $y \approx 0.3$ では図で見られるように、逆に Dy-Fe-Co よりも Tb-Fe-Co の方が大きくなっている。なお Fig. 8 において、短波長側 (400 nm 付近) ではカースペクトルの形状は、Dy-Fe-Co、Tb-Fe-Co、Gd-Fe-Co のそれぞれでやや異なっている。これは波長が短くなるにつれて、 θ_K に対する RE(Dy, Tb, Gd) の影響が現れてくるためと考えられる⁹⁾。

最後に、Tb-Fe-Co の保磁力の Co 濃度依存性について述べる。保磁力 H_s は、飽和磁化 M_s (Tb 濃度) によって大きく変化するので、ここでは M_s と H_s の積で考え、Fig. 9 はその結果を示したものである。 $M_s \cdot H_s$ は、室温では $0 \leq y \leq 0.3$ で y とともに増加している。これはキュリー温度 T_C の上昇が影響していると思われるので、さらに $0.76 T_C$ に相当する温度で測定したところ、 $M_s \cdot H_s$ は Co 濃度とともに減少する傾向が見られた。 $M_s \cdot H_s$ の値は Tb 副格子磁化 M_{Tb} の大きさと関係があると考えられるが⁹⁾、 T_C の異なる試料に対して、 M_{Tb} の温度変化の形は単純に相似形であるということではできず、さらに厳密な議論を行う場合には、 T_C の異なる試料に対して、 M_{Tb} の大きさが等しくなるような温度で、 $M_s \cdot H_s$ の値を比較することが必要である。しかし Fig. 9 の結果を見る限り、 $M_s \cdot H_s$ が室温において $0 \leq y \leq 0.3$ で y とともに増加することは、 T_C の上昇による寄与が大きいと考えられる。

4. ま と め

Dy-Fe、Tb-Fe 膜は、Fe の一部を Co で置換する

と、Co 濃度が $0 \leq y \leq 0.3$ では室温において、測定波長範囲 (400~800 nm) でカー回転角が増加した。この原因は主にキュリー温度の上昇と思われるが、0 K での Fe-Co の平均原子磁気モーメントの増加も考えられる。Co 置換によるカー回転角の増強の効果は、短波長側の方がより大きくなった。RE-Fe-Co (RE=Dy, Tb) のカースペクトルと RE-Fe のそれとの違いは、結晶 Fe と結晶 Co のカースペクトルの違いを何らかの形で反映していると考えられる。また RE(Dy, Tb, Gd) の種類の違いによるカースペクトルの形状の変化は、特に短波長側 (~400 nm) で RE のカー回転角への寄与があるためと推察される。

カー回転角の温度特性から、Dy-Fe-Co、Tb-Fe-Co とともに Co 濃度 $y \approx 0.3$ のものが、0 K において最大のカー回転角を持つことが推察される。また Co 置換によるキュリー温度の上昇の割合は、RE(Dy, Tb, Gd) によらず、Co 濃度 y の 0.01 の増加に対して約 6 K となった。

なお Tb-Fe-Co の磁化反転に要するエネルギー M_s と H_s の積は、室温において $0 \leq y \leq 0.3$ では、Co 濃度 y とともに増加するが、その主な原因は Co 置換によるキュリー温度の上昇にあると思われる。

本研究は、文部省科学研究費・特定研究「アモルファス材料・物性」の援助のもとに行われたものである。

EPMA による膜の組成分析をしていただいた名古屋大学工学部の安達幸男氏に感謝します。

文 献

- 1) S. Tanaka *et al.*: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-19**, 1751 (1983).
- 2) 辻本ら: 日本応用磁気学会誌, **7**, 119 (1983).
- 3) H. Tsujimoto *et al.*: *J. Magn. Magn. Mat.*, **35**, 199 (1983).
- 4) H. Tsujimoto *et al.*: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-19**, 1757 (1983).
- 5) S. Tsunashima *et al.*: *J. Appl. Phys.*, **53**, 8175 (1982).
- 6) 小林ら: '83 秋物理学会講演予稿集, 13aW4 (1983).
- 7) 榊井ら: 信学技報, MR 83-21 (1983).
- 8) T. Katayama *et al.*: *Proc. 4th Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals*, 915 (1981).
- 9) Y. Mimura *et al.*: *J. Appl. Phys.*, **39**, 1208 (1978).

1983 年 12 月 14 日受理, 1984 年 2 月 14 日採録