

強磁性/反強磁性積層膜の交換磁気異方性 —反強磁性層の磁気異方性とその役割—

Exchange Anisotropy of Ferromagnetic/Antiferromagnetic Bilayers —Magnetic Anisotropy of Antiferromagnetic Layer and Its Role in Exchange Anisotropy—

角田匡清*・高橋 研** *東北大学大学院工学研究科・**東北大学未来科学技術共同研究センター

M. Tsunoda* and M. Takahashi,** *Department of Electronic Engineering, Tohoku University, and **New Industry Creation Hatchery Center, Tohoku University

The origin of magnetic anisotropy of the anti-ferromagnetic layer and its role in the magnetization process of exchange-coupled ferromagnetic(F)/anti-ferromagnetic(AF) bilayers are discussed. Magnetic torque analysis of pseudo-single crystalline F/AF bilayers strongly suggests that the magnetocrystalline anisotropy of the antiferromagnet is the origin of magnetic anisotropy of the AF layer. According to the simple exchange anisotropy model established by Meiklejohn and Bean (1957), magnetic torque curves were analyzed for pseudo-single crystalline Ni-Fe/Mn-Ni and Mn-Ir/Ni-Fe bilayers, the AF layer thicknesses of which are less than the critical value necessary to induce an exchange bias field. The anisotropy energies of $Mn_{82}Ni_{18}$ and $Mn_{75}Ir_{25}$ were determined in (110)-, (001)-, (111)-planes from the saturation torque amplitude of the pseudo-single crystalline bilayers with the respective crystallographic orientation. We introduce a single spin ensemble model for polycrystalline bilayers, taking into account the two-dimensional random distribution of the magnetic anisotropy axes of AF grains. We also successfully elucidate the exchange anisotropy features, such as blocking temperature, reversible directional control by field cooling, critical AF layer thickness, and changes of unidirectional anisotropy constant by thermal annealing, with a single spin ensemble model, in relation to the role of the magnetic anisotropy of the AF layer.

Key words: exchange anisotropy, unidirectional anisotropy, single domain, magnetic anisotropy, anti-ferromagnet, magnetic torque analysis

1. はじめに

強磁性層/反強磁性層積層膜で観測される交換磁気異方性はハードディスク装置(HDD)の再生ヘッド素子としてのスピバルブ薄膜や、磁気ランダムアクセスメモリ(MRAM)の記憶素子としての強磁性トンネル接合膜に应用されている。これは積層膜という人工構造体において、

二つの異なる強磁性層の磁化ベクトルの相対角度を人為的に制御することによって、スピン依存散乱やスピン依存トンネル伝導といった、電子がもつ電荷とスピンの二面性に基づく興味深い物理現象が工学応用可能となるからである。今後のいわゆるスピエレクトロニクスの発展において交換磁気異方性は必要不可欠な重要な要素技術であることに疑いはないだろう。ところが、交換磁気異方性のメカニズムに関してこれまでに多くのモデルが提案されている^{1)~14)}が、現在のところさまざまな系の交換磁気異方性を統一的に説明できる決定的なモデルは存在しない。また、モデルの多くはミクロスコピックな起源に立脚し、理論的に構築しうる完全系において正しい物理描像を与える反面、現実の積層膜のような乱れた系に対する適用性についてはあまり考慮されていない。このため応用上の問題に際して、これらのモデルを直接的に活用することが難しい側面がある。例えば現在、HDDの線記録密度の増大に伴う再生ヘッド素子用シールドのギャップ幅の低下に対応するため、スピバルブ薄膜の反強磁性層には極薄化が要求されているが、その材料ならびにプロセスの開発には明確な方針づけがなされていないのが実状である。また、HDDのトラック密度の増大に伴い微細化を続けるスピバルブの素子寸法は、近い将来薄膜の結晶粒径と同程度となり、スピバルブ素子が結晶粒一つで構成される可能性がある。しかしながら、そのような場合に現在の多結晶積層膜の場合と比較して交換磁気異方性がどのように振舞うかについてもよくわかっていない。

交換磁気異方性のメカニズムの理解を困難にしている原因の一つに、反強磁性層の磁気異方性とその交換磁気異方に果たす役割が十分に理解されていないことが挙げられる¹⁵⁾。交換磁気異方性の発見当初、MeiklejohnとBean¹⁾によって提案された最も簡単なモデル(強磁性層のスピンならびに反強磁性層のスピンをそれぞれ単一のスピンとして扱う; 以下本稿中ではsingle spin modelと称する)においては、反強磁性層全体にわたる一軸磁気異方性が仮定

されているが、その物理的起源については全く解釈が与えられていない。また、交換磁気異方性の大きさの説明に関する single spin model の難点を克服するために Mauri²⁾ や Malozemoff³⁾ によって提案された磁壁モデル（反強磁性層の中に磁壁のようなスピンのねじれ構造を仮定するモデル）においても、磁壁エネルギーを決める物理因子として反強磁性層の磁気異方性が導入されており、その重要性は明らかであるにもかかわらず、詳細については深く議論されていない。

このような状況の下、反強磁性材料の物理定数としての磁気異方性定数を調べてみると、バルク単結晶試料を用いて磁気トルク計測によって決定した例^{16), 17)} や、同じくバルク単結晶試料を用いてスピフロップ磁界と帯磁率から異方性定数を決めた例¹⁸⁾ がわずかに見つかるが、スピバルブ薄膜や強磁性トンネル接合膜で一般に用いられている Mn 合金薄膜に関しては、その磁気異方性はほとんど調べられていない現状に突き当たる。唯一の例として、Ni-Fe/FeMn 多結晶交換結合膜において、磁化曲線に交換結合磁界が発生する反強磁性層の臨界膜厚 (d_{AF}^c) と一方向異方性定数 (J_k) の飽和値から計算するという間接的な方法で値を決定した報告¹⁹⁾ があるが、後で述べるように J_k を強磁性層/反強磁性層積層界面に働く交換結合エネルギーそのものと見なしている点に疑問が残る。

そこで筆者らのグループでは、これら実用に供されている Mn 合金薄膜の磁気異方性と、それが強磁性層/反強磁性層積層膜の交換磁気異方性に果たしている役割を明らかにする目的で、単結晶基板上に作製したエピタキシャル積層膜ならびに結晶方位が膜面内でランダムな多結晶積層膜を用いて、古典的な磁気トルク計測の手法を中心として研究を行った。磁気トルク解析のよりどころとして、最も簡単な single spin model に立脚し、そのシミュレーション結果と積層膜の実験結果との対比から反強磁性層の磁気異方性に関する知見を得た。さらにその知見に基づき、応用に即した多結晶積層膜の交換磁気異方性に関する種々の特性について解釈を行ってきた。本稿では、筆者らのこのような一連の研究成果を中心として、交換磁気異方性における反強磁性層の磁気異方性の重要性について述べる。

2. Single spin model と反強磁性層の磁気異方性

Fig. 1 に single spin model の模式図を示す。簡単のためにここでは強磁性層の磁気異方性は無視し、反強磁性層の磁気異方性は一軸的であるとしている。強磁性層と反強磁性層のスピンは各々その方向をそろえて（それぞれ単一のスピンのように）膜面内で回転する。強磁性層のスピンは外部磁界 H に追随して運動しようとするが、反強磁性層との界面に働く結合エネルギー (J) によって制約を受ける。一方、反強磁性層のスピンは、界面の J を介した強磁性層のスピンの運動の影響と自らの磁気異方性エネルギー

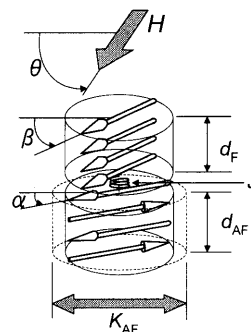


Fig. 1 A schematic model of ferromagnetic (F)/antiferromagnetic (AF) bilayers ('single spin model'). The spin moments in the F layer of thickness d_F and the AF layer of thickness d_{AF} are indicated as open arrows. Exchange coupling at the interface is indicated by the spring labeled J . The uniaxial anisotropy for the AF layer is indicated by the large shaded arrow labeled K_{AF} and the elongated dashed line cylinder. The shaded arrow H denotes the applied in-plane magnetic field. Orientations of the various vector components are given by angles α , β , and θ , as indicated.

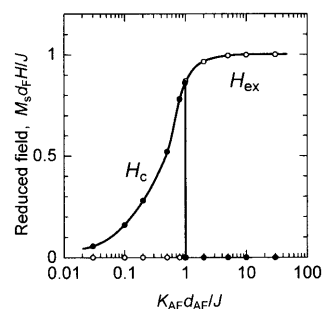


Fig. 2 The exchange anisotropy field H_{ex} , shown as open circles, and the coercivity, H_c , shown as solid circles, as a function of the antiferromagnetic (AF) layer thickness d_{AF} , as obtained from the single spin model. The vertical field axis is given in terms of the reduced field parameter $M_s d_F H / J$, where M_s and d_F denote the magnetization and thickness of the ferromagnetic layer, respectively, and J is the interface exchange coupling parameter. The horizontal thickness axis is given in terms of the reduced thickness parameter $K_{AF} d_{AF} / J$, where K_{AF} is the uniaxial anisotropy energy density for the AF layer.

(K_{AF})の影響を受ける。 J は界面エネルギーであるのに対して、 K_{AF} は体積当たりのエネルギーであるため、反強磁性膜厚 (d_{AF}) が大きくなると、反強磁性層のスピンは磁気異方性エネルギーに縛られて動けなくなる。このとき強磁性層のスピンは H に従って膜面内を1回転する間に界面エネルギーを感じ、 $-J \cos(\beta - \alpha)$ で与えられる一方向磁気異方性が生じる。

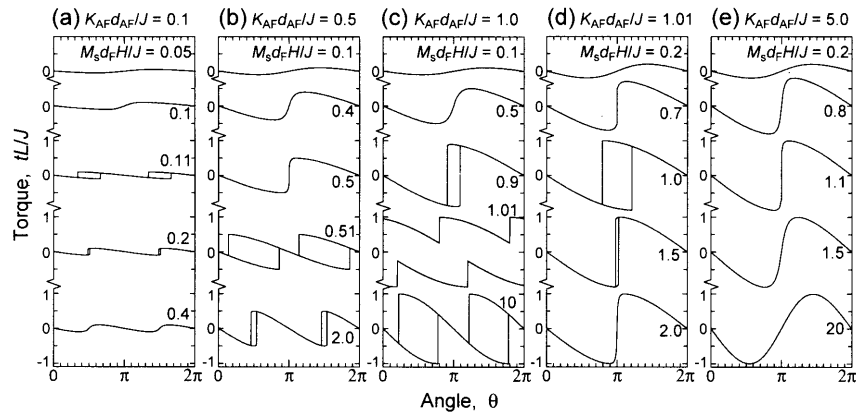


Fig. 3 Computed torque curves from the single spin model. The vertical axes show the torque per unit volume L in units of tL/J , where t is the bilayer thickness and J is the interface exchange coupling parameter. The field angle θ on the horizontal axis is referenced to the antiferromagnetic (AF) easy axis. Panels (a) through (e) show increasing values of the AF layer thickness d_{AF} , expressed in terms of $K_{AF}d_{AF}/J$, where K_{AF} is the uniaxial anisotropy energy density for the AF layer. The individual graphs in the panels are for different values of the in-plane field H , expressed in terms of $M_s d_F H/J$, where M_s and d_F denote the magnetization and thickness of the ferromagnetic layer, respectively.

Fig. 2 ならびに Fig. 3 には, single spin model における単位面積当たりのエネルギー,

$$tE = M_s d_F H \cos(\theta - \beta) + K_{AF} d_{AF} \sin^2 \alpha - J \cos(\beta - \alpha), \quad (1)$$

を用いて計算した磁化曲線から求めた交換結合磁界 (H_{ex}) と保磁力 (H_c), ならびに磁気トルク曲線の印加磁界依存性を示す²⁰⁾. ここで t は積層膜の膜厚であり, 単位面積当たりのエネルギーであることを明示するために E に付している. それぞれ界面の結合エネルギーで規格化した反強磁性層の磁気異方性エネルギー ($K_{AF}d_{AF}/J$) の関数として示しており, $K_{AF}d_{AF}/J$ の変化は実験における反強磁性層厚の変化と読み替えることができる. $K_{AF}d_{AF}/J=1$ を境にして, それ以上では磁化曲線には H_{ex} が生じ, 磁気トルク曲線には高磁場印加下においても $-\sin \theta$ 形状の一方異方性が生じていることがわかる. ここで重要なのは, むしろ $K_{AF}d_{AF}/J < 1$ の場合における高磁場下での磁気トルク曲線である. 磁気トルク曲線は一軸的な $-\sin 2\theta$ 形状を示している. これは先に述べたように反強磁性層が薄く磁気異方性エネルギー ($K_{AF}d_{AF}$) が界面の結合エネルギー (J) に比べて小さいために, 反強磁性層のスピンの異方性の方向に固着されずに, 界面の J を介して強磁性層のスピンの供回りをする結果, 反強磁性層の磁気異方性の影響が磁気トルク曲線に現れたものである. 同じ影響が磁化曲線には保磁力として現れている. すなわち, 以上の結果は, 臨界膜厚 (それ以上の膜厚で一方異方性が発生する反強磁性層厚; ここでは $K_{AF}d_{AF}^c/J=1$) 以下の反強磁性層厚を有する強磁性層/反強磁性層積層膜の磁気トルク曲線を解析することで, 反強磁性層の磁気異方性を調べることができることを意味している.

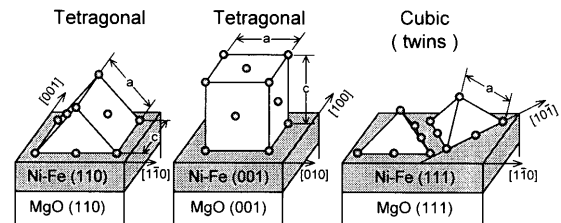


Fig. 4 Schematic model of the epitaxial relationship of Ni-Fe/Mn-Ni bilayers fabricated on MgO single crystal substrate with various orientations.

3. 磁気トルク解析により求めた反強磁性層の磁気異方性

反強磁性層の磁気異方性を調べるために, 解析が容易な単結晶膜 (実際には, 膜厚・膜面内方向共に結晶方位がよくそろっているが結晶粒界が存在する擬単結晶膜) を用いた. (110), (001), (111) の各結晶配向面を有する MgO 単結晶基板上にスパッタリング法を用いて $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Mn}_{82}\text{Ni}_{18}$ エピタキシャル積層膜を形成した. 反強磁性層である $\text{Mn}_{82}\text{Ni}_{18}$ 膜の結晶構造と基板へのエピタキシャル関係を Fig. 4 に模式的に示した. (111) 配向の積層膜では双晶が形成されていた. 別途調べた Ni-Fe/Mn-Ni エピタキシャル積層膜の交換結合磁界は, (110) と (001) 配向の積層膜で 70 \AA , (111) 配向の積層膜で 50 \AA の臨界膜厚以上で生じていたため, 解析に用いる試料の反強磁性層厚をそれぞれ 50 \AA ((110) ならびに (001) 配向積層膜), 45 \AA ((111) 配向積層膜) とした.

Fig. 5 に各エピタキシャル積層膜の磁気トルク曲線の印加磁界依存性を示す²¹⁾. 高磁界印加下の磁気トルク曲線の形状は各エピタキシャル膜で異なり, それぞれ $\sin 2\theta$ 形状 ((110) 配向積層膜), $\sin 4\theta$ 形状 ((001) 配向積層膜), \sin

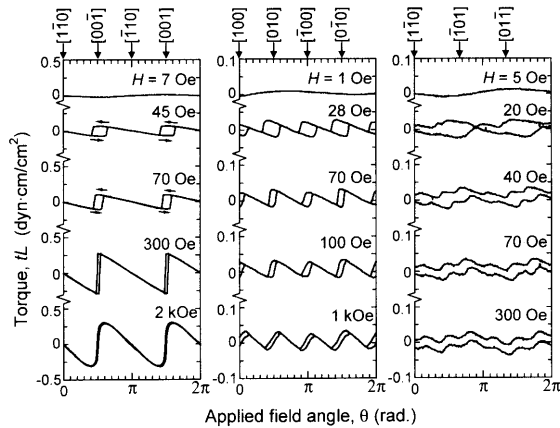


Fig. 5 Measured magnetic torque curves as a function of the applied field for Ni-Fe 200 Å/Mn-Ni d_{AF} bilayers fabricated on (110), (001), and (111) oriented MgO substrate. From left to right, each panel corresponds to (110), (001), and (111) oriented specimens, respectively. The antiferromagnetic layer thickness, d_{AF} equals 50 Å for (110)- and (001)-bilayers, and 45 Å for (111)-bilayer. The vertical axes show the product of the torque per unit volume, L , and the film thickness, t . The horizontal axes show the in-plane field angle, θ , relative to the respective crystallographic direction of the MgO substrates.

60 形状 ((111) 配向積層膜) が観測されることがわかる。Ni-Fe エピタキシャル単層膜の磁気トルク曲線は、Fig. 5 に示したトルク曲線の振幅に比較して十分に小さいことを別途確認している²¹⁾。このことは Mn-Ni 層の磁気異方性がそれぞれ、2 回、4 回、6 回対称となっていることを意味している。これが Fig. 4 に示したエピタキシャル積層膜の膜面内での結晶の対称性とよく対応していることから考えて、Mn-Ni 層の磁気異方性の起源は結晶磁気異方性であることが推察される。この推察の妥当性は多結晶積層膜の磁気トルク曲線の計測によって確認される。多結晶積層膜の場合は膜面内の結晶方位がランダムであるため、反強磁性層の磁気異方性が結晶磁気異方性に起因しているとするならば、反強磁性層厚が臨界膜厚より薄い多結晶積層膜の磁気トルク曲線に特定の対称性は生じないはずである。Fig. 6 に熱酸化膜付 Si 基板上に成膜した Ni₈₀Fe₂₀ 50 Å/Mn₇₄Ir₂₆ 30 Å の膜面内結晶方位がランダムな多結晶積層膜の磁気トルク曲線の印加磁界依存性を示す²²⁾。試料には 300°C で 0.5 h の熱処理を施してある。本系積層膜の臨界膜厚は 37 Å であり、測定試料の反強磁性層厚は十分臨界膜厚以下である。実際、低印加磁界下 ($H \leq 100$ Oe) で $\sin \theta$ 形状を示していた磁気トルク曲線は、200 Oe 以上の印加磁界の下では、回転ヒステリシス損失が存在するものの、印加磁界の方向に対してほぼフラットになっており、反強磁性層全体にわたるマクロな磁気異方性が存在しない

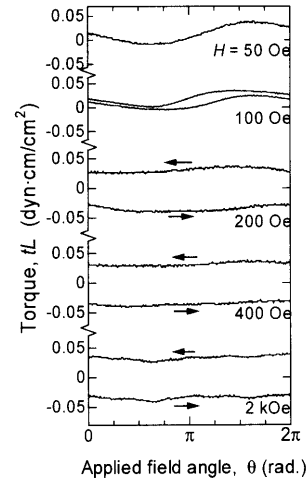


Fig. 6 Measured torque vs field angle for polycrystalline Ni-Fe 50 Å/Mn-Ir 30 Å bilayers for the indicated values of the applied in-plane magnetic field H . The vertical axis shows the product of the torque per unit volume L and the film thickness t . The horizontal axis shows the in-plane field angle θ relative to the field direction during the deposition.

ことがわかる。このような磁気トルク曲線の形状は、後述する single spin ensemble model による計算結果²³⁾ とよく一致し、各反強磁性粒子の結晶磁気異方性を反映した磁気トルク曲線が膜面内方向で平均化された結果であることを意味している。

次に反強磁性層の磁気異方性の大きさについて検討する。Fig. 7 には Fig. 5 の実験に用いた積層膜におおむね適合するような反強磁性層厚の積層膜について single spin model に従って計算した磁気トルク曲線を示す²¹⁾。ここでは先の (1) 式に代えて、各配向の積層膜の反強磁性層の磁気異方性の対称性を表現する次式を用いた。

$$tE = -M_s d_F H \cos(\theta - \beta) - K_{AF}^{2\theta} d_{AF} \cos 2\alpha - J \cos(\beta - \alpha), \quad (1)$$

$$tE = -M_s d_F H \cos(\theta - \beta) - K_{AF}^{4\theta} d_{AF} \cos 4\alpha - J \cos(\beta - \alpha), \quad (2)$$

$$tE = -M_s d_F H \cos(\theta - \beta) - K_{AF}^{6\theta} d_{AF} \cos 6\alpha - J \cos(\beta - \alpha). \quad (3)$$

計算結果は、Fig. 5 に示した実験結果と同様に高印加磁界下でそれぞれ $\sin 2\theta$, $\sin 4\theta$, $\sin 6\theta$ 形状を示していることがわかる。計算した磁気トルク曲線を詳しく解析すると、印加磁界の増大に伴ってトルク曲線の振幅が増大し、ある磁界以上で飽和値に至ることがわかった²⁴⁾。この飽和値を $(tL)_{sat}$ とすると、反強磁性層の磁気異方性が膜面内で n 回の対称性を有する各エピタキシャル成長膜に対して、

$$(tL)_{sat} = n K_{AF}^{n\theta} d_{AF} \quad (4)$$

なる関係を満たすことがわかった²¹⁾。実験により求めた磁気トルク曲線の振幅を印加磁界依存性としてプロットし、その飽和振幅から決定した反強磁性層の磁気異方性の大き

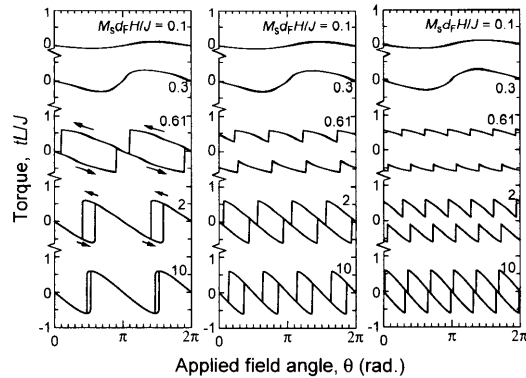


Fig. 7 Calculated magnetic torque curves from the single spin model, as a function of the reduced field parameter, $M_s d_F H_{ex} / J$, where M_s and d_F denote the magnetization and thickness of the ferromagnetic layer, respectively, and J is the interface exchange coupling energy. The magnetic anisotropy energy of the antiferromagnetic (AF) layer, K_{AF}^n , is assumed to have different symmetry in the bilayer plane. From left to right, the panels correspond to two-, four-, six-fold symmetry, respectively. The calculation parameters used are $K_{AF}^{2\theta} d_{AF} / J = 0.3$ (left), $K_{AF}^{4\theta} d_{AF} / J = 0.15$ (center), and $K_{AF}^{6\theta} d_{AF} / J = 0.1$ (right), respectively. The vertical axes show the normalized magnetic torque per unit surface, tL/J , where t is the film thickness. The horizontal axes show the in-plane field angle, θ , relative to one of the easy directions of the respective magnetic anisotropy of the AF layer.

Table 1 Magnetic anisotropy energy of $Mn_{82}Ni_{18}$ and $Mn_{75}Ir_{25}$ films, determined from magnetic torque analysis of exchange coupled Ni-Fe/Mn-Ni and Mn-Ir/Ni-Fe bilayers

	Symmetry	Crystal plane	Anisotropy energy (erg/cc)	
			Mn-Ni	Mn-Ir
$K_{AF}^{2\theta}$	Two-fold	(110)	3.2×10^5	8.5×10^5
$K_{AF}^{4\theta}$	Four-fold	(001)	1.4×10^4	5.0×10^4
$K_{AF}^{6\theta}$	Six-fold	(111)	7×10^3	$10^3 \sim 10^4$

さを Table 1 に示した²¹⁾.

このような Mn-Ni 膜を用いたエピタキシャル積層膜で見られた現象は、 $Mn_{75}Ir_{25}$ 膜を用いたエピタキシャル積層膜においても同様に認められた。同じ手法で求めた Mn-Ir 膜の磁気異方性についても Table 1 に併せて示した²⁵⁾。Mn-Ir に関しては、強磁性層と反強磁性層の積層順が Mn-Ni の場合と異なり、先に Mn-Ir を成膜した試料を用いている。

ここで、これらの磁気異方性の値はあくまで single spin model による解析に基づいて決定された値であることを注意しておく。single spin model は最も簡単な現象

論的モデルであり、交換磁気異方性のミクロスコピックな起源を与えるものではない。したがって、仮に積層膜内部での強磁性層ならびに反強磁性層中のスピンの、磁壁モデルでの取り扱いのようにミクロスコピックにねじれた構造を有している場合には、ここで求めた磁気異方性エネルギーは反強磁性体の物理定数としての磁気異方性エネルギーとは異なるものになる。しかしながら、そのような場合においても、本手法で求めた磁気異方性の値は、強磁性層/反強磁性層積層膜の磁化過程において、反強磁性層のスピンの強磁性層スピンの反転・回転に抗するエネルギーの大小を与えるものであり、積層膜における反強磁性層の実効的な異方性エネルギーを与える有用な量であると考えられる。

4. 交換磁気異方性における反強磁性層の磁気異方性の役割

本節では前節までに得た知見をもとに、実用に供されている強磁性層/反強磁性層多結晶積層膜の交換磁気異方性における反強磁性層の磁気異方性の役割と、応用上重要な種々の特性に及ぼす影響について述べる。

多結晶積層膜の交換磁気異方性を考える場合、通常、2次元連続的な強磁性層の上に多数の反強磁性結晶粒子が乗っている Fig. 8 のようなモデルを考える。これは強磁性体と反強磁性体の結晶粒間の磁気的な相互作用の違いによる。一般に結晶粒界では隣接する結晶粒子同士が完全に格子をそろえて並んでいることはなく、互いに傾き角をもったり、多くの欠陥を挟みこんでいる。反強磁性体では、原子レベルで磁気モーメントの向きが異なっているため、強磁性体の場合とは異なり、結晶粒界での直接交換相互作用が協力的に働かず、統計的にキャンセルしてしまうと考えられる²⁰⁾。このため、粒子間の相互作用を無視し、反強磁性粒子の磁化過程は互いに独立として扱う場合が多い。このようなモデルは当初 Fulcomer と Charap²⁶⁾ によって提案され、以下に述べる Nishioka ら^{27), 28)} による交換磁気異方性の温度依存性の研究で詳細に取り扱われた。その後、筆者ら²⁹⁾ により反強磁性粒子の磁気異方性の方向のランダム性が取り入れられた。前節までの知見に基づき、反強磁性粒子の磁気異方性の起源を結晶磁気異方性であると考え、一般に結晶方位が膜面内でランダムである多結晶積層膜において、Fig. 8 のモデルの取り扱いが自然である。強磁性層磁化と反強磁性粒子のスピンの間には single spin model を適用することから、筆者らのグループでは Fig. 8 のモデルを single spin ensemble model と称している。

4.1 ブロッキング温度

スピンバルブ膜においては、静電気放電による瞬間的な大電流で、素子の物理的破壊に至らずとも固定層磁化のピンニング特性が劣化する ESD (electrostatic discharge)

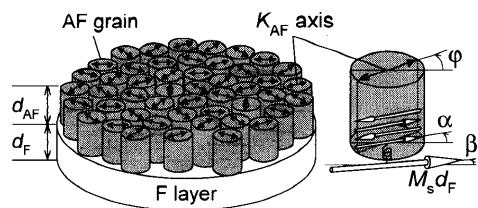


Fig. 8 A schematic model of the ferromagnetic (F)/antiferromagnetic (AF) bilayer ('single spin ensemble model'). The spin configuration in the F layer and in the AF grain, and their angular relations are indicated (right).

破壊現象を回避することが重要な課題である。これは ESD 電流によってスピバルブ素子の温度が上昇するとともに、誘導される磁界の作用で固定層の交換磁気異方性が変化する現象と理解されている。一般に強磁性層/反強磁性層積層膜の交換磁気異方性は測定温度の上昇とともに小さくなり、ある有限の温度（ブロッキング温度）で消失する。したがって、このブロッキング温度を高くすることが有効な ESD 対策の一つである。ところが、ブロッキング温度は反強磁性体のネール点に一致する場合もあるが、特に反強磁性層厚 (d_{AF}) が薄い場合、ネール点以下の温度となり d_{AF} の減少に伴って低下する。第 1 節で述べたように、昨今のスピバルブ膜では反強磁性層の膜厚の低減が求められており、これを達成する際同時に予想されるブロッキング温度の低下に、対策を講じる必要がある。

Nishioka ら^{27), 28)} は、有限の測定温度における交換結合膜の磁化過程の解釈において、反強磁性粒子のスピが熱擾乱によって磁気異方性エネルギーによるポテンシャルを乗り越えて反転する過程を採り入れ、反強磁性結晶粒子の粒径分布の違いによる交換磁気異方性の測定温度依存性の違いを見事に説明した。この考え方に従うと、ブロッキング温度は、反強磁性結晶粒子の磁気異方性エネルギー ($K_{AF} V_{AF}$; V_{AF} は反強磁性結晶粒子の体積) によって決定されることになり、磁気異方性定数が同じ場合、反強磁性層厚の低減や面内結晶粒径の低下によってブロッキング温度が低下する現象がよく説明できる。

以上の観点から、ESD 耐性に優れた極薄反強磁性層厚を有するスピバルブ膜を作製するためには、磁気異方性定数の大きな反強磁性材料の選定、ならびに反強磁性結晶粒子の体積増大（すなわち面内結晶粒径の増大）が有効であると結論される。ただし、面内結晶粒径の増大に伴って、交換磁気異方性の大きさが減少するとの報告^{5, 30), 31)} もあり、応用に際しては慎重な検討が必要である。

4.2 磁界中冷却による交換磁気異方性の方向制御

HDD 再生ヘッドに应用されているスピバルブ膜では、固定層強磁性層の磁化と自由層強磁性層の磁化の方向を直交配置させることが不可欠であり、その実現のためには固定層に働く交換磁気異方性の方向を制御することが重

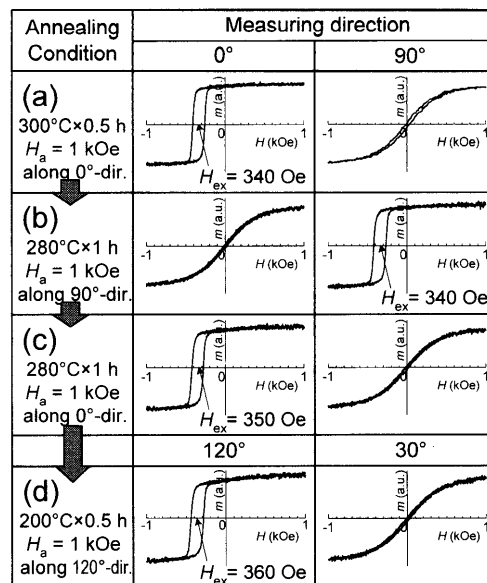


Fig. 9 Measured magnetization curves of Ni-Fe (50 Å)/Mn-Ir(50 Å) polycrystalline bilayer after thermal annealing in a magnetic field of 1 kOe.

要である。一般に用いられている強磁性層/反強磁性層多結晶積層膜の場合には、磁界中熱処理によって交換磁気異方性の方向を変化させることができ、すでにある方向に交換磁気異方性が誘導されている場合にも、異なる方向へ再度誘導することが可能であることが知られている。Single spin model に従えば、第 2 節で見たように交換磁気異方性の誘導方向は反強磁性層の磁気異方性の方向 (Fig. 3 の計算では $\theta=0^\circ$ 方向) に限られることになるが、ここで考えている single spin ensemble model では、Fig. 6 の実験結果で見たように反強磁性層全体の磁気異方性の方向というものとは存在しない。そこで、このような多結晶積層膜の場合に交換磁気異方性の誘導方向を決定している要因について以下に考察する。

まず実験事実について見る。熱酸化膜付 Si 基板上にスパッタリング法を用いて $Ni_{80}Fe_{20}(50 \text{ \AA})/Mn_{74}Ir_{26}(50 \text{ \AA})$ の膜面内結晶方位がランダムな多結晶積層膜を作製した。この試料のブロッキング温度は 220°C であった。この積層膜について、いったん 0° 方向に $H_a = 1$ kOe の磁界を印加しながら 300°C で 0.5 h の熱処理を行い、磁界を印加したまま室温まで冷却した。その後同一試料に対して順次、膜面内 90° 方向、0° 方向、120° 方向に $H_a = 1$ kOe の磁界を印加しながら 280°C で 1 h の熱処理を行い、磁界中で室温まで冷却した。Fig. 9 に各磁界中熱処理後における積層膜の磁化曲線の測定方向依存性を示す²³⁾。各段階で磁界中冷却を行った印加磁界の逆方向（負磁界の方向）に磁化曲線がシフトし、またそれと直交する方向に測定した磁化曲線はヒステリシスのない S 字型の飽和しにくい曲線となっている。このことから一方向異方性が冷却時の磁界印加の方向に誘導されていることがわかる。またこのときの磁化

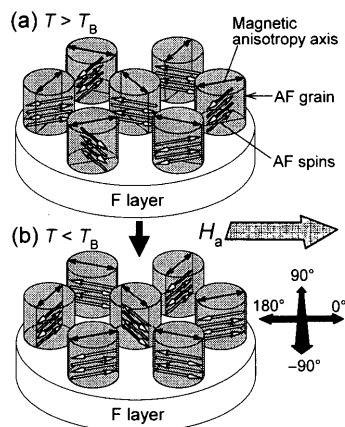


Fig. 10 Schematic view of the change of antiferromagnetic spin directions by field cooling in polycrystalline ferromagnetic/antiferromagnetic bilayer, based on the single spin ensemble model.

曲線のシフト量(交換結合磁界, H_{ex})は各段階ともほぼ同一の値を示しており, 交換磁気異方性が磁界中冷却によって, 任意の方向に可逆的に誘導される事実を示している. 可逆的な変化であることから, 磁界中冷却による積層膜の結晶学的構造変化は原因として考えにくい. 以下では single spin ensemble model を用い, 磁氣的構造変化が原因であるとして実験結果を考察する³²⁾.

Fig. 10 に, 多結晶積層膜をブロッキング温度(T_B)以上から磁界中冷却した際の, 反強磁性粒子のスピンの方向の変化を模式的に示す. 簡単のため反強磁性粒子には一軸磁気異方性を仮定したが, 多軸的な異方性とした場合にも同様の結果が得られるため, 議論の一般性は失われない. 反強磁性粒子のスピンの取りうる安定な方向は, それぞれの粒子の一軸磁気異方性の方向に沿う二つの方向(実際には, 強磁性層磁化との結合によって, そこから若干ずれた方向)である. 前項で述べたように, 強磁性層/反強磁性層多結晶積層膜における交換磁気異方性のブロッキング温度は, 反強磁性粒子内のスピンの熱エネルギーによる擾乱を受けて, その反強磁性的配列を保ったまま, 磁気異方性のポテンシャルを乗り越えて反転する温度として理解される. したがってブロッキング温度以上では, 反強磁性粒子内のスピンは, その磁気異方性の方向と無関係にあらゆる方向を向いている(a). この状態から磁界(H_a)を 0° 方向(図中右向き)に印加し, 強磁性層磁化を 0° 方向に飽和させた状態で, ブロッキング温度以下に冷却すると, 各反強磁性粒子内のスピンは, 強磁性層との界面においてスピンを強磁性層の磁化と結合させ(図では強磁性的結合を仮定した), それぞれ取りうる二つの安定方向のうち, 強磁性層磁化との成す角を小さくする方向に凍結される. その結果, 強磁性層との界面における反強磁性スピンの方向は, -90° から 90° の範囲に分布することになる(b). 再度多結

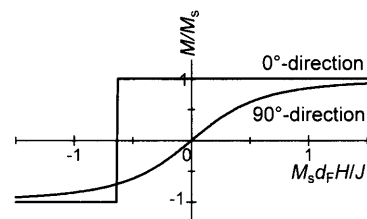


Fig. 11 Calculated magnetization curves with using single spin ensemble model. The antiferromagnetic spin directions at the interface are assumed to be distributed from -90° to $+90^\circ$. Calculation parameter, $K_{AF}d_{AF}/J=5$.

晶積層膜をブロッキング温度以上に加熱し, 磁界(H_a)を 90° 方向に印加してブロッキング温度以下に冷却した場合, 強磁性層との界面における反強磁性スピンの方向は, 同様にして 0° から 180° の範囲に分布することになる. Single spin ensemble model に従えば, 以上示したように, 磁界中熱処理は反強磁性粒子のスピンの向きを分布を変化させるだけであり, 何ら積層膜の構造変化を伴わないため, 本過程が全く可逆的に進行しうことは明らかである.

Fig. 11 に, 強磁性層との界面における反強磁性スピンの方向を, -90° から 90° の範囲に分布させた場合の, 無配向多結晶積層膜の, 0° 方向と 90° 方向をそれぞれ正磁界とした磁化曲線を single spin ensemble model を用いて計算した結果を示す³²⁾. 0° 方向の磁化曲線は角型がよく, 交換結合磁界, $M_s d_F H_{ex}/J=0.64$ を生じている. 一方, 90° 方向の磁化曲線はS字型の飽和しにくい磁化曲線となっている. これらの計算結果は, Fig. 9 に示したNi-Fe/Mn-Ir多結晶積層膜の磁化曲線の形状とよく対応している. 以上のことから, 磁界中熱処理による無配向多結晶積層膜の交換磁気異方性の誘導方向の変化は, 反強磁性スピンの方向の分布の変化の結果として説明され, 交換磁気異方性の任意方向への誘導のためには反強磁性結晶粒子の磁気異方性の方向が膜面内ランダムに分布していることが重要であることがわかった.

同様のブロッキング温度以上からの磁界中冷却の実験を, 第3節で述べた反強磁性層の磁気異方性が一軸的である(110)配向のNi-Fe/Mn-Niエピタキシャル積層膜³²⁾やNi-Fe/Mn-Irエピタキシャル積層膜³³⁾について行った. その結果, 交換磁気異方性が誘導される方向は, 膜面内で $\langle 110 \rangle$ に平行な方向に限られていた. このことは上述の多結晶積層膜の実験結果に関する single spin ensemble model の解釈を裏づける一方で, 近い将来実用化が予想される単結晶スピバルブ膜においては, 交換磁気異方性の誘導方向制御に関して注意が必要であることを意味している. すなわち単結晶スピバルブ膜において固定層磁化を所望の方向に固定するためには, 薄膜面内方向の結晶方位を制御する必要があることを意味している. 膜面内方

向の結晶方位制御が困難な場合には、膜面内方向に反強磁性粒子の磁気異方性の6回対称性が実現できる(111)配向膜を利用し、所望の方向にできるだけ近い反強磁性層の磁気異方性の方向に磁界中冷却を行うことが望ましいと考えられる。

4.3 臨界膜厚

先般述べているように昨今のHDD用スピバルブ薄膜の反強磁性層には極薄化が強く求められている。極薄の膜厚で大きな交換磁気異方性を誘導するためには、いかなる反強磁性材料が適しているのだろうか？ これまでのスピバルブ薄膜用の反強磁性材料の開発の経緯を振り返ると、1995～1996年をピークに実に数多くの材料が試された³⁴⁾。その結果として、大きな一方向異方性定数と高いブロッキング温度を示すPtMnが現在のスタンダードとなっている。しかしながらPtMnの最も大きな問題点は、その臨界膜厚が100～200 Åと現在の要求からすると厚いことにある。PtMnの場合には、成膜後の熱処理による規則化度が交換磁気異方性に影響を及ぼすことが知られており、完全に規則化を進行させた場合には臨界膜厚を60～70 Å程度に低減できる可能性も示されている³⁵⁾、いずれにしても十分な薄さではない。

Fig. 12には、各種の反強磁性材料を用いた強磁性層/反強磁性層積層膜の一方向異方性定数($J_k \equiv M_s d_F H_{ex}$)の反強磁性層厚依存性を例示した^{21), 36)～44)}。これまでに検討されてきた反強磁性材料の中で、Mn-Irが最もその臨界膜厚が薄いことがわかる。同じ γ -Mn合金のMn-Ni²¹⁾と比較しても臨界膜厚は半分程度である。このような臨界膜厚に関しても、反強磁性層の磁気異方性が大きな役割を果たしている。第2節で述べたようにsingle spin modelによる帰

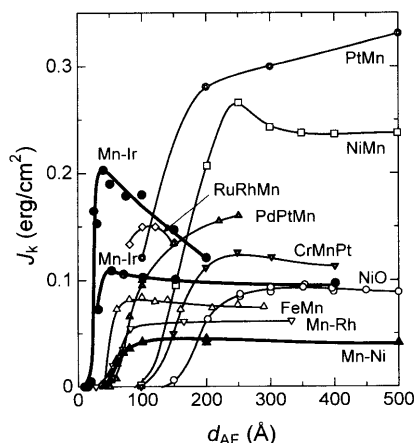


Fig. 12 The antiferromagnetic layer thickness, d_{AF} , dependences of the unidirectional anisotropy constant, J_k , of exchange coupled bilayers with various kinds of antiferromagnetic layer material; Mn-Ni,²¹⁾ Mn-Ir,^{36), 37)} FeMn,³⁸⁾ RuRhMn,³⁹⁾ Mn-Rh,⁴⁰⁾ NiO,⁴¹⁾ NiMn,⁴¹⁾ PtMn,⁴²⁾ PdPtMn,⁴³⁾ CrMnPt.⁴⁴⁾

結からは (single spin ensemble model も同じ),

$$d_{AF}^{cr} = J/K_{AF} \quad (5)$$

となり、また磁壁モデルに従った場合にも磁壁の厚さが

$$d = \pi \sqrt{A/K_{AF}}, \quad (6)$$

(ただし A は反強磁性体の交換スティフネス定数) となり²⁾、それ以下の膜厚では反強磁性層内にスピンのねじれ構造が導入されないことから臨界膜厚は反強磁性層の磁気異方性に支配されることになる。すなわち、反強磁性層の臨界膜厚を低減するためには磁気異方性の大きな反強磁性材料を用いる必要があることを意味している。実際、Table 1 に示した Mn-Ir と Mn-Ni の磁気異方性の大きさを同じ結晶配向面で比較してみると、Mn-Ir の磁気異方性が Mn-Ni のそれに比較して、2～3 倍程度大きく、Fig. 12 の臨界膜厚の実験結果と符合していることがわかる。

4.4 交換磁気異方性の大きさと single spin ensemble model

本項では交換磁気異方性の大きさ (一方向異方性定数, J_k) に及ぼす反強磁性層の磁気異方性の影響について single spin ensemble model による解析結果を踏まえて述べる。

現在のスピバルブ膜においては、固定層強磁性層にシンセティック AF 層と呼ばれる Ru を介した 2 枚の強磁性層を用いることが一般的である。これは 2 枚の強磁性層磁化を RKKY の相互作用によって反平行配列させることによって、外部磁界に反応する強磁性層全体としての磁化 (M_s) を小さくし、同じ $J_k (\equiv M_s d_F H_{ex})$ のもとでの交換結合磁界 (H_{ex}) を大きくするものである。しかしながら、このようなシンセティック AF 層を利用した場合にも固定層磁化をピン止めしている根本はシンセティック AF 層の片側の強磁性層と反強磁性層との間の交換磁気異方性であり、先に述べた ESD 耐性を強くする観点からも、大きな J_k を得る努力は本質的に重要である。

ところで、強磁性層/反強磁性層積層膜の交換磁気異方性の大きさは、強磁性層材料と反強磁性材料の組み合わせのみならず、その積層順序や成膜後の熱処理によっても変化することが知られている。筆者らのグループでは、このような現象の原因の一つとして 4.2 項で述べたような反強磁性層内のスピンの方向の分布の変化を考えている⁴⁵⁾。すなわち、Fig. 10b のモデル図において、すべての反強磁性結晶粒子のスピンの向きは、界面でのスピンの向きが強磁性層磁化の方向と成す角が小さくなる方向を向いているが、このような中にそのスピンの向きが強磁性層磁化の方向と逆向き (成す角が大きくなる方向) となるような反強磁性粒子が混在していた場合、その反強磁性粒子は図中 0° 方向の一方向異方性に対して負の寄与をする⁴⁵⁾。そのような逆方向を向く反強磁性スピンの存在割合によって一方向異方性定数が変化すると考える。

実験事実即して考える。Fig. 13 に熱酸化膜付 Si 基板

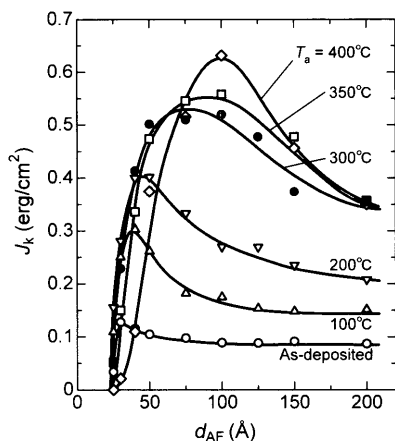


Fig. 13 The unidirectional anisotropy constant, J_k , of 'bottom type' $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ bilayers, annealed at various temperatures, T_a , as a function of the antiferromagnetic layer thickness, d_{AF} .

上の Ta/Ni-Fe/Cu バッファ層上に作製した $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}$ ($d_{\text{AF}}/40 \text{ \AA}$) の積層膜の J_k の反強磁性層厚 (d_{AF}) 依存性を成膜後の磁界 (1 kOe) 中熱処理温度 (T_a) の関数として示した⁴⁶⁾。積層膜の構造は、基板面に平行に fcc (111) 面が配向し膜内で結晶方位がランダムな多結晶膜であった。この実験では熱処理の時間は 0.5 h に固定した。本積層膜は反強磁性層を先に成膜した、いわゆるボトムタイプの構造である。最表面が非磁性 Cu のバッファ層上に成膜された Mn-Ir 結晶粒子は、面内結晶方位がランダムであることに加えて、いわゆるトップタイプ構造の場合における強磁性層磁化に相当する磁気的な方向の目印がないため、その反強磁性スピンの向きは成膜直後の状態で特定の方向にそろえられずに凍結されていると考えられる。そのため、成膜直後 (as-deposited) の積層膜の J_k は比較的小さな値を示す。一方、成膜後の磁界中熱処理によって熱エネルギーが与えられると、自身の磁気異方性エネルギーのポテンシャルを乗り越えて、強磁性層磁化の方向にスピンの方向をそろえる反強磁性結晶粒子が増す。このため熱処理温度の増大に伴って、 J_k が増大していくと考えられる。

Fig. 13 において応用の観点から残念なことは、 $T_a = 300^\circ\text{C}$ 以上の熱処理において、 $d_{\text{AF}} = 50 \text{ \AA}$ 以下の極薄の反強磁性膜厚の領域では逆に T_a の増大に伴って J_k が低下していくことである。これは、熱処理時の界面における原子拡散など積層膜構造の変化によるものと推察される。そこで、このような拡散を防ぐ目的で、同じ構造の積層膜に比較的低温 ($T_a = 250^\circ\text{C}$) で長時間の磁界中熱処理を行った。上で考えたように熱エネルギーによる反強磁性スピンの反転が J_k の増大をもたらしているとするならば、低温長時間の熱処理でも反強磁性スピンの方向の分布の変化が十分に生じ、極薄反強磁性膜厚下で大きな J_k が誘導されると考えられる。Fig. 14 に結果を示す⁴⁷⁾。 $d_{\text{AF}} = 30 \text{ \AA}$ の場合を除き、 J_k は熱処理時間の延長に伴って徐々に増大していく

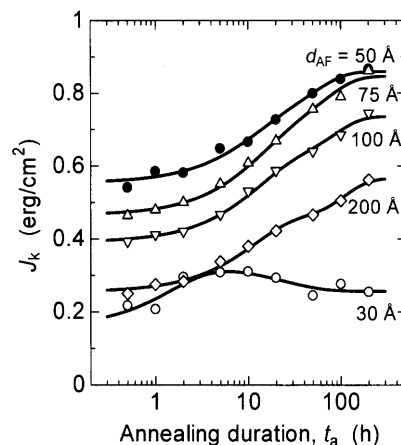


Fig. 14 Changes of J_k of $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}(d_{\text{AF}})/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ (40 \AA) bilayers annealed at 250°C as a function of cumulative annealing duration, t_a . Fitted curves are based on the single spin ensemble model.

ことがわかった。200 h の熱処理後に、 $d_{\text{AF}} = 50 \text{ \AA}$ もしくは 75 \AA の積層膜において $J_k = 0.87 \text{ erg/cm}^2$ の大きな値が得られた。この値は実用に供されている PtMn/Co-Fe 系で報告されている一方向異方性定数の 2 倍以上の値であり、昨今の反強磁性層の極薄化への要求に対して十分魅力的な結果であると考えられる。また、200 h の熱処理前後において in-plane ならびに out-of-plane X 線回折法による構造解析の結果、結晶粒径の増大や反強磁性層の規則化などの構造変化が生じていないことを別途確認している。

Fig. 14 に示した変化が、熱エネルギー励起による反強磁性スピン反転の過程に基づく J_k の増大ならびに界面における原子拡散による J_k の低下の過程の重ね合わせによって生じたと考え、熱処理時間 (t_a) の関数として与えられる次式を用いて実験結果のフィッティングを行い、反強磁性スピンの反転の時定数 (τ_{act}) を求めた。

$$J_k = J_k^{\text{max}} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{(t_a - t_0)}{\tau_{\text{act}}} \right] \right\} \times \left\{ (1 - \Delta) + \Delta \exp \left[-\frac{t_a}{\tau_{\text{deg}}} \right] \right\}. \quad (7)$$

ここで、 J_k^{max} , t_0 , Δ , τ_{deg} はフィッティングパラメータであり、それぞれ、誘導しうる最大の J_k , 反強磁性スピンの初期分布状態、原子拡散による J_k の最大低下割合、原子拡散による J_k の低下過程の時定数を表している。Fig. 14 中の曲線はフィッティング結果である。長時間熱処理の温度を変えて同様の実験を行い求めた時定数 τ_{act} から、それぞれの反強磁性膜厚 (d_{AF}) の場合の反強磁性スピン反転の活性化エネルギー (E_a) を求めた。 E_a の d_{AF} に対する傾きと典型的な反強磁性粒子の面内結晶粒径 200 \AA から反強磁性結晶粒子の磁気異方性エネルギーを算出すると $7 \times 10^3 \text{ erg/cc}$ となった⁴⁷⁾。この値は、第 3 節で求めた (111) 配向したエピタキシャル成長膜の $K_{\text{AF}}^{\text{eff}}$ とほぼ同じ値である。

以上のことから、強磁性層/反強磁性層積層膜の交換磁

気異方性の大きさに関しても、反強磁性層の磁気異方性が、反強磁性スピンの方向の分布の変化を介して重要な役割を果たしていることが示された。

5. まとめと今後の課題

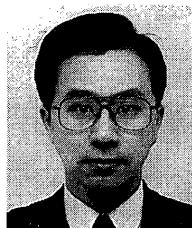
本稿では、single spin modelないし single spin ensemble modelによる実験結果の解析に基づいて、強磁性層/反強磁性層積層膜の交換磁気異方性における反強磁性層の磁気異方性の重要性について述べてきた。交換磁気異方性はスピエレクトロニクスに関する工学応用上極めて重要な現象であり、かつ広く実用に供せられているが、そのメカニズムをはじめとして完全に理解されていない部分が非常に多い。本文中では交換磁気異方性のモデルに関してごく初期のものについてしか触れなかったが、これらの疑問に答えるべく多くの研究がなされており、特にそのミクロスコピックな起源に関する研究成果には目を見張るものがある。しかしながら、はじめにも述べたように、これらのミクロスコピックな起源に立脚したモデルと現実の積層膜の実験結果との間にはなおいっそうの隔りがあるように感じられる。本文中でも示したように古典的・現象論的なモデルのわずかな拡張で十分に説明されうるような交換磁気異方性の現象や変化があることは事実である。また誌面の制限で触れることができなかったが、試料の構造の違いに起因するような交換磁気異方性の変化も実験結果には多く含まれている⁴⁸⁾。これらを注意深く区分けした上で実験結果とモデルとを比較検討し、応用に即したモデルを構築する必要があると考えられる。本報告で述べた筆者らの解析モデルは、交換磁気異方性の起源にかかわる部分として、現象論的な single spin modelを用いているが、仮にこの部分を磁壁モデルに置き換えたとしても、その集合体としての多結晶積層膜全体の交換磁気異方性の取り扱いには、single spin ensemble modelの考え方が適用できる。今後ますます微細化・薄層化していくスピエレクトロニクス素子の交換磁気異方性に対して、必要に応じて、物理的により正しいミクロスコピックな起源を取り込んでいくことが重要と考えている。

参考文献

- 1) W. H. Meiklejohn and C. P. Bean: *Phys. Rev.*, **102**, 1413 (1956); *ibid.*, **105**, 904 (1957).
- 2) D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, and E. Kay: *J. Appl. Phys.*, **62**, 3047 (1987).
- 3) A. P. Malozemoff: *Phys. Rev. B*, **35**, 3679 (1987).
- 4) N. C. Koon: *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4865 (1997).
- 5) K. Takano, R. H. Kodama, A. E. Berkowitz, W. Cao, and G. Thomas: *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1130 (1997); *J. Appl. Phys.*, **83**, 6888 (1998).
- 6) H. Suhl, I. K. Schuller: *Phys. Rev. B*, **58**, 258 (1998).
- 7) T. C. Schulthess and W. H. W. Butler: *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 4516 (1998); *J. Appl. Phys.*, **85**, 5510 (1999).
- 8) M. D. Stiles and R. D. McMichael: *Phys. Rev. B*, **59**, 3722 (1999); *ibid.*, **63**, 064405 (2001).
- 9) H. Xi and R. M. White: *Phys. Rev. B*, **60**, 14837 (1999); *ibid.*, **61**, 80 (2000).
- 10) H. Fujiwara, C. Hou, M. Sun, H. S. Cho, and K. Nishioka: *IEEE Trans. Magn.*, **35**, 3082 (1999).
- 11) H. Matsuyama, C. Haginoya, and K. Koike: *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 646 (2000).
- 12) J.-V. Kim and R. L. Stamp: *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 2785 (2001).
- 13) U. Nowak, A. Misra, and K. D. Usadel: *J. Appl. Phys.*, **89**, 7269 (2001); *J. Magn. Magn. Mat.*, **240**, 243 (2002).
- 14) C. Mitsumata, A. Sakuma, and K. Fukamichi: *Phys. Rev. B*, **68**, 014437 (2003).
- 15) M. Takahashi and M. Tsunoda: *J. Phys. D*, **35**, 2365 (2002).
- 16) E. Uchida, N. Fukuoka, H. Kondoh, T. Takeda, Y. Nakazumi, and T. Nagamiya: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **23**, 1197 (1967).
- 17) K. Kurosawa, M. Miura, and S. Saito: *J. Phys. C*, **13**, 1521 (1980).
- 18) S. Foner and S.-L. Hou: *J. Appl. Phys.*, **33** (Suppl.), 1289 (1962).
- 19) D. Mauri, E. Kay, D. Scholl, and J. K. Howard: *J. Appl. Phys.*, **62**, 2929 (1987).
- 20) M. Tsunoda, Y. Tsuchiya, T. Hashimoto, and M. Takahashi: *J. Appl. Phys.*, **87**, 4375 (2000).
- 21) M. Tsunoda, M. Konoto, and M. Takahashi: *Phys. Stat. Sol. (a)*, **189**, 449 (2002).
- 22) T. Hashimoto: Master's Thesis in Tohoku University (2001) (in Japanese).
- 23) M. Tsunoda and M. Takahashi: *J. Magn. Magn. Mat.*, **239**, 149 (2002).
- 24) M. Konoto, M. Tsunoda, and M. Takahashi: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **24**, 635 (2000) (in Japanese).
- 25) T. Sato, M. Tsunoda, and M. Takahashi: submitted to *J. Appl. Phys.*, as a proceeding of 9th Joint MMM-Intermag Conference (2004).
- 26) E. Fulcomer and S. H. Charap: *J. Appl. Phys.*, **43**, 4190 (1972).
- 27) K. Nishioka, C. Hou, H. Fujiwara, and R. D. Metzger: *J. Appl. Phys.*, **80**, 4528 (1996).
- 28) K. Nishioka, S. Shigematsu, T. Imagawa, and S. Nari-shige: *J. Appl. Phys.*, **83**, 3233 (1998).
- 29) M. Tsunoda and M. Takahashi: *J. Appl. Phys.*, **87**, 6415 (2000).
- 30) H. Uyama, Y. Otani, K. Fukamichi, O. Kitakami, Y. Shimada, and J. Echigoya: *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 1258 (1997).
- 31) H. N. Fuke, K. Saito, M. Yoshikawa, H. Iwasaki, and M. Sahashi: *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3680 (1999).
- 32) M. Tsunoda, M. Konoto, and M. Takahashi: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **25**, 827 (2001) (in Japanese).
- 33) T. Sato: unpublished.
- 34) Textbook of 99th Topical Symposium of the Mag. Soc. Jpn. (1997) (in Japanese).
- 35) T. Sato, M. Tsunoda, and M. Takahashi: *J. Magn. Magn. Mat.*, **240**, 277 (2002).
- 36) H. Hoshiya, K. Meguro, Y. Hamakawa, and H. Fukui: Digest of 22th Annual Conference of the Mag. Soc. Jpn. (1998), p. 311 (in Japanese).
- 37) M. Tsunoda: unpublished.
- 38) O. Allegranza and M.-M. Chen: *J. Appl. Phys.*, **73**, 6218 (1993).
- 39) S. Araki, E. Omata, M. Sano, M. Ohta, K. Noguchi, H.

- Morita, and M. Matsuzaki: *IEEE Trans. Magn.*, **34**, 387 (1998).
- 40) M. Takiguchi, N. Sugawara, A. Okabe, and K. Hayashi: Digest of 20th Annual Conference of the Mag. Soc. Jpn. (1996), p. 140 (in Japanese).
- 41) T. Lin, C. Tsang, R. E. Fontana, and J. K. Howard: *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 2585 (1995).
- 42) M. Saito, Y. Kakihara, T. Watanabe, and N. Hasegawa: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **21**, 505 (1997).
- 43) Y. Shimizu, H. Kishi, K. Nagasaka, A. Tanaka, and M. Oshiki: Digest of 22th Annual Conference of the Mag. Soc. Jpn. (1998), p. 315 (in Japanese).
- 44) H. Hoshiya, S. Soeya, Y. Hamakawa, R. Nakatani, M. Fuyama, H. Fukui, and Y. Sugita: *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 2878 (1997).
- 45) M. Tsunoda and M. Takahashi: *J. Appl. Phys.*, **87**, 4957 (2000).
- 46) M. Tsunoda and M. Takahashi: *J. Magnetism*, **7**, 80 (2002).
- 47) M. Tsunoda, T. Sato, and M. Takahashi: submitted to *J. Appl. Phys.*, as a proceeding of 9th Joint MMM-Intermag Conference (2004).
- 48) M. Tsunoda, Y. Tsuchiya, M. Konoto, and M. Takahashi: *J. Magn. Magn. Mat.*, **171**, 29 (1997).

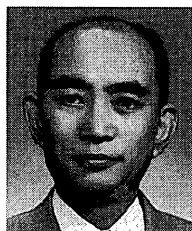
(2003年11月10日受理)



角田匡清 つのだ まさきよ

昭61 東北大学理学部物理第二学科卒業。同年 三菱鉱業セメント(株)(現三菱マテリアル(株))入社。平5 東北大学工学部助手, 平13 同大学院工学研究科助教授, 現在に至る。

専門 磁性薄膜工学 (工博)



高橋 研 たかはし みがく

昭51 東北大学大学院工学研究科博士課程修了。同年 東北大学工学部助手。昭55~57 ドイツ・レーゲンスブルグ大学客員研究員, 昭60 東北大学工学部助教授, 平7 同大学院工学研究科教授を経て, 平14 より東北大学未来科学技術共同研究センター教授, 現在に至る。

専門 磁性材料の物理 (工博)