Effect of Sputtering Gases on the L1₂ Phase Formation of Mn₃Ir/Co–Fe Bilayers

K. Imakita, K. Kobayashi, K. Ono, T. Morita, T. Yamamoto, S. Misawa, and H. Murakami
Tsukuba Institute for Super Materials, ULVAC Inc., 5-9-6 Tohkohdai, Tsukuba, Ibaraki 300-2635, Japan

The crystallographic structure of Mn–Ir layers and the exchange anisotropy of Mn–Ir/Co–Fe bilayers were investigated for various process pressures and sputtering gases used in the deposition of the Mn–Ir layers. When Ar was used as the sputtering gas, the unidirectional anisotropy constant J_K was found to decrease with decreasing Ar pressure P_{Ar} . However, in the case of Kr gas, J_K was shown to be constant at about 1.0 erg/cm², regardless of the Kr pressure P_{Kr} . In particular, J_K exceeded 1.0 erg/cm² for $P_{Kr} \leq 0.1$ Pa. The x-ray diffraction profiles showed that superlattice diffractions from the ordered Mn₃Ir phase were detected around the pressures $P_{Ar} = 0.2$ Pa – 2.0 Pa and $P_{Kr} = 0.04$ Pa – 2.0 Pa. In the case where $P_{Ar} \leq 0.1$ Pa, the damage caused by the recoiled Ar ions is suggested to be the origin of the decreasing J_K and the disappearance of Mn₃Ir phase.

Key words: exchange anisotropy, L1₂ phase, Mn₃Ir, Kr gas, spin valves

Mn₃Ir/Co–Fe 積層膜の L1₂ 規則相形成に及ぼすスパッタガス種の影響

今北健一・小林慶子・小野一修・森田 正・山本直志・三沢俊司・村上裕彦
株式会社 アルバック 筑波超材料研究所, 茨城県つくば市東光台 5-9-6 (〒300-2635)

1. はじめに

ハードディスクドライブ(HDD)の線記録密度の向上に伴い、磁気再生ヘッドを担うスピンプラズマ(SV)素子に求められる膜厚は益々減少している。現状では、SV 素子における膜厚の半分以上を反強磁性膜が占めることから、薄い反強磁性膜厚において、大きな方向異方性定数(J_K)と高いブロッキング温度(T_B)とを両立することが可能な反強磁性材料の開発を求められていた。この要求に対応するため、近年、スパッタプロセスの改善により、Mn₃Ir, Mn₃Rh, Mn₃Ru などの L1₂ 型の規則構造を有する新しい反強磁性薄膜が作製され、その交換磁気異方性が詳細に調べられた^{1)–4)}。中でも、Mn₃Ir を用いた Mn₃Ir/Co–Fe 積層膜は、10 nm の膜厚においても 360°C の高い T_B と、1.3 erg/cm² の大きな J_K を示すことから^{1)–3)}、次世代 HDD 用磁気再生ヘッドへの応用が期待されている⁵⁾。

Mn₃Ir を形成するためには、従来のスパッタプロセスと比較して、(1) Mn₃Ir を堆積させる基板の温度を 130 °C 以上に保持すること³⁾、並びに(2) Ar 圧力を 10 mTorr (～1.3 Pa)以上にすること⁶⁾が必要である。しかしながら、(2)は、基板(ウエハ)の面内における Mn–Ir の膜組成分布や膜厚分布を増大させ、SV 素子の磁気特性の大きなばらつきを引起す原因となるため、Mn₃Ir 薄膜を磁気再生ヘッドへ応用する際の大きな問題になると考えられる。これは、このような高い Ar 圧力においては、スパッタ粒子の平均自由行程 λ が低下する結果、Mn や Ir から成るスパッタ粒子のウエハ面内における入射頻度に分布を生じさせることが、原因の一つである。これは、ウエハの直径に対して、スパッタリングターゲットの直径が小さい場合に顕著となる。よって、Ar 圧力は、 λ とターゲットからウエハまでの距離(TS 間距離)が同等になるまで低減させた方がよい。

ここで、高い Ar 圧力を必要とする原因の一つとして、

低い Ar 圧力においては、スパッタプロセス中に発生した Ar イオンや反跳 Ar が、薄膜表面へ照射されてダメージを与えるのに対し^{7), 8)}、高い圧力では、これらの粒子が残留 Ar に衝突散乱されて運動エネルギーを失うことにより、ダメージが軽減されたためと推察される。このような粒子の運動エネルギーは、ガス種によって大きく変化するため^{8), 9)}、スパッタガスを Ar から Kr 等へ変更することにより、低いプロセス圧力でもダメージを軽減出来る可能性がある。

そこで本研究では、Mn₃Ir 形成時におけるプロセス圧力の低圧力化を目的とし、Mn–Ir/Co–Fe 積層膜の結晶構造と交換磁気異方性に及ぼすスパッタガス種の影響を検討した。

2. 実験方法

試料の作製には、超高真空対応マグネトロンスパッタ装置(アルバック製 Magest™ S200)を用い、DC マグネトロンスパッタ法により行った。交換磁気異方性を評価するための試料の膜構成としては、sub./Ta 5 nm/Ru 20 nm/Mn–Ir 10 nm/Co₇₀Fe₃₀ 4 nm/Ru 1 nm/Ta 2 nm とし、また、Mn–Ir 層の結晶構造を評価するための膜構成としては、sub./Ta 5 nm/Ru 20 nm/Mn–Ir 30 nm/ Ta 2 nm とした。基板には酸化膜付き Si(100)ウエハを用いた。下地層 Ta/Ru 膜を室温(R.T.)で成膜した後、ウエハ温度(T_{sub})を R.T.、並びに 150 ~ 450°C に保持した後に Mn–Ir 膜を成膜した。強磁性層 Co–Fe 膜、並びに保護層 Ru/Ta 膜は室温で成膜した。Mn–Ir 膜の成膜には、直径 125 mm ϕ の大きさの Mn₇₇Ir₂₃ at.%の合金ターゲットを使用し、スパッタガスに Ar、並びに Kr を用いて成膜圧力を 0.04 ~ 2.0 Pa の範囲で変化させた。また、Mn–Ir ターゲットへ印加する電力密度を、0.40 ~ 2.44 W/cm²の範囲で変化させることで、作製された Mn–Ir 膜の Ir 組成が 25 at.%付近となるように調節した。Mn–Ir 膜の組成は、蛍光 X 線分析法により決定し、Ir

組成がプロセスガス種、圧力、並びに印加電力密度に対して 21 ~ 33 at.% の範囲で分布していることを確認した。この Ir 組成は、規則相 Mn_3Ir の形成可能な組成範囲内であることが、実験的に確かめられている³⁾。このときの Mn-Ir 膜の成膜速度は、0.028 ~ 0.143 nm/sec の範囲で分布することを確認した。試料の交換磁気異方性の評価には、成膜後の試料に対して膜面内に 10 kOe の磁界を印加しつつ 360°C の磁界中熱処理を 2 時間行った後、振動試料型磁力計を用いて評価した。 J_K は、 $J_K = M_s \cdot d_F \cdot H_{ex}$ の式によって磁化曲線から求めた。但し、 M_s および d_F は、それぞれ Co-Fe 層の飽和磁化および膜厚であり、 H_{ex} は磁化曲線の原点からのシフト量である。結晶構造の解析には X 線回折法(Cu-K α 線源)を用いた。

3. 実験結果

3.1 Mn-Ir 成膜時のウエハ温度の効果

既に述べたように、スパッタ法で作製された Mn-Ir 薄膜は、基板の温度を 130°C 以上に保持しつつ、約 1.3 Pa の高い Ar 圧力において成膜を行うことにより、Mn-Ir 膜中に L_{12} - Mn_3Ir 規則相が形成されて、 J_K が増大する。そこで、本研究においても、まず、ウエハ温度の効果を調べた。

Fig.1 に、種々のウエハ温度(T_{sub})で Mn-Ir 層を成膜した場合における Mn-Ir/Co-Fe 積層膜の J_K の T_{sub} 依存性を示す。Mn-Ir 成膜時のプロセスガスには、Ar(図中○印)、並びに Kr(図中●印)を用い、プロセス圧力を 2.0 Pa 一定とした。Ar を用いた場合、 $T_{\text{sub}} = 20^\circ\text{C}$ (R.T.)における J_K は約 0.08 erg/cm² であるが、 $T_{\text{sub}} \geq 150^\circ\text{C}$ において J_K が増大し始め、 $T_{\text{sub}} \geq 350^\circ\text{C}$ で J_K がほぼ飽和し、最大で約 0.79 erg/cm² を示した。また、Kr を用いた場合においても、 T_{sub} に対して Ar の場合と同様の傾向が認められ、 J_K は最大で約 0.97 erg/cm² を示した。このような T_{sub} の増加に伴う J_K の増大は、Mn-Ir 膜中に規則相 Mn_3Ir が形成されたためと考えられる。そこで、 $T_{\text{sub}} = 350^\circ\text{C}$ で作製した Mn-Ir 層の結晶構造を評価した。

Fig.2 に、プロセスガスに Ar、並びに Kr を用いて作製した 30 nm 厚の Mn-Ir 層の(a) out-of-plane X 線回折プロファイル、並びに(b) in-plane X 線回折プロファイルを示す。各プロファイルの上部には、 Mn_3Ir 、並びに Ru の粉末 X 線回折パターンの計算結果を併せて示している。(a) out-of-plane X 線回折プロファイルでは、*印を記した Si ウエハからの強い回折線ピークの他に、プロセスガス種によらず、 $2\theta = 42^\circ, 92^\circ$ 付近に下地層 Ru の(002)面および(004)面からの回折線ピークが認められ、また、 $2\theta = 41^\circ, 90^\circ$ 付近には Mn-Ir の(111)面および(222)面からの回折線ピークが認められた。このことから、Mn-Ir 層は、hcp(001)配向した Ru 下地層上に fcc(111)配向していることが判った。一方、(b) in-plane X 線回折プロファイルにおいては、Ru の hcp(001)面と Mn-Ir の fcc(111)面に直行する結晶面からの回折線として、 $2\theta_\chi = 38^\circ$ 付近に Ru の(100)面からの回折線ピーク、並びに $2\theta_\chi = 70^\circ$ 付近には Ru の(110)面の回折線ピークと Mn-Ir の(220)面の回折線ピークが

Fig. 1 Unidirectional anisotropy constant J_K of Mn-Ir/Co-Fe bilayers as a function of the substrate temperature T_{sub} during the deposition of the Mn-Ir layer. The Mn-Ir layer was sputtered at 2.0 Pa in Ar (open circles) and Kr (closed circles) atmospheres.

Fig. 2 (a) Out-of-plane and (b) in-plane XRD profiles of 30-nm-thick Mn-Ir layers fabricated on a Ta (5 nm)/Ru (20 nm) underlayer and capped with a 2-nm-thick Ta layer. The Mn-Ir layer was sputtered at 2.0 Pa in Ar and Kr atmosphere. The substrate temperature during the deposition of the Mn-Ir layer was fixed at $T_{\text{sub}} = 350^\circ\text{C}$.

重畳したピークが認められる他、 $2\theta_\chi = 42^\circ$ 付近には Ru の(002)面と考えられる弱い回折線ピークも認められた。ここで、 $2\theta_\chi = 33^\circ$ 付近、並びに 60° 付近の回折線ピークは、それぞれ規則相 Mn_3Ir の(110)面、並びに(211)面からの規則格子線であり、Mn-Ir 膜中に Mn_3Ir が形成されたことを示している。また、図中には示していないが、 $T_{\text{sub}} = \text{R.T.}$ で作製された Mn-Ir 層の in-plane X 線回折プロファイルには、これらの規則格子線は認められなかった。これらのことから、Fig.1 において見られた J_K の増大は、 T_{sub} の増加によって Mn-Ir 膜中に規則相 Mn_3Ir が形成されたためと考えられる。

以上の結果から、2.0 Pa の高いプロセス圧力においては、ウエハ温度を 350°C に保持しつつ Mn-Ir 膜を成膜することによって、プロセスガス種によらず規則相 Mn_3Ir が形成され、 J_K が増大することを明らかにした。そこで、次に、 $T_{\text{sub}} = 350^\circ\text{C}$ 一定

の下、プロセス圧力依存性の検討を行った。

3.2 Mn-Ir 成膜時のプロセスガス種の効果

Fig.3 に、種々のプロセス圧力で Mn-Ir 層を成膜した場合における Mn-Ir/Co-Fe 積層膜の J_K のプロセス圧力依存性を示す。Mn-Ir 成膜時の T_{sub} は、R.T.(図中白印)、並びに 350°C (図中黒印)とし、プロセスガスには、(a) Ar(図中○, ●印)、並びに(b) Kr(図中△, ▲印)を用いた。まず、 $T_{\text{sub}} = \text{R.T.}$ の場合、(a) Ar の場合には、2.0 Pa において $J_K \sim 0.08 \text{ erg/cm}^2$ であるが、プロセス圧力の低減に伴い緩やかに増大し、0.04 Pa においては $J_K \sim 0.46 \text{ erg/cm}^2$ となった。また、(b) Kr を用いた場合においても同様に、プロセス圧力の低減に伴い J_K が増大する傾向を示し、2.0 Pa における $J_K \sim 0.27 \text{ erg/cm}^2$ から、0.04 Pa において $J_K \sim 0.60 \text{ erg/cm}^2$ まで増大した。圧力の低減に伴って J_K が増大した原因は明らかではないが、スパッタ粒子の移動度の増大により、Mn-Ir 膜の粒成長が促進され、それによる結晶粒径の増大や結晶配向性の向上が原因の一つと考えている^{10),11)}。一方で、 $T_{\text{sub}} = 350^\circ\text{C}$ における傾向は、プロセスガス種によって大きく異なっていることが判る。(a) Ar の場合には、1.0 ~ 2.0 Pa において J_K は 0.81 ~ 0.94 erg/cm^2 であるが、プロセス圧力の低減に伴い J_K は低下し、0.04 Pa では $J_K \sim 0.46 \text{ erg/cm}^2$ となり、 $T_{\text{sub}} = \text{R.T.}$ の場合と一致した。それに対し、(b) Kr の場合には、プロセス圧力の低減に伴い J_K が僅かに増大する傾向を示し、0.98 erg/cm^2 から 1.12 erg/cm^2 へ微増した。このことは、規則相 Mn_3Ir の形成可能なプロセス圧力が、ガス種によって異なることを示唆している。そこで、次に、プロセス圧力に対して Mn-Ir 層の結晶構造の解析を行った。

Fig.4 に、 $T_{\text{sub}} = 350^\circ\text{C}$ 一定の下、種々のプロセス圧力で作製した 30 nm 厚の Mn-Ir 層の out-of-plane X線回折プロファイルを示す。Fig.2(a)と同様に、いずれの場合においても、*

Fig. 3 Unidirectional anisotropy constant J_K of Mn-Ir/Co-Fe bilayers as a function of the process pressure during the deposition of the Mn-Ir layer. The Mn-Ir layer was sputtered in (a) Ar (circles) and (b) Kr (triangles) atmospheres. The substrate temperature during the deposition of the Mn-Ir layer was fixed at $T_{\text{sub}} = \text{R.T.}$ (open marks) and 350°C (filled marks).

印を記した Si ウエハからの強い回折線ピークの他に、 $2\theta = 42^\circ$, 92° 付近に下地層 Ru の(002)面および(004)面からの回折線ピークが認められた。また、回折線ピーク強度は異なるが、(a) Ar、並びに(b) Kr のいずれの圧力においても、 $2\theta = 41^\circ$, 90° 付近に Mn-Ir の(111)面および(222)面からの回折線ピークのみが認められ、プロセスガス種や圧力の違いによる結晶配向面の変化は認められなかった。一方、Fig.5 には、Fig.4 で示した Mn-Ir 層の in-plane X線回折プロファイルを示した。Fig.2(b)

Fig. 4 Out-of-plane XRD profiles of 30-nm-thick Mn-Ir layers fabricated on a Ta (5 nm)/Ru (20 nm) underlayer and capped with a 2-nm-thick Ta layer. The Mn-Ir layer was sputtered at various process pressures in (a) Ar and (b) Kr atmospheres. The substrate temperature during the deposition of the Mn-Ir layer was fixed at $T_{\text{sub}} = 350^\circ\text{C}$.

Fig. 5 In-plane XRD profiles of 30-nm-thick Mn-Ir layers fabricated on a Ta (5 nm)/Ru (20 nm) underlayer and capped with a 2-nm-thick Ta layer. The Mn-Ir layer was sputtered at various process pressures in (a) Ar and (b) Kr atmospheres. The substrate temperature during the deposition of the Mn-Ir layer was fixed at $T_{\text{sub}} = 350^\circ\text{C}$.

と同様に、いずれの場合においても、 $2\theta_\chi = 38^\circ$ 付近に Ru の (100)面からの回折線ピーク、並びに $2\theta_\chi = 70^\circ$ 付近には Ru の (110)面の回折線ピークと Mn-Ir の(220)面の回折線ピークが重畳したピークが認められる他、 $2\theta_\chi = 42^\circ$ 付近には Ru の (002)面と考えられる弱い回折線ピークも認められた。しかしながら、 $2\theta_\chi = 33^\circ$ 付近、並びに 60° 付近に認められる規則相 Mn₃Ir の(110)面、並びに(211)面からの規則格子線は、プロセスガス種と圧力によって大きく異なっていることが判る。(a) Ar の場合、2.0 Pa においては、(110)面からの規則格子線が明瞭に認められるが、プロセス圧力の低減に伴い回折線ピーク強度が低下し、0.1 Pa 以下において完全に消失していることが判る。それに対し、(b) Kr の場合には、Ar と同様に、圧力の低減に伴い回折線ピーク強度は低下するが、0.04 Pa においても(110)面からの回折線ピークが明瞭に認められた。これらの傾向は、Fig.3で示した J_K の圧力依存性の傾向と大よそ一致する。即ち、Arを用いた場合には、プロセス圧力の低下によって規則相が消失したために J_K が低下するのに対し、Krを用いた場合には、低いプロセス圧力においても規則相が形成されるために、大きな J_K を維持したと考えられる。

4. 考 察

これまでの結晶構造、並びに磁気特性の結果から、プロセスガス種によって規則相 Mn₃Ir の形成可能なプロセス圧力が異なる原因を考察する。一般に、プロセス圧力を低減させた場合、スパッタ雰囲気中のスパッタ粒子の平均自由工程λが増大することが知られている。λは、圧力 p を用いて次式で与えられる。

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2\pi p}D^2} \quad (1)$$

但し、 k はボルツマン定数、 T は温度、 D は分子直径である。(1)式より、 $p=0.04$ Pa において、Ar($D=0.367$ nm)[文献 12]、並びに Kr($D=0.415$ nm)[文献 12]の室温(20°C)におけるλを算出すると、それぞれ、 $\lambda_{Ar}(0.04 \text{ Pa}) \sim 173$ mm、並びに $\lambda_{Kr}(0.04 \text{ Pa}) \sim 132$ mm となる。本研究においては、Mn-Ir スパッタリングターゲットからウエハまでの距離を約 200 mm に設定しており、 $\lambda_{Ar}(0.04 \text{ Pa})$ および $\lambda_{Kr}(0.04 \text{ Pa})$ と近い値であることが判る。よって、 $p=0.04$ Pa では、ターゲット表面から飛散した種々のスパッタ粒子は、スパッタ雰囲気中の残留 Ar、若しくは残留 Kr にほとんど衝突散乱されることなく、大きな運動エネルギーを保有したままウエハへ到達すると考えられる。一般に、スパッタプロセス時において、スパッタリングターゲット表面から飛散したスパッタ粒子の中には、ターゲット構成原子の他に、高速中性ガス分子(反跳粒子)と呼ばれる大きな運動エネルギーを保有した粒子の存在が知られている。ここで、スパッタガスイオンが、ターゲット構成原子と正面衝突した場合において発生する反跳粒子の散乱角 180° 、並びに 90° における運動エネルギー E は、次式で与えられる^{13), 14)}。

$$E_{180^\circ} = \frac{(M_t - M_g)^2}{(M_t + M_g)^2} \cdot V_c \quad (2)$$

$$E_{90^\circ} = \frac{(M_t - M_g)}{(M_t + M_g)} \cdot V_c \quad (3)$$

但し、 M_t 、 M_g は、それぞれ、ターゲット構成原子、並びにガス原子の質量であり、また、 V_c はガスイオンの加速電圧である。そこで、(2)、(3)式から、Mn($M_t^{\text{Mn}} = 54.94$ g/mol)、並びに Ir($M_t^{\text{Ir}} = 192.22$ g/mol)に対して、Ar($M_g^{\text{Ar}} = 39.95$ g/mol)、並びに Kr($M_g^{\text{Kr}} = 83.80$ g/mol)の反跳粒子の E_{180° 、 E_{90° を算出し、Ir 組成 X に対してプロットした結果を Fig.6 に示した。ここで、各 Ir 組成 X における反跳粒子の運動エネルギー E_{90° 、並びに E_{180° は、各ガス原子の純 Mn($E_{180^\circ}^{\text{Mn}}$ 、 $E_{90^\circ}^{\text{Mn}}$)、並びに純 Ir($E_{180^\circ}^{\text{Ir}}$ 、 $E_{90^\circ}^{\text{Ir}}$)における E_{180° 、 E_{90° を計算し、次式を用いて算出した。

$$E_{180^\circ} = E_{180^\circ}^{\text{Mn}} \cdot (100 - X) + E_{180^\circ}^{\text{Ir}} \cdot X \quad (4)$$

$$E_{90^\circ} = E_{90^\circ}^{\text{Mn}} \cdot (100 - X) + E_{90^\circ}^{\text{Ir}} \cdot X \quad (5)$$

但し、 V_c には、プロセス圧力 0.04 Pa における Ar、並びに Kr のスパッタ時の放電電圧を用いており、 $V_c^{\text{Ar}} = 370$ V、並びに $V_c^{\text{Kr}} = 400$ V とした。また、 $M_t < M_g$ の場合には、反跳粒子は発生しないと考えられるため¹⁴⁾、(2)、(3)式における E_{180° 、並びに E_{90° を 0 eV とした。いずれの場合においても、Ir 量の増加に伴い E が増大する傾向が認められる。ここで、本研究で使用した Mn-Ir ターゲットの Ir 組成である 23 at.%付近に着目すると、Ar の場合には、 $E^{\text{Ar}} = 43.3 \sim 99.8$ eV の範囲に分布しているのに対し、Kr の場合には、 $E^{\text{Kr}} = 14.1 \sim 35.8$ eV の範囲に分布していることから、反跳 Kr に比べて反跳 Ar の保有する運動エネルギーの方が大きいことが判る。よって、低いプロセス圧力で Mn-Ir を成膜した場合には、ターゲット表面から飛散した反跳 Ar が、スパッタ雰囲気中の残留 Ar に衝突散乱されることなく、大きな運動エネルギーを保有したまま Mn-Ir 膜表面へ照射されると考えられる。その結果、L1₂型の規則的な結晶構造を破壊し、Mn₃Ir の形成を妨げたと考えられる。一方で、Kr を用いた場合においても反跳 Kr が照射されるが、反跳 Kr の保有する運動エネルギーが小さいために、規則的な結晶構造を破壊せず、低いプロセス圧力においても

Fig. 6 Calculated recoil energy of Ar and Kr as a function of the Ir content Mn_{100-x}Ir_x.

Mn₃Ir 規則相が形成されたと考えられる。

次に、高いプロセス圧力の場合を考える。例えば、 $p = 1.0$ Pa における Ar、並びに Kr の λ を算出すると、(1)式より、それぞれ、 $\lambda_{Ar}(1.0 \text{ Pa}) \sim 6.9 \text{ mm}$ 、並びに $\lambda_{Kr}(1.0 \text{ Pa}) \sim 5.3 \text{ mm}$ となる。よって、ターゲット表面から飛散した反跳粒子は、ウエハへ到達するまでに、残留 Ar、若しくは残留 Kr に 30 ~ 40 回程度衝突散乱されるため、運動エネルギーのほとんどを失うと考えられる。よって、高いプロセス圧力では、反跳 Ar の保有する運動エネルギーが、Mn-Ir 膜表面へ照射される際に小さくなるために、規則的な結晶構造を破壊すること無く Mn₃Ir が形成されたと考えられる。

以上の結果を考え合わせると、Fig.5(a)において、Ar 圧力の低下に伴い規則格子線が消失した原因は、スパッタプロセス中における反跳 Ar の Mn-Ir 膜表面への照射が、規則相 Mn₃Ir の形成を妨げたためと考えられる。その結果、Fig.3(a)における低い Ar 圧力においては、 J_K が低下したと考えられる。

5. ま と め

規則相 L1₂-Mn₃Ir 膜の形成プロセスの低圧力化を目的とし、Mn-Ir/Co-Fe 積層膜の結晶構造と交換磁気異方性に及ぼすスパッタガス種の影響を調べた結果、以下のことが明らかとなった。

1. Mn-Ir/Co-Fe 積層膜の交換磁気異方性に、Mn-Ir 成膜時のプロセスガス種、並びに圧力が強く依存する。Ar を用いた場合には、プロセス圧力の低減に伴い J_K は低下するが、Kr の場合には J_K が低下せず、 $J_K \geq 1.0 \text{ erg/cm}^2$ となる。
2. 規則相 Mn₃Ir の形成可能なプロセス圧力に、プロセスガス種が強く依存する。Ar を用いた場合には、0.1 Pa 以下の圧力において規則相が消失するのに対し、Kr の場合には、0.04 Pa においても規則相が形成される。

以上の結果から、低い Ar 圧力で規則相 Mn₃Ir 膜を作製した場合には、大きな運動エネルギーを保有する反跳 Ar が Mn₃Ir 表面へ照射され、L1₂型の規則的な結晶構造が破壊されるために、Mn₃Ir/Co-Fe 積層膜の J_K が低下したと考えられる。

それに対し、Kr では、反跳 Kr の運動エネルギーが小さいために規則相が破壊されず、0.04 Pa の低いプロセス圧力でも J_K が 1.0 erg/cm^2 を超えることが出来たと考えられる。

謝辞 本研究における結晶構造の解析、並びに組成分析は、東北大学大学院工学研究科の角田匡清准教授のご好意により行われた。また、本研究の一部は、総務省の「戦略的情報通信研究開発推進制度」の助成を受けて行われた。ここに記して感謝申し上げる。

References

- 1) K. Imakita, M. Tsunoda, and M. Takahashi: *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 3812 (2004).
- 2) K. Imakita, M. Tsunoda, and M. Takahashi: *J. Appl. Phys.*, **97**, 10K106 (2005).
- 3) M. Tsunoda, K. Imakita, M. Naka, and M. Takahashi: *J. Magn. Magn. Mater.*, **304**, 55 (2006).
- 4) M. Tsunoda, M. Naka, K. Imakita, S. Yoshitaki, and M. Takahashi: *IEEE Trans. Magn.*, **42**, 2999 (2007).
- 5) K. Komagaki, K. Yamada, K. Noma, H. Kanai, K. Kobayashi, Y. Uehara, M. Tsunoda, and M. Takahashi: Digests of the 30th annual Conference on Magnetism in Japan, p.46, (2006).
- 6) M. Tsunoda, S. Yoshitaki, K. Imakita, M. Naka, D. Y. Kim, and M. Takahashi: Digests of the 29th annual Conference on Magnetism in Japan, p.65, (2005).
- 7) C. C. Chen, Y. Suzuki, T. Kato, S. Iwata, S. Tsunashima, H. Toyoda, and H. Sugai: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **45**, 8466 (2006).
- 8) S. Iwatsubo, T. Takahashi, and M. Naoe: *J. Appl. Phys.*, **83**, 6667 (1998).
- 9) D. W. Hoffman and J. S. Badgley: *J. Vac. Sci. & Technol. A*, **5**, 1791 (1988).
- 10) M. Takahashi, M. Tsunoda, and K. Uneyama: *J. Magn. Magn. Mater.*, **209**, 65 (2000).
- 11) R. Nakatani, K. Hoshino, S. Noguchi, and Y. Sugita: *Jpn. J. Appl. Phys. (Part 1)*, **33**, 133 (1994).
- 12) S. Dashman: *Scientific Foundation of Vacuum Technique*, 2nd ed. (John Wiley & Sons, 1962).
- 13) D. W. Hoffman and J. S. Badgley: *J. Vac. Sci. & Technol. A*, **6**, 1691 (1988).
- 14) K. Kobayashi, and N. Hosokawa: Buhin・device no tameno Hakumaku sakusei gijutsu (in Japanese), p. 175-176 (Sougoudenshi Shuppan, Tokyo, 1992).

2007年10月4日受理, 2008年2月14日採録