自己組織化基板表面上での 強磁性ナノ構造の作製と磁性

菅 原 昭*

1. は じ め に

80年代に始まった磁性多層膜の研究においては、成長方向への原子スケールの積層構造の制御によって、巨大磁気抵抗効果・界面磁気異方性などの重要な物性が発現することが明らかにされてきた。90年代中盤以降の研究の中心は、記憶ドットを規則配列させた高密度磁気記録材料や磁気ランダムアクセスメモリ素子など、薄膜成長とリソグラフィーを中心とする微細加工を併用した面内構造の制御による、高機能磁気デバイスの開発へと移ってきている。

同様に金属多層膜の研究から派生した研究分野に、数 ML 以下の極薄膜で起こる強磁性ナノ構造の self-assembly (自己集合), self-organization (自己組織化) がある。表面再構成上などでの自己形成では、リソグラフィーの加工限界を下回る数 nm のサイズの微粒子・細線からなる配列構造が広い面積にわたって生成する。自己形成で得られる強磁性ナノ構造の基本粒子は体積が小さく室温では超常磁性を示すことが多い。この特徴を生かして、粒子間の交換・双極子結合や配列の次元性に支配された低温における磁気相転移に関して多くの知見が得られている。本稿においては、最近の強磁性ナノ構造の自己形成に関する研究を紹介したあと、我々が行っているマクロステップ基板での強磁性体ナノ構造の自己形成と、磁気的な結合に支配された磁化機構に関する研究結果を紹介する。

2. 最 近 の 研 究

(1) 表面再構成・不一致転位網上での二次元アイランド配列

Volmer-Weber もしくは Stranski-Krastanov モードの薄

膜成長によってアイランドが形成される場合、表面に導入されたステップ等の表面欠陥が核生成の優先サイトになる場合が多い。界面不一致転位が導入されている極薄層表面や表面再構成では、こうした優先サイトが周期的な配列を取る。これを下地として強磁性金属を成長させることにより、二次元的なドット列の形成が行われている。

よく知られた例に、Au(111) 上の Fe⁽¹⁾, Co⁽²⁾, Ni⁽³⁾ の成長がある。Au(111) は $23 \times \sqrt{3}$ という長周期の再配列構造を取り、第二層以下に対して fcc 的, hcp 的な積層を取る二種類のドメインが最表面層に現れる。STM 観察でジグザグな形状のドメイン境界が二本ペアとなって観察されるので、この空間パターンはヘリンボーンパターンと呼ばれる。このジグザグの折れ曲がり部分が Fe, Co, Ni の優先核生成サイトとなり、2 原子層高さのアイランドが二次元的に規則配列する。

界面に不一致転位が導入されたエピタキシャル二層膜でも同様の配列構造が観察される⁽⁴⁾。Pt(111) 基板上に 2 原子層の Cu を蒸着し不一致転位網を形成させると、上の Au(111) 再配列の場合と同様に下地 Pt に対して fcc, hcp 的な積層をしたドメインが現れる。この下地上に蒸着された Fe は、転位網との間に斥力相互作用を及ぼしあい、低温において転位をまたぐ拡散をほとんど起こさない。すなわち、あるドメイン上に飛来した原子はほとんどすべてがそのドメイン内で凝集する。ドメインの面積がよく揃った転位網が形成されていれば、六方格子状に自己配列した粒子の体積の分散は 10% 程度と非常に小さくなる。

こうしたアイランド構造は、膜厚の増加によって薄膜が連続膜へと遷移する過程で消失してしまう。このためアイランドの体積は小さいままとどまり、室温では超常磁性体として振舞う。Fruchart らは、Au(111) 上に Co ドット列を形成した後、ドット間を埋めるように Au を蒸着し、さらに Co, Au を交互蒸着する過程を繰り返すことによって、初期成長

* 北陸先端科学技術大学院大学助手・材料科学研究科(〒923-1226 石川県能美郡辰口町旭台 1-1)
Magnetic Nanostructures Prepared on Self-organized Templates; Akira Sugawara (School of Materials Science, Japan Advanced Institute of Science and Technology (JAIST), Ishikawa)
Keywords: iron, cobalt, sodium chloride, nanowire, anisotropy, nanoparticle, self-organization, magnetism
2002年2月5日受理

で形成される規則的な二次元構造を膜面垂直方向に維持した Co ピラーを形成した⁽⁵⁾。ピラー形成に伴う体積の大幅な増加により、室温でも強磁性を示す自己組織化超格子を成長させることが可能であることが示された。

(2) 金属単結晶表面のステップ端における細線形成

単結晶のステップ端では、ステップ列に沿ってアイランドが優先核生成を起こす。こうしたアイランドが連続するようになると、ナノ細線が形成される。このようなストライプ形成とその磁気特性に関する研究は、Fe/Cu(111)⁽⁶⁾、Co/Cu(111)⁽⁷⁾、Fe/W(110)⁽⁸⁾⁽⁹⁾、Fe/Pd(100)⁽¹⁰⁾、Co/Pt(997)⁽¹¹⁾などの系で行われている。

たとえば、1.2°のミスカットを持つCu(111)面では、約10 nm 幅のテラスと単原子高さのステップが交互に配列した構造が現れる。基板温度を0°Cに保ちFe極薄層を成長させると、ステップ上での優先核生成が起こる⁽⁶⁾。蒸着量が0.8 MLの場合、250 K以下で基板垂直方向を磁化容易軸とする強磁性体として振舞うほぼ連続的な細線が形成される。理論的には強磁性転移は起こらない一次元イジング磁性体において強磁性が観測される原因は、緩和過程の温度依存性から説明できる。

Fe/W(110)⁽⁸⁾⁽⁹⁾も精力的に調べられている系である。FeとWには10%の格子ミスフィットが存在するにも関わらず、[001]ステップ間隔が8 nm以下の微斜面基板を用いると、無転位のFeストライプが成長する。1 ML以下の蒸着量で形成される単原子厚さのFeストライプでは、容易磁化方向は[110]方向となる⁽⁸⁾。すなわち磁化は面内に寝ておりストライプの短軸方向に平行である。個々のストライプ中には、反対向きの磁化方向を持った二種類のスピンプロックが存在し、同じストライプ内では交換相互作用を、隣り合うストライプ内のスピンプロックとは双極子相互作用を及ぼしあう。この系では相互作用が二次元的であるため、Fe/Cu(111)で見られたような遅い磁気緩和が起こらず、シャープな磁気転移が観察される。

一方二原子層厚のストライプは、垂直磁気異方性を示す⁽⁹⁾。1 MLと2 MLの中間の厚さでは、垂直磁気異方性を持つ二原子層厚のストライプ部分と、一原子層厚のストライプが混在した構造をとる。垂直磁化を持つ二原子層厚の部分同士は、双極子相互作用により反強磁性的に結合する。この磁気構造は、最近スピン偏極トンネル顕微鏡法により直接検証された⁽¹²⁾。

(3) 二元同時蒸着膜での面内超格子の自発形成

Mo(110)基板上にAgとCo(もしくはFe)を同時蒸着すると、周期が2.0–2.5 nm程度のストライプ状の面内一次元超格子構造が自発的に形成されるように相分離を起こす⁽¹³⁾。この構造は応力緩和のために形成されると考えられるが、膜厚が4 MLを超えるとその秩序構造は崩れてしまう。同様の構造は、アルミナ基板上に成長させたMoエピタキシャル層上への同時蒸着によっても形成され、その磁気抵抗が測定さ

れている⁽¹⁴⁾。

(4) 強磁性コロイド粒子の自己組織化配列

化学的なアプローチにより、粒子列の自己形成が可能であることも報告されている。気相成長法による自己組織化では、微粒子同士の合体成長が起こるために、構成粒子のサイズが30%程度の分布を持ち、粒子の保磁力にばらつきを生じる。近年高分子保護コロイドを用いて粒子の合体成長を抑制することで粒径のよく揃った粒子を作製し、さらにそれらを基本構成単位とする高次構造の自己組織化が行われるようになってきた。たとえば、磁気異方性が非常に大きな物質として注目されているFePt合金微粒子の例では、粒径は3–10 nmの間で制御可能であり、そのサイズ分布は標準偏差で5%程度に抑えられている⁽¹⁵⁾。このコロイドを溶媒中に分散させ、シリコン酸化物基板上に溶液を滴下し溶媒を蒸発させると、微粒子は条件に応じて六方晶的・立方晶的な三次元超格子を組むように自己集合を起こす。

また、同様の手法によって作製した粒径5 nmのCo微粒子の六方格子配列系では、微細加工法を用いて作製した微小電極系を用いてスピン依存散乱の実験が行われた⁽¹⁶⁾。配列が制御された少数の微粒子のみが伝導に関与している条件下で、明瞭なクーロンブロッケードが観察されている。

3. マクロステップ基板への斜め蒸着による強磁性ナノ構造の自己形成

(1) 自己組織化テンプレートの作製と斜め蒸着

我々が試みているのは、結晶表面のファセット形成を用いて数十ナノメートル間隔の溝構造を自己形成させ、斜め蒸着によってその上に強磁性ナノ構造を作製する方法である。この方法は純粋に幾何学的な効果を用いた成長であり、単結晶表面再構成やステップ端での優先核生成と比較して、基板と蒸着物質の組合せに関してより多くの自由度がある。たとえば、この方法によって、強磁性ナノ構造を非晶質絶縁体中に埋め込んだ構造を作製し、金属基板を用いた場合に起こり得る界面磁気異方性や強磁性要素同士の伝導電子を介した交換結合を抑制し、双極子相互作用に強く支配された磁化過程を実現できる。また、自然の再構成表面がとり得る周期よりもはるかに間隔が大きいステップ列を用いているため、室温で強磁性が発現する大きなナノ粒子(細線)の配列構造を得ることが出来る。

図1(a)に示すようにNaCl(110)上にアニールもしくはホモエピタキシャル成長によって、(100)、(010)ファセットからなるナノ溝構造を出現させる。次に、その表面にNaCl基板の表面形態をそのまま保存する非晶質SiO₂保護層を垂直入射の蒸着によって形成する。この上に強磁性体を斜め蒸着すると、マクロステップによる陰影効果によって蒸着フラックスが到達する領域は制限される。たとえば、溝間隔30 nmで入射角度が法線から65°ずれている場合、フラックス領域の幅はテラス上で14 nm程度になる。SiO₂層上の金属蒸着

図1 (a) 斜め蒸着の模式図。(b) 低温での成長では、核発生密度が高く、合体成長も抑制されるため、細線形状が形成されやすい。(c) 高温での成長では、核発生密度は低く、合体成長も促進されるため、ドット列が形成されやすい。

膜の初期成長は、Volmer-Weber 型の成長モードをとる。

成長初期においては、この領域内での核生成・表面拡散・アイランドによる吸着子の捕獲の競合により、アイランドの分布が決定される⁽¹⁷⁾。たとえば、一部の原子は表面拡散によってマスク外部に染み出し、マスク領域内部の吸着子の濃度プロファイルは様にならない。核生成頻度は、吸着子濃度の高いマスク中央部において最大になる。また、基板温度が高い場合には、形成される細線の幅はフラックス領域より大きくなる。このように、必ずしもフラックスが到達した領域にそのままの形状の細線が形成されるわけではない。

成長中期以降においては、小さな粒子同士が成長中に接触するようになると、合体後の粒子は表面エネルギーの低い形態をとろうとする。現実的には、合体成長をコントロールすることが重要である。基板温度が低く、フラックス領域の幅にいくつもの小さなアイランドが核生成する条件下では合体成長による形態回復は起こりにくから、粒子間が蒸着物質に埋められていき細線が形成されやすくなる(図1(b))。液滴様合体成長が起こりやすい Au, Ag 等では合体後の粒子がフラックス領域をはみだしてしまい細線の形成は難しくなるが、3d 磁性金属では 5 nm 程度の幅の細線も成長させることが可能である。逆に基板温度を上げると、核生成密度は減少し合体成長が促進される。フラックス領域の幅と粒径が同

程度になる場合には、一次元的な微粒子列が形成される(図1(c))。

一次元的な溝構造を形成するタイプの表面ファセッティングは、酸素吸着した Ag(110)⁽¹⁸⁾, Pt(110)⁽¹⁹⁾, Si(113)⁽²⁰⁾, Si(557)⁽²¹⁾, TaC(110)⁽²²⁾, NbC(110)⁽²³⁾などの種々の結晶で観察されている。溝構造に安定な周期は存在せず、アニール時間の増加と共にその周期は増大する⁽²⁰⁾。また、成長においても、膜厚の増加とともにステップ間隔が増加していくことが理論計算から求められている⁽²⁴⁾。ステップ間隔が狭い場合にはステップ間相互作用が強まり形状が直線的になり、逆にステップ間隔が広い場合にはその形状はゆらぐ傾向がある。たとえば、Si(557)では、周期が 5.73 nm の規則性の高い溝構造が出現する⁽²¹⁾。しかしながら、金属・半導体のファセットは、表面からわずかに傾いた高次の微斜面である場合が多く、斜め蒸着によって十分な陰影効果が得られないほど浅い溝が形成される。

これに対して、静電エネルギーの寄与により表面エネルギーの異方性が著しく強くなるイオン結晶では、低次の面からなる深い溝構造が形成されやすい。我々が試みている NaCl(110)の場合、真空中で 400°C 程度に加熱すると NaCl の昇華に伴い、低エネルギー面である (100) および (001) からなるファセット化が起こり、溝構造が自発的に形成される。しかしながら、この方法で得られた溝構造には規則性・制御性の問題があった。我々は最近 NaCl(110) 上に NaCl をホモエピタキシャル成長させることにより、より完全に狭い周期の溝構造を、より低温で作製する事に成功した⁽²⁵⁾。

H₂O で表面エッチングして真空チャンバーに導入した NaCl(110) 表面は、顕著なファセットを示さない。この表面上に、基板温度 150°C で NaCl を成長させるとファセット化が起こる。膜厚の増加と共にテラスが奥行き方向に発達して溝構造の完全性は向上していく。これに伴い、RHEED の三次元回折スポットは弱まっていき、基板面からそれぞれ 45° 傾いた (100) および (001) からの二次元回折ストリークが直交した網状パターンがシャープになっていく(図2(a))。対応する AFM 像では、アニールで形成したものよりも規則性の高い溝構造が観察される(図2(b))。溝間隔は、膜厚の増加とともに増加するが、溝間隔は膜厚が 100 nm を超えると増加が鈍り、膜厚 230 nm では 30 nm の程度となる(図2(c))。表面の形態変化に寄与する可動度の高い吸着子を蒸着によって連続的に供給し続けるため、成長法ではアニール法と比較してはるかに低い温度でより完全性の高い溝構造を作製することができる。

同様の溝構造は、他のイオン結晶についても報告されている。たとえば、Si(110) 上での CaF₂ のエピタキシャル成長では、〈110〉マクロステップと {111} ファセットからなる一次元的な溝構造が形成され、成長温度の上昇とともにその間隔が増大する⁽²⁶⁾。また、NaCl 構造を取る反強磁性ピニング効果の大きい物質である NiO も MgO(110) 面上でのエピタキシャル成長によって同様のファセット化を起こすことが報告されている⁽²⁷⁾。

図2 基板温度150°Cで厚さ230 nmのNaCl層をNaCl(110)基板上にホモエピタキシャル成長させたときに観察される(a) RHEED像と(b) AFM像。(100), (010)ファセットが交互に現れ、その間に[001]マクロステップが走っている。(c) 平均溝間隔とNaCl膜厚の関係。

(2) Feナノ細線

基板温度が室温程度の場合、核生成密度は高く、合体成長による低エネルギー形態の回復も抑制されるため、Feは蒸着されたパッチの領域に細線を形成する⁽²⁸⁾。平均溝間隔が90 nmの表面に、入射角度65°でFeを厚さ13 nm成長させた場合のTEM像を図3(a)に示す。ワイヤーはステップのゆらぎを反映してセグメントに分断されており、それらが異方的な網目構造を形成している。この場合の細線の平均幅は30 nm、平均間隔90 nm、軸比は100程度である。この細線列の磁化過程を調べると、細線長手方向が容易軸となり保磁力は約140 kA/mに達することがわかった。この結果から、磁化反転が磁区移動ではなく、磁化回転で起こることが

示唆される。これを調べるのには、横磁気カー効果が散乱面内の磁化に敏感であることを応用したカーマグネトメトリーにより、磁場方向とは独立の任意の方向の磁化成分を調べることが有効である(図3(b-c))。観察されたカーブの磁場方向依存性(図3(d))では、細線長手方向から傾いた磁化成分が明瞭に観測され、容易軸から45°磁場が傾いているときに保磁力が約半分になる。すなわち、Stoner-Wohlfarth理論から予測される磁化回転が起こっていることが示唆される。しかしながら、理想的に長い円柱状細線の保磁力は飽和磁化の1/2になるはずであるが、観察された保磁力はこれより著しく小さい。この結果は、細線同士の磁化が強磁性的に双極子結合して、協調して一齐回転を起こすために、見かけ上形状異方性が低下しているためと解釈できる。電子線ホログラフィーによって局所的な磁化分布を調べると、隣り合う細線同士の磁化が平行方向に揃っていた⁽²⁹⁾。また、双極子結合を考慮したLLG理論を用いたマイクロマグネティックシミュレーションによって磁化過程を調べてみると、細線の磁化が協調回転を起こし、保磁力が低下することが確かめられた。細線形状のゆらぎも、保磁力の低下に寄与する。

(3) 双極子結合による一次元ドット列の強磁性秩序

核生成密度が減少し合体成長が促進される基板温度190°Cの条件で、膜厚1 nm程度までのごく少量のFeを蒸着した場合には、線状に並んだ一次元的なFe粒子列が形成される(図4)⁽³⁰⁾。粒子の平均サイズは、それぞれ3, 5, 7 nmの程度で、孤立している場合には超常磁性を示す筈のサイズである。しかし、このサイズの互いに接触しない粒子から出来ている擬一次元粒子配列は、微粒子列の方向を容易軸とする強磁性を示す。隣り合う粒子間のギャップ距離が2-3 nm程度と非常に狭く、個々の粒子のモーメントが隣の粒子の位置に作る洩れ磁場の強さが1 T程度になるため、隣り合う粒子のモーメントは平行になった方がエネルギー的に安定になるためである。この双極子相互作用により、一次元粒子列内で長距離の強磁性秩序(dipolar ferromagnetism)が現れる。この磁化曲線は、双極子場と熱揺動の双方の影響を取り入れたモンテカルロ・マイクロマグネティズムシミュレーションによって再現できる。自発磁化の温度依存性は現在まで測定できていないが、計算からはブロッキング温度が上昇することが予想されている。通常の島状成長で形成される二次元ランダム配列では周囲の双極子場はフラストレーションにより強磁性結合を弱める方向に働くのに対して、一次元列の場合には強磁性秩序が形成されやすい。最近では、リソグラフィーで作られた強い双極子結合を起こすギャップが狭い一次元粒子列を用いて、論理回路のデモンストレーションも行われている⁽³¹⁾。

(4) Co-Auヘテロナノ細線

以上の細線・ドット列の成長手法を組み合わせるとヘテロ細線の成長も可能である⁽³²⁾。まず、基板温度を220°Cで厚さ3 nmのCoを蒸着して平均粒径5 nmの一次元ドット列を形

図3 室温に保持した溝間隔 90 nm の自己組織化テンプレート上に、入射角度 70° で 13 nm の厚さの Fe を斜め蒸着した場合に得られる細線列の (a) TEM 像. (b) 磁場に平行な磁化成分. (c) 磁場に垂直な磁化成分を測定するためのカー効果測定の実験配置. (d) (a) の細線列の Kerr マグネトメトリー曲線. 実線が磁場平行成分, 点線が磁場垂直成分である.

図4 基板温度 190°C に保持した溝間隔 40 nm の自己組織化テンプレート上に、入射角度 70° で (a) 0.3, (b) 0.6, (c) 1.0 nm の厚さの Fe を斜め蒸着した場合に得られた一次元ドット列の ADF-TEM 像と磁化曲線. ドット列の方向が磁化容易方向である. 粒径はそれぞれ, (a) 3.3 ± 1.8 nm, (b) 5.1 ± 2.8 nm, (c) 6.7 ± 3.2 nm である.

図5 基板温度 220°C に保持した溝間隔 19 nm の自己組織化テンプレート上に、入射角度 60° で Co を 3 nm 蒸着して得られた平均粒径 5 nm の Co ドット列の (a) TEM 明視野像と (c) 磁化曲線, さらに 4 nm の Au を室温で蒸着した二相ナノ細線の (b) TEM 明視野像と (d) 磁化曲線.

成させたあと(図5(a)), 基板温度を室温まで下げてAuを斜め蒸着すると一次元配列したCo粒子がAu細線に埋め込まれた微細構造が形成される(図5(b)). この実験で観察された最小の線幅は5 nmであった. 同様の構造が実現するAu-Feでは, 埋め込まれたFeをADF-TEM法により高いコントラストで観察できている⁽³³⁾. Au蒸着の初期には, Auは既に成長しているCo粒子に優先的にトラップされCo粒子を包むように成長する. 個々の粒子のサイズが大きくなり隣り合う粒子は互いに接触するようになると, ネック部での表面エネルギー的不利を補うように表面拡散によりAu原子がネック部に優先的に流入する. 以上の過程を経て, 表面エネルギー的に有利な細線形状を有する埋め込み構造が形成されていく.

微粒子間をAuで接続することによって導入される粒子間の交換結合や界面磁気異方性が磁化過程に影響することを期待したが, 接続の前後いずれにおいても双極子相互作用が磁化過程を支配していた. Auで接続する前後において, いずれも細線長手方向が容易磁化軸となり同程度の保磁力を有している(図5(c-d)).

4. ま と め

最近の強磁性ナノ構造の自己形成に関する研究を概観し, 我々が行っている斜め蒸着によるナノドット・細線配列の自己形成について紹介した. このトピックスについては, 英文で書かれた優れた総説もあるのでそちらも参照にされたい⁽³⁴⁾.

磁気記憶の密度の限界である超常磁性転移が起こるサイズは, 小さなスケールからのアプローチである自己形成, 大きなスケールからのアプローチであるリソグラフィ, いずれの手法においても到達しにくい長さスケールに存在している. 本稿で示した斜め蒸着によるナノ構造形成は, 換言すればナノスケールでの境界条件を与えて不均一な成長場を作り, その中での核生成・成長・相分離によって微細構造を形成させていることになる. 将来的には, 成長に関する適切な境界条件を与えるための比較的大きな長さスケールの加工を平面基板にリソグラフィによって施し, その領域内での自然成長や相分離によって小さなサイズの強磁性体を作製するようなことも可能となるかもしれない.

共同研究者である, M. R. Scheinfein, J. A. Venable(アリゾナ州立大学), 前 一樹(北陸先端)各氏に感謝する. また, 本研究は日本学術振興会海外特別研究員制度, 文部省(現日本学術振興会)科学研究費, 風戸研究奨励会からの研究助成を受けて行われた.

文 献

(1) B. Voigtlander, G. Meyer and M. Nabil: Amer. Surf. Sci.,

- 255(1991), L529-535.
- (2) B. Voigtlander, G. Meyer and N. M. Amer: Phys. Rev., **44**(1991), 10354-10357.
- (3) D. D. Chambliss, R. J. Wilson and S. Chiang: J. Vac. Sci. Technol. B, **9**(1991), 933-937.
- (4) H. Brune, M. Giovannini, K. Bromann and K. Kern: Nature, **394**(1998), 451-453.
- (5) O. Fruchart, M. Klaua, J. Bartel and J. Kirschner: Phys. Rev. Lett., **83**(1999), 2769-2772.
- (6) J. Shen, R. Skomski and J. Kirschner: Phys. Rev. B, **56**(1997), 2340-2343.
- (7) J. de la Figuera, M. A. H.-Gernica, J. E. Prieto, C. Ocal and R. Miranda: Appl. Phys. Lett., **66**(1995), 1006-1008.
- (8) J. Hauschild, H. J. Elmers and U. Gradmann: Phys. Rev. B, **57**(1998), R677-680.
- (9) J. Hauschild, U. Gradmann and H. J. Elmers: Appl. Phys. Lett., **72**(1998), 3211-3213.
- (10) Dongqi Li, B. Roldan Cuenya, J. Pearson and S. D. Bader: Phys. Rev. B, **64**(2001), 144-410.
- (11) P. Gambardella, M. Blanc, L. Bürgi, K. Kuhnke and K. Kern: Surf. Sci., **449**(2000), 93-103.
- (12) O. Pietzsch, A. Kubetzka, M. Bode and R. Wiesendanger: Phys. Rev. Lett., **84**(2000), 5212-5215.
- (13) E. D. Tober, R. F. C. Farrow, R. F. Marks, G. Witte, K. Kalki and D. D. Chambliss: Phys. Rev. Lett., **81**(1998), 1897-1900.
- (14) E. D. Tober, R. F. Marks, D. D. Chambliss, K. P. Roche, M. F. Toney, A. J. Kellock and R. F. C. Farrow: Appl. Phys. Lett., **77**(2000), 2728-2730.
- (15) Shouheng Sun, C. B. Murray, D. Weller, K. Folks and A. Moser: Science, **287**(2000), 1989-1992.
- (16) C. T. Black, C. B. Murray, R. L. Sandstrom and Shouheng Sun: Science, **290**(2000), 1131-1134.
- (17) J. A. Venables, F. L. Metcalfe and A. Sugawara: Surf. Sci., **371**(1997), 420-430.
- (18) J. S. Ozcomert, W. W. Pai, N. C. Bartelt and J. E. Reutt-Robey: Phys. Rev. Lett., **72**(1994), 258-261.
- (19) P. Henes and E. Bertel: Phys. Rev. Lett., **79**(1997), 1523-1526.
- (20) S. Song, Mirang Yoon, S. G. J. Mochrie, G. B. Stephenson and S. T. Milner: Surf. Sci., **372**(1997), 37-63.
- (21) A. Kirakosian, R. Bennewitz, J. N. Crain, Th. Fauster, J.-L. Lin, Y. Petrovykh and J. Himpsel: Appl. Phys. Lett., **79**(2001), 1608-1610.
- (22) J.-K. Zuo, R. J. Warmack, D. M. Zehner and J. F. Wendelken: Phys. Rev. B, **47**(1993), 10743-10747.
- (23) R. M. Tsong, M. Schmid, C. Nagl, P. Varga, R. F. Davis and I. S. Tsong: Surf. Sci., **366**(1996), 85-92.
- (24) A. A. Golovan, S. H. Davis and A. A. Nepomnyashchy: Phys. Rev. E, **59**(1999), 803-825.
- (25) A. Sugawara and K. Mae: *J. Cryst. Growth* (in print).
- (26) L. Schowalter and F. W. Fathauer: Crit. Rev. Solid State Mater. Sci., **15**(1989), 367-421.
- (27) B. Warot, E. Snoeck, P. Baules, J. C. Ousset, M. J. Casanove, S. Dubourg and J. F. Bobo: J. Cryst. Growth, **224**(2001), 309-315.
- (28) A. Sugawara, S. T. Coyle, G. G. Hembree and M. R. Scheinfein: Appl. Phys. Lett., **70**(1997), 1043-1044.
- (29) A. Sugawara, D. Streblechenko, M. McCartney and M. R. Scheinfein: IEEE Trans. Magn., **34**(1998), 1081-1083.
- (30) A. Sugawara and M. R. Scheinfein: Phys. Rev. B, **56**(1997), R8499-R8501.
- (31) R. P. Cowburn and M. E. Welland: Science, **287**(2000) 1466-1468.
- (32) A. Sugawara: IEEE Trans. Magn., **37**(2001), 2123-2125.
- (33) 菅原 昭, 今野 充, 植木泰光, 前 一樹: まてりあ, **40**(2001), 1024.
- (34) H. P. Oepen and J. Kirschner: Current Opinions in Solid State and Mater. Sci., **4**(1999), 217-221.