

Title	スピン偏極STMによるFeナノ磁石の磁気状態観察
Author(s)	山崎, 篤志
Citation	大阪大学低温センターだより. 2004, 128, p. 12-16
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/6786
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

スピン偏極 STM による Fe ナノ磁石の磁気状態観察

基礎工学研究科 山崎 篤志 (内線 6422)

E-mail:yamasaki @decima.mp.es.osaka-u.ac.jp

1. はじめに

現在、表面での原子レベルの凹凸など構造に関する情報が得られる走査トンネル顕微鏡 (STM) は表面物理の研究を行う上で欠かすことができないものとなっている。スピン偏極 (Sp-) STM では、この STM の探針と試料間の障壁である真空をトンネルする電子をスピン偏極させることにより STM の長所である優れた空間分解能を保ちつつ試料表面でのスピンの依存した磁気的な情報が得られる。これはふたつの強磁性体を絶縁体で挟んでいる場合に、トンネル過程でスピンの向きが保存されるという仮定 (この仮定は第一近似として成り立つ) の下でふたつの強磁性体の相対的な磁化の向きに依存してトンネルコンダクタンスが変化するというトンネル磁気抵抗効果に基づくものである^[1]。1990年に Wiesendanger らによって行われた初期の実験では CrO₂バルク探針を用いて Cr (001) 表面において面内磁気モーメントの向きに関する情報を含む信号が得られたが^[2]、構造と磁性に由来する信号を分離することはできなかった。その後、いくつかのグループによって、GaAs 探針の円偏光によるスピン励起を利用する方法で実験が行われたが、コントラストが弱く他の効果による付加的なコントラストも含まれることが像の解釈を困難にしており、研究手法の確立には至らなかった。その後、1998年に Bode らはスピン偏極走査トンネル分光 (Sp-STs) 法を用いることにより、トンネル分光スペクトルから試料表面での磁気情報のみを取り出すことに成功した^[3]。ここでは、Sp-STs 法による磁気イメージングについて紹介するが、この手法を広義のスピン偏極 STM と呼ぶことにする。

2. スピン偏極 STM

Sp-STs 法では、試料のスピン偏極した表面単位での微分コンダクタンス dI/dU ($\propto n_p n_s (1 + P_p P_s \cos \theta)$): n_p, n_s は探針及び試料の状態密度, P_p, P_s は各スピン偏極率, θ はそれぞれの磁気モーメントの相対角度) をロックインアンプにより検出して画像化する。スピン偏極した表面単位は、現在までに Cr, Mn, Fe, Co, Gd において見いだされている。現在、行われている Sp-STM 測定のお多くは Bode らが提唱したこの Sp-STs 法を利用しており、国内外を併せて数グループが磁気像を報告している^{[4]~[6]}。

Sp-STM 用の探針には通常の STM に用いられる多結晶タングステン (W) 探針上に Fe や Gd などの強磁性体薄膜をコートさせる。Fe などのバルク探針を用いた場合には、探針からの漏れ磁場

の影響が大きく、試料の磁気構造を変化させてしまうため10原子層 (ML) 程度の強磁性体薄膜を W 探針上に成膜して用いる。強磁性体の他に Cr や Mn などの反強磁性体薄膜を用いることもできる。この場合には、探針に使われている磁性体から出る漏れ磁場が試料に与える影響をさらに小さくすることができる。また、用いる磁性体やその膜厚を変化させることによってスピンの量子化軸を面内、面直と選択することが可能であり、測定対象の磁気状態に適した材料を使うことが重要である。実際に探針を作製する場合には、探針には化学エッチングした多結晶 W を使い、超高真空チェンバー内で約2200K まで加熱することにより表面酸化膜を除去して、その後磁性体を蒸着させる。加熱する前には直径20~50nm ほどであった探針の先端は、加熱することにより溶けて1 μm 程度まで丸くなる。トンネル電流の安定性や後述する高い空間分解能が得られていることから考えると、電子のトンネリングは探針表面上にあるわずかな突起部などから起こっているものと考えられる。Fe を3~10ML ほど蒸着して作製した磁性探針は試料面内の磁化方向に敏感であることが知られている^[7]。試料面に対して垂直方向の磁化成分を検出する場合には7~9 ML の Gd や25~45ML の Cr などを用いると良い^[7]。これらの物質の容易磁化方向は薄膜の表面での磁気異方性に由来する。Sp-STM では、試料及び探針表面の吸着分子や酸化層によるトンネル電子のスピン散乱を極力防ぐために、強磁性薄膜探針の作製と測定は超高真空中で行うことが望ましい。一般に STM 測定では原子分解能が期待されるが、Sp-STIS 法による測定での分解能は0.5nm 程度といわれており^[7]、この手法を用いた原子分解能での磁気コントラストはいまだ報告されていない。

3. Fe 単結晶表面の Sp-STIS スペクトル

先にも述べたが、Sp-STIS により磁気コントラストを観測するには試料のスピン偏極している表面単位を利用する。そのためには Fe 単結晶表面での表面単位がどれくらいのエネルギーに位置しているかを知る必要がある。図1(a)には、鉄の針状単結晶 (Whisker) の磁気光学カー効果顕微鏡像を示す。磁気モーメントは試料の長手面内方向に配列しており、試料の上半分と下半分の色が異なることから、図中白点線上には180° 磁壁があることがわかる。この上下それぞれの磁区に Fe をコートした探針を移動させ、その場所で Sp-STIS スペクトルを測定すると図1(b)のようになる。

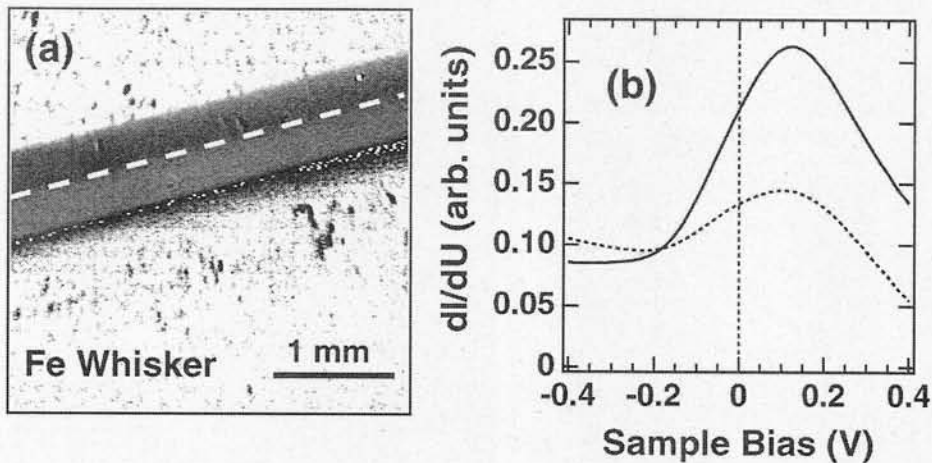


図1 (a) Fe 単結晶 (Whisker) の磁気光学カー効果顕微鏡像. (b) 単磁区領域 (Whisker 上半分および下半分) における Sp-STIS スペクトル (それぞれ実線および点線).

2本のスペクトルは共にバイアス電圧が0.13V付近にピークを持つが、その強度は大きく異なっている。これは、探針上のFeの3dバンドからbcc型結晶構造を持つFe単結晶試料表面で試料面直方向に真空中まで伸びたFeの $3d_{3z^2}$ 軌道がつくるバンドへのスピンの依存したトンネリングに由来するものである。すなわち、これと同じ結晶構造を持つ試料表面をスキャンし、このバイアス電圧付近で微分コンダクタンスをマッピングすることにより、試料の磁化方向の空間分布が得られる。つぎに、Sp-STSによって明らかにされたナノ磁石の磁気構造をしめす。

4. Fe ナノ構造

試料として用いるナノ磁石はW基板上にFeのナノ粒子を自己組織化させることで作製することができる。W(001)基板上にFeを4~7 ML蒸着し、その後約800Kでアニールすることによって2 MLのFeカーベットのの上にナノ磁石が形成される。このナノ磁石の大きさは、Feを蒸着する厚さとアニールを行う温度によって制御することができる。

図2には、作製したナノ磁石の30Kでの形状像と磁気像を示す。これらの像は面内磁気モーメントに敏感なFe薄膜探針を用いて観測した。またこれらは、あるスキャンにおいて同時に観測された画像である。図2(a)と(b)の白楕円内に示した形状像からこのナノ磁石の上面はステップのない原子レベルで平坦になっていることが確認できる。この上面での結晶構造は、バルクでのbcc型のFeのそれと同じであることが低速電子線回折(LEED)測定により確認されている。このような平坦な面において磁気像で観測されるコントラストは磁気的な起源を持つ(逆に、図2(a)と(b)の左上やナノ磁石の縁などに観測される強い(白い)強度は試料の段差による探針の変位が原因であり、磁気的な信号ではないことに注意したい)。図2(c)と(d)には、これらナノ磁石の磁気像を示している。

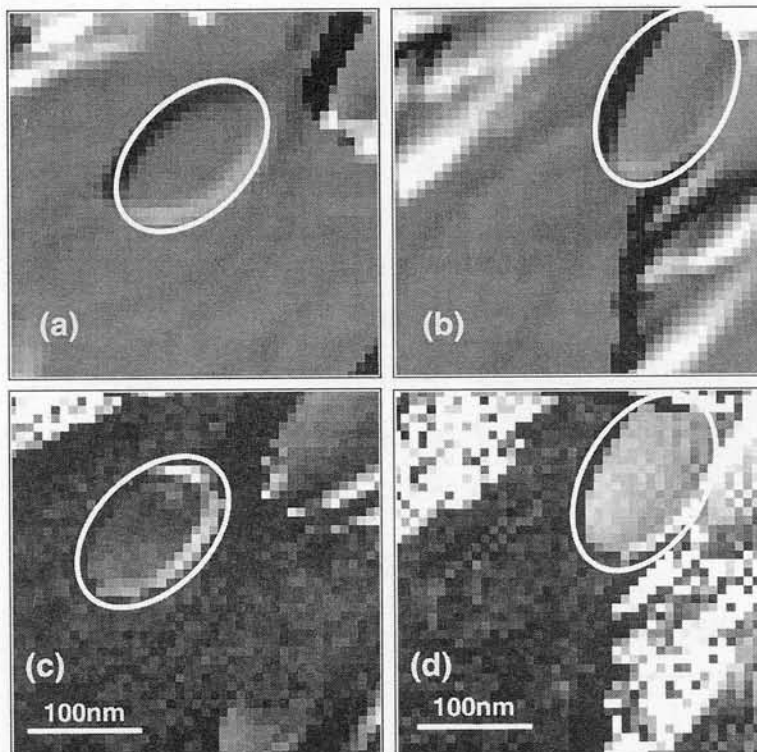


図2 単磁区化したFeナノ磁石の形状像(a)と(b)および磁気像(c)と(d) (340nm×340nm : I = 1 nA, U = 200mV).

それぞれのナノ磁石内では、ほぼ均一な色が見られることから、これらのナノ磁石内では単磁区になっていると考えられる。一方で(c)と(d)のナノ磁石はそれぞれ黒っぽく、白っぽくみえることから、これらの磁区内の磁気モーメントは探針のそれに対して、それぞれ別の向きを向いていると考えられる（色の強度を考慮すると、互いのナノ磁石における磁化の向きはほぼ反平行である）。また、W基板上にエピタキシャル成長したFeカーベットの表面電子状態は格子の伸びなどによりナノ磁石の表面（すなわちバルクFeの表面）のそれとは異なっている。このため、磁気像のコントラストからFeカーベットとナノ磁石の相対的な磁気モーメントの向きを議論することはできない。

つぎに、これよりもサイズの大きいナノ磁石についてみる。図3(a)では、ナノ磁石表面の右上の強度が弱く（黒く）、左が強く（白く）なっていることが分かる、またその間に挟まれた領域はこれらの中間色になっている。このことから磁気モーメントの向きは、このナノ磁石の表面において探針のそれと平行、反平行になっているだけでなく連続的に変化していることがわかる。このナノ磁石のサイズと形状を考慮したマイクロ磁気シミュレーションにより得られたコントラストが図3(b)のようになる。マイクロ磁気シミュレーションにより得られた結果は、実験結果を良く再現しており、この状態は図3(b)中に矢印で示したように磁気モーメントが面内で渦のように配置されたボルテックスであることがわかる（ただし、実験では探針先端の磁気モーメントの面内での向きは決定されていないので、渦が逆に巻いているものと区別はできない）。ボルテックスの中心付近が実験の磁気像において観測されないのは、探針からの漏れ磁場による影響と考えられる。このボルテックスの中心は、漏れ磁場が小さく且つ面直の磁気モーメントに敏感なCr薄膜探針を用いて観測することができる^[8]。このシミュレーションから、コントラストが実験結果に良く一致するだけでなく、このボルテックス状態がエネルギー的にも基底状態であることが分かった。これよりもサイズの小さなナノ磁石の磁気像をみると、ボルテックスのようなコントラストが観測されず、図2(c)と(d)のように単磁区になっているものが観測される。数10nm程度の小さな磁石では、直接交換相互作用が支配的になり、その磁石の内部では単磁区が形成される。一方、それより大きい磁石では漏れ磁場を減少させる傾向が強くなり、磁束の閉じたボルテックスが形成される。ボルテッ

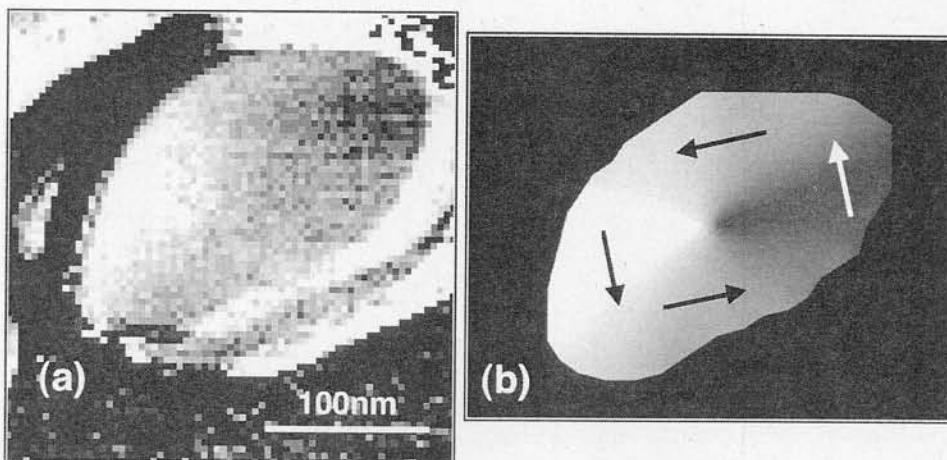


図3 (a)ボルテックスを形成するFeナノ磁石の磁気像 (280nm × 280nm : $I=1\text{nA}$, $U=150\text{mV}$).
 (b)はマイクロ磁気シミュレーションにより得られたナノ磁石上での磁気コントラスト。図中の矢印は、磁気モーメントの向きを示している。

クスと単磁区の観測されたナノ磁石をサイズごとにプロットしていくと単磁区の形成される限界領域が見えてくる^[4]。今回得られた単磁区が形成されるナノ磁石のサイズは平均の直径120nm, 高さ6 nm 以下であった。磁気記録では信号制御の観点から、記録素子は単磁区が理想的である。この単磁区が形成されるサイズの限界はマイクロ磁気シミュレーションにより求められていたが、Sp-STsにより直接的にこの境界を決定することが可能となった。

5. むすび

最近になって多数研究成果が報告され始めたSp-STsによる磁気イメージングの一例を紹介した。測定手法それ自体は確立された感があるが、研究対象となる物質は一部の遷移金属薄膜などごく限られたものとなっている。この手法を、現在の磁性研究の対象として大多数を占める化合物に適用する場合には、非磁性探針を用いて試料表面を十分に調べた上で化学的な寄与を明確にした上で、磁性探針を用いた測定を行い、これらを注意深く比較することによって磁気的な寄与を調べる必要がある。また、トンネル過程での吸着分子や酸化層によるスピン散乱を抑えるために、Sp-STM測定は超高真空中で極めて清浄な試料と探針を用いて行わなければならないために、非常に手間と時間のかかる実験である。これらの点は、デバイス開発などで求められる高いスループットを妨げている。Sp-STMがナノ構造の磁性体表面の研究に対して非常に有力であることは疑いようのないことである。この実験手法をさらに発展させるために、これらの問題の解決が今後の課題である。

本稿の内容は、W. Wulfhekel氏 (Max-Planck 微細構造物理学研究所)、R. Hertel氏 (同)、J. Kirschner 教授 (同)、菅 滋正教授 (基礎工学研究科) との共同研究です。

参考文献

- 1) M. Julliere: Phys. Lett. A**54** (1975) 225.
- 2) R. Wiesendanger, H. J. Güntherodt, G. Güntherodt, R. J. Gambino, and R. Ruf: Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 247.
- 3) M. Bode, M. Getzlaff, and R. Wiesendanger: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 4256.
- 4) A. Yamasaki, W. Wulfhekel, R. Hertel, S. Suga, and J. Kirschner: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 127201.
- 5) T. Kawagoe, Y. Suzuki, M. Bode, and K. Koike: J. Appl. Phys. **93** (2003) 6575.
- 6) T. K. Yamada, M. M. J. Bischoff, G. M. M. Heijnen, T. Mizoguchi, and H. van Kempen: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 056803.
- 7) M. Bode: Rep. Prog. Phys. **66** (2003) 523.
- 8) A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger: Science **298** (2002) 577.