

電界による鉄ナノ磁石制御： 金属表面での磁気電気結合の発見[†]

山田 豊 和

千葉大学大学院融合科学研究科ナノサイエンス専攻 ☎ 263-8522 千葉県千葉市稲毛区弥生町 1-33

(2011年2月15日受付；2011年3月30日掲載決定)

Electric Field Control of Fe Nano Magnets : Magnetoelectric Coupling at Metal Surfaces

Toyokazu YAMADA

Graduate School of Advanced Integration Science, Chiba University
Chiba 263-8522

(Received February 15, 2011 ; Accepted March 30, 2011)

Magnetoelectric coupling at metal surfaces opens up a new possibility for metallic non-volatile magnetic data-storage devices, in which the magnetic bits are controlled by an electric field. We studied the atomic and magnetic order in bilayer Fe nano-islands grown on a Cu(111) substrate with a scanning tunneling microscopy setup in ultra-high vacuum at 4.5 K. Electric field pulses (10^8 - 10^9 V/m) were found to be able to cause a displacement of the Fe atoms, switching simultaneously the crystalline and the magnetic order, which is the prove of magnetoelectric coupling at the metallic Fe surface. We also succeeded in controlling the direction of the switching by the polarity of the electric field.

KEYWORDS : magnetoelectric coupling, iron, surface magnetism, nanomagnet, spin-polarized scanning tunneling microscopy

1. はじめに

来たるユビキタスネットワーク社会が実現できるかどうかは、省エネ・高速・超高密度な情報記憶デバイスの大規模な発展・開発の成功に強く依存している。現在、広く使用されているハードディスクなどの情報記憶デバイスは、磁界を用いて情報の読み書きを行っている。ディスク上のナノ磁石のそれぞれの磁石の向き（N極S極）を利用して、2進法で情報が記憶されている。磁石の向きの制御に磁界が使用され、その磁界発生のために電流をコイルに流さなくてはならない。また、ナノ磁石からの漏れ磁場を利用して磁石の方向を読み取っているため、超高密度化のために磁石を小さくすれば漏れ磁場の検出は困難となり、また磁石の磁気異方性は不安定と

なる。現状の磁界を用いた磁気記憶方法では、次世代社会の求めるニーズに十分にこたえることができない恐れがある。

そこで考えられるのが、磁界ではなく、電界を利用した磁気記憶デバイスである。電界で磁石を制御することができれば、電流を必要とせず、また超高密度化にも応える省エネデバイス開発実現への道を切り開くことができる。電界によって磁気秩序を制御することのできる物質は、これまで既に長く研究がなされてきた。そのような磁気電気結合を有する物質は、 TbMnO_3 ¹⁾、 HoMnO_3 ²⁾、 BaTiO_3 ³⁾、 BiFeO_3 ⁴⁾のような絶縁体であった。これらの物質は複雑な構造を有し、そのために実用的なデバイス開発は困難であった。もし、これと似た特性を、われわれの身近にある金属で見つけることができれば、電界制御磁気デバイス実現への大きな一歩となることは疑いようもない。なぜなら、すでに金属は現在使用されているデバイスに広く普及しているからである。

[†] 第30回表面科学学術講演会(2010年11月4日~11月6日)にて発表

E-mail : toyoyamada@faculty.chiba-u.jp

金属に電界をかけた際、表面に電荷が誘起される。この誘起電荷が原子位置を動かすかもしれない。もし、この原子の僅かな動きにより、磁気秩序が変わるような金属磁石があれば、この金属は磁気電気結合を有していることになる。一般に、バルクの金属に電界をかけた場合、電界は金属中の電子によるスクリーニングにより中に入らない。しかし、金属の厚さがナノメートルサイズに薄くなれば、金属であっても電界をかけることが可能となる。例として、我々の2010-2011年の研究成果を始め⁵⁻⁸⁾、2009年のFe/MgO薄膜系の磁気異方性の電界による制御や⁹⁾、2011年の理論によるMn原子スピンの電界制御予測が報告されてきている¹⁰⁾。

ナノスケールサイズで磁気電気結合をもつと考えられる金属を探すために、我々は、バルクにおいて結晶構造と磁気構造が非常に密接に結びついている金属を選んだ。バルク鉄は、金属磁石の一つであり、その磁気秩序は結晶秩序(原子間距離)に非常に敏感であることが知られている。原子間距離の僅かな変化により、多様なスピン構造をもつ^{11,12)}。

バルクの鉄は、室温において典型的なbcc構造の強磁性体である。しかし、温度を変えるだけでバルク鉄は、fcc- γ 相(1185-1667 K)、bcc- δ 相(1667-1811 K)と異なる相を持つ¹³⁾。このことは、bccとfcc相の間のポテンシャルバリアが小さいことを示唆している。バルクにおいて、bcc鉄は強磁性体であるが、fcc鉄は安定な強磁性相を持たない^{11,12)}。このバルクのbccとfccの二つの相のエネルギーバランスは、表面、界面、ナノメートルサイズでは、対称性の破れから、大きく変化することが予想される。つまり、新たな特性の発現が期待できる。これを裏付けるように、近年、鉄の表面やナノメートルサイズにおいて、新たな特性発見が報告されてきている。

2009年、bccの鉄ウイスカ単結晶(110)表面で、表面再構成が確認された¹⁴⁾。これは、最表面原子層がfcc(111)のような擬六回対称性を持ち、表面下のbcc(110)対称性と相互作用し、モアレのようなパターンを形成することにより生じる。また、銅単結晶(111)上に成長させた鉄ナノ島では、bcc(110)とfcc(111)の二つの相が共存することが確認されている¹⁵⁾。これらが意味することは、表面やナノスケールの領域において、bccとfccの二つの相のバリアが、バルクに比べて、より小さくなっていることを示している。特に、bcc<110>方向(bccの最密方向)に沿って、その傾向は顕著である。

本研究で我々は、銅単結晶(111)上に成長させたナノメートルスケールの2原子層厚さの鉄ナノ島を研究対象とした。このナノ島にはbccとfccの二つの相が室温で

も共存できることから、相間のバリア高さは低いと考えられる。我々の研究室レベルで発生できる電界でも、十分に相転移を制御できると考えた。

実験は全て、走査トンネル顕微鏡(STM: scanning tunneling microscopy)を用いて、超高真空中で行った。鉄ナノ島の二つの相の結晶構造と磁気構造を調べ、bcc構造領域は強磁性、fcc構造領域は層間で反強磁性結合していることがわかった。この鉄ナノ島に電界をかけることで、鉄原子位置を僅かに動かすことに成功した。この僅かな変位が、結晶と磁気構造を同時に変化させる⁵⁾。さらに、正電界をかけるとbcc強磁性からfcc反強磁性状態へ、負電界をかけるとfcc反強磁性からbcc強磁性へ、選択的に相転移させることができた。鉄という身近な磁性金属の表面の、磁気電気結合という新たな特性を用いることで、電界制御による新たな情報記憶磁気デバイス開発実現が期待できる。

2. 実験・計算方法

本研究は、密度汎関数理論を用いた第一原理計算(VASP: Vienna *Ab-Initio* Simulation Package)による予測結果と、それを実証するために行った走査トンネル顕微鏡(STM)を用いた実験からなる。計算は、ドイツ・マックスプランク研究所・ハレのA. Ernst博士を中心にいただいた。計算方法の具体的手法については文献⁵⁾を参照いただきたい。

鉄ナノ島は、超高真空準備槽(5×10^{-8} Pa)で作成した。基板として使用する銅(111)単結晶表面の不純物を取り除くために、その表面を準備槽内にてArイオンでスパッタし、続けて450 Kまで加熱するプロセスを繰り返した。原子レベルで清浄で平坦な基板表面(原子テラス幅は、通常数百nm)が得られたら、同じ準備槽内にある蒸着器内の純度99.995%の鉄ロッドから鉄を蒸発させ、この基板表面に0.2原子層(MLs: Monolayers)分だけ蒸着した。蒸着する際の銅基板温度は300 Kとした。

作成した鉄ナノ島を、超高真空を破ることなく準備槽から解析槽へ移動し、自作のSTM装置を用いて、極低温(4.5 K)、超高真空環境下(5×10^{-9} Pa以下)で研究した。測定中、酸素¹⁶⁾や水素原子⁵⁾などの不純物量は、試料表面上の0.1%以下であった。非磁性探針を用いて、表面形状像および原子像を測定した。各原子位置での、局所電子状態密度(LDOS: Local Density of States)や磁気特性は、走査トンネル分光法(STS: Scanning Tunneling Spectroscopy)とスピン偏極STM/STSを用いて測定した¹⁷⁻²⁴⁾。LDOS測定には非磁性のW探針、磁気イメージングには磁性Fe/W探針を使用した。実験で得た微分トンネル伝導(dI/dV)曲線を、フィッティン

グで得たトンネル確率関数(T)で規格化することで、LDOSを再現した^{5, 25-27}。

3. 結果と議論

3.1 鉄ナノ島の原子構造とスピン構造

Fig. 1に、銅(111)単結晶表面に、0.2原子層分の鉄を蒸着した表面のSTM形状像を示す。STMでは、明るいほど高さが高いことを示す。鉄は、高さ2原子層、大きさ5-20 nmの島を形成する。下地の、銅単結晶はfcc(111)の対称性を持つため、上につけた鉄はそれに従い、三角形に近い形となる²⁸。興味深いのは、この鉄ナノ島は一つの相からなっていない。bccとfccの二つの異なる相が混在している。Fig. 1の島をみると、一つの島の中で明るい領域と暗い領域がみとれる。その高低差は約30 pmである。

Fig. 2に、bccとfccの境界領域のSTM原子像を示す(4×4 nm²)。白線が境界を示す。赤の格子線はfcc(111)下地の六回対称を示す。格子線は、鉄のfcc領域の原子位置とうまく重なっており、bcc領域では重なっていない。bccとfccのそれぞれの領域の原子配列の球モデルをFig. 2中に示してある。このモデルをみるとわかるように、鉄のfcc(111)領域では、鉄の最表面原子層の原子は、一層下の鉄原子の3回対称ホローサイトにあるが、bcc(110)領域では、最表面原子は下の層の2回対称ブリッジサイトにいることがわかる。つまり、bccからfccへ相転移するためには、原子は面内方向だけでなく、面直方向にも移動しなくてはならない。bccとfcc領域の間の面内方向の原子変位は、原子ラインが5.3度ずれていることから確認できる。また、面直方向の原子変位によって、bccとfcc領域の高低差30 pmが生じる(Fig. 1)。このように、STM形状像および原子像から、銅(111)単結晶基板上に成長させた2原子層厚さの鉄ナノ島のbccとfcc領域の原子構造を確認することができ

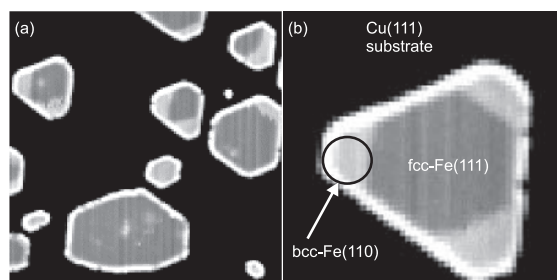


Fig. 1. An STM topographic image (80×50 nm²) obtained on the surface of 0.2 MLs of Fe on a clean Cu(111) single crystal substrate ((a) 50×50 nm², (b) 20×20 nm²). Brightness denotes height.

た。電界を用いて、このbccとfcc間の相転移が可能であるかを知るためには、電界をかけた前後での形状の変化を確認すればよい。なお、ここで鉄fcc(111)や鉄bcc(110)といているが、厳密には歪みがありfcc(111)-likeまたはbcc(110)-likeである。

この二つの相の磁気秩序を知るためには、より慎重なアプローチが必要である。ナノスケールでの領域では、バルクに比べて対称性が崩れているため、バルクと同じ磁気秩序(つまり強磁性状態)は保たれていない可能性が高い。STSおよびスピン偏極STM/STS測定と、さらに理論的計算との組み合わせにより、鉄ナノ島のbccとfcc領域それぞれの磁気構造を明らかにした。

スピン偏極STM/STS実験から、表面原子層のスピン磁気モーメントの分布に変化がないことがわかった(bccとfcc領域それぞれの原子間でスピコントラストがなかった)。つまり、表面原子層の、隣り合う鉄原子の各スピン磁気モーメントベクトルは同じ方向を向いて

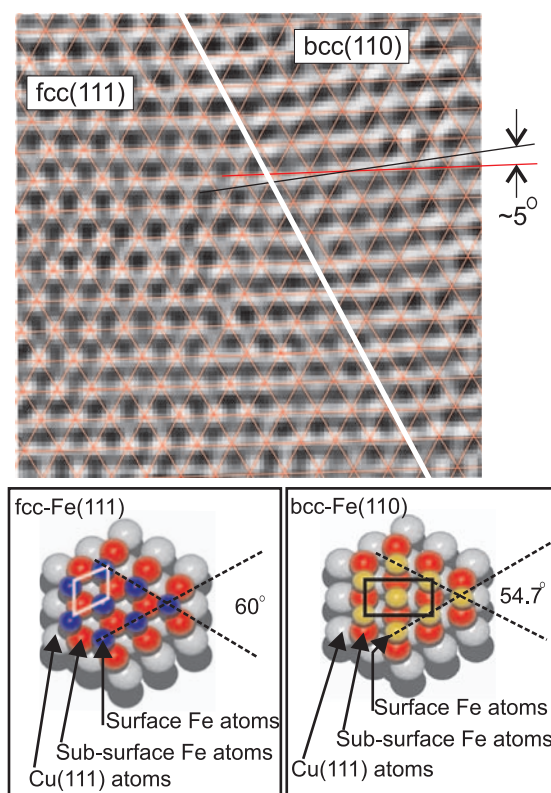


Fig. 2. (color online). An atomsically resolved STM image (4×4 nm²) obtained at the boundary between the fcc and the bcc areas. The red lattice is a guides to the eyes, showing the hexagonal symmetry of the fcc(111) Cu surface. The white line indicates the boundary, where the atomic lattices tile about 5 degrees. Sphere models show a top view of the atomic positions at each area.

いる。bcc と fcc の間で異なる磁気構造なのかを探るためには、表面下の鉄原子層の磁気結合を知らなくてはならない。

そこで、まず、bcc と fcc 領域で、規格化微分トンネル伝導 ($dI/dV/T$) 曲線を測定した。これは、試料の局所電子状態密度 (LDOS) に一致する^{5, 25-27})。得られた結果を Fig. 3 に示す。フェルミ準位近傍において、bcc と fcc 領域の鉄の LDOS は極めて敏感に変化する。bcc(110) は、 -0.3 V に非常に鋭いピークを持つ。fcc(111) は、3つのピーク (-0.4 V, フェルミ準位, $+0.3$ V) を持つ。このように bcc と fcc 領域は非常に顕著な違いを見せたため、計算による裏付けを行った。モデルとして、7原子層の銅 (約 1.5 nm)、鉄2原子層、真空層 2 nm のスーパーセルを使用した。表面に近い銅2原子層分と鉄層を緩和した。面内 fcc 原子間距離として 0.25561 nm を使用した。LDOS は、鉄原子層間距離に非常に敏感であるため、異なる鉄原子層間距離ごとの LDOS を計算し、面白い結果を得た。

まず、2原子層厚さの鉄ナノ島が、強磁性体であると仮定して (スピンの向きを同じ)、bcc 領域の LDOS を計算した。すると、フェルミ準位から -0.3 V 付近に強い状態ピークを示し、Fig. 3 の実験のピークを再現した。さらに、ピーク位置は層間距離により僅かに変化するため、実験で得たピークのエネルギー位置と合わせることで、表面下の鉄の層間距離が見積もれた。鉄の層間距離は 0.212 nm とわかった。STM 実験では、表面下の原子層間距離を知ることはできないが、今回は第一原理計算との比較から探ることができた。また、この結果より、鉄ナノ島で bcc 構造をもつ領域の鉄は、バルクの bcc-Fe と同じく強磁性であることが確認できた。

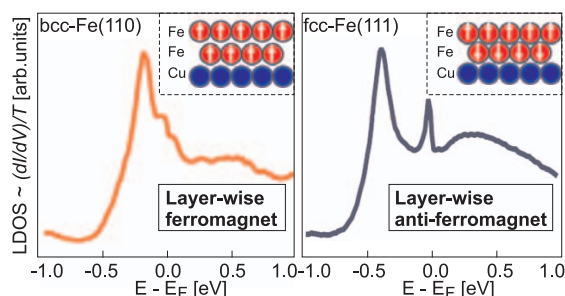


Fig. 3. (color online). Upper panels show differential tunneling conductivity (dI/dV) curves normalized by its fitted tunneling probability (T) curves, corresponding to the local density of states (LDOS), obtained at bcc(110)- and fcc(111)-like areas on the Fe nano-islands. Insets indicate the cross section views of sphere models.⁵⁾ Arrows indicate magnetic moments of each Fe atom.

同様のアプローチを、fcc 領域に対しても行った。まず、強磁性体であると仮定して LDOS を計算した。すると、どの鉄層間距離であっても、ほぼ同様に $+0.3$ V 付近に状態ピークが現れた。注目すべきことは、この計算結果は、実験で得られた fcc-LDOS (Fig. 3) と全く合っていないことである。つまり、鉄ナノ島の fcc 領域のスピ結合は強磁性でないことを示唆している。

では、この fcc 領域のスピ結合はどうなっているのだろうか。その答えを探るために様々なスピ配置を試して計算を行った結果、fcc 領域の鉄膜の層間結合が反強磁性で、鉄層間距離が 0.200 nm である時、実験で得られた3つの状態ピークが再現できた。この実験と計算による双方の比較・解析から、鉄ナノ島の bcc 領域は強磁性、fcc 領域は層間反強磁性結合していることがわかった。

この異なる磁気秩序を有する二つの bcc と fcc 相に電界をかけて相転移を制御できれば、金属表面での磁気電気結合の発現となる。

3.2 電界による鉄ナノ磁石の制御

STM 探針と試料の間の距離は、通常、0.3-1 nm 程度である。この間に 1 V の電圧をかければ、 10^9 V/m の電界を、比較的容易に、局所的に印加できる。

では、Fig. 1 に示したような鉄ナノ島または鉄ナノ磁石に、強い電界を瞬間的にかけ、それによって磁気構造

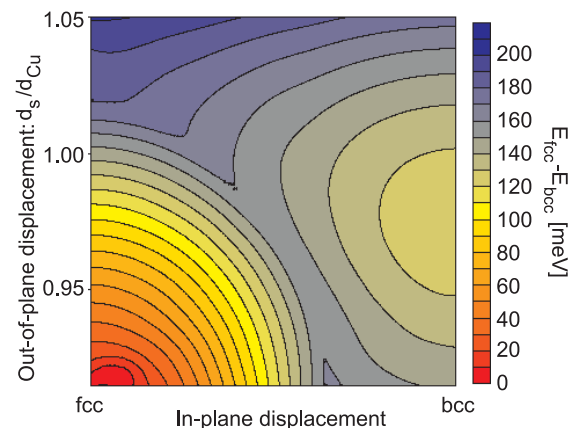


Fig. 4. (color online). Total energy difference between the antiferromagnetic global ground state and the magnetic ground state upon vertical and lateral displacements of surface atoms during the fcc-to-bcc transformation of the surface layer in Fe/Cu(111). The horizontal axis represents the lateral migration of Fe surface atoms from fcc(111) to bcc(110) positions. The vertical axis shows the vertical displacement of Fe surface atoms in form of the surface interlayer distance d , normalized by the Cu interlayer distance d_{Cu} .

をえることができるだろうか。

まず、電界をかけない場合の、強磁性 bcc と層間反強磁性 fcc 相の関係をエネルギーダイアグラムで見よう (Fig. 4)。横軸は面内の原子間距離、縦軸は鉄膜の原子層間距離である。下地の銅(111)単結晶の原子層間距離 0.208 nm (d_{Cu}) に対する、鉄の層間距離 (d_s) の比で示してある。色は、二つの相のエネルギー差を示す。これを見ると、fcc 状態では $d_s = 0.91d_{Cu}$, bcc 状態では $d_s = 0.97d_{Cu}$ が最も安定なことがわかる。また、この二つの相の間にあるバリアの高さは、fcc→bcc: 160 meV , bcc→fcc: 50 meV とわかる。電界をかけて、このバリアを小さくできれば相転移を引き起こせる。

次に、電界をかけた場合に、鉄ナノ磁石に何が起こるのかを計算した。Fig. 5(a, b)は、それぞれ正電界をかけた場合と、負電界をかけた場合の、下地銅基板上の鉄2原子層と探針のモデル図である。電界は探針と銅基板の間に集中し、電荷が誘起される。探針から正電界を印加すれば探針先端に正電荷が生じ、正イオンである鉄原子核は反発する。鉄の層間原子距離は小さく密となり、層間反強磁性 fcc 構造がエネルギー的に安定となる。一方、負電界をかけた場合は、逆のことが起こる。鉄原子核は探針先端に誘起された負電荷に引きずられ、原子間距離は広がり、強磁性 bcc 相が安定となる。+は誘起された正電荷、-は負電荷を示す。矢印はスピン磁気モーメントである。

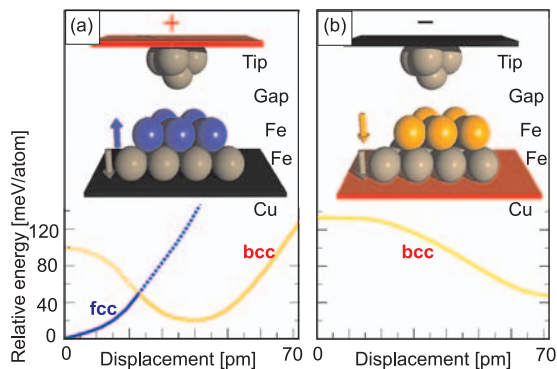


Fig. 5. (color online). The electric field is modeled by a plate capacity placed 0.4 nm above the surface. The electron charge is attracted (repelled) by the positively (negatively) charged electrode, causing the irons to move away from (towards) the surface. The Fe layers were found to be layerwise antiferromagnet (AFM) in (a) and ferromagnet (FM) in (b). Relative total energy per unit cell as a function of the lateral displacement of the atoms in the top layer is shown. Under the positive (negative) electric field, the Fe atoms adopt fcc(bcc) stacking.

正電界と負電界をかけた際のエネルギーダイアグラムを、Fig. 5 モデル図下に示す。ここでは、横軸に面内原子間距離、縦軸にエネルギーをとっている。正電界をかけた場合 (Fig. 5 (a)), バリアは、fcc→bcc: 60 meV , bcc→fcc: 30 meV であり、電界をかけることで Fig. 4 に比べて極めて小さくなることがわかる。また、この相転移の方向によりバリア高さが異なることは、正電界下では bcc→fcc 転移がより容易であることを示唆している。負電界をかけた場合は、正電界の場合とまったく異なるエネルギー分布を示す (Fig. 5 (b))。bcc 相が安定であり、fcc 相は 100 meV 以上も上にある。つまり、負電界を用いた際は、fcc→bcc への遷移のみが可能であることを示唆している。

このような理論的な予測に基づき、我々は STM を用いて鉄ナノ島に強電界パルスを印加し、相転移がどのように起こるかを観察した。本実験では、 $10^6\text{--}10^{10} \text{ V/m}$ の電界を使用した。Fig. 6 は、一つの鉄ナノ島の形状像である。高低差から、強磁性 bcc 相 (高い・明るい領域)

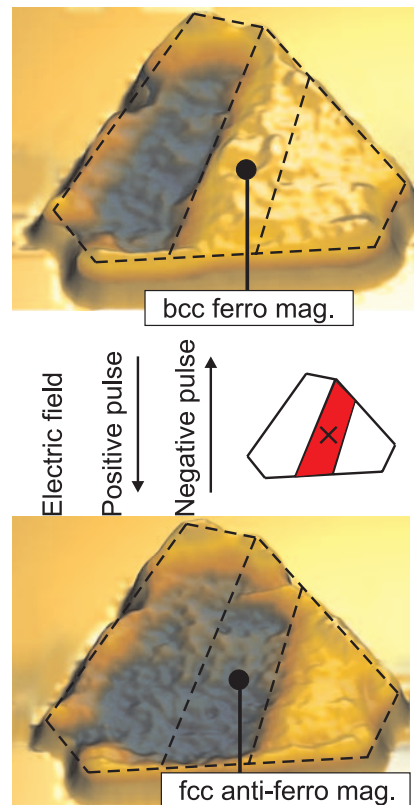


Fig. 6. (color online). STM topographic images obtained on the same single Fe nano-island before and after the application of an electric field pulse. The field was applied at the center of the island (x). The area colored in red changes the phase, showing magneto-electric coupling at the Fe surface.

と層間反強磁性 fcc 相 (低い・暗い領域) にわかれていることがわかる。最初, 10^7 V/m の低い電界で STM 形状像を測定した (Fig. 6 上)。この島の中心付近は高いため, 強磁性 bcc 相であることがわかる。次に, STM 探針を島の中心 (スケッチ内の×印) に移動し, そこで電界パルス (10^9 V/m) を 50 ミリ秒印加した。その後, 再び, 低い電界条件下でこの鉄島を観察した (Fig. 6 下)。すると, 島の中心付近が低くなり, 層間反強磁性 fcc 相に変化したことがわかる。つまり, 実験的に, 電界をもちいて金属鉄ナノ磁石の磁気特性を制御できることが証明できた。金属表面でも磁気電気結合は発現することが確認できた。

さらに, Fig. 5 の計算が示唆したように, 電界の極性を利用することで, 選択的に相転移を制御できることを実験的に確認した。電界を用いて層間バリア高さを下げ, 相転移が起こる確率をあげていることになる。参考までに, 実際に我々が実験で確認した確率は, 正電界の場合, $\text{bcc} \rightarrow \text{fcc} : 38/40 = 95\%$ ($\text{fcc} \rightarrow \text{bcc} : 2/24 = 8\%$), 負電界の場合, $\text{fcc} \rightarrow \text{bcc} : 22/24 = 92\%$ ($\text{bcc} \rightarrow \text{fcc} : 0/25 = 0\%$) となり, 統計的に Fig. 5 の計算結果とよくあった。

電界を印加する領域は, 探針試料間距離を変えることで選択できる。これまでに, 最小で $1 \times 1 \text{ nm}^2$ 領域のみを選択的に相転移させることができた (デモンストレーションは, 文献⁵⁾参照)。もし, これを 1 nm サイズの情報記憶ビットと考えれば, 数百テラビット/ inch^2 の超高密度・情報記憶デバイスの実現が期待できる。また, スイッチングスピードに関しては, これまでのところ約 60 マイクロ秒の電界パルスを用いて相転移制御が可能であることが確認できた⁵⁾。この時間幅は, STM 機構の時間分解能によるものであり, 実際は, より早い応答時間が期待される。

本研究で, 我々は STM を使用して実験を行ったため, 常に, 探針と試料間には電流・電圧・力・電界がかかっている。相転移が電界によって引き起こされているのかどうかは, 慎重に見極めなくてはいけない。STM で制御し測定できるのは, 電圧と電流値である。我々は, 相転移が異なる電圧値・電流値で起こることに気付く, 相転移を観測した際の電流・電圧値を, 全て一つのグラフにまとめてプロットした。その結果, すべての値は一つの曲線上にのることがわかった。この相転移曲線 (境界線) をうまく説明できたのは, 相転移がある臨界電界で起きると仮定したモデルだけであったため, 我々は, この相転移が電界によるものであると断定した⁵⁾。このプロットより, 臨界電界値は $3\text{--}9 \times 10^8 \text{ V/m}$ であることがわかった。

4. 結 論

本研究で我々は, STM およびスピン偏極 STM/STS を用いて, 超高真空中, 4.5 K で, 銅(111)単結晶上に成長させた鉄ナノ磁石 (厚さ 2 原子層, 大きさ 5–20 nm) の原子・磁気構造と磁気電気結合を調べた。実験と理論の双方の結果から, 鉄ナノ磁石には強磁性 bcc と層間反強磁性 fcc 相が混在していることがわかった。この異なる磁気相は, 電界 ($10^8\text{--}10^9 \text{ V/m}$) を用いて制御でき, 金属表面での磁気電気結合の発現を確認した。さらに, 電界の極性を利用することで, 選択的に一方の相を他方に転移できた。これらの新しい発見により, 電界による金属磁性体媒体への情報の読み込み, 書き込み, 記憶が可能で, あらたな電界制御型の不揮発・金属磁気情報記憶デバイス実現が期待できる。

5. 役割分担・謝辞

本研究は, 著者である山田豊和, Ph. D 学生の Lukas Gerhard 氏 (KIT: カールスルーエ工科大学), Wulf Wulfhekel 教授 (KIT) により企画・立案された。実験は, 主に著者と Lukas Gerhard 氏により行われ, Timofey Balashov 博士 (現バルセロナ大学), Albert Takacs 博士 (現パデスバリアイ大学), Rien Wesselink 氏 (現トユエンテ大学) には実験の補助をして頂いた。計算は, Arthur Ernst 博士 (マックスプランク研究所ハレ) を中心に, M. Daena 博士, M. Fechner 博士, S. Ostanin 博士, I. Mertig 教授にして頂いた。

本研究を実施するにあたり, 援助頂いた以下の助成に対して心より感謝する: Alexander von Humboldt 財団研究助成, CNCSIS-UEFISCSU 助成, DFG (SFB762), DFG (WU349/8-1), DFG (ER340/4-1), 科研費 (22810005), 文部科学省 JST 科学技術振興調整費「若手研究者の自立的な研究環境整備促進」, 千葉大学グローバル COE「有機エレクトロニクス高度化スクール」, 山田科学振興財団研究助成, 旭硝子財団研究助成。

文 献

- 1) T. Kimura, T. Goto, H. Shintani, K. Ishizaka, T. Arima and Y. Tokura : Nature **426**, 55 (2003).
- 2) T. Lottermoser, T. Lonkai, U. Amann, D. Hohlwein, J. Ihlinger and M. Fiebig : Nature **430**, 541 (2004).
- 3) H. Zheng, J. Wang, S.E. Lofland, Z. Ma, L. Mohaddes-Ardabili, T. Zhao, L. Salamanca-Riba, S.R. Shinde, S.B. Ogale, F. Bai, D. Viehland, Y. Jia, D.G. Schlom, M. Wuttig, A. Roytburd and R. Ramesh : Science **303**, 661 (2004).
- 4) F. Zavaliche, H. Zheng, L. Mohaddes-Ardabili, S.Y. Yang, Q. Zhan, P. Shafer, E. Reilly, R. Chopdekar, Y. Jia,

- P. Wright, D.G. Schlom, Y. Suzuki and R. Ramesh : Nano Letters **5**, 1793 (2005).
- 5) L. Gerhard, T.K. Yamada, T. Balashov, A.F. Takács, R.J.H. Wesselink, M. Däne, M. Fechner, S. Ostanin, A. Ernst, I. Mertig and W. Wulfhekel : Nature Nanotechnology **5**, 792 (2010).
- 6) L. Gerhard, T.K. Yamada, T. Balashov, A.F. Takács, R.J.H. Wesselink, M. Däne, M. Fechner, S. Ostanin, A. Ernst, I. Mertig and W. Wulfhekel : IEEE Transactions on Magnetics (2011) in press, DOI : 10.1109/TMAG.2011.2107506.
- 7) T.K. Yamada, L. Gerhard, T. Balashov, A.F. Takács, R.J.H. Wesselink and W. Wulfhekel : Jpn. J. Appl. Phys. (Special Issue) (2011) in press.
- 8) R. Ramesh : Nature Nanotechnology **5**, 761 (2010).
- 9) T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki, K. Ohta, N. Toda, M. Mizoguchi, A.A. Tulapurkar, T. Shinjo, M. Shiraishi, S. Mizukami, Y. Ando and Y. Suzuki : Nature Nanotechnology **4**, 158 (2009).
- 10) N.N. Negulyaev, V.S. Stepanyuk, W. Hergert and J. Kirschner : Phys. Rev. Lett. **106**, 037202 (2011).
- 11) G.L. Krasko and G.B. Olson : Phys. Rev. B **40**, 11536 (1989).
- 12) V.L. Moruzzi, P.M. Marcus, K. Shwarz and P. Mohn : Phys. Rev. B **34**, 1784 (1986).
- 13) H. Hasegawa and D.G. Pettifor : Phys. Rev. Lett. **50**, 130 (1982).
- 14) T.K. Yamada, H. Tamura, M. Shishido, T. Irisawa and T. Mizoguchi : Surf. Sci. **603**, 315 (2009).
- 15) A. Biedermann, W. Rupp, M. Schmid and P. Varga : Phys. Rev. B **73**, 165418 (2006).
- 16) M.M.J. Bischoff, T.K. Yamada, C.M. Fang, R.A. de Groot and H. van Kempen : Phys. Rev. B **68**, 045422 (2003).
- 17) T.K. Yamada and T. Mizoguchi : 固体物理 **42**, 749 (2007).
- 18) T.K. Yamada and T. Mizoguchi : 日本物理学会誌 **62**, 499 (2007).
- 19) T.K. Yamada and T. Mizoguchi : 表面科学 **26**, 2 (2005).
- 20) 大島則和, 小野寛太, 笹田一郎, 三俣千春, 山田豊和 (日本磁気学会編) : “磁気イメージングハンドブック” (共立出版, 2010年).
- 21) T.K. Yamada, A.L. Vázquez de Parga, M.M.J. Bischoff, T. Mizoguchi and H. van Kempen : Microscopy Research and Technique **66**, 93 (2005).
- 22) T.K. Yamada, M.M.J. Bischoff, G.M.M. Heijnen, T. Mizoguchi and H. van Kempen : Jpn. J. Appl. Phys. **42**, 4688 (2003).
- 23) W. Wulfhekel, U. Schlickum and J. Kirschner : Microscopy Research and Technique **66**, 105 (2005).
- 24) R. Wiesendanger : Rev. Mod. Phys. **81**, 1495 (2009).
- 25) V.A. Ukraintsev : Phys. Rev. B **53**, 11176 (1995).
- 26) T.K. Yamada, M.M.J. Bischoff, T. Mizoguchi and H. van Kempen : Surf. Sci. **516**, 179 (2002).
- 27) T.K. Yamada, M.M.J. Bischoff, G.M.M. Heijnen, T. Mizoguchi and H. van Kempen : Phys. Rev. Lett. **90**, 056803 (2003).
- 28) T. Michely, M. Hohage, M. Bott and G. Comsa : Phys. Rev. Lett. **70**, 3943 (1993).