

電界による鉄ナノ磁石制御： 金属表面での磁気電気結合

山田 豊 和*

1. はじめに

鉄は旧史以来、人類の文明発展に欠かすことのできない物質の一つである。鉄の持つ優れた強度は武器や高層建築物の材料として広く利用されてきた。鉄に炭素等を混ぜることで鋼とし、さらに強度・耐久性が増す。さらに、鉄が磁石である事も人類の文明発展において重要な役割を担ってきている。中世では鉄磁石が地球の作る磁場を感じることを用いて方位磁針ができた大航海時代が幕開いた。現代社会においても、鉄を含んだ磁石はモーターや磁気記録材料として幅広く利用されている。

我々の身近にあるバルクの鉄(数百ナノメートル以上の大きさの塊)は、丈夫で安定な体心立方(bcc)構造を持ち、且つ強磁性である。しかし、その大きさをナノメートルスケールまで小さくすると鉄は新たな相図を持つ。特に本解説で紹介する鉄ナノ磁石は2つの相を持つ：bcc強磁性相と面心立方(fcc)層間反強磁性相。我々は原子分解能イメージングおよび電子スピン分光が可能なスピン偏極走査トンネル顕微鏡(STM)を用いて鉄ナノ磁石の原子構造と磁気構造を探り、電界を用いてbcc-fcc相転移(Kurdjumov-Sachsパス)を制御できることを実証した。金属表面で初めて磁気電気結合が存在することを確認した。次世代の電界式・磁気記録材料への応用が期待できる。

2. バルク鉄 bcc-fcc 相転移

鉄は大気圧下・室温において安定したbcc強磁性 α 相である。しかし加熱すると相転移を起こす。キュリー温度である1043 Kから1185 Kの間において非磁性相となり β 相と

呼ばれる。1185 K以上に加熱するとfcc相に転移する。 γ 相と呼ばれる⁽¹⁾。

fcc相を室温において研究するための手法として急冷法がある。1185 K以上に鉄を熱し、急速に室温まで冷やすことで原子拡散や相転移に伴う原子のずれが抑制され完全なbcc構造に戻ることなく準安定なbctやfct構造へ転移する。これがマルテンサイト転移である。fccからbccへの相転移での原子構造の連続的な変化を、単純な正方晶の変形メカニズムで1924年に説明したのがBainである⁽²⁾。図1(a)にBainパスの原子構造モデルを示す。fcc結晶中にbccユニットセルを決める(青球)。図1(a)が示すように、今 z 軸に約21%縮め xy 軸方向に約12%広げる。Bainパスでは、ずれる際のfccとbccの結晶方位関係は単純で、面fcc{100}とbcc{100}が平行、方位fcc<100>とbcc<110>が平行であればよい。しかし、実験よりこのような原子の連続的変位は確認されていない。

より現実的な相転移に伴う原子構造変位を説明するのがNishiyama-Wassermannパスである(図1(b))⁽²⁾⁽³⁾。灰色面はfcc{111}とbcc{011}面である。Nishiyama-Wassermannパスでの結晶方位関係は、面fcc{111}とbcc{110}が平行、方位fcc<112>とbcc<110>が平行である(bcc<100>とfcc<110>も平行)。この転移は2ステップで理解できる。まず面fcc{111}を固定し隣り合う2つのfcc{111}面が反対向きにずれる。その際、{111}面中のfcc<112>方向で、さらに{111}から19.5°の方向へずれる(図1(b)中の赤矢印方向)。方位fcc<112>とbcc<110>(図中ダッシュ矢印方向)に変位はない。つづいて緩和がおこり拡大または縮小して安定な原子密度をとる。

さらにもう一つのbcc-fcc相転移パスがある。Kurdjumov-Sachsパスである(図1(c))⁽²⁾⁽³⁾。この転移は

* 千葉大学特任准教授；大学院融合科学研究科(〒263-8522 千葉市稲毛区弥生町1-33)

Electric Field Control of Iron Nano-magnets: Magneto-electric Coupling of Metal Surfaces; Toyo Kazu Yamada (Graduate School of Advanced Integration Science, Chiba University, Chiba)

Keywords: iron, magnet, electric field, scanning tunneling microscopy, magnetoelectric coupling

2012年2月26日受理

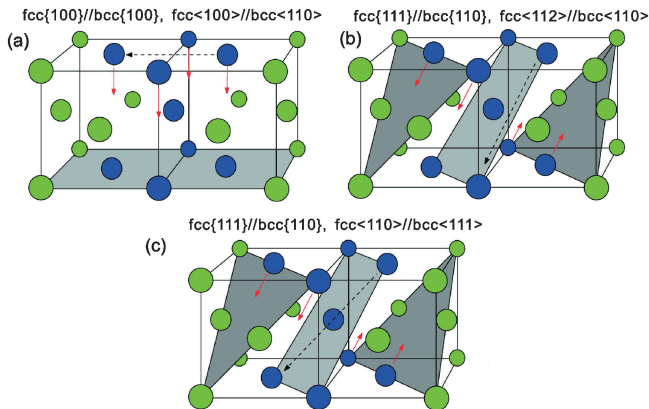


図1 母体となる fcc と bcc マルテンサイト相の結晶方位関係性⁽²⁾⁽³⁾. (a) Bain パス, (b) Nishiyama-Wassermann パス, (c) Kurdjumov-Sachs パス.

Nishiyama-Wassermann パスと似ているが異なる. Kurdjumov-Sachs パスでは, 面 $fcc\{111\}$ と $bcc\{110\}$ は Nishiyama-Wassermann パスと同様に平行であるが, 方位 $fcc\langle 110 \rangle$ と $bcc\langle 111 \rangle$ が平行となる. このパスでも面 $fcc\{111\}$ を固定し隣り合う 2 つの $\{111\}fcc$ 面が反対向きにずれる. その際, $\{111\}$ 面中の $fcc\langle 112 \rangle$ 方向で, さらに $\{111\}$ から 19.5° の方向へずれる (図 1(c) 中の赤矢印方向) のだが, 方位 $fcc\langle 110 \rangle$ と $bcc\langle 111 \rangle$ の変位が無いようにするため, $bcc\langle 100 \rangle$ と $fcc\langle 110 \rangle$ は 5.26° ずれることになる.

3. 鉄ナノ磁石 (Kurdjumov-Sachs パス)

上述のように鉄の bcc-fcc 相転移過程は古くから最近に至るまで研究されてきた. バルク鉄の fcc 相を室温で研究するには, 急冷法の利用や, 圧を加える必要がある. しかし, ナノスケールでは対称性の崩れより室温でも安定に fcc 相が存在できる. 特に本研究で用いた fcc 銅 (111) 単結晶上に成長させた鉄ナノ磁石は, 1 つの鉄ナノ磁石中に bcc と fcc の異なる 2 つの相が同時に共存する⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾.

鉄ナノ磁石は次のように作成した. まず, 超高真空チャンパー内で, 原子レベルで平坦 (原子テラス幅 50-100 nm) かつ清浄な fcc 銅 (111) 基板を作成した. この基板上に鉄を 0.2 原子層分蒸着し鉄ナノ磁石を作成した. 超高真空を破ることなく走査トンネル顕微鏡 (STM: Scanning Tunneling Microscopy) に試料をセットし観察および分光測定を行った. 図 2(a) に鉄ナノ磁石の STM 像 ($77 \times 60 \text{ nm}^2$) を示す. 黒く見えているのが原子レベルで平坦な銅 (111) 面である. 一つの三角形の鉄ナノ磁石は, 大きさ約 20 nm 高さは約 0.4 nm (2 原子層分) である. 三角形の中央部分は低く, へりに近い部分は高く見えている. STM 像より高低差は $15 \pm 5 \text{ pm}$ ある. 図 2(a) 中の赤い四角で囲った境界部分を拡大すると図 2(b) に示すように鉄原子配列が確認できる. 図 2(b) 中の赤線は境界を示す. この境界を挟んで鉄原子の並びが僅かに変化していることが分かる. 青丸の原子は fcc 相, オレン

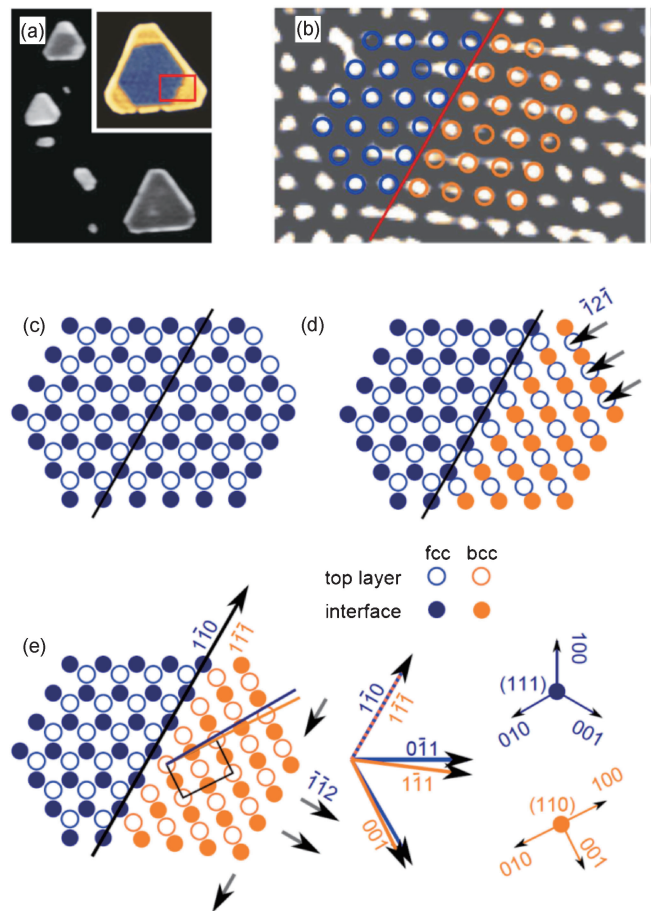


図 2 (a) STM 形状像 ($77 \times 60 \text{ nm}^2$). 右上図は 1 つの島の拡大図. (b) 図 (a) 中赤い四角で囲った領域の鉄原子像. 青丸は fcc 配列, オレンジ丸は bcc 配列. 直線は境界を示す. (c)-(e) fcc-bcc 相転移のモデル図. 青丸は fcc, オレンジ丸は bcc 転移を示す. ○ が表面層の原子, ● が界面相の原子, 黒線が境界を示す. (c) すべての領域が fcc の場合. (d) $fcc[\bar{1}2\bar{1}]$ 方向, 面から 19.5° の角度で, 境界右の領域の表面原子がずれる. 3 回対称サイトから 2 回対称サイトへずれ, 高さも 12 pm 高くなる. (e) 図 (d) のずれの後, 面内方向に緩和する. $fcc[\bar{1}10]$ 方向にずれ $fcc[\bar{1}12]$ 方向に広がる.

ジ丸の原子は bcc 相にあたる.

この鉄ナノ磁石中の bcc-fcc 相転移は Kurdjumov-Sachs パスで説明できる⁽⁴⁾⁽⁵⁾. 図 2(c)-(e) は鉄原子配列モデルを示す. 黒線は境界部分を示す. 図 2(c) のモデルは全てが fcc 相の場合である (111) 面が表れている. この場合は境界を挟んで変化は無い.

境界右側の原子を Kurdjumov-Sachs パスに従って転移させていく. まず図 2(d) が示すように $fcc\{111\}$ 面の原子を, $fcc[\bar{1}2\bar{1}]$ 方向でさらに 19.5° 上向きにずらす. この原子変位を STM 像中では, 表面鉄原子位置が 3 回対称サイトから 2 回対称ブリッジサイトへ移動したことで確認できる. つまり fcc 領域よりも原子位置が高くなるのである ($15 \pm 5 \text{ pm}$, 図 2(a) 参照). 次に, 図 2(e) が示すように面内方向に緩和させ

る。但し、方位 $\text{fcc}\langle 110 \rangle$ と $\text{bcc}\langle 111 \rangle$ は平行を保つ。銅下地が鉄原子の緩和の動きを邪魔することで理想的な bcc 構造にはならず、歪んだ bcc 構造となる。結果として理想的な bcc の c/a は 1.424 であるが、方位 $\text{fcc}[1\bar{1}0]$ と $\text{fcc}[\bar{1}\bar{1}2]$ 方向に原子はずれ $c/a = 1.505$ となる。この歪んだ bcc 構造により方位 $\text{fcc}[0\bar{1}1]$ と $\text{bcc}[1\bar{1}1]$ の角度不一致は 7.2° となる。なぜ歪んだ bcc 構造をとるのだろうか。無理に理想的な bcc (110) 構造を形成すると鉄原子の上に鉄原子がくるようなサイトが生じる。あえて微小なミスアライメントをとることでうまく界面の鉄原子層のハローサイトに表面層の鉄原子がのり、エネルギー的に準安定となっている。また bcc -like なドメインが大きくなるほどエネルギー不安定度は増す。そのため、ドメインはある大きさに原子位置変位をおこし fcc 相に戻ってしまう。 bcc ドメインの大きさが数 nm に限定されるのはそのためである(図 2(a)参照)。

4. 鉄ナノ磁石の磁気相

鉄の磁性は室温・大気圧では強磁性であるが、第一原理計算によればバルク鉄 fcc 相では強磁性が不安定になると唆されている⁽⁷⁾。では、どのような磁性を持つのか。非磁性、反強磁性、非線形磁気結合など様々な可能性がある。我々は銅(111)上の鉄ナノ磁石の bcc - fcc 相の磁性を探った。実験手法として 0.4 nm の磁気分解能を有するスピン偏極 STM (STM 磁気イメージング) を使用した⁽⁸⁾⁻⁽¹¹⁾。 bcc と fcc 領域の磁性を探るために STM 電子スピン分光を行い、図 3 に示すようにフェルミ準位近傍 ± 1 eV のマイノリティスピン電子状態密度を測定した。 fcc 領域では 3 つの状態密度ピークを確認した(図 3(a),(b))。 bcc 領域では占有状態に 1 つのピークを確認した(図 3(c))。わずかな原子構造のずれにより

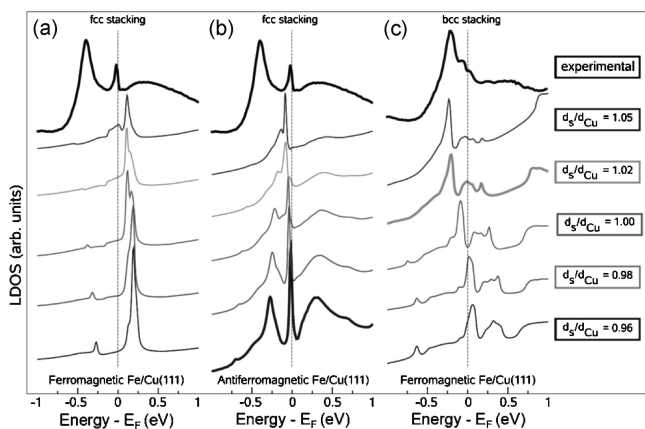


図 3 実験で得られたトンネル微分伝導曲線をそのトンネル関数で規格化することで得られた鉄表面・局所電子状態密度と計算により得られた局所電子状態密度。(a),(b) fcc 領域。(c) bcc 領域。(a),(c) 表面層と界面相が強磁性結合している場合。(b) 表面層と界面相が反強磁性結合している場合。 d_s は表面層と界面相の距離、 d_{Cu} は下地銅(111)の原子層間距離。

電子スピン状態が大きく変化していることがわかる。また、磁気イメージングの結果から bcc と fcc の各々の領域内では、各原子間で磁気コントラストが検出されなかったことから、各領域内の原子磁気モーメントは同じ方向を向いていることを確認した[†]。つまり、面内方向に各鉄原子は強磁性結合している。

実験より得られた電子状態密度を第一原理計算により再現する事でより詳細に磁気構造を解明することができた⁽⁶⁾。図 3(a)は fcc 領域において表面層と界面層の間で強磁性結合していると仮定した場合の計算結果である。一番上に実験で得られた電子状態密度を示す。強磁性結合 fcc モデルではフェルミ準位上の真空準位にピークが 1 つ確認できる。異なる曲線は、表面層と界面層の距離 (d_s) を変えた際、電子状態密度がどのように変化するかを示している。 d_{Cu} は下地の銅基板の層間距離である。明らかなのは、計算結果と実験結果が不一致な事である。つまり fcc 領域の表面層と界面層は強磁性結合していないことを示す。

そこで、 fcc 領域の表面層と界面層が反強磁性結合しているモデルを立て計算を行った。結果を図 3(b)に示す。一番上の実験結果にあう計算結果をみると、 $d_s/d_{\text{Cu}} = 0.96$ で顕著な 3 つのピークが出現し実験結果と一致した。このことから、 fcc 領域で表面層と界面相の層間距離は 200 pm であり層間反強磁性と判明した⁽⁶⁾。

最後に bcc 領域の磁性を同様に探った。表面相と界面相は強磁性結合しているモデルをたてた。図 3(c)に結果を示す。一番上の実験結果が示すようにフェルミ準位下の占有状態に顕著なピークが 1 つある。これと計算結果を比較すると $d_s/d_{\text{Cu}} = 1.02$ の時ピークを再現できた。 bcc 領域で表面層と界面相の層間距離は 212 pm であり強磁性と分かった⁽⁶⁾。この計算と分光実験の解析から bcc と fcc 領域の高低差は 12 pm と求まる。この結果は STM 像から得られた高低差 15 ± 5 pm と一致する。

5. 電界による鉄ナノ磁石 bcc - fcc 相転移制御

我々はこの鉄ナノ磁石内に存在する強磁性 bcc と層間反強磁性 fcc 相の間の Kurdjumov-Sachs パスを電界により制御できることを発見した(図 4, 図 5)⁽⁶⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾。

まず計算より強電界 (1 GV/m) 中において安定となる相を

[†] STM 分光イメージングにおいて、分光像にコントラストを生じる要因には以下の 4 つがある。(1)場所により異なる局所電子状態密度も持つ。(2)場所により異なる仕事関数を持つ。(3)場所により各原子のスピン磁気モーメント(方向または大きさ)が異なる。(4)場所により異種元素がある。鉄ナノ磁石の分光像を測定した結果、 bcc と fcc 領域の間でコントラストを得た。しかし、このコントラストの要因は上記の(1)(2)(3)の 3 つがあてはまり、スピン磁気モーメントによるものであるか判断できなかった。しかし、それぞれの相の領域内で、もしコントラストが観察されればそれは要因(3)による磁気コントラストであるとすぐに判断できる。実験の結果、各領域内で磁気コントラストは確認できなかった。つまり、 bcc ・ fcc の各領域内の表面鉄原子のスピン磁気モーメントの向きは同じであることが分かった。この事は理論計算の結果からも裏付けされた。

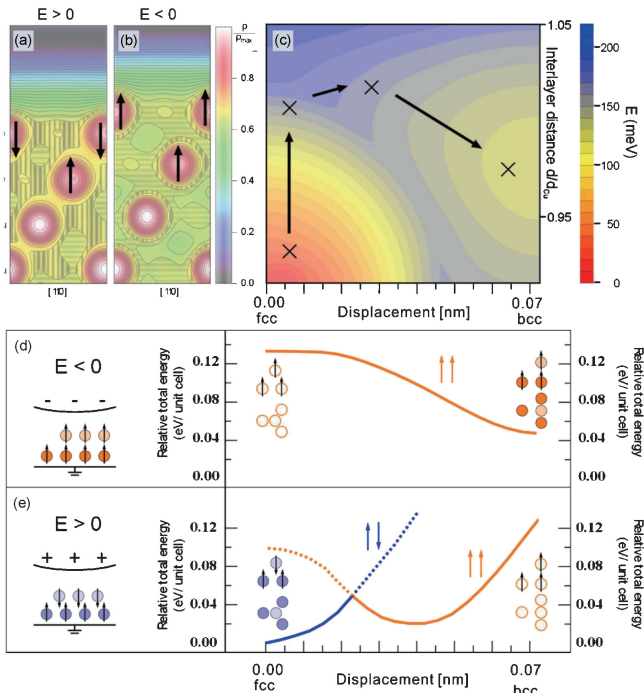


図4 電界中での鉄ナノ磁石の相図(計算)⁽⁶⁾. (a), (b) 銅2原子層の上に鉄2原子層と真空層に対して (a)正電界と(b)負電界を印加した際の規格化電荷密度分布図. (c)鉄表面層のエネルギー分布図. 横軸がfcc位置からの変位. 縦軸が表面層と界面相の距離. fcc鉄に電界を印加するとまず面直方向に広がり面内方向に緩和してbcc相への転移を矢印は示す. (d), (e)縦軸にエネルギー分布, 横軸に面内原子変位距離をとったもの. (d) 負電界と(e)正電界をかけた場合. 負電界ではbcc相(オレンジ線)が安定となる(d). 正電界ではfcc相が安定となる(e).

探った. 図4(a), (b)は規格化電荷密度分布図である. 赤いほど高い電荷密度を示す. 原子核が最も高くなっている. 下から銅(111)原子層, 鉄2原子層, 真空絶縁層がある. 鉄原子核位置の矢印は磁気モーメントを示す.

エネルギー的に最も安定な状態を計算した所, 正電界ではfcc層間反強磁性相(図4(a)), 負電界ではbcc強磁性相(図4(b))と求まった. 異なる極性の電界をかけることで安定相が異なるのだから電界を利用した相転移が可能であると考えられる. 計算より実際に起こりうる相転移パス(Kurdjumov-Sachsパス)を考える.

図4(c)は電界を印加しない場合の鉄ナノ磁石のエネルギー相図である. 縦軸に層間距離, 横軸がfcc構造からの面内距離の変位を示す. 変位距離が増えるに従いbcc構造へ近づく. 赤い色ほどエネルギーが低いことを示す. 図4(c)よりfcc相が最も安定であることがわかる. bcc相もローカルミニマムとして存在している. Kurdjumov-Sachsパスに従ってfccからbccへ相転移させるには, fcc構造がまず面直方向に広がりその後面内距離の緩和を経てbcc構造に移る(図中矢印). 電界がない場合のbccとfcc相の間のバリアの

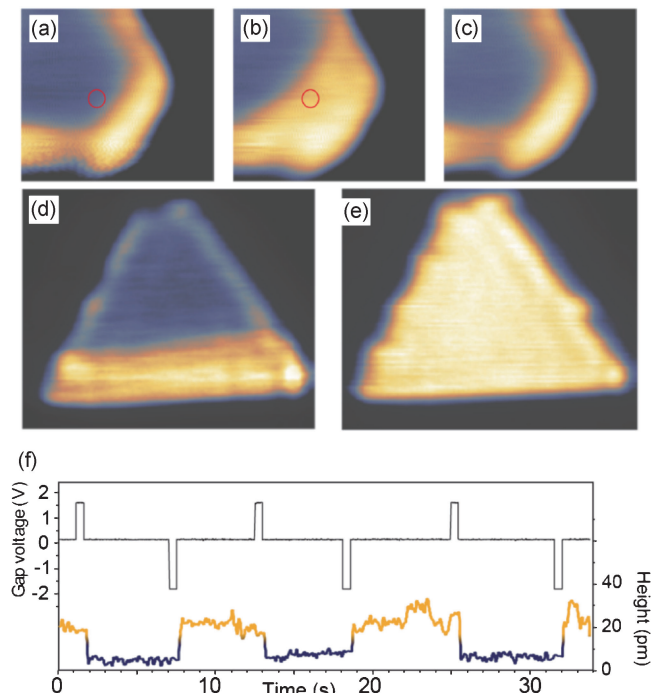


図5 STM電界パルスによる微小エリアの相転移制御⁽⁶⁾. (a)-(c)鉄ナノ島のへり近くにおいて約 1×10 nm領域だけを選択的に相転移させた. 丸印位置にSTM探針を移動し電界パルスを加えた. fcc(a)がbccへ(b)転移し, 再びもとに戻った(c). (d), (e)は1つの鉄ナノ磁石を完全にfccからbccへ電界パルスを用いて相転移した場合の実験結果. (f)正と負の電界パルスを時間軸に対して交互に印加することでbcc-fcc相転移が制御できた.

高さは約160 meVである.

電界をかけた場合に, bccとfcc相のエネルギーバランスがどう変化するかを計算した. その結果, 正・負を問わずに相間バリアが大きく減衰することが分かった. つまり電界をかけることでKurdjumov-Sachs転移が誘起できる. 図4(d)は負の電界をかけた場合である. bcc相が非常に安定となる. fcc相は100 meV以上高くなり不安定相となる. 結果として, ほぼバリアなしでfcc→bcc相へ転移できる. 図4(e)は正の電界をかけた場合である. fcc相(青線)が最も安定となることがわかる. bcc→fcc相へのエネルギーバリア高さは約30 meVであり, 正電界で容易にbcc→fcc相転移が可能であることを示唆する. 逆にfcc→bcc相へのエネルギーバリア高さは約60 meVとなり相転移しにくい.

電界による鉄ナノ磁石のbcc-fcc相転移制御を実験により実証した. 結果を図5に示す. 図5(a)は, 三角形の鉄ナノ磁石(鉄島)の角付近である. 島の中の低く見えている部分がfcc相である. 赤丸印の位置にSTM探針をセットし+5.5 GV/mの正の電界パルス(60 μ 秒幅)をかけた. その後全く同じ領域を観察すると, 図5(b)に示すように約 1×10 nm²の領域だけがfcc→bcc相転移し高くなったことがわかる. 再び赤丸印位置に針をセットし今度は-5.5 GV/mの負の電

界パルスをかけた。同じ領域を観察すると $bcc \rightarrow fcc$ 相転移し低くなり元の fcc 相に戻ったことが確認できる。図 5(d), (e)は、鉄島全体に電界がかかるようにした場合の結果である。図 5(d)の鉄島の中央部分の低く見えている fcc 領域に負の電界をかけることで島全体を bcc 相に転移できた。電界を利用することにより 1 nm スケールでの高い空間分解能で相転移制御が可能であることを実証した。

このような電界による原子構造変化やそれに伴う磁気構造変化(=磁気電気結合)は、マルチフェロイクス物質のような酸化物を中心に研究がされてきた⁽¹⁴⁾⁻⁽¹⁷⁾。本研究により、似たような磁気電気結合が金属表面である鉄ナノ磁石にも存在することが明らかとなった⁽⁶⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾。

6. 電界式・磁気記録への応用

我々の身の回りのエレクトロニクス、特に磁気記録素子の大きさは年々小さくなっている。我々の身の回りではハードディスクという名前で磁気記録素子が知られている。ハードディスク内には 10^{12} 個以上の磁石があり、この磁石1つ1つが情報記録材料として利用されている。今回発見した鉄ナノ磁石の相転移をこのような記録材料として利用できる可能性はあるだろうか。

図 5(f)は、鉄ナノ磁石へ正と負の電界パルスを交互に印加した際、電界に伴って $bcc \rightarrow fcc$ 相転移が生じるかを確認した実験結果である。上の曲線が電界の正負を示す。下の曲線は高さの変化を示す。低い場合は fcc 相、高い場合は bcc 相である。明らかに正の電界をかけると $bcc \rightarrow fcc$ 、負の電界をかけると $fcc \rightarrow bcc$ 転移が生じている。本研究により、電界による鉄ナノ磁石への超高密度・情報記録が可能であることが示唆された⁽⁶⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾。

文 献

(1) H. Hasegawa and D. G. Pettifor: *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1982), 130-133.
 (2) L. Standovai, H. M. Urbassek and P. Entel: *New J. Phys.*, **11**(2009), 103027.
 (3) Y. Gotoh and I. Arai: *Jap. J. Appl. Phys.*, **25**(1986), L583-L586.
 (4) A. Biedermann, M. Schmid and P. Varga: *Phys. Rev. Lett.*, **86**(2001), 464-467.

(5) A. Biedermann, W. Rupp, M. Schmid and P. Varga: *Phys. Rev. B*, **73**(2006), 165418.
 (6) L. Gerhard, T.K. Yamada, T. Balashov, A. F. Takacs, R. J. H. Wesselink, M. Dane, M. Fechner, S. Ostanin, A. Ernst, I. Mertig and W. Wulfhekel: *Nature Nanotechnol.*, **5**(2010), 792-797.
 (7) V. L. Moruzzi, P. M. Marcus, K. Schwarz and P. Mohn: *Phys. Rev. B*, **34**(1986), 1784-1791.
 (8) M. Kleiber, M. Bode, R. Ravlic and R. Wiesendanger: *Phys. Rev. Lett.*, **85**(2000), 4606-4609.
 (9) T. K. Yamada, M. M. J. Bischoff, G. M. M. Heijnen, T. Mizoguchi and H. van Kempen: *Phys. Rev. Lett.*, **90**(2003), 056803.
 (10) R. Wiesendanger: *Rev. Modern Phys.*, **81**(2009), 1495.
 (11) 山田豊和, 他: 磁気イメージングハンドブック, 共立出版, (2010), 15-44.
 (12) L. Gerhard, T. K. Yamada, T. Balashov, A. F. Takacs, R. J. H. Wesselink, M. Dane, M. Fechner, S. Ostanin, A. Ernst, I. Mertig and W. Wulfhekel: *IEEE Trans. Magn.*, **47**(2011), 1619-1622.
 (13) T. K. Yamada, L. Gerhard, T. Balashov, A. F. Takacs, R. J. H. Wesselink and W. Wulfhekel: *Jap. J. Appl. Phys.*, **50**(2011), 08LA03.
 (14) T. Kimura, T. Goto, H. Shintani, K. Ishizaka, T. Arima and Y. Tokura: *Nature*, **426**(2003), 55-58.
 (15) T. Lottermoser, T. Lonkai, U. Amann, D. Hohlwein, J. Ihinger and M. Fiebig: *Nature*, **430**(2004), 541-544.
 (16) 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**(2004), 661-663.
 (17) 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 Lett.*, **5**(2005), 1793-1796.



山田豊和

★★
 2004年3月 学習院大学, 博士課程修了
 2004年4月 日本学術振興会 特別研究員(PD)
 2004年5月 学習院大学理学部物理学科 助教
 2005年3月 ナイメーヘン大学 NSRIM, Solid State Physics 2, Ph.D 課程修了
 2008年6月 フンボルト財団リサーチフェロー(カールスルーエ大学, ドイツ国)
 2010年4月 現職
 専門分野: 表面物理, 低次元ナノ物性, 磁性, 走査トンネル顕微鏡

◎物質を構成する最小のユニットである原子・分子を直接観察できる走査トンネル顕微鏡 (STM) を用いて研究を行っている。磁性 STM 探針を用いることで、原子分子の凹凸像や電子状態密度測定だけでなく電子スピン状態(磁気状態)を測定することができる(スピン偏極 STM と呼ぶ)。原子・分子ナノ構造体とくにナノ磁性体の物性を解明し、将来的な省電力・超高密度・高機能デバイス開発の発展につなげたい。

★★