

## 単一 Co アイランドで観察された スピン偏極度の振動現象<sup>†</sup>

岡 博文・Pavel A. IGNATIEV・Sebastian WEDEKIND・Guillemín RODARY,\*  
Larissa NIEBERGALL・Valeri S. STEPANYUK・Dirk SANDER  
and Jürgen KIRSCHNER

Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg 2, D-06120 Halle/Saale, Germany

(2010年6月16日受理)

### Spatial Modulation of Spin Polarization within a Single Co Island

Hirofumi OKA, Pavel A. IGNATIEV, Sebastian WEDEKIND, Guillemín RODARY,\*  
Larissa NIEBERGALL, Valeri S. STEPANYUK, Dirk SANDER  
and Jürgen KIRSCHNER

Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik  
Weinberg 2, D-06120 Halle/Saale, Germany

(Received June 16, 2010)

When electrons are confined to nanostructures, quantum interference takes place due to their wave-particle duality. Using spin-polarized scanning tunneling microscopy, we studied the influence of quantum interference of electrons on the spatial distribution of the spin polarization within a single magnetic nanostructure. We find changes in both the magnitude and sign of the spin polarization on a subnanometer scale. We compare our experimental results with *ab initio* calculations of the spin-resolved local density of states (LDOS). We find that the modulation of the spin-polarization at a given energy can be ascribed to the different magnitudes of spatially modulated majority states and non-modulated minority states contributing to the total LDOS.

KEYWORDS : spin-polarized scanning tunneling microscopy, quantum interference, spin polarization, standing waves

### 1. はじめに

電子をナノメートルスケールの微小構造（ナノ構造）に閉じ込めた時、電子のもつ二重性（波動性と粒子性）が顕在化する。ナノ構造の壁によって反射された電子の波は、互いに干渉し、電子定在波を形成する。量子力学

の教科書にのっているように、ナノ構造の壁での境界条件を満たすため、電子の波の波長とエネルギーは量子化される。走査型トンネル顕微鏡（scanning tunneling microscopy, STM）を用いて、ナノ構造内で観察された電子局所状態密度（electronic local density of states, LDOS）の振動<sup>1,2)</sup>は、量子干渉現象を実空間で観察した非常に興味深い実験例と言えるだろう。

電子は、電荷の他に、スピンという自由度をもっている。磁性体ナノ構造に電子が閉じ込められた場合、アップスピンとダウンスピンをもつ電子の数に差が生まれ、スピン偏極した電子定在波が形成される。そして、スピン依存した量子干渉が引き起こされる。近年の理論研究

<sup>†</sup> 第29回表面科学学術講演会（2009年10月27日～10月29日）にて発表

E-mail : oka@mpi-halle.de

\* 現所属 : Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS UPR20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

は、このスピン依存量子干渉が磁性体ナノ構造のスピン偏極度を局所的に変調すると報告している<sup>3-5)</sup>。

本研究では、スピン分解能を有する STM, スピン偏極 STM (spin-polarized scanning tunneling microscopy, SP-STM)<sup>6)</sup>を用いて、スピン依存量子干渉が磁性体ナノ構造のスピン偏極度を変調するという実験的証拠をつかんだ。また、その結果は第一原理計算により得られた結果と良い一致を示すこともわかったので、ここで紹介する<sup>7)</sup>。

## 2. 実験方法

### 2.1 実験系

対象としたナノ構造は、Cu(111)に形成した三角形状をもつ Co アイランド<sup>4,8-10)</sup>である (Fig. 1 (a))。Ar<sup>+</sup>スパッタリングとアニーリングを繰り返し Cu(111)を清浄化し、室温で Co を少量 (~0.4 ML) 蒸着した。Co と Cu の合金化を避けるため<sup>11)</sup>、蒸着後できるだけ早く試料を STM ステージに移動し、低温に下げた。SP-STM 測定には、磁性薄膜を蒸着した W 探針を用いた。本研究では、40 ML の Co 薄膜を W 探針に蒸着し、さらに 40 ML の Cr 薄膜を蒸着した探針 (Cr(40 ML)/Co(40 ML)/W 探針)を用いた。

STM 像は電流一定モード (トンネル電流 ( $I$ ), 試料電圧 ( $V_s$ )) で測定された。試料表面の電子状態を得るため、微分コンダクタンス ( $dI/dV$ ) を測定した。 $dI/dV$  は、変調信号を試料電圧に印加し、トンネル電流の変化成分を、ロックインアンプを用いて測定することにより得られた。一定の探針試料間距離で  $dI/dV$  測定を行うため、距離設定条件 ( $V_{\text{stab}}$ ) に探針をセットした後フィードバックループをオープンにし、 $dI/dV(V)$  スペクトルを測定した。

実験は全て低温 STM を用いて 8 K で行われた。試料と探針の磁化方向を制御するため、試料面直方向 (Co アイランドの磁化容易軸<sup>9)</sup>) に外部磁場を最大 4 T まで印加した。

### 2.2 微分コンダクタンス ( $dI/dV$ ) の非対称度

試料表面のスピン偏極度を評価するため、以下の式 (1) で定義される  $dI/dV$  非対称度 ( $A_{dI/dV}$ ) を求めた。

$$A_{dI/dV} \equiv \frac{dI/dV_{AP} - dI/dV_P}{dI/dV_{AP} + dI/dV_P} \quad (1)$$

$dI/dV_{AP}$ ,  $dI/dV_P$  は探針と試料 (ここでは Co アイランド) の磁化方向が反平行 (Anti-Parallel), 平行 (Parallel) の状態で測定された  $dI/dV$  にそれぞれ対応している。スピンを含む形式に拡張された Tersoff-Hamann モデル<sup>12,13)</sup>において、 $dI/dV$  は探針と試料の磁化方向の相対角度に依存する。このモデルを用いると、上記で定義した  $A_{dI/dV}$  を以下の式 (2) のように表現でき、試料表面

のスピン偏極度に結びつけることができる。

$$A_{dI/dV} = -P_T \times P_S \quad (2)$$

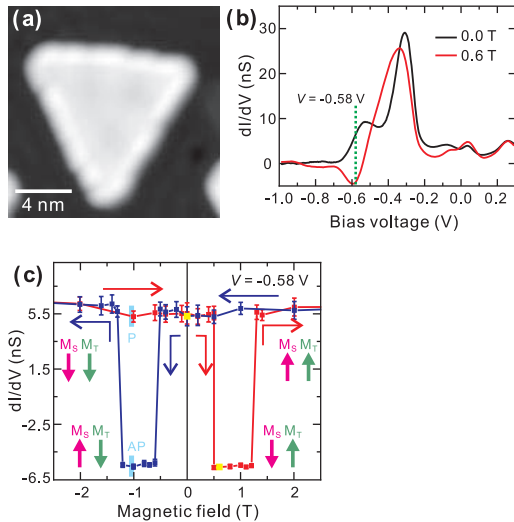
$P_T$  は探針先端のスピン偏極度,  $P_S$  は探針先端位置での試料のスピン偏極度を表している<sup>14)</sup>。

## 3. 実験結果と考察

### 3.1 Co アイランドの磁化配置

Cu(111)に形成された Co アイランドは、自己組織的に三角形状にバイレイヤ成長する<sup>15,16)</sup>。Fig. 1 (a) に Co アイランドの STM 像を示す。本研究で対象とした Co アイランドは、一辺約 12 nm の正三角形に近い形状をしている。

Fig. 1 (b) に、Fig. 1 (a) で示した Co アイランドの中心で測定した二つの  $dI/dV$  スペクトルを示す。0.0 T で測定した  $dI/dV$  スペクトルは、Cu(111)に形成された Co アイランドの表面準位<sup>8)</sup>に起因する特徴的なピークを  $V = -0.3$  V にもつ。一方 +0.6 T で測定したスペクトルは 0.0 T で測定したスペクトルから大きく変化していることがわかる。この結果は、上述した  $dI/dV$  は探針と試料の磁化方向の相対角度に依存することからきている。 $dI/dV$  非対称度から試料のスピン偏極度を評価するためには、探針に対する試料の磁化配置を正確に知る必要がある。 $dI/dV$  の磁場依存性 ( $dI/dV$  ヒステリシス曲線) の測定は、その目的を達成するのに最も有用な手法である<sup>17-19)</sup>。最も大きな変化を示す  $V = -0.58$  V で得られる  $dI/dV$  の値を外部磁場の関数としてプロットしたものが Fig. 1 (c) である。Co アイランドの電子状態はアイランド内の位置に強く依存する<sup>10,20)</sup>。その影響を除外するため、Fig. 1 (c) に示す  $dI/dV$  は全て Co アイランドの中心で測定された。強磁性体/絶縁体/強磁性体トンネル接合において観察されるトンネル磁気抵抗の磁場依存性<sup>21)</sup>によく似た曲線が得られた。 $dI/dV$  ヒステリシス曲線から、 $dI/dV$  が  $\pm 0.5$  T で急激に減少し、 $\pm 1.3$  T で増加していることがわかる。どちらの変化が Co アイランドの磁化反転に対応するのかを明らかにするため、同様の測定をサイズの小さい別の Co アイランド上で行ったところ、 $dI/dV$  が  $\pm 0.5$  T で急激に減少し、 $\pm 0.8$  T で増加するという結果が得られた。Co アイランドの磁化反転磁場は、アイランドのサイズに強く依存することがすでに報告されている<sup>9,18)</sup>。これらの結果から、 $\pm 0.5$  T での  $dI/dV$  の変化は探針の磁化反転に対応し、 $\pm 1.3$  T での変化は Fig. 1 (a) に示す Co アイランドの磁化反転に対応することがわかった。Fig. 1 (c) に矢印 ( $M_T$  と  $M_S$  はそれぞれ探針と Co アイランドの磁化方向を表している) で示すように、 $dI/dV$  の値が小さいところでは探針と Co アイランドの磁化方向が反平行、大きいとこ



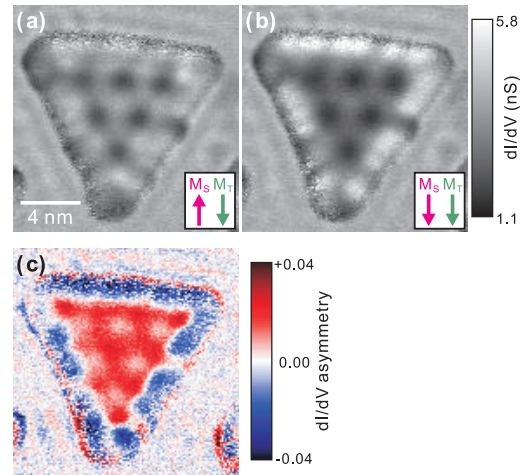
**Fig. 1.** Co island grown on Cu(111). (a) STM image of a Co island on Cu(111). ( $V_s = -0.1$  V,  $I = 1.0$  nA.) The Co island is two atomic layers high and has a base length of 12 nm. (b) Differential tunneling conductance ( $dI/dV$ ) spectra measured at the center of the Co island in (a) at different external magnetic field, 0.0 T and +0.6 T. ( $V_{\text{stab}} = +0.5$  V,  $I = 1.0$  nA.) (c)  $dI/dV$  hysteresis loop at the center of the Co island in (a). The red and blue colors indicate upward and downward sweeps of the magnetic field, respectively. The yellow dots correspond to measurement conditions of the  $dI/dV$  spectra in (b), the light-blue markers identify the measurement conditions of the  $dI/dV$  images shown in Fig. 2 corresponding to parallel (P) and anti-parallel (AP) states.

ろでは平行と、探針と試料の磁化方向をそれぞれ決定することができる。

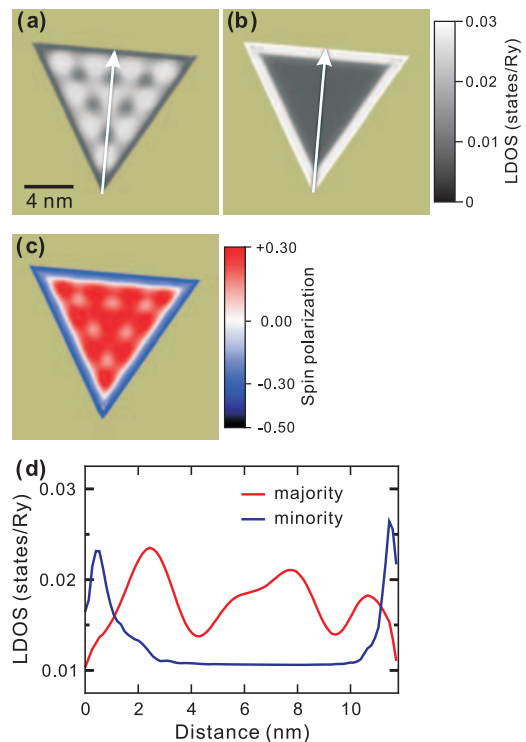
### 3.2 $dI/dV$ 非対称度のマッピング

Co アイランドの  $dI/dV$  非対称度をマッピングするため、同一の Co アイランド (Fig. 1 (a)) 上で二つの  $dI/dV$  像を測定した。Fig. 2 (a) は探針と Co アイランドの磁化方向が反平行の状態、Fig. 2 (b) は平行の状態で測定された  $dI/dV$  像である。Co アイランドの電子状態はアイランド内の場所だけでなくアイランドのサイズ・形・積層構造にも依存するため<sup>9, 10, 20</sup>、同一の Co アイランド上で測定された平行・反平行状態の  $dI/dV$  像を使って、 $dI/dV$  非対称度を計算する必要がある。

二つの  $dI/dV$  像と式 (1) を使って、 $dI/dV$  非対称度の二次元マップ ( $A_{dI/dV}$  像) を計算した (Fig. 2 (c))。計算された  $A_{dI/dV}$  像は、 $dI/dV$  非対称度が Co アイランド内の位置に強く依存することを明らかにしている。フェルミ準位近傍 ( $V = +0.03$  V) で、Co アイランドは、アイランド内部では正の  $dI/dV$  非対称度を示し、周縁部では負の  $dI/dV$  非対称度を示すことがわかる。この結果は、



**Fig. 2.**  $dI/dV$ -asymmetry map of the Co island in Fig. 1 (a). (a) and (b)  $dI/dV$  images were recorded at  $-1.1$  T, but with different magnetization configurations between the magnetic tunneling tip and the Co island, anti-parallel (AP) and parallel (P), respectively. The insets represent the AP and P configurations. ( $V = +0.03$  V,  $V_{\text{stab}} = +0.5$  V, and  $I = 1.0$  nA.) (c)  $dI/dV$ -asymmetry map calculated from the two  $dI/dV$  images measured at AP (a) and P (b) states using Eq. 1.



**Fig. 3.** Calculated spin-polarization map of a triangular two-atomic-layer Co island on Cu(111). (a) and (b) Local density of state (LDOS) maps for the majority and the minority state electrons at the Fermi level, respectively. (c) Spin-polarization map calculated from the two LDOS maps in (a) and (b) using Eq. 3. (d) Line profiles along the white arrows in (a) and (b).

Co アイランドの周縁部にのみ局在する電子状態“rim state”<sup>10)</sup>の特性により説明される。この電子状態は少数スピン電子の d バンドに起源をもっている。一方アイランド内部では、多数スピン電子の s-p バンドに由来する電子状態が支配的である<sup>4,10)</sup>。つまり、Co アイランドの内部と周縁部ではそれぞれ逆向きのスピンをもつ電子状態が優勢であることが予想される。Fig. 2 (a) と Fig. 2 (b) の二つの  $dI/dV$  像を測定する際に、外部磁場により Co アイランドの磁化方向だけを反転させ、探針の磁化方向を一定に保った。また、印加電圧は一定値  $V = +0.03$  V であることから、探針のスピン偏極度 ( $P_T$ ) は一定であると仮定できる。そして、式(2)から、 $dI/dV$  非対称度は試料のスピン偏極度のみ依存すると仮定することができる。つまり、 $A_{dI/dV} \propto P_S$ 。結果として、Co アイランドの内部は多数スピン電子をもつ電子状態が支配的であるため正の  $dI/dV$  非対称度を示し、Co アイランドの周縁部は少数スピン電子をもつ電子状態が優勢であるため負の  $dI/dV$  非対称度を示すということが結論される。

Fig. 2 (c) をよく見てみると、Co アイランド内部において、 $dI/dV$  非対称度が変化し振動していることがわかる。この振動パターンは、Fig. 2 (a) や Fig. 2 (b) の  $dI/dV$  像に見られる LDOS の振動パターンに非常によく似ている。また、その振動パターンは原子周期 ( $\sim 0.2$  nm) に比べかなり大きいことから、原子構造由来のものではないことがわかる。この  $dI/dV$  非対称度の振動現象を理解するため、以下の議論では Co アイランド内部にのみ焦点を当てる。

### 3.3 Co アイランドのスピン偏極度

Korringa-Kohn-Rostoker (KKR) グリーン関数法に基づく密度汎関数法<sup>22)</sup>を用いて、Cu(111)に形成した三角形 Co アイランド (2 ML) 上<sup>14)</sup>のスピン分解 LDOS 像を第一原理的に計算した。フェルミ準位で計算された多数スピンと少数スピンの LDOS 像を Fig. 3 (a) と Fig. 3 (b) にそれぞれ示す。多数スピンの LDOS 像は Co アイランド内で明瞭に振動パターンを示している。これは自由電子的な性質をもつ表面準位がアイランド内に閉じ込められたことに起因する電子定在波である。一方、少数スピンの LDOS 像はアイランド内で一定の値を示している。この結果は、少数スピンの電子状態は局在した d バンドに起源を持ち、局在した電子状態は閉じ込めによる影響をほとんど受けない<sup>4)</sup>ということからきている。

二つの LDOS 像と以下に定義される式(3)を用いて、Co アイランド上のスピン偏極度 ( $P_{Co}$ ) 分布を計算した (Fig. 3 (c))。

$$P_{Co} = \frac{n\uparrow - n\downarrow}{n\uparrow + n\downarrow} \quad (3)$$

$n\uparrow$  と  $n\downarrow$  は、Co アイランド上の多数スピンと少数スピンの LDOS に対応している。Fig. 3 (c) から、Co アイランド内部では正のスピン偏極度をもち、振動していることがわかる。それらの起源をより明確にするため、Fig. 3 (a) と Fig. 3 (b) に矢印で示される位置のラインプロファイルを Fig. 3 (d) に示す。アイランド内部においてフェルミ準位では、多数スピンの LDOS が少数スピンの LDOS より常に大きいということがわかる。この結果が正のスピン偏極度を導く。そして、多数スピンの LDOS のみが電子定在波の振動を示すため、Co アイランド上のスピン偏極度が振動するということがわかる。

### 3.4 $A_{dI/dV}$ 像の解釈

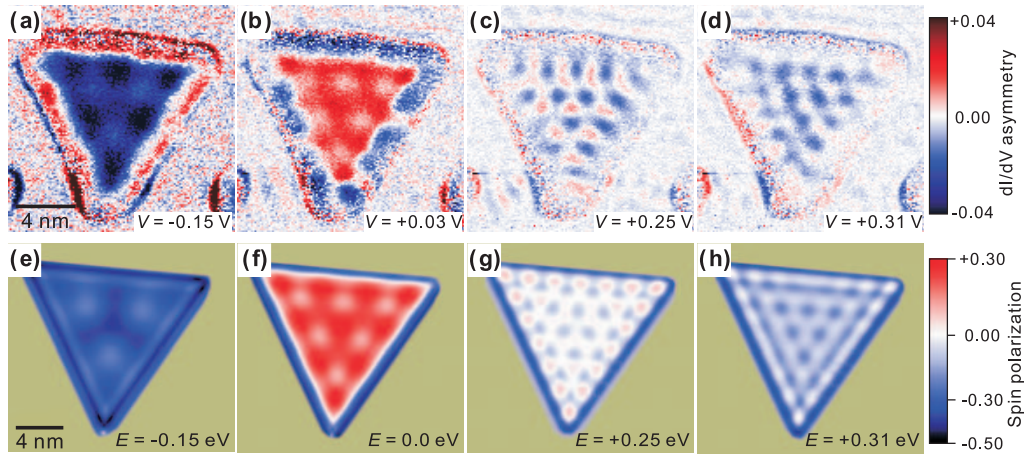
SP-STM を用いて測定した  $A_{dI/dV}$  像 (Fig. 2 (c)) と第一原理的に計算したスピン偏極度分布 (Fig. 3 (c)) において、非常によい一致が得られた。この結果から、測定された Co アイランドの  $A_{dI/dV}$  像を以下のように解釈した。

1.  $A_{dI/dV}$  像は定性的に Co アイランド上のスピン偏極度分布を示している<sup>註1)</sup>。
2.  $A_{dI/dV}$  像において観察された振動パターンは、主に多数スピンの LDOS 像に現れた振動パターンからきている。そして、その振動現象は自由電子的な性質をもつ s-p 表面準位の量子閉じ込め効果に起因する。したがって、Co アイランド内部のスピン偏極度はスピンの依存した量子干渉により振動していることが結論される。

### 3.5 振動現象のエネルギー依存性

次に、上記の解釈 2 を裏付けるため  $A_{dI/dV}$  像のエネルギー依存性を調べた。その結果を、Fig. 4 (a) から Fig. 4 (d) に示す。全ての  $A_{dI/dV}$  像が振動パターンを示すこと、そしてそのパターンがエネルギーに依存して変化していることが明らかにわかる。この結果は、 $A_{dI/dV}$  像における振動現象の起源が自由電子的な電子状態の量子干渉からきていることを考慮すると、簡単に理解できる。この自由電子的な電子状態は、フェルミ準位より約 0.2 eV 低いエネルギー位置から始まり、正の有効質量をもった放物線状のエネルギー分散関係 ( $E$ - $k$  関係) を示

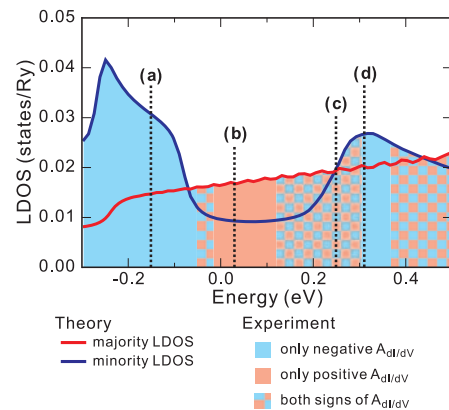
註1) すでに議論したように、Fig. 2 の測定において探針のスピン偏極度は一定であると仮定できる。つまり、式(2)から  $A_{dI/dV} = -(\text{const. } P_T) \times P_S$  となる。Fig. 2 (c) と Fig. 3 (c) を比較すると、 $dI/dV$  非対称度の符号はスピン偏極度の符号と一致している。つまり、本研究に用いた探針はフェルミ準位近傍で負のスピン偏極度をもっていると考えられる。この議論はこの後の結果にも同様に適用される。



**Fig. 4.** Energy dependences of the measured  $dI/dV$ -asymmetry maps and calculated spin-polarization maps of the Co islands. (a) to (d) Experimental  $dI/dV$ -asymmetry maps measured on the Co island in Fig. 1 (a). The  $dI/dV$ -asymmetry maps are calculated from two  $dI/dV$  images measured at AP and P states using Eq. 1. Measurement conditions of  $dI/dV$  images :  $B = -1.1$  T,  $V_{\text{stab}} = +0.5$  V,  $I = 1.0$  nA. (e) to (h) Calculated spin-polarization maps of the triangular Co island. Each of the maps is calculated from two LDOS maps for the majority and the minority states using Eq. 3, respectively.

す<sup>8,10</sup>。電子のエネルギーが増加するにつれて、s-p 表面準位の波数の試料面内成分 ( $k_{\parallel}$ ) は増加する。つまり、電子定在波の波長 ( $\lambda = \pi/k_{\parallel}$ ) は短くなる。  $A_{dI/dV}$  像に見られる振動パターンは、同様の傾向を示している。したがって、  $A_{dI/dV}$  像における振動現象が自由電子的な s-p 表面準位の量子干渉からきているという解釈<sup>2</sup>が裏付けられた。しかしながら、  $dI/dV$  非対称度の符号がエネルギーに依存して変化するという予想しなかった結果が得られた。  $V = +0.25$  V の  $A_{dI/dV}$  像 (Fig. 4 (c)) では、Co アイランド内で  $dI/dV$  非対称度は正・負両方の符号をともなって振動している。

この予想しなかった結果の原因となる物理を探るため、Cu(111)に形成したCo薄膜(2 ML)上<sup>14</sup>のLDOSがどのようなエネルギー依存性を示すのかをスピン分解で第一原理的に計算した。その結果を Fig. 5 に示す。多数スピンのLDOSはエネルギーの増加に伴い  $E = -0.25$  eV から単調に増加する。これはs-p表面準位によるものと考えられる。一方、少数スピンのLDOSは  $E = -0.25$  eV と  $+0.30$  eV 付近に局在した二つのd準位をもち、その二つの準位の間には目立った準位をもっていないことがわかる。この結果は、多数スピンと少数スピンのどちらが優勢であるのかはエネルギーによって異なることを明らかにしている。たとえ多数スピンのs-p表面準位に起因する電子定在波が明瞭に観察されるエネルギー領域であっても、多数スピンの優勢であるとは限らない。 $A_{dI/dV}$  像を理解するためには、その像が得られたエネルギーにおいて、どちらのスピンをもつLDOSが支



**Fig. 5.** Calculated spin-resolved LDOS of a two-atomic-layer Co film on Cu(111). Vertical dashed lines correspond to the energy positions where the  $dI/dV$  asymmetry maps in Fig. 4 are obtained. A color map indicates the energy area where experimental result for the inner part of the Co island show only positive (red), only negative (blue), or both signs (checker board pattern with red and blue) of the  $dI/dV$  asymmetry in the  $dI/dV$ -asymmetry maps.

配的であるのかを考慮に入れる必要がある。

$V = -0.15$  V (Fig. 4 (a)) において、Co アイランド内部は振動する負の  $dI/dV$  非対称度を示す。スピン分解LDOS (Fig. 5) を見ると、このエネルギーでは、局在した少数スピンのd準位が存在するため、少数スピンのLDOSが支配的であることがわかる。局在した電子状態は閉じ込めによる影響をほとんど受けないことから<sup>4</sup>,

Co アイランドの内部で、一定の値をもつ少数スピンの LDOS が振動パターンを示す多数スピンの LDOS を上回っていると考えられる。この状況は、式(3)の分子を負の値にし(つまり、 $n\uparrow - n\downarrow < 0$ )、結果として負のスピンの偏極度 ( $P_{Co} < 0$ ) を導く。計算したスピンの偏極度分布 (Fig. 4 (e)) は実験結果 (Fig. 4 (a)) と良い一致を示す。

フェルミ準位近傍で、この状況は一転する。少数スピンの LDOS には顕著な準位が存在しないため、多数スピンの LDOS が支配的になる。Fig. 2 と Fig. 3 ですでに議論したように、振動パターンを示す多数スピンの LDOS が優勢であることから、正のスピンの偏極度、そして正の  $dI/dV$  非対称度がアイランドの内部で得られる。

多数スピンの LDOS と少数スピンの LDOS プロットが交差する  $E = +0.25$  eV では、Co アイランド内の正味のスピンの偏極度は 0 (ゼロ) と予想される。しかしながら、アイランド内では多数スピンの LDOS は振動しているため、局所的なスピンの偏極度は 0 にならない。多数スピンの LDOS における電子定在波の山の部分では、多数スピンの LDOS は少数スピンの LDOS より大きいので、正のスピンの偏極度が得られる。電子定在波の谷の部分では、逆に少数スピンの LDOS の方が大きくなるので、局所的なスピンの偏極度は負の値となる。そして、電子定在波の節の部分では、多数スピンの LDOS と少数スピンの LDOS は同程度となるため、スピンの偏極度は 0 となる。ゆえに、Fig. 4 (g) のスピンの偏極度分布は符号の変化をともなった振動パターンを示す。

もう一つの少数スピンの LDOS のピークがある  $E = +0.30$  eV では、 $A_{dI/dV}$  像 (Fig. 4 (d)) もスピンの偏極度分布 (Fig. 4 (h)) も再び負の値を示している。この結果は、少数スピンの LDOS が再び優勢になったからであると今や簡単に理解できる。

$A_{dI/dV}$  像が示す符号がエネルギーに依存してどのように変化するかを明らかにするため、Fig. 5 に、Co アイランドの内部で負の  $dI/dV$  非対称度のみ得られたエネルギー領域、正の  $dI/dV$  非対称度のみ得られたエネルギー領域、両方の符号が得られたエネルギー領域を色分けして示してある。優勢な LDOS をもつスピンの向きにより  $dI/dV$  非対称度の符号が変化し、LDOS の優勢度合により  $dI/dV$  非対称度の符号の空間分布が変化していることがよくわかる。

#### 4. おわりに

単一磁性体ナノ構造においてスピンの偏極度の大きさだけでなくその符号までがナノ構造内の位置またはエネルギーに依存して変化することがわかった。この新たな知見は、磁性体ナノ構造内の局所的なスピンの偏極度を簡単

に変化しコントロールできる可能性を示している。

今回用いた  $dI/dV$  非対称度の二次元マッピング (つまり  $A_{dI/dV}$  像) は、探針と試料の磁化方向をそれぞれ明らかにする必要があるものの、単一ナノ構造のスピンの偏極度分布を、オングストロームスケールという高い空間分解能で実空間観察することを可能にする。最近の第一原理計算によると、磁性原子を Cu(111) に蒸着することにより、Cu(111) の表面準位にスピンの偏極した状態を誘起できると予想されている<sup>5)</sup>。また、そのスピンの偏極した表面準位を介して、吸着磁性原子間の交換相互作用を調べることができるとも報告されている<sup>3,23)</sup>。STM が有する原子操作<sup>24,25)</sup> を組み合わせることにより、今回用いた  $dI/dV$  非対称度の二次元マッピングは、RKKY 相互作用のような磁性原子間に働く間接相互作用や、相互作用を仲介する伝導電子がどのような役割を果たしているのかを実空間で探る手法となりうる。

#### 謝 辞

本研究における実験結果を解釈するにあたり、議論に参加して頂いた F. Donati 氏 (Politecnico di Milano) に感謝します。実験を進めるにあたり、サポートして頂いたテクニシヤンの N. Kurowsky さん (Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik) に感謝します。理論計算の一部は、die Deutsche Forschungsgemeinschaft (SFB 762) の支援を受けた。

#### 文献と注釈

- 1) M.F. Crommie, C.P. Lutz and D.M. Eigler : Science **262**, 218 (1993).
- 2) J. Li, W.-D. Schneider, R. Berndt and S. Crampin : Phys. Rev. Lett. **80**, 3332 (1998).
- 3) V.S. Stepanyuk, L. Niebergall, W. Hergert and P. Bruno : Phys. Rev. Lett. **94**, 187201 (2005).
- 4) L. Niebergall, V.S. Stepanyuk, J. Berakdar and P. Bruno : Phys. Rev. Lett. **96**, 127204 (2006).
- 5) L. Niebergall, G. Rodary, H.F. Ding, D. Sander, V.S. Stepanyuk, P. Bruno and J. Kirschner : Phys. Rev. B **74**, 195436 (2006).
- 6) M. Bode : Rep. Prog. Phys. **66**, 523 (2003).
- 7) H. Oka, P.A. Ignatiev, S. Wedekind, G. Rodary, L. Niebergall, V.S. Stepanyuk, D. Sander and J. Kirschner : Science **327**, 843 (2010).
- 8) L. Diekhöner, M.A. Schneider, A.N. Baranov, V.S. Stepanyuk, P. Bruno and K. Kern : Phys. Rev. Lett. **90**, 236801 (2003).
- 9) O. Pietzsch, A. Kubetzka, M. Bode and R. Wiesendanger : Phys. Rev. Lett. **92**, 057202 (2004).
- 10) O. Pietzsch, S. Okatov, A. Kubetzka, M. Bode, S. Heinze, A. Lichtenstein and R. Wiesendanger : Phys. Rev. Lett. **96**, 237203 (2006).

- 11) A. Rabe, N. Memmel, A. Steltenpohl and Th. Fauster : Phys. Rev. Lett. **73**, 2728 (1994).
- 12) J. Tersoff and D. Hamann : Phys. Rev. Lett. **50**, 1998 (1983).
- 13) D. Wortmann, S. Heinze, Ph. Kurz, G. Bihlmayer and S. Blügel : Phys. Rev. Lett. **86**, 4132 (2001).
- 14) 真空中のLDOSは試料表面からの距離に強く依存し減衰する<sup>26)</sup>ため、STMの探針先端位置での試料のLDOSを考慮する必要がある。CoアイランドのLDOSを計算する際に、試料表面から4.2 Å離れた真空層での値を求めた。
- 15) J. de la Figuera, J.E. Prieto, C. Ocal and R. Miranda : Phys. Rev. B **47**, 13043 (1993).
- 16) N.N. Negulyaev, V.S. Stepanyuk, P. Bruno, L. Diekhöner, P. Wahl and K. Kern : Phys. Rev. B **77**, 125437 (2008).
- 17) F. Meier, L. Zhou, J. Wiebe and R. Wiesendanger : Science **320**, 82 (2008).
- 18) G. Rodary, S. Wedekind, D. Sander and J. Kirschner : Jpn. J. Appl. Phys. **47**, 9013 (2008).
- 19) G. Rodary, S. Wedekind, H. Oka, D. Sander and J. Kirschner : Appl. Phys. Lett. **95**, 152513 (2009).
- 20) M.V. Rastei, B. Heinrich, L. Limot, P.A. Ignatiev, V.S. Stepanyuk, P. Bruno and J.P. Bucher : Phys. Rev. Lett. **99**, 246102 (2007).
- 21) S. Yuasa, T. Sato, E. Tamura, Y. Suzuki, H. Yamamori, K. Ando and T. Katayama : Europhys. Lett. **52**, 344 (2000).
- 22) K. Wildberger, V.S. Stepanyuk, P. Lang, R. Zeller and P.H. Dederichs : Phys. Rev. Lett. **75**, 509 (1995).
- 23) O.O. Brovko, W. Hergert and V.S. Stepanyuk : Phys. Rev. B **79**, 205426 (2009).
- 24) D.M. Eigler and E.K. Schweizer : Nature **344**, 524 (1990).
- 25) H.C. Manoharan, C.P. Lutz and D.M. Eigler : Nature **403**, 512 (2000).
- 26) J.A. Stroscio, D.T. Pierce, A. Davies, R.J. Celotta and M. Weinert : Phys. Rev. Lett. **75**, 2960 (1995).