スピン偏極準安定原子脱励起 分光法による磁性表面の研究

山内 泰・倉橋光紀・鈴木 拓

物質・材料研究機構ナノマテリアル研究所 ☎ 305-0047 茨城県つくば市千現 1-2-1

(2004 年 10 月 18 日受理)

Study on Magnetic Surface by Spin-Polarized Metastable-atom Deexcitation Spectroscopy

Yasushi YAMAUCHI, Mitsunori KURAHASHI and Taku SUZUKI

Nanomaterials Laboratory, National Institute for Materials Science
1-2-1 Sengen, Tsukuba, Ibaraki 305-0047

(Received October 18, 2004)

Spin-polarized metastable atom deexcitation spectroscopy (SPMDS) demonstrates the ultimate surface sensitivity for measuring electron spin polarizations. We firstly explain the principles and the technical aspects to detect surface electron spins with spin-polarized metastable He atom beams. We then apply SPMDS to the studies on the spin polarization of Na- and oxygen-adsorbed Fe(100) surfaces, the spin polarization induced in copper phthalocyanine (CuPc) molecules, and the magnetism of perpendicularly magnetized Fe ultrathin films on Cu(100) substrates.

1. は じ め に

表面の磁性、なかでも最表面層の磁性は対称性の低下による磁気モーメントの増大など特異な性質を持つことから重要であり¹⁾、本特集に取り上げられているように表面最外層の磁性情報を得る様々な取り組みがなされている。しかしながら、最表面の情報のみを選択的に直接検出するものは数ある表面計測手段のなかでも限られている。この最表面感性という点で、励起状態にある He 原子等の低速準安定原子線を用いる方法はきわめて優れている。

He 原子の励起状態で最もエネルギーの低いものは、基底状態で $1s$ 準位を占める 2 個の電子のうち 1 個を $2s$ 準位に持ち上げた $\text{He}(2S)$ である。この励起状態と基底状態との光学的遷移は、選択則で禁止されているため、電子散乱などで一旦励起されると長く保持される。このように長寿命の励起状態にある原子を準安定(励起)

原子と呼んでいる。もちろん、選択則は電気双極子相互作用による直接遷移に限った話なので、実際には 2 光子過程などにより寿命は有限となり、1 重項 $\text{He}(2^1S_0)$ で約 0.02 秒である。3 重項 $\text{He}(2^3S_1)$ に至っては、スピンの反転が必要であり、ほんの僅な磁気双極子相互作用を頼りに遷移するため 10^4 秒となる。これほど長くなくてもミリ秒の寿命があれば、1000 m/s の熱運動程度の低速準安定励起原子が励起状態のまま線源から 1 m 離れた標的まで到達できる。これが準安定原子線である。熱運動程度 (~ 100 meV) の低速で衝突すると表面原子をはじき出すことなく表面から数分の 1 nm 上で跳ね返され、その間にほとんどの $\text{He}(2S)$ が内部の電子系の励起エネルギー (1 重項; 20.6 eV, 3 重項; 19.8 eV) を放出し基底状態に脱励起する。この「最表面の電子とのみ相互作用し、最表面で脱励起する」特質が他の電子分光法では得られない高い最表面感性を保証する。それ故、準安定原子脱励起分光法 (MDS)* は、最表面の電子状態のみを選択的に直接測定する手法として用いられてきた^{2, 3)}。

E-mail: yamauchi.yasushi@nims.go.jp

Fig. 1. Spin-dependent electron abstraction from a surface by $\text{He}(2^3S_1)$. An up-spin atom detects a down-spin surface electron due to the Pauli exclusion principle.

では、どうすれば本特集の主題である表面磁性の根源すなわち電子スピンの情報が準安定原子線を用いて得られるだろうか？鍵は脱励起によって表面電子が $\text{He}(2S)$ の $1s$ 空孔を埋めることにある。**Fig. 1** に示すように、もし $1s$ 空孔のスピンの決まっていれば、この空孔を埋める表面電子のスピンはパウリの排他律から空孔と同じスピンであると特定できる。つまり $1s$ 空孔のスピンの表面電子の「スピン検出器」となるわけである。次は、どうすれば $1s$ 空孔のスピンを決められるかという問題である。全スピンの0である $\text{He}(2^1S_0)$ には手掛かりが簡単にみあたらないが、全スピンの1である $\text{He}(2^3S_1)$ では、小さな定義磁場を印加して3重縮退を全スピン定義軸成分+1, 0, -1の状態に解くと、そのうちの+1, -1の状態が $1s$ 空孔スピン-1/2(down), +1/2(up) にそれぞれ対応する。**Fig. 1** はスピン+1の場合を描いたものである。したがって、スピン+1(または-1)だけのビーム、すなわちスピン偏極 $\text{He}(2^3S_1)$ 原子線を用いて「スピン検出器」 $1s$ 空孔のスピンを決めておけば、最表面電子のスピン情報を得ることができる。これがスピン偏極準安定原子線脱励起分光法(SPMDS)であり、Rice大学⁴が開拓して以来いくつかのグループで最表面磁性の研究に用いられてきた。本稿では、我々が独自に開発したSPMDS装置を用いて行ってきた最表面磁性あるいは表面電子スピン偏極研究の一端を紹介する。

2. $\text{He}(2^3S_1)$ のスピン偏極

スピン偏極は、**Fig. 2** のグロトリアン図に示すように 2^3S_1 と 2^3P_2 間の光遷移を用いた光ポンピング法で行った。定義磁界を印加すると全角運動量(スピンと軌道の

Fig. 2. Optical pumping. Grotrian diagram for He with an applied magnetic field.

和)の定義軸成分の量子数 M_J に対応して 2^3S_1 は3個の状態へ、 2^3P_2 は5個の状態へ縮退が解ける。また、磁界に平行に進む円偏光に対する選択則により偏光の回転方向に応じて M_J が1大きいあるいは小さい準位へ遷移する。**Fig. 2** に示す 2^3S_1 の-1の準位を占めるHe原子に注目すると円偏光を吸収(ポンプ)して実線の矢印のように 2^3P_2 の M_J が1大きい0の状態へ励起される。その後直ちに直線偏光が左右円偏光のどちらかを放射し、破線の矢印のように 2^3S_1 の3準位のどれかへ戻るが、元の-1に戻る割合は自然輻射の場合1/6となる⁵。これを繰り返せば-1の準位を占める原子の割合は減少する。 2^3S_1 の0の準位を占めるHe原子の割合も同様に減少するため、最後には 2^3P_2 の+2の準位へポンプしても必ず戻って行く 2^3S_1 の+1の準位を占めるHe原子ばかりになる。つまり、スピン偏極する。

1回のポンプでは、十分な偏極が得られないため、実用的なスピン偏極を実現するには、ある程度回数光の吸収を繰り返さなければならない。吸収回数は、ポンプ光の強度および共鳴波長(1,083 nm)からの波長のずれ、原子線の運動速度で決まる。運動エネルギー数百 meV、幅数 mm の原子線に対して、ポンプ光の波長のずれを MHz 程度に収めることができれば、数十 mW 程度の強度で複数回の吸収が期待できる。光ポンピングした原子線の偏極率は、実験の前後で Stern-Gerlach の実験を行って確認した。測定結果の例を **Fig. 3** に示す。ポンプしていない下段のスペクトルでは $M_J = +1, 0, -1$ のピークの面積がほぼ等しく(3:4:3)になっているが、ポンプした上段では+1に偏光を逆転した中段では-1に偏極している。0の小さなピークは、10%ほど含まれる1重項であり、3重項はほとんどスピン偏極できている。偏極の反転は、直線偏光のレーザー光を円偏光に変換する1/4波長板を回転するか、ポンピング領域の定義磁場を逆転することにより簡単に素早くできる。

* 気相の場合と同じベニングイオン化電子分光(PIES)とも呼ばれる他、準安定クエンチ分光(MQS)、準安定原子電子分光(MAES)、準安定誘起電子分光(MIES)、準安定衝撃電子分光(MIES)の名称が使われている。

Fig. 3. Stern-Gerlach experiment. Intensity distribution of split metastable He beams with and without optical pumping.

3. 酸化・還元性元素の吸着と表面スピン

トンネル磁気抵抗 (TMR) 効果におけるトンネル電子のスピン偏極については、強磁性体/絶縁体/超伝導体接合を用いた研究⁶⁾で磁性体の多数スピンの平行つまり正に偏極していることが定説となっていたが、最近、絶縁体を従来の Al_2O_3 以外の酸化物 (SrTiO_3 等) に選んだ Fe/絶縁体/Fe のトンネル電子が負のスピン偏極を示すことが報告され⁷⁾, Fe と直接接する酸化物界面の電子スピン偏極が議論的になっている。そこで、Fe/酸化物界面を模した Fe 表面で、還元性 (Na) あるいは酸化性 (酸素) の吸着が電子スピンの及ぼす影響を調べた^{8, 9)}。

残留磁化状態の Fe (100) 薄膜の清浄面と Na 吸着面に対して円筒鏡分析器 (CMA) を用いて得られた SPMDS の結果を Fig. 4 (a), (b) に示す。Fe 膜の磁化方向は、面内かつ原子線に対して垂直である。測定点での磁界は、0.1 G で Fe 膜の磁化方向に平行あるいは反平行であった。Fig. 4 (a) には、CMA で測定した多数スピンと平行および反平行にスピン偏極した $\text{He}(2^3\text{S}_1)$ を照射して得られた 2 次電子エネルギー分布を同じ高さに重ねて表

Fig. 4. SPMDS results for clean and Na-deposited Fe(100) surfaces magnetized in plane in remanent states at room temperature.⁸⁾ Energy distribution of ejected electrons for parallel and antiparallel spin configurations between $\text{He}(2^3\text{S}_1)$ and the majority spin of substrates (a) and asymmetry curves for various Na coverages (b). Asymmetry is defined by the equation (1) in the text.

示している。Na を 0.2 ML 蒸着した面では、15 eV 辺りの Na-3s 電子由来のピークに明瞭なスピンによる差が見られる。清浄面ではそれほど明瞭でないが 11~13 eV で平行の場合の方が大きい。

I_p , I_a を $\text{He}(2^3\text{S}_1)$ のスピンと試料の多数スピンの向きがそれぞれ平行および反平行の状態で計測された 2 次電子エネルギースペクトルの強度として、

$$A = (I_p - I_a) / (I_p + I_a) \quad (1)$$

で定義されるスピン非対称率を偏極効果の指標とする。1 節で述べたように $\text{He}(2^3\text{S}_1)$ の電子スピンとは逆向きの 1s 空孔がスピンを検出することから、A が正であることは表面電子がバルクの多数スピンと逆向き、すなわち負にスピン偏極していることを意味する。準安定 He 原子は、Fe 清浄面では共鳴イオン化の後にオーグメント

性化 (AN) により緩和し, Na 吸着面ではオージェ脱励起 (AD) あるいは共鳴電子付着後の自動電子離脱 (AU) によって緩和するが, いずれの場合においても $\text{He}(2^3\text{Si})$ の電子スピンとは逆向きのスピンを検出することには変わりはなく, 表面電子スピンの偏極と逆符号の非対称率 A を与える。

1 ML 未満の Na 蒸着 Fe(100) 面に対して得られたスピン非対称性をプロットしたのが Fig. 4 (b) である。明らかに, Na 吸着面も清浄面と同じく正の非対称率, すなわち負のスピン偏極を示しているが, 蒸着量が 0.3 ML で偏極が急速に失われている。まず, 清浄面に関しては, 他のグループの SPMDS 測定によっても負のスピン偏極が報告されている⁴⁾。我々の行った WIEN コードによる理論計算でも負のスピン偏極が再現された。Na 原子を 2×2 および $c2 \times 2$ の構造で最外 Fe 原子に置いた場合, 表面から真空側のスピン密度の計算結果は, それぞれ負と正にスピン偏極する傾向を示した¹⁰⁾。これから, Na が吸着し始めた初期には, 疎に分布してスピン偏極が負となり, 蒸着量が増えると密に吸着した部分の正の偏極が負の偏極を相殺すると考えることができる。一方, ここには示していないが, 酸素雰囲気中に曝露した Fe(100) 表面の非対称率分布を測定すると, 低い露出量では Fermi 面近傍のスピン偏極は負であるが, 酸素曝露量の増加にともなって反転し, 正になることがわかった⁹⁾。これは, 第一原理計算¹¹⁾とも合っている。これらのことから Fe/酸化物界面で Fe に酸素など電子を取るものが接すれば界面が正にスピン偏極する傾向を持ってトンネル電子が正にスピン偏極し, 逆に Fe 面にアルカリなど電子を与えるものが接すれば界面が負にスピン偏極してトンネル電子も負にスピン偏極すると考えられ, 絶縁層の材質のみならず原子スケールの界面構造もスピン偏極に大きく影響することを示唆している。

4. 有機分子のスピン偏極

有機 EL など有機素子の発展は著しく, 有機分子素子を目指す研究も広がりを見せているが, さらにその先にはスピントロニクスへの道が開けている¹²⁾。その手掛かりとなるのが, スピン素子の基本機能である強磁性体と有機媒体間でのスピンの受け渡しであることから, 強磁性体/有機界面を模した, 強磁性体表面に吸着した有機分子に誘起される電子スピンを明らかにする研究を行っている。金属フタロシアニン (Pc) は, 染料, 触媒, 光電子素子や太陽電池など様々な用途に使用され, また, ポルフィリン, ヘモグロビン, クロロフィルなど生物のもつ分子と構造が似ていることから興味を集めている¹³⁾。そこで, 面内残留磁化状態の Fe(100) 薄膜上で

Fig. 5. MDS spectra for clean and CuPc-deposited Fe(100) surfaces at room temperature.¹⁴⁾

有機分子にスピン偏極が誘起されるかどうかを CuPc を対象に調べた¹⁴⁾。

同心半球型分析器を用いて測定した CuPc/Fe 表面と Fe 清浄表面の MDS スペクトルを Fig. 5 に示す。Cu/Fe 表面で得られるスペクトルには, 1 から 8 まで番号を付けたピークがある。CuPc の電子構造¹⁵⁾および同軸直衝突型イオン散乱分光¹⁶⁾による吸着構造解析を援用してピーク 1 を Cu 3d, 2 と 3 を Pc- π , 4~6 を Pc- π と σ 7 と 8 を Pc- σ と帰属した。面内磁化した Fe 薄膜上の CuPc 電子のスピン非対称率を Fig. 6 上段に示す。最下段は, Fe 清浄面のスピン非対称率である。1 ML の膜厚ではスピン偏極が認められるが, 2 ML 以上の膜厚ではほぼ消えている。1 ML についてより詳細な $I_p - I_a$ の強度分布を Fig. 6 の下から 2 段目に示す。スピン偏極が, 分子軌道それぞれの準位に明瞭に観測される。二次電子のバックグラウンドを差し引いてスピン非対称率を求めると, ピーク 1, 3, 4, 6 に対してそれぞれ 6%, 6%, 13%, 40% の値が得られた。1 ML 膜の CuPc 電子のスピン偏極の極性は, Fe 清浄面のフェルミ準位付近と同じであり, Fe の d 電子と Pc の π 軌道の強い混成が Fe 表面近傍の多数スピンと少数スピンの状態密度のアンバランスを反映して少数スピンの状態密度が濃くなった結果と考

Fig. 6. SPMDS asymmetry curves for clean (bottom panel) and CuPc-deposited (top panel) Fe(100) surfaces magnetized in plane in remanent states.¹⁴⁾ Raw difference ($I_p - I_a$) without normalization for 1 ML is also shown in the middle panel.

えられる。また、非対称率がCuPc層の厚みの増加とともに減少することも混成によるものであることを支持する。

以上のように、支持基板のFe表面の磁化によってCuPcの分子軌道に誘起されたスピン偏極をSPMDS測定で明瞭に観測することに成功した。これは、有機分子の吸着系において吸着種がスピン偏極していることを明らかにした初めての研究である。

5. 垂直磁化超薄膜

垂直磁化は高密度磁気記録の切り札として重要な位置を占めているが、その単純化した系である垂直磁気異方性を持つ強磁性単結晶超薄膜も表面吸着による面内磁気異方性への転換など様々な興味深い振る舞いを示す¹⁷⁾。特にCu(100)面上のFe超薄膜が示す表面磁気モーメントの特異な膜厚依存性の解明には表面層の磁気情報を得るための種々の試みがなされてきた¹⁸⁾。しかしながら最表面を1層以下の感度で調べる試みはなく、我々は、SPMDSを用いてFe/Cu(100)超薄膜の最表面スピンを計測した¹⁹⁾。

これまで、3節、4節で扱った試料はいずれも面内磁

Fig. 7. Perpendicular magnetization of the outmost surface of an Fe/Cu(100).¹⁹⁾ SPMDS asymmetry values measured at 87 K are plotted against the deviation of the defining magnetic field from the surface normal (a) and from the surface plane (b).

化膜であり、He(2^3S_1)のスピン偏極定義軸は、ポンピング領域から試料位置まで一定方向を維持して原子線のスピン偏極を保ったが、垂直磁化試料では、定義軸を原子線と平行に回転する必要がある²⁰⁾。断熱条件(Larmor回転より十分遅い回転)を満たすように緩やかな定義軸回転を行ってMajorana遷移を防げば、スピン偏極を維持できると考えられることから、まず、その検証を行った。Fig. 7は、Fe垂直磁化膜のSPMDS非対称率を試料周りに(a)横向き磁界、(b)縦向き磁界を重畳しながら阻止電場型エネルギー分析器を用いて測定した結果である。(a)より明らかに試料周りの磁界軸が試料面に垂直の場合に最大値を取り、(b)では平行の場合に零となり、前後で符号が反転している。この結果から、He(2^3S_1)原子線は偏極を失わずにその定義軸が回転でき垂直磁化膜の測定ができることが確かめられたのみならず、非対称率の極値を与える定義磁場の方向を調べることによって逆に表面スピンの向きを決定できることがわかった。

この測定に用いたシステムには表面磁気光学カー効果(SMOKE)測定装置が付加されており、SPMDSとSMOKE測定を同一試料の同一点で行うことができる。

Fig. 8. Anomalous thickness dependence of the perpendicular magnetization of Fe/Cu(100).¹⁹⁾ SPMDS asymmetry at around the Fermi level (a) and Kerr ellipticity obtained by a surface magneto-optic Kerr effect experiment (b) were measured *in situ* at 180–200 K.

Fig. 8 は (a) SPMDS の非対称率と (b) SMOKE の楕円率を Fe 膜厚に対してプロットしたものである。(a) で 2 ML 以上の膜厚で非対称率が正の値を示していることから垂直磁化膜でも最表面では少数スピンの電子密度が大きく電子スピンの負に偏極していることがわかる。また、スピン偏極が最表面では 7 ML に達するまで一定であることを示している。一方 (b) から明らかなように Fe 全ての層を合わせた磁気モーメントは 2 ML で値を持ち 4 ML 付近までの領域 I で増加傾向を示すが 5 ML 以上の領域 II では逆に小さな値を示す。この (b) の特異な振る舞いから 5 ML 以上の Fe 膜では表面から 1~2 層目が面に垂直の磁気異方性を持った強磁性で 2~3 層目以下の深い層では反強磁性となっているモデルが提唱されてきた。このモデルによれば最表面のスピンは大きく変化しないと予想され、(a) の結果はこのモデルを支持する。浅い表面層の磁気モーメントを計測する試みは、磁化誘起 2 次高調波生成 (MSHG) 法を用いて行われ 2~11 ML で MSHG 非対称率がほぼ一定であると報告されている¹⁸⁾。しかしながら、MSHG の検出深さは表面から 2~3 層に達するとされていることから、必ずしも決定的ではなく、この SPMDS 測定によって表面第 1 層のス

ピンが領域 I, II にわたって一定である確証が得られた。

6. おわりに

準安定 He 原子の電子スピンが関係する良く知られた現象に、仕事関数の小さい表面で He(2^1S_0) が僅かにエネルギーの低い He(2^3S_1) に落ちる、いわゆる 1 重項-3 重項変換がある²¹⁾。この遷移にはスピンの反転が必要であるが、仕事関数が小さい場合には、表面電子の共鳴による電子交換でスピン反転が実現されている。このことは逆に、スピン偏極 He(2^3S_1) の場合、Majorana 遷移を起さないように注意すれば、原子外部との相互作用すなわち表面電子と相互作用するまでスピンが維持されることを意味する。つまり丈夫なのである。実際、SPMDS による最表面電子スピンの検出は、試料の表面汚染を STM の実験並に抑えると、再現性もよく安定している。また、電子伝導や電子捕獲などで重要な Fermi 準位付近のスピン偏極を議論するのであれば、準安定 He 原子の 3 種の脱励起過程 (AN, AD, AU) いずれの場合でも He(2^3S_1) の電子スピンとは逆向きのスピンを検出することには変わりはなく、簡単便利な計測手段である。ただし、Fermi 準位よりも深い準位のスピンを議論するには、多少注意を払わねばならない。AD 過程の場合には、Fermi 準位よりも深い準位についても比較的単純に議論できるが、AN 過程の場合には、放出電子スペクトルが状態密度の自己相関関数となるため Fermi 準位よりも深い準位の議論にはデコンボリューションが必要となる。これを実行して交換分裂を見積もった報告もある²²⁾。

さて、スピン偏極は 2 節で述べたように光ポンピングによっていたが、最近我々は、6 極磁子を用いた磁場選別法によっても高いスピン偏極率を得ることに成功した。この方法は偏極と同時に収束もするため大きなビーム強度を得ることができる。放出電子顕微鏡²³⁾とこの大強度ビームを組み合わせれば SPMDS に面内分解能を付与でき、ナノ構造の磁性など産業利用を視野に入れた応用が期待される。また、SPMDS は電子分光であるため大きな磁界を試料に印加できず、残留磁化状態で測定してきた。我々は最近、試料電流計測法を導入することによって、電子分光ができない程大きな磁場中でもスピン非対称率を検出し、ヒステリシス曲線を得ることに成功した²⁴⁾。これにより、対象が残留磁化状態の強磁性体に限られることなく常磁性体や反強磁性体のメタ磁性等へ一挙に広がっていくと予想している。さらに、試料周りの定義磁界制御によって表面電子スピンの向きを計測できることを 5 節で指摘したが、一歩進めて非対称率の角度依存を精密に調べることでより最表面のノンコリニア磁性の解明に寄与できると考えている。最後に、スピン偏

極 He (2^3Si) が表面で脱励起する際には、電子を放出するだけでなく表面の吸着子の脱離も引き起こす²⁵⁾。その上、全ての原子が脱励起するのではなく僅か ($10^{-4} \sim 10^{-6}$) ではあるが励起状態のまま散乱されるものもある。この脱離や散乱 (生き残り) も表面電子スピンの依存することが最近明らかになってきた^{26, 27)}。表面電子スピンの情報は、表面磁性のみならず表面反応等様々な現象の解明にも必要になり、その重要性が増していくであろう。

謝 辞

本研究で用いた光ポンピング用レーザーは、福岡教育大学の原田雅章氏と共同開発したプロトタイプを、産業技術総合研究所の大苗 敦氏と物質・材料研究機構の山脇 寿氏の技術援助により改良したものである。有機分子の取り扱いについては千葉大学の上野信雄氏、分子科学研究所の解良 聡氏ならびに物質・材料研究機構の砂金宏明氏に、また SMOKE については大阪大学の鈴木義茂氏にご教示頂いた。SPMDS 装置を開発するにあたり、Rice 大学の F.B. Dunning 氏、Bielefeld 大学の G. Baum 氏と H. Steidl 氏ならびに Genova 大学の L. Mattera 氏との議論は有益であった。ご協力頂いた方々に心より謝意を表します。本稿で取り上げた研究は、原子力委員会・文部科学省所管の国立機関原子力試験研究費の支援を受けた。

文 献

- 1) A.J. Freeman, C.L. Fu, S. Onishi and M. Weinert: "Polarized Electrons in Surface Physics", ed. by R. Feder (World Scientific, Singapore, 1985) p. 3.
- 2) 栃原 浩: 表面科学 **8**, 236 (1987).
- 3) 増田 茂: 表面科学 **14**, 132 (1993).
- 4) M. Onellion, M.W. Hart, F.B. Dunning and G.K. Walters: Phys. Rev. Lett. **52**, 380 (1984).
- 5) E.U. Condon and G.H. Shortley: "The Theory of Atomic Spectra" (University Press, Cambridge, 1963).
- 6) R. Meservey and P.M. Tedrow: Phys. Rep. **238**, 173 (1994).
- 7) J.M. De Teresa, A. Barthelemy, A. Fert, J.P. Lyonnet, F. Montaigne, P. Sener and A. Vaures: Phys. Rev. Lett. **82**, 4288 (1999).
- 8) Y. Yamauchi, M. Kurahashi, T. Suzuki and X. Ju: J. Appl. Phys. **93**, 8734 (2003).
- 9) Y. Yamauchi and M. Kurahashi: Appl. Surf. Sci. **169/170**, 236 (2001).
- 10) M. Kurahashi, T. Suzuki, X. Ju and Y. Yamauchi: Surf. Sci. **548**, 269 (2004).
- 11) R. Wu and A. J. Freeman: Phys. Rev. Lett. **69**, 2867 (1992).
- 12) Z.H. Xiong, Di Wu, Z. Valy and Jing Shi: Nature **427**, 821 (2004).
- 13) X. Lu and K.W. Hipps: J. Phys. Chem. B **101**, 5391 (1997).
- 14) T. Suzuki, M. Kurahashi and Y. Yamauchi: J. Phys. Chem. B **106**, 7643 (2002).
- 15) M. Liao and S. Scheiner: J. Chem. Phys. **114**, 9780 (2001).
- 16) M. Aono, M. Katayama and E. Nomura: Nucl. Instrum. Methods B **64**, 29 (1992).
- 17) W.J.M. de Jonge, P.J.H. Bloemen and F.J.A. den Broeder: "Ultrathin Magnetic Structure I", ed. by J.A.C. Bland and B. Heinrich (Springer, Berlin, 1994) p. 65.
- 18) M. Straub, R. Vollmer and J. Kirschner: Phys. Rev. Lett. **77**, 743 (1996).
- 19) M. Kurahashi, T. Suzuki, X. Ju and Y. Yamauchi: Phys. Rev. B **67**, 024407 (2003).
- 20) G. Baum, W. Raith and H. Steidl: Z. Phys. D **10**, 171 (1988).
- 21) R. Hemmen and H. Conrad: Phys. Rev. Lett. **67**, 1314 (1991).
- 22) M. Salivietti, R. Moroni, P. Ferro, M. Canepa and L. Mattera: Phys. Rev. B **54**, 14758 (1996).
- 23) Y. Harada, S. Yamamoto, M. Aoki, S. Masuda, T. Ichinokawa, M. Kato and Y. Sakai: Nature **372**, 657 (1994).
- 24) M. Kurahashi, T. Suzuki and Y. Yamauchi: Appl. Phys. Lett. **85**, 2869 (2004).
- 25) 山内 泰, 倉橋光紀, 鈴木 拓: 真空 **48** (2005) No. 5/6.
- 26) T. Suzuki, M. Kurahashi, Y. Yamauchi, T. Ishikawa and T. Noro: Phys. Rev. Lett. **86**, 3654 (2001).
- 27) M. Kurahashi, T. Suzuki, X. Ju and Y. Yamauchi: Phys. Rev. Lett. **91**, 267203 (2003).