表面磁気光学カー効果による 表面ナノ構造の磁性研究

小森 文夫・飯盛 拓嗣

東京大学物性研究所 ☎ 277-8581 千葉県柏市柏の葉 5-1-5

(2004 年 10 月 5 日受理)

Magnetic Properties of Ferromagnetic Nanostructures at Surface Studied by Surface Magneto-optical Kerr Effect

Fumio KOMORI and Takushi IIMORI

Institute for Solid State Physics, University of Tokyo
5-1-5 Kashiwanoha, Kashiwa, Chiba 277-8581

(Received October 5, 2004)

Formation process of ferromagnetic nanodot arrays on a periodically nanopatterned Cu(001) surface with nitrogen atoms are overviewed, and their magnetic properties studied by surface magneto-optical Kerr effect (SMOKE) in ultra high vacuum are described. The square lattice nanopattern induced by the strain due to nitrogen adsorption is formed by the strain-relief mechanism of the Cu lattice near the surface. On top of that, the diffusion and the adsorption of the deposited atoms depend on the substrate lattice strain, and the ferromagnetic metal island preferentially grow at the less strained clean Cu surface. As a result, a square nanodot array of 7 nm×7 nm is formed on the surface. The hysteresis loops of the arrays were *in-situ* measured by SMOKE between 400 K and 95 K. The results indicate long range ferromagnetic order is established among the superparamagnetic Co dots of two-monoatomic-layers high by the magnetic interaction through the monolayer Co strips.

1. 固体表面上の磁性薄膜とナノドット配列の研究

固体表面を用いて、ナノスケールの磁性構造を制御して作製できるようになり、マクロな磁性体にはないユニークな性質が観察されている。固体表面上のナノ構造磁性体は、大きく分けて超薄膜、1次元系およびナノドットと分類できる。磁性超薄膜では、結晶構造がバルクと異なること、あるいは基板物質との相互作用や形状に起因する新奇な磁性に興味をもたれる。実際、格子定数や結晶構造がバルクな磁性体とは異なる非磁性基板結晶表面上に、磁性体をエピタキシャル成長させて磁性超薄膜が作製されてきた。同じ物質で同じ結晶構造を持っていても、格子定数が変化することによって磁性をになうd

やfバンドのバンド幅も変わるので、多様な磁性が期待できる。例えば、bcc鉄の場合には、格子定数を小さくすると、基底状態が強磁性から常磁性に変化することが理論的に示されている¹⁾。また、基板物質との相互作用に依存した磁性ばかりでなく、超高真空中での表面の操作性を利用して、磁性薄膜表面に吸着した分子や蒸着された金属が引き起こす磁性の変化が研究されている。特に、磁化容易軸は表面電子状態に大きく依存することが明らかにされ、その変化が磁気光学カー効果等によって測定されている²⁾。

微斜面に形成されるステップ列などの一次元ナノパターンが形成されている表面上には、蒸着によって磁性ナノワイヤー列を作ることができる。ここでは、ステップにそった優先的な磁性原子の吸着を利用している。ナノワイヤーの極限として幅が一原子しかないものを作ることができれば、それは純粋な一次元磁性体となる。固体

E-mail: komori@issp.u-tokyo.ac.jp

表面上にはステップがたくさんあるので、実際には互いに磁気相互作用する磁性ナノワイヤー列が形成され、その相互作用による相転移が研究されている³⁾。

ナノドット磁性体は、磁性体の島状成長を利用すると簡単に作製できる。孤立した強磁性ナノドットは超常磁性を示し、その非平衡磁性やドット間の磁気相互作用に興味を持たれている。均一な表面上の島成長は容易であるが、島の大きさと間隔には相関がありその分布幅も広い。一方、固体表面の周期ナノパターンを用いると、ナノドットの成長位置を規則的にすることができるので、磁気相互作用の定量的な研究に適している。この場合には、長距離磁気秩序の形成に興味をもたれている。非平衡磁性や磁気相互作用の起源を調べるためには、ドットサイズ、ドット間隔、組成などの構造を制御することが重要である。本稿では、周期7 nmの窒素吸着銅(001)面上の正方格子パターン⁴⁾を使って形成した磁性ドット配列を例として取り上げ、表面磁気光学カー効果測定による磁性研究を紹介する。この表面上では、鉄^{5, 6)}、コバルト^{7~9)}ニッケル¹⁰⁾などの磁性金属ドット配列が作製できることが知られている。

2. 磁気光学カー効果による磁性測定

2.1 磁気光学カー効果¹¹⁾

光と物質中の磁性を担う電子との相互作用によって生じる磁気光学カー効果を用いると、表面や界面の磁性を比較的簡便に調べることができる。真空中の光は外部静磁場の影響を受けることはないが、物質中の光は物質との磁気的相互作用を通じて外部磁場の影響を受ける。この現象が磁気光学効果である。磁気光学カー効果は、そのような磁気光学効果のうち、物質表面界面における反射の際に光の電場ベクトルが物質の磁化に依存して変化する現象である。

本研究で用いた磁気光学カー効果による磁化測定では、直線偏光した光を表面に入射し、外部磁場の強度にしたがって反射光の偏光角が回転する現象を観察する。この偏光角の回転は、直線偏光入射光を2つの円偏光の

重ね合わせとしてみると理解しやすい。例えば、入射面内に偏光した直線偏光を考える。これは、左右回りの2つの円偏光した光が、それらの電場ベクトルの面垂直な成分が常に打ち消し合うように重ね合わさっている場合に対応している。入射光が物質の表面で反射するときに、右回りと左回りの円偏光で異なる位相変化が生じると、反射後には電場ベクトルの面垂直な成分を打ち消すことができなくなり、重ね合わせた電場ベクトルが入射平面に垂直な成分を持つことになる。これは、偏光角の回転に対応している。古典電磁気学で考えると、磁性体において反射光の電場ベクトルの位相に偏光の回転方向に依存するずれを生じさせる原因は、外部磁場に対して奇関数の誘電率非対角成分が存在することである。このマクロな誘電率の非対角成分は、ミクロにみると、光学遷移の始状態や終状態、さらには、そのエネルギー差や遷移確率に依存している。言いかえると、磁気光学カー効果では、ゼーマン分裂した電子状態間の遷移過程によって、反射円偏光の位相がずれる現象を観測していることになる。

表面に斜めに入射する光に対しては、Fig. 1に示すように磁場の方向によって3種類のカー効果配置が考えられる。

- 1) 極カー効果 (polar Kerr Effect) : 磁場が光の入射面に平行で、表面に対して垂直。
- 2) 縦カー効果 (longitudinal Kerr Effect) : 磁場が光の入射面に平行で、表面にも平行。
- 3) 横カー効果 (transverse Kerr Effect) : 磁場が光の入射面に垂直で、表面に対して平行。

これらの配置で測定すると、光学遷移の選択則により、それぞれ異なった磁性の情報を得ることができる。

2.2 超高真空磁気光学カー効果測定装置

磁気光学カー効果を用いて、結晶表面あるいは超薄膜の磁性を測定するためには、超高真空中で作製した試料をそのままの状態で測定する必要がある。そのために、我々は、試料表面の清浄化や薄膜の蒸着を行う準備槽と磁気光学カー効果測定および試料の表面構造や蒸着量を

Fig. 1. Schematic drawings of 3 kinds of configuration for surface magneto-optical Kerr effect. (a) Polar Kerr effect. (b) Longitudinal Kerr effect. (c) Transverse Kerr effect.

知るための低速電子線回折/オージェ電子分光装置を備えた測定槽の2つの超高真空槽からなるシステムを用いている。準備槽と測定槽はゲートバルブで隔てられている。金属試料は直径4 mm程度の円盤であり、モリブデンのサンプルホルダーに取り付けることにより、準備槽と測定槽との間で搬送可能となっている。試料の温度は熱電対を用いて測定できる。

試料に3方向の磁場をかけるために、3組の空芯コイルを用いた電磁石を超高真空槽内に設置している。これらを用いて、極カー効果、縦カー効果、横カー効果の3つの配置で、試料の磁化を測定できる。各々のコイルはポリイミドで絶縁被覆された0.5 mmφの銅線を100ターン程度無酸素銅のボビンに巻いている。磁場印可時のコイルの温度上昇による被覆からの脱ガスを防ぐために、ボビンを液体窒素槽に接触させて100 K程度に冷却している。この磁石を用いると、縦カー効果の配置で±15 mT程度の磁場を印加することが可能である。

磁気光学カー効果測定的光源には波長633 nmの直線偏光 He-Ne レーザーを用いている。光は試料表面垂直から60度の角度でビューポートから入射し、反射光も面垂直から60度の方向のビューポートから取り出す。レーザー光の出力は7 mWであり、必要に応じてNDフィルターにより光強度を弱めている。入射側と反射側に光偏光子（グラントンプソンプリズム）を各1器ずつ配

置して偏光を制御している。また、ロック・イン検出により信号雑音比を高めるために、偏光子で取り出した直線偏光光線を、光学弾性変調器（PEM）を用いて、直線偏光、右円偏光、直線偏光、左円偏光に50 kHzで周期的に変換する。この変調光線を試料表面で反射させた後に、検出用偏光子を用いて入射側の偏光子に対してほぼ垂直な偏光成分を取り出す。磁気光学カー効果による偏光角の変化は検出用偏光子によって決まる偏光成分の変化として観測される。反射光の光信号は、検出用偏光子の後ろに取り付けられたフォトダイオードで電気信号に変換し、PEM変調に同期した成分をロック・イン検出したのちパソコンに記録している。

3. 窒素吸着銅(001)表面上の磁性ナノドット配列の作製

3.1 窒素吸着周期ナノパターンの作製

窒素吸着銅表面の正方格子ナノパターンについては、すでに本誌¹²⁾で紹介されている。銅(001)清浄表面に500 eVの窒素イオンを表面に照射し、その後、超高真空中650 K程度でアニールすると窒素吸着表面ができる。ここで、窒素被覆率が平均0.25–0.4原子層（ML）となるように窒素イオン照射量を調整すると、Fig. 2 (a)のモデルに示したような正方格子ナノパターンができる。このパターンは以下のような歪み緩和機構によって

Fig. 2. (a) A schematic model of the square lattice nanopattern on nitrogen adsorbed Cu(001) surface. One-dimensional arrays of $c(2 \times 2)$ N patches (b), and a stripe pattern (c) on vicinal Cu(001) surfaces. Arrows in (b) and (c) indicate the position of steps on the surface.

生じている。

表面に吸着した窒素はアニール中に集まり、 $c(2 \times 2)$ 構造をとる。この表面には吸着によって生じた圧縮応力が生じている。窒素吸着量が多くなると $c(2 \times 2)$ 窒素パッチの面積が広がり、パッチ全体の格子歪エネルギーは大きくなる。パッチ面積の広がりによる格子歪みエネルギーの上昇が、窒素吸着によって下がる吸着エネルギーと同程度になったところで、ひとつの窒素吸着パッチはこれ以上大きくなれなくなる。この窒素吸着パッチの臨界サイズが 5 nm 角である。窒素吸着による格子歪みは隣接する銅清浄表面の格子が縮まることで緩和されるので、清浄表面を間に挟めばさらに窒素吸着パッチを形成できる。窒素飽和表面に観測される溝構造も歪み緩和のために、形成され则认为られる。この溝構造は、2つの平行な単原子ステップからできており、表面平行か

つステップに垂直方向に局部的に結晶格子が変形することにより、歪みを緩和できる。ステップでの局所的な歪み緩和を利用すると、銅 (001) 微斜面では一次元的なナノパターンをつくることもできる。Fig. 2 には、一次元窒素吸着パッチ配列 (b) と一次元ストライプパターン (c) の STM 像を示した¹³⁾。

3.2 鉄とコバルトドット配列の形成

Fig. 2 (a) のような銅格子パターンが形成された窒素吸着銅 (001) 面上に室温で鉄を蒸着した様子を Fig. 3 に示す。蒸着量が少ない場合には、単原子層の鉄島が銅清浄表面格子の格子点に優先的に形成される。蒸着量を増やしていくと、Fig. 3 (a-c) のように、鉄島が形成された格子点の数が増え、さらに島の面積も増えてくる。鉄の平均膜厚が 1 ML に近づくと島同士はつながってくる (Fig. 3 (d))。平均膜厚が 0.9 ML を越えると Fig. 3 (e)

Fig. 3. (a-e) STM images showing the growth of Fe on the Cu(001)- $c(2 \times 2)$ N square lattice pattern. (f) A schematic model of the array of two-monoatomic-layer high Fe dots.

のように、第二原子層目が格子点に優先的に形成される。この二原子高さのドット配列を、Fig. 3 (f) に模式的に示した。

同じ格子状の窒素吸着表面に、コバルトを平均で 1.3 ML 蒸着した場合を Fig. 4 に示す。コバルトの場合には、蒸着初期の島成長は、銅清浄表面全体で始まり特に格子点での優先性は小さい。そして、コバルトの平均膜厚が 1 ML に近づくと島同士はつながってくる点と、銅の清浄表面が単層コバルトでほぼ覆われると第二原子層目が格子点に優先的に形成される点は、鉄と同じ傾向である。Fig. 2 (b) に示された窒素吸着パッチ一次元列表面上では、コバルトはステップ下の銅清浄細線上で優先的に成長する。したがって、このような微斜面を用いると、一次元的な磁性ナノ構造をつくることもできる。

ここで述べたドット形成位置の優先性のうち、窒素吸着面で島ができない理由は、蒸着された金属原子の拡散障壁が銅清浄表面と比べて窒素吸着面において小さいことで理解できる。一方、同じ銅清浄表面でありながら、銅格子パターンの細線部よりも格子点に優先的に単原子層鉄島が形成されるということと、第二原子層目も同じ格子点に優先的に形成される理由は、それほど単純ではない。広く平坦な銅 (001) 清浄表面上での鉄やコバルトの成長は、原子置換/核形成モデルで説明される^{14, 15)}。このモデルでは、銅表面に置換した鉄やコバルト原子が

Fig. 4. An STM image of squarely arranged double-layer Co dots over a wide area (200 nm × 200 nm) of Cu (001)-(2 × 2) N surface with monatomic height steps. The averaged Co thickness is 1.3 ML.

島成長の成長核となり、微結晶成長が進む。銅格子表面での詳しい STM 観察を行った結果⁶⁾、銅清浄表面にこの機構により核形成した小さな鉄島のうち、同じ銅清浄表面でも正方格子パターンの格子点にある島だけが速く成長し、その他の島はある程度以上の面積よりは広くなるということがわかった。すなわち、格子点だけで大きな島が成長する理由は、成長核形成位置の優先性ではなくそこでの成長が速いことにある。前節で述べたように、銅格子の格子歪みは、清浄銅表面が広がるほど小さくなる。したがって、格子歪みが小さい場所では、成長速度が高いことになる。最近の第一原理計算によるミクロな島成長理論によれば¹⁶⁾、優先的島成長の原因は、表面での原子拡散係数と成長核への原子付着確率が基板結晶の局所的な格子歪みに依存していることであるとされている。

4. コバルトドット配列の磁性⁹⁾

ドット配列の磁性について述べる前に、銅 (001) 清浄表面上のコバルト薄膜の磁性についてまとめる。コバルトはこの表面に平均膜厚が 20 ML 以上まで安定にエピタキシャル成長し、fcc コバルト薄膜ができる。このコバルト薄膜の磁化容易軸は面内の<110>方向であり、平均膜厚が厚くなるにつれて、そのキュリー温度は上昇する¹⁷⁾。ただし、バルクの hcp 結晶と比べるとキュリー温度はかなり低い。銅 (001) 面上では、コバルト単原子膜は 50 K 以上の温度で強磁性にならず、膜厚が二原子層以上の部分は強磁性となる。したがって、平均膜厚が 1 ML を越えた場合にできる二原子層高さの島は超常磁性体となり、低温でそれらが磁氣的に結合して長距離磁気秩序が観察される。この膜では、特に成長の初期にコバルト原子と銅原子との混合がある。そのために、1–2 ML のコバルト膜に現れる磁性は膜成長の条件に大きく依存している。

我々は、窒素吸着銅 (001) 格子パターン表面上のコバルトドット配列の磁化曲線を超高真空中で縦磁気光学カー効果によって測定した。Fig. 5 には、95 K での磁化曲線を示す。コバルト超薄膜と同様に磁化は面内であり、極磁気光学カー効果は観測されなかった。この温度での残留磁化は平均膜厚 1.3 ML 以上で生じている。この 1.3 ML 膜のヒステリシスは 150 K まで観測された。Fig. 4 の STM 像や Fig. 3 (f) のモデル図からわかるように、平均膜厚が 1.4 ML 以下では、二原子高さのコバルトドットは直接には連結しておらず、コバルト単原子層を介してつながっている。また、上で述べたように、清浄な銅 (001) 面上のコバルト単原子薄膜は、この温度では強磁性ではない。したがって、平均膜厚 1.3 ML のドッ

Fig. 5. Hysteresis loops of the magnetization along [110] at 95 K for four values of the averaged Co thickness.

ト配列が残留磁化をもつことは、単原子層コバルトが二原子高さのコバルトドット間の強磁性相互作用を媒介し、超常磁性-強磁性転移が起こったからだと考えられる。

ここで、このドット配列の残留磁化のもうひとつの原因として可能性のある超常磁性のブロッキングについて考察してみる。ブロッキングとは、低温において、磁性ドット内での磁気異方性エネルギーが熱エネルギーと比べて大きくなり、熱励起による磁化の回転頻度が少なくなる現象である。この回転頻度に比べて測定時間が短いと、超常磁性が観測されなくなる。回転頻度 $1/\tau$ は、磁気異方性パラメータ κ と試料の体積 V を用いたネールの式¹⁸⁾

$$1/\tau = f_0 \exp(-\kappa V/k_B T) \quad (1)$$

で表わすことができる。ここで、 f_0 は磁化回転に特徴的な周波数で、 10^9 のオーダーである。銅 (001) 面上のコバルト薄膜の異方性パラメータ¹⁹⁾ $\kappa = 10^6$ erg/cm³ と直径 5 nm 高さ二原子のドットの体積 V を入れると、測定時間内での磁化回転頻度が測定時間である分のオーダーになるのは 10 K 以下であることがわかる。したがって、1.3 ML のドット配列において、95 K で観測された残留磁化はブロッキングとは考えられない。

ヒステリシス曲線の温度依存性を測定した結果、平均膜厚 1.6 ML の膜では、Fig. 6 に示したように転移温度が 260 K であった。それ以上の温度では残留磁化は観測されなかったが、外部磁場の増加と共に磁化が増大した。1.8 ML の膜では、350 K から 150 K までは磁化が一定で

Fig. 6. Remanence magnetization as a function of temperature for the samples with 1.6 ML (closed circles) and 1.8 ML (open circles) Co on average. An arrow indicates the transition temperature T_r of the 1.6 ML thick sample.

あり、さらに 150 K 以下に冷却すると、温度の低下と共に磁化が増大した (Fig. 6)。この 1.8 ML 膜では、二原子高さのコバルト島はつながってしまっているため、強磁性転移温度は 350 K より高く、350 K 以下では磁化は飽和している。したがって、150 K 以下で観測された磁化の増大は、すでに強磁性となっている二原子厚さのコバルト膜の磁化変化とは考えられない。それ以外のコバルトとして、この系の窒素吸着パッチ部分にはコバルト単原子膜が存在する。そこで、150 K 以下での磁化の増大は、単原子膜に磁化が誘起されたか、自発磁化が現れたと解釈している。

Fig. 7 には、転移温度の平均膜厚依存性を示した。同じ図に示した銅清浄表面上のコバルト薄膜^{17, 20)} と比べて転移温度は高い。窒素吸着銅格子パターン表面では、コバルトは窒素吸着面を避けて成長しているために、銅清浄表面上における有効的な平均コバルト膜厚が高くなっている。このために、磁気パーコレーションが一般的な銅清浄表面上と比べて小さな平均膜厚で生じている。

磁場を $\langle 110 \rangle$ 方向にかけて測定された銅清浄表面上のコバルト薄膜の磁化履歴曲線では、磁化容易軸がこの方向にあることを反映して、磁化が急激に反転している。一方、同じ方向に磁場をかけて測定したコバルトドット配列の場合には、Fig. 5 のように外部磁場変化に対して磁化はなだらかに反転している。このことは、コバルトドット配列の磁化容易軸は、コバルト薄膜の磁化容易軸

Fig. 7. The transition temperature T_r as a function of the averaged thickness of Co. Solid and dashed lines show the Curie temperature T_c for Co films on clean Cu (001) surfaces.^{17, 20)}

$\langle 110 \rangle$ と同じではないことを示唆する。実際、ドット配列のモデル図でもわかるように隣接するコバルトドット間では、 $\langle 100 \rangle$ 方向の間隔が $\langle 110 \rangle$ 方向と比べて短いので、 $\langle 100 \rangle$ 方向の磁気結合が強いようにみえる。しかしながら、磁場方向を $\langle 100 \rangle$ 方向として磁化曲線を測定しても、急激な磁化反転は観測されなかった。したがって、磁化容易軸が 45° 回転したわけではない。これまでの清浄銅微斜面表面上のコバルト薄膜の研究においては、ステップ端に平行方向に磁化容易軸が向くことが知られている。コバルトドット配列の表面には、Fig. 4のSTM像に示されているように $\langle 110 \rangle$ 方向と $\langle 100 \rangle$ 方向両方のステップがある。このように、いろいろな方向のステップにそった局所的な磁化容易軸が多数あるために、この表面を平均するとどちらの方向も明確な磁化容易軸として観測されないと考えられる。意図的にステップ方向をそろえるために、微斜面の一次元的な窒素パッチ配列上 (Fig. 2 (b)) にコバルトドット列を作製した試料で磁化曲線を測定した。その結果、ステップにそった方向に磁場を掃引すると、Fig. 8に示したように磁化は急激に反転し、磁化容易軸がこの方向にあることがわかる²¹⁾。

5. お わ り に

半導体表面では表面での局所格子歪みの重要性が認識され、ナノ構造作製の研究が進められてきた。金属表面に現れるナノパターン形成においても結晶の局所格子歪みが重要な働きをしている。このような金属表面における自己形成ナノパターンをうまく利用すれば、様々なナ

Fig. 8. Hysteresis loops of the magnetization along [110] for a Co film grown on a one-dimensional arrays of $c(2 \times 2)$ N patches at four temperatures. The averaged Co thickness is 1.4 ML.

ノ構造を作製することができる。本解説では、銅表面にナノ磁性体配列を作製し、その磁化曲線を磁気光学カー効果を用いて測定した結果を紹介した。なお、ここで紹介した実験研究は、大野真也、中辻 寛、Yong Qiang Cai, Ki-Dong Lee, 宮岡秀治、河村紀一、山田正理、服部賢、向井孝三、松本祐二、田中虔一各氏との共同研究である。

文 献

- 1) V.L. Moruzzi, P.M. Marcus and P.C. Pattnaik: Phys. Rev. B **37**, 8003 (1988).
- 2) S.Z. Wu, G.J. Mankey, F. Huang and R.F. Willis: J. Appl. Phys. **76**, 6434 (1994).
- 3) J. Hauschild, H.J. Elmers and U. Gradmann: Phys. Rev. B **57**, 677 (1998).
- 4) F.M. Leibsle, C.F.J. Flipse and A.W. Robinson: Phys. Rev. B **47**, 15865 (1993).
- 5) T.M. Parker, L.K. Wilson, N.G. Condon and F.M. Leibsle: Phys. Rev. B **56**, 6458 (1997).
- 6) S. Ohno, K. Nakatsuji and F. Komori: Surf. Sci. **493**, 539 (2001); Surf. Sci. **523**, 189 (2003).
- 7) K. Mukai, Y. Matsumoto, K. Tanaka and F. Komori: Surf. Sci. **450**, 44 (2000).
- 8) S.L. Silva, C.R. Jenkins, S.M. York and F.M. Leibsle: Appl. Phys. Lett. **76**, 1128 (2000).
- 9) F. Komori, K.-D. Lee, K. Nakatsuji, T. Iimori and Y.Q. Cai: Phys. Rev. B **63**, 214420 (2001).
- 10) Y. Matsumoto and K. Tanaka: Jpn. J. Appl. Phys. **37**, L 154 (1998).
- 11) 佐藤勝昭: “光と磁気” (朝倉書店, 2001).

- 12) 松本佑司, 田中虔一: 表面科学 **19**, 635 (1998).
- 13) S. Ohno, K. Nakatsuji, K. Yagyu and F. Komori: Jpn. J. Appl. Phys. **41**, L 1243 (2002).
- 14) D.D. Chambliss and K.E. Johnson: Phys. Rev. B **50**, 5012 (1994).
- 15) F. Nouvertne, U. May, M. Bammig, A. Rampe, U. Korte, G. Guntherodt, R. Pentcheva and M. Scheffler: Phys. Rev. B **60**, 14382 (1999).
- 16) V.S. Stepanyuk, D.I. Bazhanov, A.N. Baranov, W. Hergert, P.H. Dederichs and J. Kirschner: Phys. Rev. B **62**, 15398 (2000).
- 17) C.M. Schneider, P. Bressler, P. Schuster, J. Kirschner, J.J. de Miguel and R. Miranda: Phys. Rev. Lett. **64**, 1059 (1990).
- 18) L. Neel: Ann. Geophys. **5**, 99 (1949).
- 19) B. Heinrich, J.F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinski, A.S. Arrott and K. Myrtle: Phys. Rev. B **44**, 9348 (1991).
- 20) U. Bovensiepen, P. Pouloupoulos, W. Platow, M. Farle and K. Baberschke: J. Mag. Mag. Mater. **192**, L 386 (1999).
- 21) H. Miyaoka, N. Kawamura, T. Iimori and F. Komori: Thin Solid Films **464-65**, 260 (2004).