モアレパターンに現れる構造歪みが誘起する 窒化鉄原子層のナノ変調電子状態

家永紘一郎*・小森文夫

東京大学物性研究所 ☎ 277-8581 柏市柏の葉 5-1-5

(2018 年 7 月 20 日受付；2018 年 8 月 20 日掲載決定)

Nano-modulated Electronic States Induced by Structural Strain in a Moiré Pattern on an Iron-nitride Atomic Layer

Koichiro IENAGA* and Fumio KOMORI

Institute for Solid State Physics, The University of Tokyo, Kashiwanoha, Kashiwa-shi, Chiba 277-8581

(Received July 20, 2018 ; Accepted August 20, 2018)

Strain-induced modulation of electronic states in a Moiré pattern on a hexagonal-type FeN monoatomic layer has been studied using scanning tunneling microscopy and spectroscopy. The hexagonal FeN film is stabilized by a strong Fe-N bond even on the square Cu(001) substrate and shows a strip structure comprising regular and deformed hexagonal lattices. By analyzing the atomically resolved images, we have found that the lattice is periodically deformed along a hypothetical Moiré pattern between a perfect hexagonal lattice and the square Cu(001) lattice. Moreover, dI/dV spectra exhibit spatial change of the unoccupied local density of states, which is attributed to an energy shift of the antibonding states due to the periodic compressive lattice strain.

KEYWORDS : Moiré pattern, crystal symmetry, surface strain, electronic structure, iron-nitride

1. は じ め に

基板の格子定数を引き継いで成長したエピタキシャル薄膜は、基板との強い結合によって格子が圧縮または伸張され、バルク状態と大きく異なる物性を示す場合がある。この面内の圧力効果によって、例えばシリコン基板上のシリコン-ゲルマニウム薄膜などの半導体ではバンドギャップが増大し¹⁻³⁾、鉄 (Fe) やコバルトなどの磁性薄膜では磁気秩序構造の変化や磁化容易軸の回転が生じ⁴⁻⁶⁾、非磁性 4d 金属のルテニウムでは強磁性の発現が報告されている⁷⁾。

上記の均一な物性変化とは対照的に、薄膜が自身の格子定数を維持したまま成長した場合、基板とのミスマッチによりナノスケールのモアレパターンが生じる⁸⁻¹⁷⁾。

このとき界面では、基板への積層サイトがホローからオントップへと周期的に変化しており、薄膜は面直方向の構造緩和や電子状態の空間変化を示すことになる。このような周期的変調効果は、モアレがナノドットの自己組織化のテンプレートとして働くことにも現れている⁸⁻¹⁰⁾。また、本特集号のモアレ誘起超伝導のように、モアレによる周期ポテンシャルが原子層全体の電子状態を激的に変化させる場合もある^{11, 12)}。以下、本稿では特に、モアレに付随した構造緩和が電子状態を空間的に変調させる効果に焦点を当てる。

電子状態の空間変化は、面直方向のうねりを伴う単原子層^{9, 10, 15-17)}においてより顕著に見られる。例えば、グラフェンを種々の遷移金属基板上に作製した研究では、グラフェンの π 軌道と基板の d 軌道の結合が強いほど大きく波打つことが報告され¹⁵⁾、電荷移動や仕事関数などの空間変化も比較的大きく観測されている^{16, 17)}。このように基板との結合の強さは電子状態の変調度合いを決

* 現在、東京工業大学理学院
E-mail : ienaga.k.aa@m.titech.ac.jp

める重要なパラメータであるものの、基板との結合が強すぎると、基板の格子定数に沿って薄膜成長するためモアレは消失するはずである。つまり、原子層面内の結合と基板との結合がちょうどバランスするような状況において、最も強い空間変調効果が期待できる。

そこで我々は窒化鉄 (Fe_xN) の単原子層に着目した。 Fe_xN では窒素 (N) 原子と Fe 原子の共有結合によって強いネットワークが形成されている^{18~20)}。このため、正方格子である銅 (Cu) の (001) 基板上でも三角格子構造を持つ FeN (hex-FeN) の原子層が安定に形成され、モアレが生じることが判明した²¹⁾。このような基板とは異なる対称性をもつ積層は Cu_2N (正方格子)/Cu(111) (三角格子)^{22, 23)} のように他の窒化物原子層でも観測されており、最近 Fe_2N (正方格子)/Cu(111) (三角格子)²⁴⁾ でも観測された。さらに、窒化物原子層と Cu 基板との間には、N 原子の p 軌道と Cu の d 軌道を介して強い結合が生じる²⁵⁾。この結果、モアレに沿って周期的に大きな面内格子歪が生じ、電子状態が強く変調されることが詳細な STM 観測によって明らかになった。

今回確認された Cu(001) 上の hex-FeN 単原子層は、正三角形格子と圧縮されて歪んだ三角格子のストライプ構造を形成する。本稿ではまず単原子層の構造と、基板との積層関係を詳細に調べた結果を説明する。その後、このストライプ構造が三角格子を Cu(001) 上に重ねた場合のモアレパターンに由来することを示す。最後に、走査トンネル分光 (STS) を用いて周期的な歪み構造と局所電子状態密度 (LDOS) の関係を調べた結果について述べる²¹⁾。

2. 実験手法・試料

2.1 窒化鉄

Fe_xN は Fe よりも機械的特性や不活性度が高い物質であり、N 原子の含有率によって多彩な構造と物性を示す^{18, 26)}。特に磁気的特性に優れた $\alpha''\text{-Fe}_{16}\text{N}_2$ ^{27, 28)} や $\gamma'\text{-Fe}_4\text{N}$ ^{29~35)} は元素戦略の観点からも広く研究されている。薄膜試料としては $\gamma'\text{-Fe}_4\text{N}(001)/\text{Cu}(001)$ のエピタキシャル膜が知られており、 $\gamma'\text{-Fe}_4\text{N}$ の構成要素である Fe_2N 面の単原子層成長も確認されている^{30~34)}。Fig. 1 に示すように、Cu(001) 基板の原子間距離 $2.56 \text{ \AA}$ は Fe_2N 面の Fe 間距離 $2.68 \text{ \AA}$ と非常に近いが、閃亜鉛鉱型 (ZnS 型) の構造を持つ $\gamma''\text{-FeN}$ ^{36~38)} の (111) 面の原子列間距離 $2.65 \text{ \AA}$ とも近い。次の試料作製の節に示すように、N 原子の供給条件によって Fe_2N だけでなく hex-FeN 単原子層も成長することがわかった。

2.2 試料作製

試料作製には Cu(001) 基板を用い、アルゴンイオンス

Fig. 1. (a) $\gamma'\text{-Fe}_4\text{N}$ (fcc). (b) $\gamma''\text{-FeN}$ (ZnS structure) and its (111) plane. In all schematics, white and gray circles correspond to Fe and N atoms, respectively.

パッタリングと 820 K でのアニーリングを繰り返すことで基板表面の清浄化を行った。その後、室温下で 0.5 keV での N^+ イオンの打ち込みと Fe の蒸着を行い、570 K で 15 分程アニーリングを行った。このとき、 N^+ イオンの供給が不十分であると、Cu(001) の対称性と整合した Fe_2N 単原子層のみが形成される。 N^+ イオンを過剰に供給した場合にのみ、hex-FeN 単原子層を作製することができた。

2.3 走査トンネル顕微/分光法

STM では、金属探針と試料の間に真空障壁を介してバイアス電圧 (V_b) を印加し、流れるトンネル電流 (I_t) によって表面構造や LODS を原子スケールの分解能で測定することが出来る。実空間像は V_b と I_t を一定に保ちながら探針高さをスキャンすることで取得した。探針高さを固定し、 V_b をスイープして dI_t/dV_b スペクトルを測定することを特に STS と呼び、LDOS を調べることが出来る。 dI_t/dV_b スペクトルは $20 \text{ mV}_{\text{p-p}}$, 719 Hz の交流電圧を重畳させてロックインアンプを用いて測定した。探針にはタングステンを使用し、77 K で測定を行った。STM チャンバーには表面試料作製のチャンバーが連結しており、試料作製後に表面を大気中に暴露することなく STM 観測を行うことが可能である。

3. 実験結果・考察

3.1 hex-FeN 単原子層のストライプ構造

Fig. 2 は作製した試料の STM 像である。Fig. 2 (a) のように、テラス上にはストライプ構造を示している hex-FeN 層と、正方格子状の Fe_2N 層、裸の Cu(001) 面が共存している。像のコントラストは LDOS の違いに起因し、hex-FeN は E_F から 0.5 eV までのエネルギー範囲で、最も低い LDOS を示す。Fig. 2 (b) はストライプ領域の拡大図である。白い実線は Fig. 3 (a) の原子分解像からわかる原子位置を示しており、格子 A と記した暗い領域では原子間距離 $3.10 \text{ \AA}$ の正三角形格子が観測され、格子 B と書かれた明るい領域内では歪んだ三角格子が観測された。Fig. 3 (a) からわかるように、最も

明るい点をつないだ黒い破線の三角格子は、歪んだ三角格子を作る原子の $1/3$ が周期的に高くなるバックリング構造に起因する。白い破線はバックリング構造のドメイン境界であり、3, 4 周期ごとに不規則に現れている。

Fig. 2. (color online). Topographic images of iron nitride monoatomic layers on Cu(001).²¹⁾ (a) The hex-FeN, Fe₂N and bare Cu(001) surface within a single terrace obtained at $I_t=500$ pA, $V_b=-0.1$ V. (b) Magnified image of a striped hexagonal region at $I_t=0.5$ nA, $V_b=-0.1$ V. Solid black lines along the stripe direction divide the stripe structure into lattice A and B, which are depicted by the white lattices. The lattice B contains a buckled structure as marked by dashed black lines. The dashed white lines indicate phase boundaries of the buckled structure.

Fig. 3 (a) はストライプ領域を原子分解能で観測した STM 像であり、観測された三角格子を抜き出したものが Fig. 3 (b) 中の黒い実線である。Fig. 3 (c) にその単位格子を示す。[0,1] 方向の格子線は格子 A と B で共有され、線間は常に等間隔に保たれているが、格子 B の [0,1] ベクトルの長さは格子 A のものより 3.5% 短い。したがって、格子 B の面積は 3.5% の圧縮を受けており、Fe 原子同士はより接近していることがわかる。また、この圧縮により高さ 10 pm 程度のバックリングが生じたと解釈できる。さらに Fig. 3 (b) において一番左の格子 A を延長した黒い破線に注目すると、格子 A の [1,0] 方向の格子線は、格子 B を挟んで隣合う格子 A のものとおおよそ半位相ズレていることがわかる。

3.2 Cu(001) 基板への積層

Fig. 3 (a) の左端には、ダイマー状の再構成^{30~34)}を示す Fe₂N が hex-FeN と同一面内に形成されている。Fe₂N と Cu(001) の積層関係は先行研究により既知であるため、Fig. 3 (a) の黒い破線のように下地の原子位置を描くことができ、hex-FeN ストライプの積層構造が明確にわかる。この結果、hex-FeN ストライプの全ての原子が Cu のオントップサイトを避けて積層していることがわかった。次に議論するように、格子 A の正三角格子 (原子間距離 3.10 Å) だけを Cu(001) 格子全面に重ねた場合では、オントップとホローの両サイトへの積層が周期的に生じる。したがって、ストライプ構造の形成により格子 B 領域で生じる面内歪みのエネルギーを損したとしても、オントップサイトへの積層を避けた方がトータル格子エネルギーが低くなると解釈できる。

Fig. 3. (color online). (a) Atomic image of a hex-FeN film and Fe₂N at $I_t=3.0$ nA, $V_b=0.2$ V. Dashed black and solid white lines correspond to lattices of underlying Cu(001) and hexagonal region consisting of regular (lattice A) and strained region (lattice B), respectively. Dashed white lines represent phase boundaries of the buckled structure. Atomic configuration of Fe₂N is illustrated with a schematic model in the bottom-left of the panel, where white balls represent iron atoms, and gray nitrogen. (b) Extracted hexagonal lattices from (a) are drawn by solid black lattices. Dashed black lattice extrapolated from the lattice A is superimposed for comparison. The buckled atoms in the lattice B are represented with white circles. Dashed white lines indicate phase boundaries of the buckled structure. (c) Unit lattice vectors [1,0], [0,1] of the lattices A and B. (d) An averaged height profile along a solid black line in (a).

Fig. 4. (color online). (a)–(c) Moire patterns formed between a perfect (free-standing) hexagonal lattice with the interatomic distance of 3.10 Å and the Cu(001) lattice with the interatomic distance of 2.56 Å. Rotation angle of the hexagonal lattice to Cu(001) is 0°, −1.5° and 1.5° in (a)–(c), respectively. (d)(e) STM images of striped hexagonal films at $I_t=1.0$ nA, $V_b=-0.1$ V. Two orientations of the stripe for lattice A (marked with white triangles) are confirmed. The dashed black lattices indicate underlying Cu(001) estimated from the stacking relation in Fig. 3(b).

3.3 ストライプ構造とモアレの関係

それでは、なぜストライプ状に歪む必要があるのでしょうか。ここではまず、歪みの無い正三角格子である格子 A だけで構成された原子層を考える。Cu(001) 基板上にこの正三角格子を重ねた場合、2つの格子の回転角 θ に応じたモアレパターンが生じる。Fig. 4 (a) のように三角形の1辺が正方形の1辺と完全に平行である場合 ($\theta=0^\circ$)、Cu の原子間距離 2.56 Å と三角格子の原子列間距離 2.68 Å ($=3.10 \text{ Å} \times \sqrt{3}/2$) のわずかな差によりストライプ状のモアレ構造が生じる。このときのモアレ方向は揃えた辺の方向と同じである。Fig. 4 (b) (c) のように三角格子が $\theta=\pm 1.5^\circ$ 傾いたとき、モアレ方向は約 $\mp 30^\circ$ 回転し、三角格子の次隣接サイト方向にほぼ平行になる。実は Fig. 3 (a) で観測された原子像では、格子 A の正三角格子の1辺は Cu(001) の [110] 方向に対して約 $+1.5^\circ$ 傾いており、ストライプの向きも約 -30° 傾いている。したがってこのストライプ構造は、Cu(001) に格子 A の正三角格子を重ねた場合のモアレ構造に起因することが強く示唆される。さらに Fig. 4 (d) (e) に示すように、実験では約 $\pm 30^\circ$ 傾いている2種類

Fig. 5. (a) An enlarged image of Fig. 4(c). (b) Extracted stacking relation of the observed stripe structure on Cu(001) in Fig. 3(a).

のストライプだけが観測されており、この積層関係が最も安定であることがわかる。

次に、このモアレモデルと実際に観測された構造を比較してみる。Fig. 4 (c) の $\theta=+1.5^\circ$ のモデルを拡大したものが Fig. 5 (a) である。図の両端側では実線の正三角格子が破線の正方格子のホローサイトもしくはブリッジサイトを占有しており、図の中央ではブリッジサイトもしくはオントップサイトを占有している。これに対して、実際に観測された Fig. 3 (b) の格子を $\theta=+1.5^\circ$ の回転角で Cu(001) に重ねたものが Fig. 5 (b) である。格子 B を挟んで隣合う2つの格子 A において、[1,0] 方向の格子線が半位相ズレているため、オントップサイトがみごとに避けられていることがわかる。格子 B の歪みは2つの格子 A をスムーズに結ぶように生じている。また、ストライプ方向がモアレ方向と一致しているという事実は、Fig. 5 (b) の積層関係がストライプ方向に沿ってどこまでも続くことを保障している。以上のように、観測されたストライプ状の歪み構造は、単なる正三角格子の積層と比べて積層エネルギーが低いと解釈できる。このようなモアレを引きずった変形は、面内の結合と基板との結合が絶妙にバランスしているために生じたと考えられる。

3.4 周期的格子歪みによる電子状態の変調

Fig. 6 (a) は Fig. 6 (b) の STM 像の黒い破線に沿って Fe₂N から hex-FeN にかけて取得した dI/dV スペクトルであり、Fig. 6 (c) は各シンボルで示した位置のスペクトルを抜粋したものである。全てのスペクトルは 3.0 ~ 4.0 V の範囲にピークもしくはハンプを示している。特に hex-FeN 上では、ストライプ周期に沿ってピーク位置が 0.6 V という非常に大きな振幅で振動していることがわかる。このスペクトルの空間変化は格子 A から B

Fig. 6. (color online). Effect of periodic strain to the electronic states. (a) dI/dV spectra measured along the dashed black line shown in (b) from Fe_2N (left) to the striped hexagonal film (right). Gray scale corresponds to the amplitude of dI/dV . Current and bias set points are $I_t=3.0$ nA and $V_b=4.5$ V. (b) STM image near a boundary between Fe_2N and a striped hexagonal film. (c) Representative spectra obtained on hexagonal film and Fe_2N extracted from (a). The plotted symbols of spectra correspond to those indicating the position in (a) with the vertical dashed line. A comparable spectrum of $\text{Cu}(001)$ is also presented with dashed gray line.

にかけてなだらかに生じている。

このピークの起源について、先行研究の結果を基に考察する。 Fe_2N 層を構成要素として含む γ' - Fe_4N の理論計算では、3.5 V (−7.0 V) 付近に N 2p-Fe 3d 反結合性(結合性)軌道に基づく LDOS が示されている³⁹⁾。このような反結合性軌道に由来した非占有状態は Cu_2N 単原子層でも確認されていることから^{40, 41)}、窒化物で広く見られるものと予想される。このため、 Fe_2N と hex- FeN で観測された 3.5 V 付近のピークも N 2p-Fe 3d 反結合性軌道に基づくものと考えられる。

最後に、ピーク位置の振動の起源を考察する。ストライプ周期とピーク位置の振動周期の一致は、ストライプ

内で生じている周期的な格子歪みが電子状態を変化させていることを意味する。一般に格子が圧縮された場合、軌道の重なりは増加し、金属であればバンド幅が、半導体であればバンドギャップが広がる。したがって、今回観測された 0.6 V という非常に大きな LDOS のピーク位置の変化は、格子 B 内の圧縮歪みが反結合性軌道を高エネルギー側にシフトさせたためと解釈できる。なお、結合性軌道のピークは今回の測定のレンジ外である −7.0 V に存在すると予想される³⁹⁾。

4. ま と め

本研究では、hex- $\text{FeN}/\text{Cu}(001)$ という対称性が異なる積層を示す原子層に対して、STM を用いて原子スケールの構造と LDOS を調べた。hex- FeN は Fe-N 間の強い結合により $\text{Cu}(001)$ 上でも安定化され、正三角格子と圧縮歪みを受けた三角格子からなるストライプ構造を示した。このストライプ状の歪みは、三角格子と $\text{Cu}(001)$ によるモアレ構造の積層エネルギーを下げるために生じていることが分かった。このようなモアレを引きずった変形は、面内と基板間の結合がバランスしているために生じたと考えられる。さらに STS 測定から、ストライプ状の圧縮歪みが LDOS を空間的に大きく変調させていることがわかった。

hex- FeN 原子層の母物質であるバルク γ'' - FeN は非磁性金属であるが、この単原子層における磁性はあらためて調べるべきである。そのためには理論計算や、 Fe_2N 層を排除した hex- FeN だけの試料を作製した後、X 線磁気円二色性分光 (XMCD) などの実験を行う必要がある。今回は STS による LDOS の評価のみ行ったが、磁性や輸送特性なども同様に周期的な歪みによって変調されているかもしれない。

また今回の結果は、他の単原子層においても面内と界面の結合が同程度になるよう適切な基板を選ぶことで、周期的な歪み構造による強い物性変調効果が生じることを示唆している。最近、服部らによって、強磁性体の Fe_2N 単原子膜が $\text{Cu}(111)$ にモアレを伴って成長することが報告されている²⁴⁾。 Fe_2N は 4 回対称の面内異方性を持つため^{32, 34, 35)}、磁気構造がどのように変化しているか興味を持たれる。このような方針で物質開発を行うことで、バルク物質にはない新奇な磁気構造、輸送特性、強相関電子現象などを示す表面試料を作製できるのではないかと期待している。

謝 辞

本研究は、宮町俊生氏、高橋文雄氏、河村紀一氏との共同研究によるもので、多くのご助言、ご協力をいただ

きました。また山田正理氏、金聖憲氏にも多く議論していただきました。この場をお借りして深く感謝申し上げます。また本研究の一部は、科学研究費・基盤研究 (B) (No. 26287061, 代表: 小森文夫), 若手研究 (A) (No. 16H05963), 放送文化基金助成金, 島津科学技術振興財団助成金, 池谷科学技術振興財団助成金 (上記4つの代表: 宮町俊生), 特別研究員奨励費 (No. 15J10476), 博士課程リーディングプログラム (MERIT) (上記2つの代表: 高橋文雄) の助成を受けて行われました。

文 献

- 1) G.H. Olsen, C.J. Nuese and R.T. Smith : *J. Appl. Phys.* **49**, 5523 (1978).
- 2) T.P. Pearsall, F.H. Pollak, J.C. Bean and R. Hull : *Phys. Rev. B* **33**, 6821 (1986).
- 3) C.G. Van de Walle and R.M. Martin : *Phys. Rev. B* **34**, 5621 (1986).
- 4) P.F. Carcia, A.D. Meinhardt and A. Suna : *Appl. Phys. Lett.* **47**, 178 (1985).
- 5) P. Krams, F. Lauks, R.L. Stamps, B. Hillebrands and G. Güntherodt : *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3674 (1992).
- 6) J. Giergiel, J. Shen, J. Woltersdorf, A. Kirilyuk and J. Kirschner : *Phys. Rev. B* **52**, 8528 (1995).
- 7) R. Pfandzelter, G. Steierl and C. Rau : *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3467 (1995).
- 8) H.Y. Lin, Y.P. Chiu, L.W. Huang, Y.W. Chen, T.Y. Fu, C.S. Chang and T.T. Tsong : *Phys. Rev. Lett.* **94**, 136101 (2005).
- 9) A.T. N'Diaye, S. Bleikamp, P.J. Feibelman and T. Michely : *Phys. Rev. Lett.* **97**, 215501 (2006).
- 10) H. Cun, M. Iannuzzi, A. Hemmi, S. Roth, J. Osterwalder and T. Greber : *Nano Lett.* **13**, 2098 (2013).
- 11) M. Yankowitz, J. Xue, D. Cormode, J.D. Sanchez-Yamagishi, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Jarillo-Herrero, P. Jacquod and B.J. LeRoy : *Nat. Phys.* **8**, 382 (2012).
- 12) Y. Cao, V. Fatemi, S. Fang, K. Watanabe, T. Taniguchi, E. Kaxiras and P. Jarillo-Herrero : *Nature* **556**, 43 (2018).
- 13) W.B. Jian, W.B. Su, C.S. Chang and T.T. Tsong : *Phys. Rev. Lett.* **90**, 196603 (2003).
- 14) H. Kim and Y. Hasegawa : *Jpn. J. Appl. Phys.* **55**, 08NA03 (2016).
- 15) A.B. Preobrajenski, M.L. Ng, A.S. Vinogradov and N. Mårtensson : *Phys. Rev. B* **78**, 073401 (2008).
- 16) A.L. Vázquez de Parga, F. Calleja, B. Borca, M.C.G. Passeggi Jr., J.J. Hinarejos, F. Guinea and R. Miranda : *Phys. Rev. Lett.* **100**, 056807 (2008).
- 17) B. Wang, M. Caffio, C. Bromley, H. Früchtl and R. Schaub : *ACS Nano* **4**, 5773 (2010).
- 18) J.M.D. Coey and P.A.I. Smith : *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 405 (1999).
- 19) C.M. Fang, M.A. van Huis, J. Jansen and H.W. Zandbergen : *Phys. Rev. B* **84**, 094102 (2011).
- 20) X. Liu, B. Lu, T. Iimori, K. Nakatsuji and F. Komori : *Phys. Rev. Lett.* **98**, 066103 (2007).
- 21) K. Ienaga, T. Miyamachi, Y. Takahashi, N. Kawamura and F. Komori : *Phys. Rev. B* **96**, 085439 (2017).
- 22) V. Higgs, P. Hollins, M.E. Pemble and J. Pritchard : *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **39**, 137 (1986).
- 23) S.M. Driver and D.P. Woodruff : *Surf. Sci.* **442**, 1 (1999).
- 24) T. Hattori, T. Iimori, T. Miyamachi and F. Komori : *Phys. Rev. Mater.* **2**, 044003 (2018).
- 25) T. Wiell, J.E. Klepeis, P. Bennich, O. Björneholm, N. Wassdahl and A. Nilsson : *Phys. Rev. B* **58**, 1655 (1998).
- 26) H.A. Wriedt, N.A. Gokcen and R.H. Nafziger : *Bull. Alloy Phase Diagrams* **8**, 355 (1987).
- 27) K. Nakajima, S. Okamoto and T. Okada : *J. Appl. Phys.* **65**, 4357 (1989).
- 28) N. Ji, L.F. Allard, E. Lara-Curzio and J.-P. Wang : *Appl. Phys. Lett.* **98**, 092506 (2011).
- 29) J.Q. Xiao and C.L. Chien : *Appl. Phys. Lett.* **64**, 384 (1994).
- 30) J.M. Gallego, S.Y. Grachev, D.M. Borsa, D.O. Boerma, D. Écija and R. Miranda : *Phys. Rev. B* **70**, 115417 (2004).
- 31) J.M. Gallego, D.O. Boerma, R. Miranda and F. Ynduráin : *Phys. Rev. Lett.* **95**, 136102 (2005).
- 32) Y. Takagi, K. Isami, I. Yamamoto, T. Nakagawa and T. Yokoyama : *Phys. Rev. B* **81**, 035422 (2010).
- 33) Y. Takahashi, T. Miyamachi, K. Ienaga, N. Kawamura, A. Ernst and F. Komori : *Phys. Rev. Lett.* **116**, 056802 (2016).
- 34) Y. Takahashi, T. Miyamachi, S. Nakashima, N. Kawamura, Y. Takagi, M. Uozumi, V.N. Antonov, T. Yokoyama, A. Ernst and F. Komori : *Phys. Rev. B* **95**, 224417 (2017).
- 35) K. Ito, N. Rougemaille, S. Pizzini, S. Honda, N. Ota, T. Suemasu and O. Fruchart : *J. Appl. Phys.* **121**, 243904 (2017).
- 36) H. Nakagawa, S. Nasu, H. Fujii, M. Takahashi and F. Kanamaru : *Hyperfine Interact.* **69**, 455 (1992).
- 37) W. Lin, J. Pak, D.C. Ingram and A.R. Smith : *J. Alloys Compd.* **463**, 257 (2008).
- 38) C. Navio, J. Alvarez, M.J. Capitan, F. Yndurain and R. Miranda : *Phys. Rev. B* **78**, 155417 (2008).
- 39) M. Sifkovits, H. Smolinski, S. Hellwig and W. Weber : *J. Magn. Magn. Mater.* **204**, 191 (1999).
- 40) C.D. Ruggiero, T. Choi and J.A. Gupta : *Appl. Phys. Lett.* **91**, 253106 (2007).
- 41) J.C. Oberg, M.R. Calvo, F. Delgado, M. Moro-Lagares, D. Serrate, D. Jacob, J. Fernández-Rossier and C.F. Hirjibehedin : *Nat. Nanotechnol.* **9**, 64 (2014).