

非対称な電荷分布が引き起こすペロブスカイト型遷移金属酸化物界面の強磁性

北村未歩^{1,2}, 堀場弘司¹, 小林正起¹, 坂井延寿¹, 雨宮健太¹, 藤森淳³, 藤岡洋², 組頭広志¹

¹KEK 物質構造科学研究所, ²東京大学生産技術研究所, ³東京大学大学院理学系研究科

Interfacial Ferromagnetism Induced by Asymmetric Charge Redistribution at Heterointerfaces of Perovskite Transition-Metal Oxides

Miho KITAMURA^{1,2}, Koji HORIBA¹, Masaki KOBAYASHI¹, Enju SAKAI¹, Kenta AMEMIYA¹, Atsushi FUJIMORI³, Hiroshi FUJIOKA², Hiroshi KUMIGASHIRA¹

¹Institute of Materials Structure Science, KEK, ²Institute of Industrial Science, The University of Tokyo, ³Department of Physics, Graduate School of Science, The University of Tokyo

Abstract

ペロブスカイト型遷移金属酸化物 LaNiO₃-LaMnO₃ ヘテロ構造で発現する特異な界面強磁性の起源を明らかにするため、軟X線分光の元素選択性を利用して、界面電荷移動現象と界面磁化状態を評価した。その結果、LaNiO₃-LaMnO₃ ヘテロ界面においては、Mn イオンから Ni イオンへ電子が移動していること、さらに移動した電荷の空間分布が LNO 側と LMO 側で非対称であることが分かった。詳細な界面磁化状態の評価から、LaNiO₃-LaMnO₃ 界面で発現する強磁性を理解するためには、この電荷移動の非対称な空間分布が重要であると結論付けた。

1. はじめに

ペロブスカイト型遷移金属酸化物では、電荷・スピン・軌道の自由度が複雑に絡み合い多彩な物性が発現する [1]。近年、酸化物薄膜作製技術の進歩により、原子層レベルで厳密に制御された酸化物ヘテロ構造や超構造の実現が可能になってきた。このような異種酸化物を組み合わせた酸化物ヘテロ構造は、構成材料単体では実現できない特異な電気・磁気特性がその界面において発現するというおもしろさがあり、注目を集めている [2-4]。ヘテロ界面における特異な物性発現の要因の1つとして、ヘテロ界面を構成する遷移金属イオン間での界面を通しての電荷のやりとり（界面電荷移動）が挙げられる。界面電荷移動は、化学ドーピングを行った場合に伴う意図しない原子並びの乱れを引き起こすことなく遷移金属イオンの電荷・スピン・軌道状態を再構成し、新たな電子・磁性状態を発現させる。例えば、モット絶縁体 LaTiO₃ とバンド絶縁体 SrTiO₃ (STO) の超格子では、界面電荷変調に起因した金属状態が現れる [5]。また、反強磁性絶縁体同士の LaMnO₃ (LMO) と SrMnO₃ からなる超格子は、界面電荷変調により強磁性を示す [6]。

本研究で着目した、LaNiO₃ (LNO) と LMO とのヘテロ構造では、バルクではそれぞれ常磁性金属と反強磁性絶縁体であるにも関わらず、超格子を作製すると界面において Ni イオンと Mn イオン間で電荷が移動し、強磁性特性を示すことが報告されている [7]。さらに LNO と LMO を (111) 方向に積層した超格子においては、LNO に界面誘起の反強磁性秩序が生じ、交換バイアスが発現するという報

告もなされた [8]。LNO-LMO ヘテロ界面で発現するこれらの特異な磁気特性の起源を解明するためには、界面で発現する電荷移動現象がどのような機構で強磁性状態を発現させるのかを明らかにする必要がある。そこで、本研究では、元素選択性と界面（表面）感受性を併せ持つ軟X線分光に注目し、LNO-LMO ヘテロ界面における電荷分布と磁気構造を実験的に直接決定することで、界面強磁性の起源について理解を得ることを目的とした。具体的には、X線吸収分光 (XAS) を用いて界面電荷移動の評価を、X線磁気円二色性 (XMCD) を用いて界面磁化状態の評価を行った。

2. ヘテロ構造の作製と品質評価

LNO-LMO ヘテロ構造は、Photon Factory のビームライン BL-2A MUSASHI (Multiple Undulator beamline for Spectroscopic Analysis on Surface and HeteroInterface) に設置されたレーザー分子線エピタキシー装置を用いて作製した。薄膜堆積中に反射高速電子線回折パターン強度振動をモニターすることで、1 monolayer (ML) 単位で厳密に膜厚を制御することが可能である。これを利用して、TiO₂ 終端された Nb:STO(001) 単結晶基板上に、異なる膜厚・積層構造を持つ LNO-LMO ヘテロ構造を作製した。LNO 及び LMO 各層堆積時には、基板温度をそれぞれ 450-500°C 及び 600-700°C に、酸素分圧を 1×10⁻³ Torr に維持し、ヘテロ構造作製後、酸素空孔を埋めるために 760 Torr の酸素圧において 400°C で 45 分間のポストアニールを行った。

作製したヘテロ構造では、大気中での原子間力顕微鏡による評価の結果、全てのヘテロ構造において Nb:STO 基板

の表面構造を反映した明瞭なステップ・テラス構造が観察された。このことから、作製したヘテロ構造は、表面だけでなく、埋もれた界面も原子層レベルで平坦であると言える。またX線回折測定の結果、LNO及びLMO各層はNb:STO基板上にコヒーレント成長していた。さらに、走査透過電子顕微鏡の電子エネルギー損失分光法測定、及び光電子分光による内殻強度測定により、LNOとLMOの界面は化学的に急峻であることを確認した。この厳密に界面が定義されたLNO-LMOヘテロ構造について、XASを用いて電荷移動現象の評価、XMCDを用いて界面磁化状態の評価を行った。

3. X線吸収分光を用いた界面電荷移動解析 [9]

LNO (n ML)/LMO 及び LMO (m ML)/LNO の二層膜のXASの評価は、BL-2A MUSASHI に設置した *in situ* (その場) 角度分解光電子分光-レーザー分子線エピタキシー複合装置にて行った。測定用の試料として、ヘテロ構造下層のLMO (LNO) の膜厚を20 ML に固定し、上層のLNO (LMO) の膜厚 n (m) を0-5 ML の範囲で1 ML 単位で変化させたヘテロ構造を用いた。作製したヘテロ構造は大気に晒すことなく超高真空下で測定チャンバーまで搬送し、*in situ* で試料のドレイン電流を計測することによりXASスペクトルを取得した。測定温度は室温である。

Fig. 1(a) に、LNO (n ML)/LMO 二層膜のLMO下層のMn- $L_{2,3}$ XAS スペクトルを示す。LMO単層膜 ($n = 0$) では、MnイオンはMn³⁺状態が存在するのにに対し、LNO/LMO二層膜ではLMO単層膜 ($n = 0$) に比べて、LNO/LMO二層膜

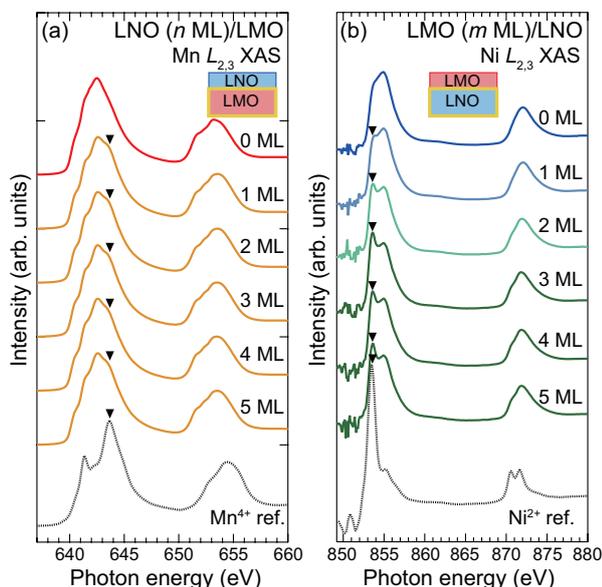


Figure 1 (a) Mn- $L_{2,3}$ XAS spectra of the LMO underlayer of LNO (n ML)/LMO bilayers. (b) Ni- $L_{2,3}$ XAS spectra of the LNO underlayer of LMO (m ML)/LNO bilayers ($m = 0-5$). The contribution of the La- M_4 edge has been subtracted. The spectra of an $\text{La}_2\text{NiMnO}_6$ film are shown as references for the Mn⁴⁺ and the Ni²⁺ states. The triangular arrows indicate the representative changes due to the interfacial charge transfer. All XAS measurements were carried out at 300 K.

では~643.5 eVにMn⁴⁺状態の存在を示す肩構造 (Fig. 1(a)中の三角印)[10]が現れる。一方で、Fig.1(b)に示すように、LMO (m ML)/LNO二層膜におけるLNO下層のNi- $L_{2,3}$ XASスペクトルでは、LNO単層膜 ($m = 0$) (NiイオンはNi³⁺状態で存在)と比較して、~853.6 eVにNi²⁺状態の存在を示す鋭いピーク構造 (Fig. 1(b)中の三角印)[10]が観察される。これらの結果から、LNO-LMO界面においてLMO層からLNO層へ電子が移動 (LNO層からLMO層へ正孔が移動)し、Ni³⁺ + Mn³⁺ → Ni²⁺ + Mn⁴⁺の価数変化が起こっていることが明らかとなった。

電荷移動と界面磁化状態の関係をより詳細に解明するためには、電荷移動発現の有無だけではなく、電荷移動によって移動した電荷がヘテロ界面でどのように空間的に分布しているかについても明らかにする必要がある。例としてLMOについて考える。移動してきた正孔が界面第一層に局在した場合には、このMnイオンの価数は4価となり、Mn酸化物の磁気相図 [11] からLMOの界面第一層は反強磁性を示すと考えられる。一方で、もし正孔が界面から離れた領域まで広がって分布した場合には、界面領域には電荷移動によって価数変化したMn⁴⁺イオンに加えてMn³⁺イオンも存在するため、Mn酸化物の磁気相図 [11] からLMOの界面領域は強磁性を示すと予想される。このように、電荷移動の空間的分布を評価することは界面磁性を理解するのに非常に重要な役割を果たすと考えられる。

電荷移動の空間的分布、即ち遷移金属イオンの価数の深さ分布を評価するためには、一般的には、Fig. 2 (a)-(c)に示すように、ヘテロ構造を作製し、上層の膜厚を製膜時間やエッチング時間によって変化させながら、上層の価数変化を測定する。しかしながらこの従来の測定手法では、軟X線分光の表面感性の高さに由来して、電荷移動に関する埋もれた界面からのシグナルが相対的に弱くなること、得られたスペクトルが表面状態の影響を大きく受けてしまうこと、検出領域と膜厚変化の両方を考慮した複雑な解析が必要であること、という問題があった。これらの問題を解決するために、我々は、XASの元素選択性を利用して界面電荷移動の空間分布を決定する新たな手法を提案した。新手法では、上層の膜厚を変化させながら、下層の価数変化を測定する [Fig. 2 (d)-(g)]。ヘテロ接合が形成されると、界面電荷移動に伴う価数変化を反映して下層のスペクトル形状が変化する [Fig. 2 (d) → (e)]。ここで上層の膜厚を1 ML単位で増加させていくと、上層の膜厚が電荷移動に関わる膜厚以下である限り、下層のスペクトル形状は電荷移動の継続を反映して連続的に変化する [Fig. 2 (e) → (f)]。上層の膜厚が電荷移動の長さに匹敵する、すなわち、一定の厚さの上層膜で界面電荷移動が完了すると、下層のスペクトル形状の変化は飽和することになる [Fig. 2 (f) → (g)]。このように、下層のスペクトル変化が飽和する上層の膜厚を決定することで、上層の酸化物における電荷移動の長さを知ることができる。この新手法では、電荷移動量そのものを評価することは困難であるが、従来の測定手法と比べて以下のような利点を有する。第一に、XAS

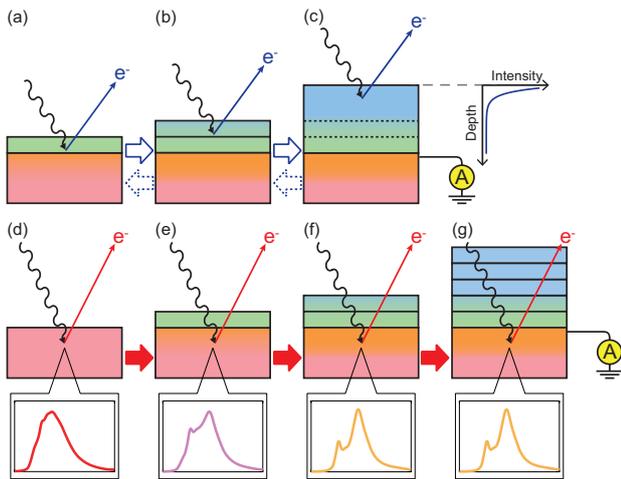


Figure 2 Schematic illustrations of the conventional method (a)–(c) and the proposed approach in the present study (d)–(g) used to investigate the interfacial charge transfer phenomena.

の元素選択性を利用することにより、電荷移動に関与する埋もれた界面が下層の「表面」と定義されるため、界面が最も感度良く測定できる。第二に、測定しているのは埋もれている下層の XAS スペクトルであるため、表面由来の状態の影響を受けない。第三に、膜厚が一定である下層におけるスペクトルの形状変化を電荷移動の「指標」として用いるため、膜厚変化によるスペクトル形状の変化や検出長を考慮することなく解析が可能である。

この手法を用いて、LNO-LMO 界面の電荷移動の空間分布を評価した。ここでは、電荷移動により LNO 側に移動した電子の分布を決定するために、LNO (n ML)/LMO 二層膜の LMO 下層の Mn- $L_{2,3}$ XAS スペクトル測定を行なっている。Fig.1 (a) に示すように、LMO に 1 ML LNO を堆積してヘテロ界面を生成すると Mn- $L_{2,3}$ XAS スペクトルは界面での電荷移動を反映してその形状が変化している。しかしながら、LNO 層の堆積厚さを 1ML から厚くしても、スペクトル形状は実験精度の範囲内で変化せず、LNO 層と LMO 層の間の電荷移動が 1ML の LNO 堆積のみで完了することが分かる。この結果は、LMO 側から移動した電子が LNO 界面第一層に閉じ込められていることを示している。同様にして、LMO 側に移動した正孔の分布を決定した (Fig.1 (b))。LMO (m ML)/LNO 二層膜の LNO 下層の Ni- $L_{2,3}$ XAS スペクトル測定により、電荷移動によって生成した Ni²⁺ 状態の存在を示す ~853.6 eV のピーク強度は LMO 上層の膜厚が 3-4 ML まで増加するが、LMO 上層の膜厚がさらに厚い領域では形状変化が飽和している。この Ni- $L_{2,3}$ XAS スペクトルの形状変化の飽和から判断すると、電荷移動によって LMO に誘起された正孔は界面から 3-4 ML の領域に分布していると考えられる。

以上の結果から、LNO-LMO ヘテロ界面では、LMO 側から LNO 側に電子が移動することが明らかとなった。さらにその空間分布を評価することで、電荷移動によって移動した電荷は LNO 層では界面第一層に局在しているのに

対して、LMO 層では界面から 3-4 ML の領域に広がって分布している、非対称な空間分布を有することが分かった。

4. X線磁気円二色性を用いた界面磁化状態解析 [12]

XAS で明らかにした非対称な空間分布を有する電荷移動現象と、LNO-LMO 界面での特異な磁気特性との関係を明らかにするために、LNO-LMO ヘテロ構造の XMCD 測定を行った。XMCD による界面磁性評価用の試料として、LMO/LNO (n ML)/LMO 及び LNO/LMO (m ML)/LNO の三層膜を用いた。ヘテロ構造上層と下層の LMO (LNO) の膜厚をそれぞれ 5 ML と 20 ML に固定し、中間層の LNO (LMO) の膜厚 n (m) を 2-5 (6, 12) ML の範囲で変化させた。XMCD スペクトルは、Photon Factory のビームライン BL-16A に設置された常伝導磁石 XMCD 装置を用いて、1 T の磁場下で温度 70 K にて測定した。このとき、入射 X 線ビームと試料法線との角度を 60° に設定し、入射ビームの偏光は一定に保ったまま磁場を正負で切り替えて試料のドレイン電流を測定した。XMCD スペクトルは、正と負の磁場下で測定したスペクトルの差分として定義した。

Fig. 3(a) に、LMO/LNO (n ML)/LMO 三層構造における

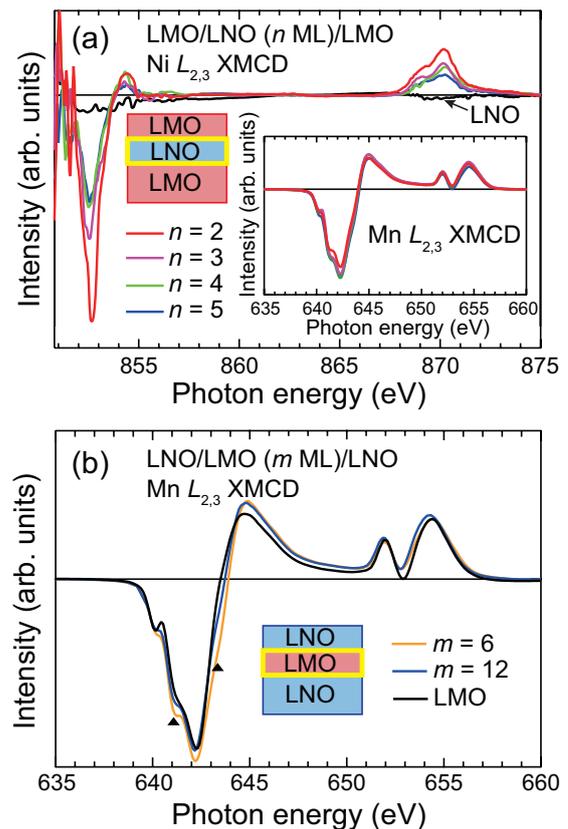


Figure 3 (a) Ni- $L_{2,3}$ XMCD spectra of the LMO/LNO (n ML)/LMO trilayer structures ($n = 2, 3, 4,$ and 5) measured under the magnetic field of 1 T at 70 K. The spectrum of a 20 ML LNO film is shown for reference. The corresponding Mn- $L_{2,3}$ XMCD spectra of the trilayers are shown in the inset. (b) Mn- $L_{2,3}$ XMCD spectra of the LNO/LMO (m ML)/LNO trilayer structures ($m = 6$ and 12) obtained under the magnetic field of 1 T at 70 K. The spectrum of a 20 ML LMO film is shown for reference.

LNO 中間層と参照用の LNO 単層膜の Ni- $L_{2,3}$ XMCD スペクトルを示す。LNO 単層膜では、その常磁性特性を反映して XMCD 信号は観測されていない。それに対して、LMO/LNO/LMO 三層構造では全ての三層構造で明瞭な XMCD 信号が観測されており、LMO と界面を作ることでバルクでは常磁性の LNO の Ni イオンに磁化が誘起されることが明らかになった。また、XMCD 信号の強度が LNO 中間層の膜厚増加と共に単調に減少することから、Ni イオンの磁化は LMO との界面領域に存在すると言える。磁化を発現している Ni イオンの電子状態に目を向けると、LMO/LNO/LMO 三層膜における Ni- L_2 XMCD スペクトルの形状は、LNO 中間層の膜厚に依らず実験誤差の範囲内でほぼ一致しており、その形状は Ni $^{2+}$ 状態の XMCD スペクトル [13] によく似ている。ここで、前述した XAS 測定の結果では、LMO と LNO の界面では電荷移動により界面第一層の Ni イオンの価数がバルクの 3 価から 2 価に価数変化していた。この XAS の結果と合わせると、LNO-LMO ヘテロ構造の LNO 側では、電荷移動で価数変化した界面第一層の Ni $^{2+}$ イオンにのみ磁化が発現していると考えられる。さらに、Fig. 3(a) の挿入図に示すように、LNO 中間層の Ni- $L_{2,3}$ XMCD 信号と LMO 上下層の Mn- $L_{2,3}$ XMCD 信号の符号は同じであることから、Ni イオンと Mn イオンに誘起された磁化は強磁性的に結合していることが明らかとなった。XMCD の磁気総和則 [14,15] を用いた定量解析の結果、誘起された有効スピン磁気モーメントは約 0.2-0.3 μ_B /Ni ion であり、これは Ni $^{2+}$ 状態の電子配置 ($3d^8: e_g^6 t_{2g}^2$) から予測されるフルモーメント (2 μ_B /Ni ion) よりもかなり小さいことが分かった。

同様に、LNO/LMO (m ML)/LNO 三層構造の Mn- $L_{2,3}$ XMCD を用いて、ヘテロ構造を作製した際の LMO 側に誘起された磁化状態を評価した。三層構造の Mn- $L_{2,3}$ XMCD スペクトルでは、LMO 単層膜の Mn $^{3+}$ 状態由来の XMCD 信号に加えて、 ~ 641.1 eV と ~ 643.4 eV の肩構造 (Fig. 3(b) 中の三角印) に対応する Mn $^{4+}$ 状態の寄与が観察された。このことから、 $m = 6, 12$ ML の三層構造の LMO 中間層の強磁性には Mn $^{3+}$ 状態に加えて、電荷移動によって生成した Mn $^{4+}$ 状態も寄与していることが示唆される。磁気総和則を用いて Mn イオン当たりの有効スピン磁気モーメントを計算すると、三層構造における Mn イオンの磁気モーメント ($m = 6$ ML (2.3 μ_B /Mn ion), 12 ML (2.1 μ_B /Mn ion)) は、LMO 単層膜 (1.7 μ_B /Mn ion) よりも大きかった。XAS の結果から界面で LMO 側に移動した正孔は LMO の界面近傍の 3-4 ML 領域に分布していると考えられることから、電荷移動に関与する界面 3-4 ML の LMO は、電荷移動に関与していない内部の LMO に比べて磁化が大きく、強磁性が安定化しているといえる。

これらの結果をもとに、(001) 配向の LNO-LMO ヘテロ界面における強磁性の起源を考察する。Fig. 4 に示すように、LMO 層の界面領域では、LMO 側に移動した正孔が深さ方向に分布することで生成した Mn $^{4+}$ ($3d^3$ high spin (HS)) イオンと Mn $^{3+}$ ($3d^4$ HS) イオン間での強磁性的二重交換

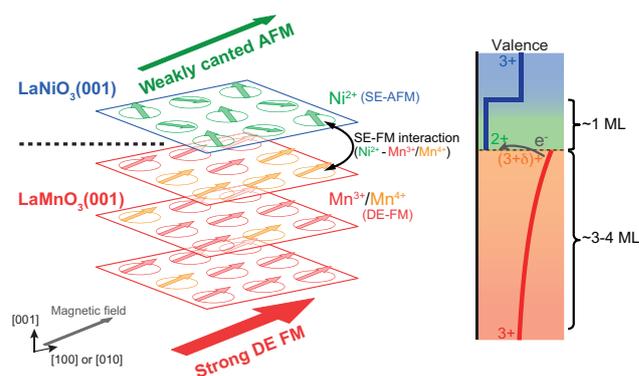


Figure 4 Schematics of possible interfacial magnetic structures of LNO-LMO with asymmetric charge redistributions. Here, SE denotes superexchange interaction, DE means double exchange interaction, AFM is antiferromagnetism, and FM means ferromagnetism.

(DE) 相互作用によって強磁性が安定化していると考えられる。これは、巨大磁気抵抗効果で広く知られる (La,Sr) MnO $_3$ や (La,Ca)MnO $_3$ 等のペロブスカイト型マンガン酸化物における強磁性発現機構 [1] と類似のものである。次に、LNO 層に関して考える。LNO 界面第一層に存在する Ni $^{2+}$ イオンのスピンは、超交換相互作用 (SE) の符号を予測する一般的規則である Kanamori-Goodenough (KG) 則によると Ni $^{2+}$ ($3d^8$)-O-Ni $^{2+}$ ($3d^8$) の強い反強磁性的超交換相互作用により、互いに反平行に整列すると予想される。加えて LMO 層と LNO 層の界面では、界面を挟んで面直方向に KG 則に従った Ni $^{2+}$ ($3d^8$)-O-Mn $^{4+}$ ($3d^3$ HS) や Ni $^{2+}$ ($3d^8$)-O-Mn $^{3+}$ ($3d^4$ HS) の強磁性的 SE 相互作用が働くと考えられる。その結果、面直の交換相互作用と面内の交換相互作用の微妙な力関係によって、Fig. 4 の緑の矢印に示すように LNO 界面第一層の Ni $^{2+}$ イオンのスピンが傾き (スピンキャンピング)、その結果 LNO 層に巨視的な弱い磁化が観測されたと考えられる。

仮に LMO 層で正孔の空間分布がなく、界面第一層に局在していた場合には、界面第一層の LMO に存在する Mn $^{4+}$ イオンのスピンは Mn $^{4+}$ ($3d^3$ HS)-O-Mn $^{4+}$ ($3d^3$ HS) の反強磁性的 SE 相互作用によって反平行に整列し、LMO 層の界面領域の巨視的な磁化は存在しないと考えられる。加えて上に述べたように、界面 1ML の LNO 界面第一層では Ni $^{2+}$ -O-Ni $^{2+}$ の反強磁性的 SE 相互作用、界面を挟んだ LNO 層と LMO 層間では Ni $^{2+}$ -O-Mn $^{4+}$ の強磁性的 SE 相互作用が働くため、LNO 層内の Ni $^{2+}$ イオンのスピンも反平行に整列すると考えられ、全体として Mn と Ni イオンの巨視的な磁化が存在しないことが予想される。これらの結果から、(001) 配向の LNO-LMO 界面では、電荷移動により生成した正孔の空間的な広がり起因した LMO 界面層における強磁性の安定化と、Ni イオンと Mn イオン間の強磁性的結合が、特有の界面強磁性を引き起こす重要な要因であると言える。

5. まとめ

LNO-LMO ヘテロ構造において、界面で起こる電荷移動現象がどのような機構で界面強磁性を発現するのかを明らかにすることを目的として、測定用に最適化した LNO-LMO ヘテロ構造を作製し、その軟 X 線分光測定を行った。その結果、(001) 配向の LNO-LMO 界面の強磁性は、電荷移動により LMO 内に生成した正孔が空間的に広がっていることに起因していることが明らかになった。より具体的には、正孔の空間的な広がりに起因した LMO 界面層における強磁性の安定化と、Ni イオンと Mn イオン間の界面を通じた強磁性的結合が、特有の界面強磁性を引き起こす重要な要因であると考えられる。

今後、本研究で得られた知見に基づき適切な界面を作製し、界面電荷分布を制御することで、酸化物ヘテロ構造における界面強磁性の設計・制御につながることを期待される。

6. 謝辞

本研究は、簗原誠人、湯川龍、志賀大亮、三橋太一 (KEK-IMSS-PF)、長井拓郎 (NIMS)、及び、野中洋亮、芝田悟朗 (東大) 各氏との共同研究である (所属は研究当時)。本研究における Photon Factory での XAS, XMCD 実験は、共同利用実験課題 (2014T002, 2013S2-002, 及び 2015S2-005) によって行われた。

引用文献

- [1] M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039 (1998).
- [2] Y. Hwang, Y. Iwasa, M. Kawasaki, B. Keimer, N. Nagaosa, and Y. Tokura, *Nat. Mater.* **11**, 103 (2012).
- [3] J. Mannhart, and D. G. Schlom, *Science* **327**, 1607 (2010).
- [4] P. Zubko, S. Gariglio, M. Gabay, P. Ghosez, and J. -M. Triscone, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **2**, 141 (2011).
- [5] A. Ohtomo, D. A. Muller, J. L. Grazul, and H. Y. Hwang, *Nature* **419**, 378 (2002).
- [6] T. Koida, M. Lippmaa, T. Fukumura, K. Itaka, Y. Matsumoto, M. Kawasaki, and H. Koinuma, *Phys. Rev. B* **66**, 144418 (2002).
- [7] J. Hoffman, I. C. Tung, B. B. Nelson-Cheeseman, M. Liu, J. W. Freeland, and A. Bhattacharya, *Phys. Rev. B* **88**, 144411 (2013).
- [8] M. Gibert, P. Zubko, R. Scherwitzl, J. Íñiguez, and J-M. Triscone, *Nat. Mater.* **11**, 195 (2012).
- [9] M. Kitamura, K. Horiba, M. Kobayashi, E. Sakai, M. Minohara, T. Mitsuhashi, A. Fujimori, T. Nagai, H. Fujioka, and H. Kumigashira, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 111603 (2016).
- [10] M. Kitamura, I. Ohkubo, M. Matsunami, K. Horiba, H. Kumigashira, Y. Matsumoto, H. Koinuma, and M. Oshima, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 262503 (2009).
- [11] H. Fujishiro, T. Fukase, and M. Ikebe, *J. Phys. Soc. Jpn.*

67, 2582 (1998).

- [12] M. Kitamura, M. Kobayashi, E. Sakai, M. Minohara, R. Yukawa, D. Shiga, K. Amemiya, Y. Nonaka, G. Shibata, A. Fujimori, H. Fujioka, K. Horiba, and H. Kumigashira, *Phys. Rev. B* **100**, 245132 (2019).
- [13] H. Guo, A. Gupta, M. Valera, S. Pennycook, and J. Zhang, *Phys. Rev. B* **79**, 172402 (2009).
- [14] B. T. Thole, P. Carra, F. Sette, and G. van der Laan, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1943 (1992).
- [15] P. Carra, B. T. Thole, M. Altarelli, and X. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 694 (1993).

(原稿受付日: 2020 年 10 月 1 日)

著者紹介

北村未歩 Miho KITAMURA



KEK 物質構造科学研究所 助教
〒 305-0801 茨城県つくば市大穂 1-1
TEL: 029-879-6196
e-mail: mkita@post.kek.jp

略歴: 2016 年東京大学大学院工学系研究科 (東京大学生産技術研究所) 博士課程

修了, 2016 年物質構造科学研究所博士研究員, 2020 年物質構造科学研究所助教。工学博士。

最近の研究: 放射光分光を用いた酸化物ヘテロ界面物性の起源解明。

趣味: おいしいもの, めい撮り。

堀場弘司 Koji HORIBA

KEK 物質構造科学研究所 准教授
〒 305-0801 茨城県つくば市大穂 1-1
TEL: 029-879-6196
e-mail: horiba@post.kek.jp

小林正起 Masaki KOBAYASHI

東京大学大学院工学系研究科 准教授
〒 113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1
TEL: 03-5841-6692
e-mail: masaki.kobayashi@ee.t.-tokyo.ac.jp

坂井延寿 Enju SAKAI

東京大学環境安全研究センター 助教
〒 113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1
TEL: 03-5841-2324
e-mail: e_sakai@esc.u-tokyo.ac.jp

雨宮健太 Kenta AMEMIYA

KEK 物質構造科学研究所 教授
〒 305-0801 茨城県つくば市大穂 1-1
TEL: 029-879-6027
e-mail: kenta.amemiya@kek.jp

藤森淳 Atsushi FUJIMORI

早稲田大学大学院先進理工学研究科 客員教授

〒 169-8555 新宿区大久保 3-4-1

TEL: 03-5286-3230

e-mail: fujimori@phys.s.u-tokyo.ac.jp

藤岡洋 Hiroshi FUJIOKA

東京大学生産技術研究所 教授

〒 153-0041 東京都目黒区駒場 4-6-1

TEL: 03-5452-6342

e-mail: hfujioka@iis.u-tokyo.ac.jp

組頭広志 Hiroshi KUMIGASHIRA

東北大学多元物質科学研究所 教授

(兼) KEK 物質構造科学研究所 特別教授

〒 980-8577 宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1

TEL: 022-217-5802

e-mail: kumigashira@tohoku.ac.jp