

3 시간 분해능 전광학적 스핀 스위칭 연구 동향

글_김지완 교수 | 군산국립대학교 물리학과

1. 서론

스핀트로닉스(spintronics)는 스핀(spin)과 전자공학(electronics)의 합성어로 지금까지 전자 흐름의 on/off로 제어되는 정보를 양자역학적 스핀 상태인 up/down으로 대체하고자 활발하게 연구되고 있는 분야이다. 스핀은 전자가 고유하게(intrinsic) 보유하고 있는 성질임에도 불구하고 스핀과 전자를 공간적으로 분리할 수 있고, 전자를 물리적으로 흘려보내지 않더라도 스핀을 독립적으로 제어할 수 있다.

응용적인 측면을 고려할 때, 스핀트로닉스 연구의 궁극적 목표는 외부 자기장 없이 고속의 스핀 스위칭을 실현하는 것이라 할 수 있다. MRAM(magnetic random access memory) 개발 초기 단계에는 메모리 셀에 수십 나노초(ns)에서 마이크로초(μ s)의 전류 펄스를 흘려

암페어 자기장을 유도해 직접 스핀을 반전시켰으나 자기장의 국소화가 어려워 집적 밀도를 높이는데 한계가 있었다. 곧이어 외부 자기장 없이 전류를 주입하여 스핀의 각운동량 전달을 이용해 다른 층의 스핀을 반전시킬 수 있는 스핀 전달 토크(spin-transfer torque) 방식이 개발되어 [1,2] 고밀도 매체 개발에 박차를 가하였으며 현재 사용되고 있는 HDD(hard-disk drive), SSD(solid-state disk), DRAM(dynamic random access memory) 등의 저장 매체를 대체할 만큼 가격적인 면까지 우위가 있는 것은 아니지만 HDD와 SSD의 정보의 비휘발성(non-volatile) 및 DRAM보다 빠른 읽기/쓰기 동작속도, 내구성, 에너지 효율 등의 장점을 모두 갖고 있다 [3,4]. 현재 Everspin Technology사에서 2019년 초 1 Gb 용량의 메모리를 개발하여 양산하고 있으며 고가로 인해 주로 내구성

및 신뢰도를 중요시하는 기기들에 내장형으로 판매 단계에 있다.

이러한 저장 매체 중 가장 빠르게 동작하는 MRAM 및 DRAM의 경우 수 ~ 수십 나노초의 동작 속도를 보이는데, 이것이 일반적인 전자장비가 동작할 수 있는 속도의 한계가 되므로 향후 더 빠른 동작 속도를 갖는 소자를 개발하기 위해서는 전자장비 기반이 아닌 다른 방법의 정보 저장기술이 필요하다고 볼 수 있다. 현재 가장 빠르게 정보를 제어하는 방법은 수십 펨토초의 펄스폭을 갖는 레이저 펄스를 이용하는 것으로 알려져 있는데, 레이저 광자의 각운동량(angular momentum)을 스핀 각운동량에 빠르게 전달하여 외부 자기장 및 외부와 연결된 전자회로망 없이 오로지 광자만으로 스핀 스위칭을 이루는 것이 기본 아이디어다. 2007년 네덜란드의 Th. Rasing 그룹에서 발견된 이래로 [5], 최근 약 10년 이상 비약적인 발전을 이루고 있는 소위 전광학적 스위칭(all-optical switching) 방법이라 불리는 기술의 측정 방법, 동작 메커니즘, 다양한 관련 소재군, 그리고 동향에 대해 언급하고자 한다.

2. 시간 분해능 스핀 동역학 측정 방법

2.1 시간 분해능 자기광 측정 장비 개요

전광학적 방법과 관련된 모든 실험은 기본적으로 펨토초 레이저 펄스를 이용한 시간 분해능 펌프-프로브 자기광 효과(time-resolved pump-probe magneto-optical Kerr effect) 측정 기술을 기반으로 한다. 그림 1과 같이 레이저에서 나온 펨토초 펄스를 강한 세기의 펌프와 약한 세기의 프로브 빔으로 분리시켜 두 빔 사이의 광학적 거리를 딜레이 스테이지(delay stage)로 변화시키면서 펌프에 의해 변화된 시료의 동역학 특성을 프로브로 측정을 하게 된다. 펌프와 프로브의 파장을 같이 하는 경우에도 있으나(degenerate pump-probe), 이색 표백성(dichroic bleaching) 현상으로 인하여 펌프와 프로브가 만나는 $t = 0$ 시점에서 스핀 동역학 정보를 제대로 측정할 수 없다. 따라서 많은 경우에 펌프-프로브 파장을 (400 nm, 800 nm) 혹은 (800 nm, 400 nm)를 사용한다.

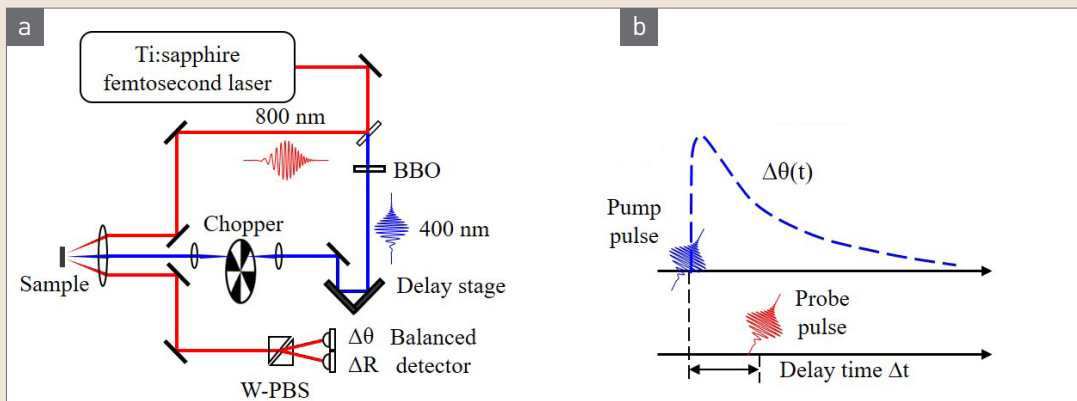


그림 1 ▶ (a) 펨토초 시간분해능 자기광 측정 장비 개략도 (b) 펌프와 프로브 펄스 사이의 시간 간격에 따른 자기광 신호 예시.

시료의 비자성 신호의 경우, 펌프에 의한 광학 프레넬 계수(Fresnel coefficient)의 변화를 반사율이나 투과율을 측정함으로써 알 수 있으며, 자성 신호의 경우, 선편광된 프로브는 스핀이 갖고 있는 국소 자기장에 의해 편광축이 회전된 타원편광으로 반사되며 회전된 각도(Kerr rotation: MOKE 실수부) 혹은 타원의 이심률(Kerr ellipticity: MOKE 허수부)로 결정된다. 이 자기광 신호들을 balanced detector로 편광변화를 측정하고 자성 정보와 비례한다는 가정을 사용하여 스핀 동역학 신호를 분석한다. 자기광 현상이라 불리는 MOKE는 장비 셋업이 비교적 어렵지 않으며, 프로브의 펄스 폭 내에 측정하는 것이므로 초고속이 가능하며, 비파괴, 1 nm 두께의 박막도 측정 가능한 민감도를 가지고 있어 다양한 분야에서 사용되고 있다.

2.2 자기광 신호 성분 측정 방법

스핀의 움직임을 3차원 공간에서 정확하게 측정하려면 각 시간의 S_x , S_y , S_z 의 성분을 알아야 하는데(그림 2 좌측의 x, y, z 방향 참조) MOKE의 측정 기하학적 구조를 변화시킴으로써 가능하다. 그림 2와 같이 외부자기장이 수직으로부터 y축 방향으로 ϕ 의 각도로 인가된 상태에서 프로브가 시료에 수직 입사하는 경우($\theta_i = 0$)는 선편광의 회전 각도에 관계없이 S_z 성분만 측정되며(polar Kerr), 수평 편광을 가지며 입사각 $\theta_i = \theta_0$ 로 입사하는 경우는 S_y , S_z 성분이 모두 측정된다(longitudinal Kerr). 자기장 방향을 $-\phi$ 로 변화시키면 이번에는 $-S_y$, S_z 성분이 측정되므로 두 신호의 차와 합을 통하여 S_y , S_z 를 각각 분리할 수 있다. S_x 성분은 수평 편광 입사의 프로브 빔을 편광 분석이 아닌 반사율을 측정함으로써 얻게 되는데(transverse Kerr), 비자성 정보가 동시에 포함되므로 외부

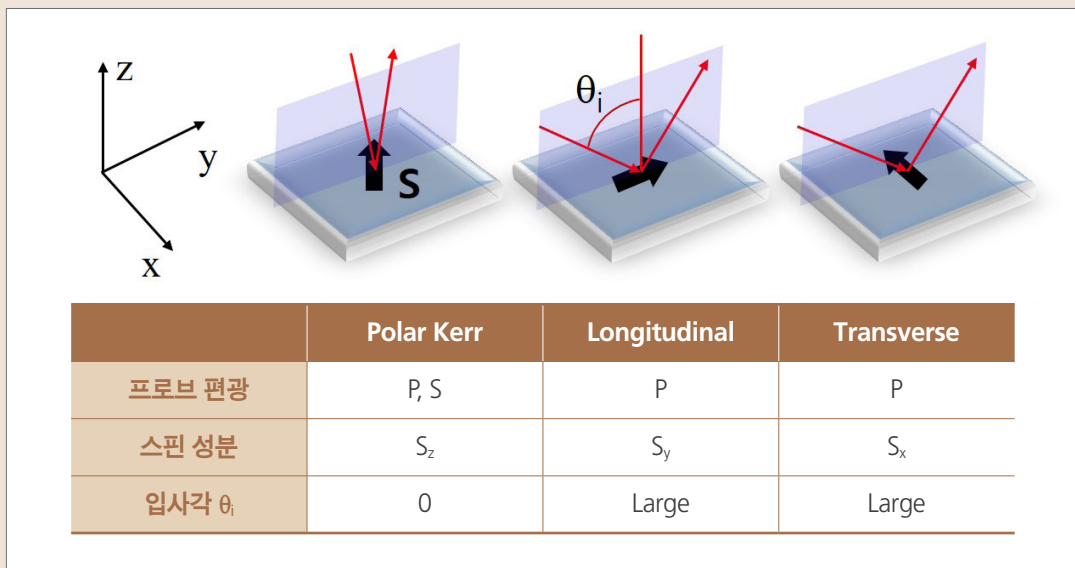


그림 2 ▶ 자기광 측정 스핀 성분에 따른 광학 파라미터.

자기장 ϕ 와 $-\phi$ 에서 측정된 신호의 차를 구하면 S_x 성분만 얻게 된다. 보통 전광학적 스위칭 실험에서는 수직자기이방성의 시료를 사용하므로 지금부터 언급되는 MOKE 신호는 polar Kerr 측정이라 간주해도 좋다.

3. 전광학적 스핀 스위칭의 간단한 역사 및 실험 결과 소개

3.1 최초의 발견

펄토초 레이저를 이용한 전광학적 스위칭은 네덜란드 Nijmegen, Radboud 대학의 Theo Rasing 그룹에 의해 희토류(RE: Rare-Earth)와 전이금속(TM: Transition Metal) 합금의 $Gd_{22}Fe_{74.6}Co_{3.4}$ 에서 최초로 보고되었다 [5]. 이 물질은 RE와 TM의 스핀 방향은 반평행(antiparallel)이나 크기가 다른 페리자성(ferrimag-

net)을 갖고 있어, 각운동량 보상온도(angular momentum compensation temp.) 및 자성 보상온도(magnetization compensation temp.)가 분리되는 특성을 갖고 있으며, 조성을 조절하여 자성 보상온도를 상온 이상으로 만드는 것도 가능하다. 광자의 각운동량을 전달하기 위해 빛의 편광을 원편광으로 입사시키며 우편광(σ^+)이면 각운동량 +1, 좌편광(σ^-)이면 -1, 선편광(L)이면 0으로 정의된다. 그림 3에 Th. Rasing 그룹의 전광학적 스위칭 결과를 나타내었는데, 시료의 흰색과 검은색은 스핀의 up, down 방향을 각각 나타내며 빛의 원편광 상태를 바꿔가며 스핀 반전을 성공시켰음을 의미한다. 이를 시작으로 하여 다른 조성 혹은 RE-TM 계열의 다음과 같은 여러 물질에 대한 연구들이 진행되었다: $Gd_{24}Fe_{66.5}Co_{9.5}$ [6], Tb_xCo_{1-x} [7], Tb_xFe_{1-x} [8].

광자와 스핀 사이의 각운동량이 어떻게 변환되는지는 현재까지도 명확하게 밝혀지지 않았으나, 초기에는 많은 연구자들이 예상한 바

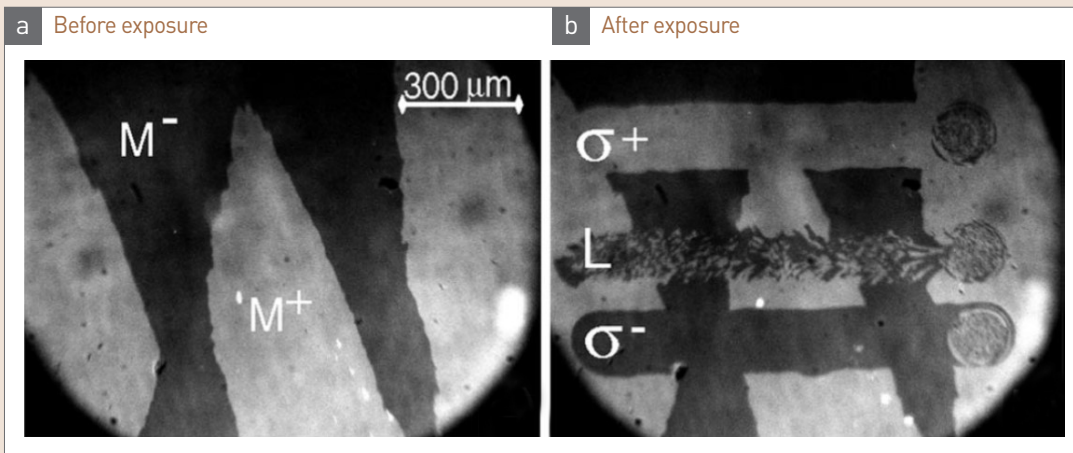


그림 3 ▶ 최초로 보고된 $Gd_{22}Fe_{74.6}Co_{3.4}$ 에서의 전광학적 스핀 스위칭 [5]. (a) 레이저 펄스 인가 전의 자구(domain) 모습과 (b) 레이저의 편광을 달리한 펄스로 스캔한 후의 자구 변화.

대로 역 패러데이 효과(inverse Faraday effect)가 제시되었다. 패러데이 효과는 스핀이 빛의 편광을 변화시킨다는 것이므로, 역 패러데이 효과는 빛의 편광이 스핀 방향을 바꾼다는 것이다. 원편광에 의해 생성된 전자의 회전운동이 약 10 테슬라 크기의 초고속 자기장을 발생시켜 스핀 반전이 유도될 수 있다고 주장했지만 [9], 이는 이후에 제기된 몇가지 의문들을 설명할 수 없었다. 예를 들어, 스위칭이 되는 시간이 레이저 펄스폭에 비해 100~1,000배 이상 길다는 것과 [10], 레이저의 반복률에 따라 스위칭 결과가 다르다는 것이었다. 즉, 스위칭이 단일 펄스(single shot)로 결정되는 것이 아니라 다중 펄스 효과의 확률적 합으로 주어진다 는 것이다 [11]. A. Khorsand는 시료의 circular dichroism(원편광에 따른 흡수율 상이성) 연구를 통해 원편광 의존 스위칭, 단일 펄스 및 다중 펄스에 의한 확률적 스위칭도 설명하였다 [12]. GdFeCo(RE-TM 계열)를 정량적으로도 잘 설명하였으나 그 이후에 발표된 강자성체 기반의 시료는 더 확장된 설명이 필요했으며, 또한 실험시 항상 나타나게 되는 레이저 펄스에 의한 열 에너지 효과를 무시할 수 없어 답을 얻기 위한 새로운 연구가 계속 수행되고 있다.

3.2 교환 상호 작용 메커니즘

첫 결과가 보고된 지 4년 후 펨토초 시간 분해능 XMCD(X-ray Magnetic Circular Dichroism)를 사용하여 Gd과 Fe 원소 각각의 동역학을 동시에 측정한 결과가 발표되었다 [13]. 이 실험에서는 선편광 펌프 레이저를 사용했음에

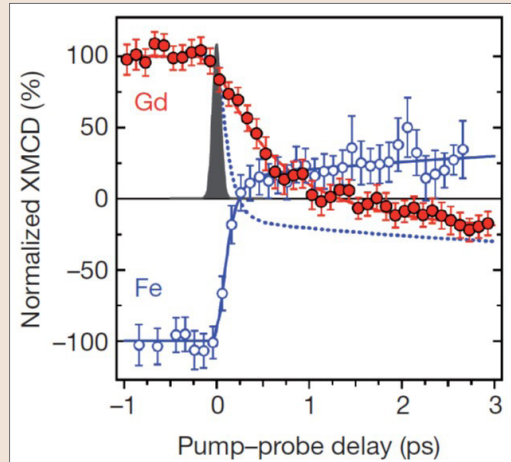


그림 4 ▶ 펨토초 분해능 XMCD로 측정한 Gd과 Fe 준격자의 스핀 동역학 [13].

도 불구하고 스핀 스위칭이 일어난 것을 확인했으며, 그 원인으로 두 종류의 준격자(sublattice) 사이의 교환 상호작용(exchange interaction)을 제시하였다 (그림 4).

두 준격자 사이의 스핀은 초기에 반대방향으로 정렬되어 있으나 펌프 이후의 동역학은 놀랄만큼 새로운 결과를 보여주었다. Gd은 4f 궤도의 전자들이, Fe은 3d 궤도의 전자들이 자화 모멘트에 각각 기여하는데, 4f 궤도가 상대적으로 더 원자에 속박되어 있어, 페르미 표면(Fermi surface)에서 낮은 에너지 값을 가지므로 펌프에 의한 탈자 현상은 그림 4처럼 Fe보다 Gd이 느린 동역학 형태를 보이고 있다. 약 300 fs에는 Fe의 스핀만 스위칭이 되어 준격자 사이의 스핀 정렬 상태는 1 ps 동안 나란한 강자성체 상태를 보인다. 이 원인은 명확히 규명되지 않았지만, 열에너지로 인한 격자의 크기 및 비등방 에너지 변화, 주변으로의 스핀 각운동량 전달 [14]등의 복합적인 원인으로 교환 상

호작용의 부호가 순간적으로 변화한 것으로 생각된다. 시료의 온도가 하강하면서 약 1.5 ps에서는 다시 교환 상호작용의 부호가 변하여 Gd과 Fe의 스핀이 반평행한 페리자성의 형태로 되는데, 그 과정에서 Fe의 스핀이 되돌아가는 것이 아닌 Gd의 스핀이 반전되어 전체적으로 스핀 스위칭이 일어나는 동역학이 완성된다. 그 이유는 각 원소의 자화 값은 자성 보상온도 이하에서는 $M_{Gd} > M_{Fe}$, 그 이상의 온도에서는 $M_{Gd} < M_{Fe}$ 이 되므로 높은 온도에서 Gd과 Fe의 스핀 방향이 반대로 전환될 때, Fe의 스핀을 중심으로 Gd의 스핀이 회전하게 되는 메커니즘이다.

원편광에 관계없이 스위칭이 된다는 충격적인 결과 이후, 많은 그룹들이 inverse Faraday effect 라는 어구 대신 all-optical switching을 사용하기 시작해 현재까지도 쓰고 있다. 이후로 선편광 펄스를 사용하여 스핀 스위칭을 관찰한 많은 결과들이 보고되었다. 이 중 원인을 더 명확하게 증명하기 위해서는 펄스를 맞은 영역의 외부 주변에서 발생하는 쌍극자 장(dipolar field)을 제거해야 한다는 주장이 제기되었고 [15], 이를 확인하기 위해 T. Ostler 연구팀은 쌍극자 장에 의한 스위칭 효과를 배제하기 위하여 펄스의 사이즈보다 작은 지름 약 20 μm 크기의 패턴된 원형 시료를 제작하여 펄스 에너지를 균일하게 입사시켰다 [16]. 광자의 각운동량 및 쌍극자 장과는 관계가 없으므로 스핀 스위칭은 패턴된 시료 전면에 균일하게 toggle 형태로 제어할 수 있다는 결과를 발표하였다.

3.3 강자성체로의 비약적 발전

프랑스의 S. Mangin 그룹과 미국의 E. Fullerton 그룹은 최초로 수직 자기 이방성을 갖는 강자성체인 $[\text{Co}(0.4 \text{ nm})/\text{Pt}(0.7 \text{ nm})]_N$ 다층박막 및 FePtAgC 합금박막의 스핀 스위칭에 성공하였다 [17]. 이 논문에서는 오히려 RE-TM 물질에서 큰 영향이 없었던 원편광을 사용했으며 다층박막의 수 및 Co의 두께를 1 nm 까지 늘려가며 측정한 결과 낮은 층수($N \leq 3$) 및 얇은 두께($< 0.6 \text{ nm}$)에서 원편광 의존 스위칭이, 높은 층수 및 두꺼운 시료 일수록 펄스의 열에너지에 의한 단순 탈자현상만 일어난다는 것을 보였다.

이 결과는 이전에 발표된 RE-TM 계열 시료의 결과와는 다른 중요한 점이 있다. 첫번째는 I. Radu의 결과와는 [13] 반대로 광자의 각운동량이 스핀 스위칭을 유도한다는 것을 무수히 많은 시료로 확실하게 증명했다는 점이며, 두 번째는 RE-TM 구조의 페리자성에서 벗어나 강자성체로 확장한 것이다.

RE-TM 시료는 쉽게 산화되어 성질의 재현성이 확보하기 쉽지 않았던 문제가 지속적으로 대두되어 왔다. 그러나 강자성체는 두께 제어만 제대로 된다면 상대적으로 용이하게 제작할 수 있다는 장점이 있다. 따라서 특수한 물질이 아닌 일반적인 강자성체에서 이 현상이 나타날 수 있다는 가능성을 보인 것에 중요한 의미가 있다. 이로써, 아직은 멀지만 초고속 스핀트로닉스 상용화 단계를 향해 진일보 했다는 평가를 받고 있다.

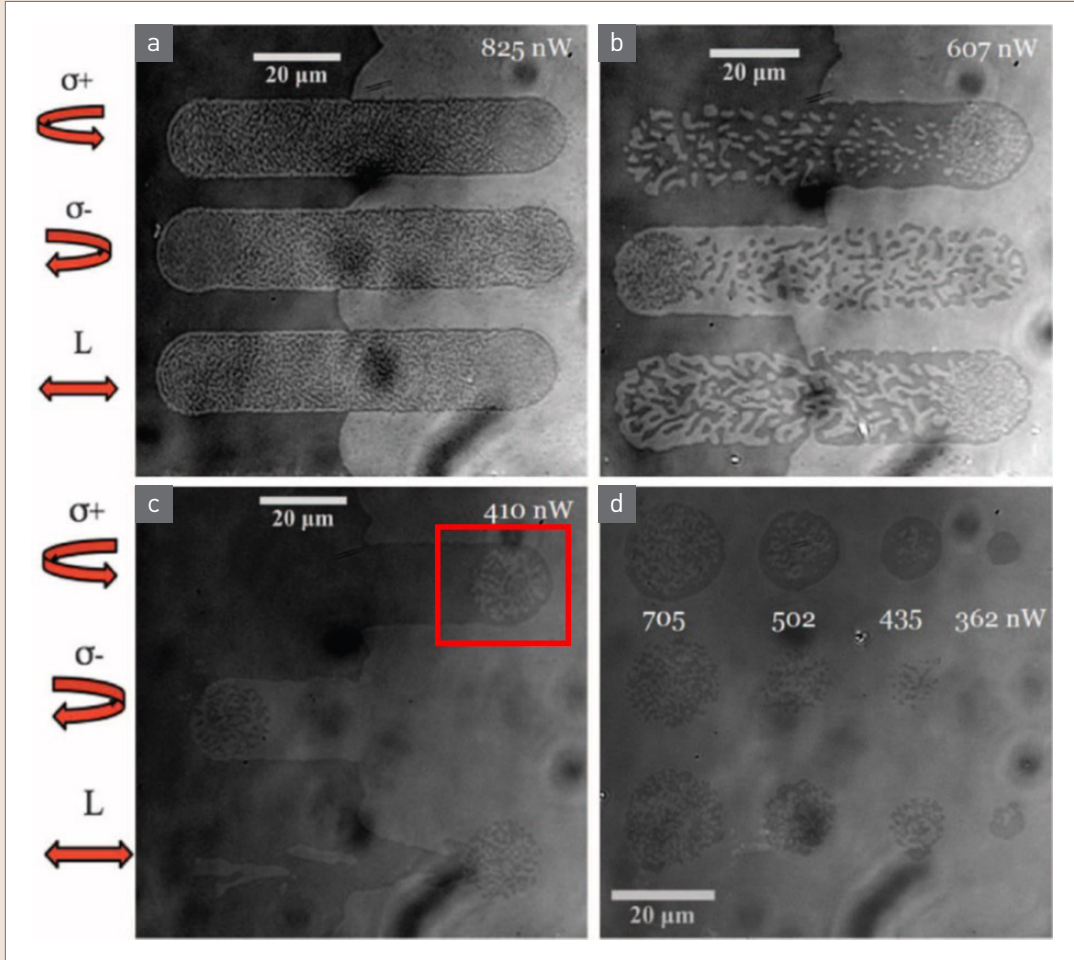


그림 5 ▶ $[\text{Co}(0.4 \text{ nm})/\text{Pt}(0.7 \text{ nm})]_N$ 시료의 펄스 편광에 따른 자기광 이미지 [17]. (A) $N=8$, (B) $N=5$, (C) $N=3$ 일 때 각각의 자기광 이미지. (D) $N=3$ 에서 펄스의 세기를 변화시켰을 때의 자기광 이미지.

그림 5는 박막의 층수에 따른 Kerr 이미지를 보여주며 어두운 영역(밝은 영역)은 스핀의 up(down) 도메인을 나타낸다. (A), (B)와 같이 높은 층수($N=8, 5$)에서는 레이저의 원편광 방향에 의존하지 않는 탈자현상만 보여주고 있고, 낮은 층수($N=3$)인 (C)에서는 스위칭의 원편광(σ^+, σ^-) 의존성을 확실히 보여주며, 오로지 선편광(L)일 때만 탈자현상을 보인다. 흥미로운 점은 빨간 사각형내의 레이저 스팟 영역의

경계는 스위칭이 되며 중심은 단순 탈자를 보이는데, 레이저의 공간 분포가 Gaussian 형태이기 때문이다. 따라서 레이저 인가 후 중심에서는 큐리 온도를 넘은 상태가 수십 ps 동안 유지되어 원편광에 의한 스위칭 효과가 발현되지 않고, 경계부분은 그보다 약간 낮은 온도가 형성되어 남아 있는 스핀들이 원편광의 영향을 받아 스위칭이 되는 것으로 해석된다. 실제 저장매체에 이용하고자 할 때, 스캐닝이 아닌

한 스왓 내의 모든 영역이 스위칭이 되어야 하는데, 이것은 레이저 빔의 세기를 줄여 중심에도 퀴리 온도를 넘지 않게 조절하는 것으로 해결할 수 있다. 그림 5(D)는 레이저 세기에 따른 스위칭 정도를 보여주는데, 오른쪽의 가장 약한 세기에서는 중심 및 경계부분이 모두 균일하게 스위칭이 되는 것을 볼 수 있다.

3.4 단일 펄스 스핀 스위칭 구현

그러나 아쉽게도 강자성체의 스위칭은 레이저 펄스 한개로 결정적으로(deterministic) 이루어지지 않고 다중 펄스에 의한 누적이 문제점으로 지적되어 왔다. 앞서 언급한 RE-TM의 경우는 반대로 단일 펄스로 스위칭이 가능하나 원편광의 의존성이 없는 toggle 스위칭이었다. 따라서 기존의 두 실험 결과를 결합한 아이디어로 미국 Berkeley의 J. Bokor 그룹은 [18] RE-TM과 강자성체 재료를 결합하여, $[Co/Pt]_N/Gd_5Fe_{65}Co_{28}$ 다층박막에서 Co/Pt 층과 GdFeCo 층 사이에 수직 교환 바이어스(exchange bias)가 생성되도록 제작하고 단일 펄스로 약 7 ps 내에 스핀 스위칭이 가능하다는 것을 실험적으로 입증하였다.

네덜란드의 B. Koopmans 그룹은 수직 교환 바이어스가 걸린 Gd/Co/Cu/Co/[Ni/Co]_N 시료를 제작하였다 [19]. Gd/Co 층은 근접효과(proximity effect)로 인하여 마치 RE-TM 합금과 같이 스핀 방향이 서로 반평행으로 정렬되어 있고, Cu 층을 중심으로 양측의 Co 층의 스핀이 평행 혹은 반평행으로 정렬된다. 시료의 층 두께는 약 10 nm 이므로 레이저 펄스를 인

가하면 모든 층의 스핀이 여기되며, 특히 하부의 $[Ni/Co]_N$ 층의 스핀 각운동량이 Cu 층을 매개로하여 상부의 Gd/Co 층으로 전달되는데 레이저 펄스의 세기가 높을 때는 기존의 RE-TM 결과에서 보여주었던 toggle 스위칭이, 세기가 상대적으로 낮은 범위에서는 원편광에 의존하는 스위칭을 보였다. 이것은 펄스 세기의 Gaussian 형태를 고려할 때, 중심에서는 toggle 스위칭을, 주변부에서는 원편광 의존 스위칭을 단일 레이저 펄스로 동시에 구현했음을 의미한다.

프랑스의 J. Y. Bigot 그룹에서는 Pt(1.5 nm)/Co(0.7 nm)/Pt(1.5 nm)의 단일 펄스 스위칭이 자구(magnetic domain)의 크기와 관련한다는 새로운 관점의 결과를 발표하였다 [20]. 시료의 두께로 인해 선편광에 의한 toggle 스위칭에 이루어지며, 펄스 사이즈 크기가 자구의 크기보다 작을 때 단일 펄스 스위칭이 일어난다고 주장하였다. 펄스 사이즈가 커지면 내부에 자기 에너지를 낮추기 위해 다자구(multi domain)가 발생, 즉 스핀의 무질서도(disorder)가 증가하여 단일 펄스 스위칭이 일어날 확률을 낮추게 되는 것으로 해석된다.

3.5 스핀 전류의 활용 및 전망

앞선 B. Koopmans의 결과에서도 나타났듯이 최근 스핀 각운동량을 noble metal(Au, Cu) 등을 통해 양측의 인접한 강자성체 층으로 전달하는 구조를 많이 사용하고 있는 추세이다. 그 이유로, 인접한 강자성 두 층 사이의 경계면에서 작용하는 원하지 않는 교환 바이어스를

제거할 수 있고, 스핀 생성층과 전달받는 층을 구분하여 동역학 측정이 용이하다는 장점이 있다. 또한 Au, Cu은 스핀 각운동량을 전달하는 거리가 길어(Cu > 100 nm) 산란에 의한 각운동량 손실이 작다고 보고되어 있다. 이 스핀 각운동량 전달에 의한 동역학은 소위 스핀 전달 토크(spin transfer torque)라고 불리우며, 초고속 영역이 아닌 정적인 시간 영역에서는 이미 2000년대 초부터 시작하여, 전류로 생성된 국소 자기장으로 토크를 발생시키는 방법 [21], 스핀 각운동량을 직접 전달하는 방법 [22], 최근에는 스핀-궤도 얽힘(spin-orbit coupling)을 이용한 스핀 각운동량 주입 [23] 등으로 많은 연구가 이루어지고 있다.

초고속 시간 영역에서는 2008년 G. Malinowski가 Ru과 NiO을 전달층으로 사용하여 전달층의 유무에 따라 스핀 탈자 현상의 효율이 바뀐다는 결과를 처음 보고하였고 [24], D. Rudolf 및

C. Stamm 그룹에서도 Ni/Ru/Fe 시료의 강자성체 사이의 스핀이 평행, 반평행 구조를 갖도록 제작하고 레이저를 가하여 Ni층의 스핀 각운동량을 Fe층으로 전달시켰다. 그 결과 Fe층에서는 스핀 탈자가 아닌 스핀 획득(gain)의 결과를 얻어 초고속 스핀 전류가 실재함을 확인하였다 [25,26]. 또한 Fe(10 nm)/Au(2 nm), Fe(10 nm)/Ru(2 nm) 이층구조에 레이저 펄스를 인가하면, 수평 자기이방성을 갖는 Fe의 탈자에 의한 스핀 전류가 비자성층으로 이동하며 스핀-궤도 결합에 의해 수평으로 방향을 선회하게 된다. 이 때 시료의 수직방향(두께방향)으로 테라헤르츠 펄스가 방출되는데 이 신호를 측정함으로써 스핀 전류를 간접적으로 확인하였다 [27].

지금까지 레이저를 강자성체에 인가해 스핀 탈자로 인한 각운동량 전달, 즉 스핀 전류를 측정했다면 최근 3~4년 동안은 강자성체가 아닌 Pt, W, Ta, Au등과 같은 중금속(heavy metal)을

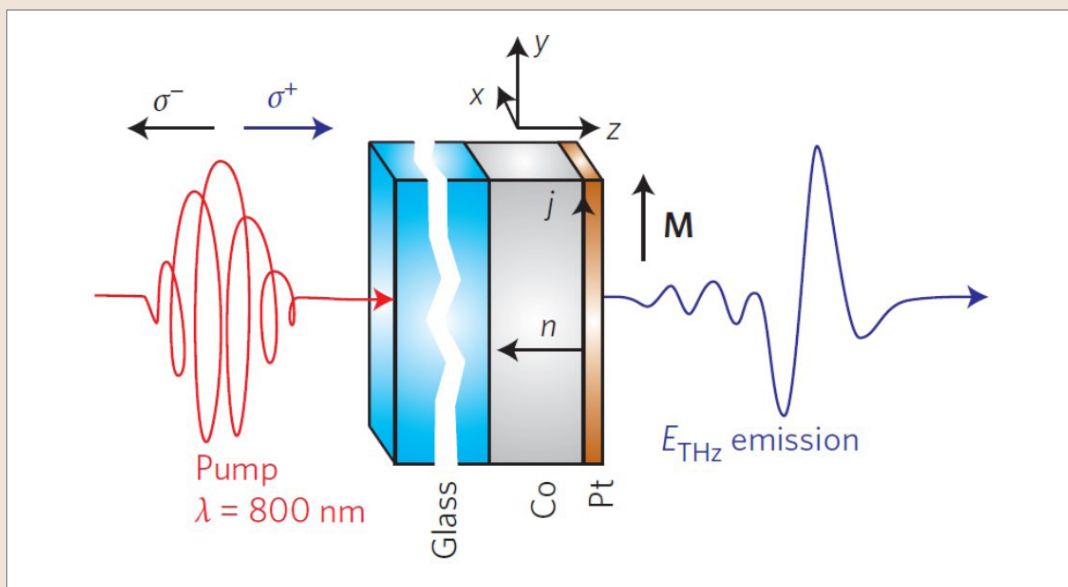


그림 6 ▶ Pt(2 nm)/Co(10 nm)/glass 시료에서 원편광 펄스를 이용한 초고속 스핀 전류 생성 및 테라헤르츠 신호 방출 모식도 [28].

이용한 초고속 스핀 전류 생성에 연구가 집중되고 있다 [28]. 위와 같은 중금속은 비자성이므로 스핀 탈자에서 기인한 스핀 전류가 생성되지 않으므로, 그림 6과 같이 레이저의 원편광을 입사시켜 광자의 각운동량이 스핀 각운동량으로 변환되는 메커니즘을 이용한 것이다. 이 메커니즘은 이미 반도체에서 optical orientation으로 잘 알려져 있었으나 중금속에서는 2016년 RE-TM 물질에서의 초고속 스위칭을 발표했던 네덜란드의 Th. Rasing, A. Kimel 그룹에 의해 스핀 전류에 기인한 테라헤르츠 방출 측정으로 처음 구현되었고, 중금속 두께에 따른 효율도 측정하였다. 그 결과 Pt(1.3 nm)의 광-스핀 변환효율이 가장 높은 것으로 측정되었으며, 이는 중금속내에서의 스핀 확산 거리(spin diffusion length)가 1~2 nm 정도라는 중요한 정보를 제시하기도 한다.

Au(2 nm)/Co(10 nm)/sapphire 구조에서는 스핀 전류의 존재를 강자성체의 스핀 동역학을 Kerr 신호를 직접 측정함으로써 확인했는데 [29], 우, 좌원편광은 시료에 수직 방향의 광자 각운동량을 가지므로, 이에 따라 Au 층으로부터의 수직 스핀 방향의 up, down이 결정된다. 이 스핀 전류는 Co 강자성 층으로 전파되고 초기 자화 용이축이 수평방향으로 정의되어 있는 Co의 스핀이 초고속 스핀 전류에 의해 토크를 받아 발생한 세차운동을 보고하였다.

초고속 스핀 전류의 활용은 앞으로도 더욱 확대될 전망이다. 그 이유로는 정적인 시간 영역에서의 스핀 전류는 Hall bar와 같이 패터닝 구조에 전극을 연결하여 전압을 인가함으로

써 얻을 수 있는 반면, 초고속 스핀 전류는 외부 회로와의 연결없이 오직 레이저 펄스로만 이루어지며, μm 사이즈의 국소 단위에서도 쉽게 만들 수 있다는 점 때문이다. 단, 스핀 확산 거리가 짧아 수평 방향으로 아직 응용성이 힘들다는 단점과 함께, 정적인 시간 영역에서 많은 연구가 되고 있는 스핀-궤도 토크 연구에서 인가되는 수평방향의 스핀 전류와 어떻게 통합(integration)될 수 있을지는 상용화를 위해 더 심도 있는 연구가 진행되어야 할 중요한 부분이기도 하다.

원편광 의존성을 갖는 초고속 스핀 전류는 강자성체의 전광학적 스위칭의 원인을 밝히는데 중요한 역할을 할 수 있을 것이라 생각한다. C. H. Lambert의 결과에서는 [17] 전광학적 스위칭의 메커니즘을 명시하지 않았으나, 당시 시료가 $[\text{Co}/\text{Pt}]_N$ 다층박막으로 Pt이 포함되어 있었으며, 2014년 발표한 S. Mangin의 결과에서는 $[\text{Co}/\text{Tb}]_N$ 시료의 capping 및 buffer 층이 Ta(4 nm)로 증착되어 있었으며 탈자로 기인한 스핀 전류가 스위칭 메커니즘이 될 것이라는 제안을 했었다 [30]. 그러나 당시에는 탈자로 기인한 스핀 전류가 왜 광자의 원편광 의존성을 가져야 하는지는 명확한 설명이 제시되지 않았다. 최근의 결과들을 볼 때 오히려 각 시료에 첨가된 Pt, Ta의 optical orientation에 주목을 해야 하지 않을까 추측해본다. 앞서 언급한 것과 같이 $[\text{Co}/\text{Pt}]_N$ 경우 $N \leq 3$ 에서 스위칭이 가능한데, 총 Pt의 두께는 2.1 nm가 된다. 이것은 Th. Rasing, A. Kimel 그룹의 결과인 [28] Pt의 스핀 확산 거리가 1~2 nm 인 사실

과 일치하며, Co의 두께가 0.6nm 이하인 얇은 조건에서 스위칭이 가능하다는 결과는 Pt에서 발생된 수직 방향의 스핀 각운동량의 총 크기가 Co가 보유하고 있는 스핀 각운동량 총량보다 클 때만 스위칭이 가능하다는 해석이 될 수 있다. 따라서 중금속 박막시료의 광자와의 상호작용을 밝히는 것이 현재까지 설명이 되지 않았던 원편광 의존 스핀 스위칭 메커니즘을 명확하게 제시하는 길일 것이다.

4. 맺음말

최근 초고속 스핀 전류에 의한 스핀 제어 및 스위칭 관련 흥미로운 연구 결과가 발표되면서 정적인 시간 영역의 스핀-궤도 토크 연구 분야와 급속도로 수렴하고 있다. 그 이유는 초고속 시간 영역에서 사용할 수 없었던 전자장비 방식의 스핀 전류를 대체할 초고속 스핀 전류를 개발했기 때문이며, 정적인 시간 영역의 연구 역시, 수십 나노초의 스핀 전류의 펄스폭을 사용하면서 점차 초고속과 정적인 시간을 구분하는 경계가 없어지고 있기 때문이다.

S. Mangin, E. Fullerton, H. Yang 그룹은 정적인 시간에서 스핀-궤도 토크를 활발하게 연구하던 그룹이었으나 현재는 초고속 스핀 동역학 연구 분야에서도 중요한 결과들을 내놓고 있으며, B. Koopmans, J. Bokor 등의 그룹은 초고속 스핀 동역학 분야의 전문가였으나 최근 Hall bar 소자를 제작하고 전기적 측정을 통

하여 정적인 시간 영역에서의 스핀-궤도 토크 연구를 이끌고 있다. 특히 B. Koopmans의 최근 결과는 전광학적 스위칭 방법을 스핀트로닉스에 통합시키는 노력을 보여주고 있다 [31].

상이해 보이는 두 시간 영역의 연구 결과는 서로 상호 보완되어 앞으로 5 ~ 10년 내에 통합될 것으로 예상된다. 최초의 초고속 스핀 동역학 결과 [32] 이래로 약 25년 동안 공통의 목표를 갖고 달려왔던 초고속 스핀트로닉스 정보 저장 매체의 현실화를 부푼가슴으로 기대해본다. 🍷

참 / 고 / 문 / 헌

- [1] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.*, 159, L1 (1996).
- [2] L. Berger, *Phys. Rev. B*, 54, 9353 (1996).
- [3] S. Mangin, D. Ravelosona, J. A. Katine, M. J. Carey, B. D. Terris, and E. E. Fullerton, *Nature Mater.*, 5, 210 (2006).
- [4] J. Z. Sun, *IBM J. Res. and Dev.*, 50, 81 (2006).
- [5] C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.*, 99, 047601 (2007).
- [6] K. Vahaplar, A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.*, 103, 117201 (2009).
- [7] S. Alebrand, U. Bierbrauer, M. Hehn, M. Gottwald, O. Schmitt, D. Steil, E. E. Fullerton, S. Mangin, M. Cinchetti, and M. Aeschlimann, *Phys. Rev. B*, 89, 144404 (2014).
- [8] A. Hassdenteufel, B. Hebler, C. Schubert, A. Liebig, M. Teich, M. Helm, M. Aeschlimann, M. Albrecht, and R. Bratschitsch, *Adv. Mater.*, 25, 3122 (2013).
- [9] R. Hertel, *J. Magn. Magn. Mater.*, 303, L1 (2006).
- [10] S. Alebrand, A. Hassdenteufel, D. Steil, M. Cinchetti, and M. Aeschlimann, *Phys. Rev. B*, 85, 092401 (2012).
- [11] M. S. El Hadri, P. Pirro, C. H. Lambert, N. Bergard, S. Petit-Watlot, M. Hehn, G. Malinowski, F. Montaigne, Y. Quessab, R. Medapalli, E. E. Fullerton, and S. Mangin, *Appl. Phys. Lett.*, 108, 092405 (2016).
- [12] A. R. Khorsand, M. Savoini, A. Kirilyuk, A. V. Kimel, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.*, 108, 127205 (2012).
- [13] I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H. A. Dürr, T. A. Ostler, J. Barker, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A. V. Kimel, *Nature*, 472, 205 (2011).
- [14] C. E. Graves, A. H. Reid, T. Wang, B. Wu, S. de Jong, K. Vahaplar, I. Radu, D. P. Bernstein, M. Messerschmidt, L. Müller, R. Coffee, M. Bionta, S. W. Epp, R. Hartmann, N. Kimmel, G. Hauser, A. Hartmann, P. Holl, H. Gorke, J. H. Mentink, A. Tsukamoto, A. Fognini, J. J. Turner, W. F. Schlotter, D. Rolles, H. Soltau, L. Strüder, Y. Acremann, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, Th. Rasing, J. Stöhr, A. O. Scherz, and H. A. Dürr, *Nature Mater.*, 12, 293 (2013).
- [15] T. Ogasawara, N. Iwata, Y. Murakami, H. Okamoto, and Y. Tokura, *Appl. Phys. Lett.*, 94, 162507 (2009).
- [16] T. A. Ostler, J. Barker, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, S. El Moussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L. J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D. Afanasiev, B. A. Ivanov, A. M. Kalashnikova, K. Vahaplar, J. Mentink, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A. V. Kimel, *Nat. Commun.*, 3, 666 (2012).
- [17] C. H. Lambert, S. Mangin, B. S. D. Ch. S. Varaprasad, Y. K. Takahashi, M. Hehn, M. Cinchetti, G. Malinowski, K. Hono, Y. Fainman, M. Aeschlimann, E. E. Fullerton, *Science*, 345, 1337 (2014).
- [18] J. Gorchon, C. H. Lambert, Y. Yang, A. Pattabi, R. B. Wilson, S. Salahuddin, and J. Bokor, *Appl. Phys. Lett.*, 111, 042401 (2017).
- [19] Y. L. W. van Hees, P. van de Meughevel, B. Koopmans, and R. Lavrijsen, *Nat. Commun.*, 11, 3835 (2020).

- [20] M. Vomir, M. Albrecht, and J. Y. Bigot, *Appl. Phys. Lett.*, 111, 242404 (2017).
- [21] Th. Gerrits, H. A. M. van den Berg, J. Hohlfeld, L. Bär, and Th. Rasing, *Nature*, 418, 509 (2002).
- [22] A. Brataas, A. D. Kent, and H. Ohno, *Nature Mater.*, 11, 372 (2012).
- [23] S. C. Baek, V. P. Amin, Y. W. Oh, G. Go, S. J. Lee, G. H. Lee, K. J. Kim, M. D. Stiles, B. G. Park, and K. J. Lee, *Nature Mater.*, 17, 509 (2018).
- [24] G. Malinowski, F. D. Longa, J. H. H. Rietjens, P. V. Paluskar, R. Huijink, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, *Nature Phys.*, 4, 855 (2008).
- [25] D. Rudolf, C. La-O-Vorakiat, M. Battiato, R. Adam, J. M. Shaw, E. Turgut, P. Maldonado, S. Mathias, P. Grychtol, H. T. Nembach, T. J. Silva, M. Aeschlimann, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, C. M. Schneider, and P. M. Oppeneer, *Nat. Commun.*, 3, 1037 (2012).
- [26] A. Eschenlohr, M. Battiato, P. Maldonado, N. Pontius, T. Kachel, K. Hollmack, R. Mitzner, A. Föhlisch, P. M. Oppeneer, and C. Stamm, *Nature Mater.*, 12, 332 (2013).
- [27] T. Kampfath, M. Battiato, P. Maldonado, G. Eilers, J. Nötzold, S. Mährlein, V. Zbarsky, F. Freimuth, Y. Mokrousov, S. Blügel, M. Wolf, I. Radu, P. M. Oppeneer, and M. Münzenberg, *Nature Nanotech.*, 8, 256 (2013).
- [28] T. J. Huisman, R. V. Mikhaylovskiy, J. D. Costa, F. Freimuth, E. Paz, J. Ventura, P. P. Freitas, S. Blügel, Y. Mokrousov, Th. Rasing, and A. V. Kimel, *Nature Nanotech.*, 11, 455 (2016).
- [29] G. M. Choi, A. Schleife, and D. G. Cahill, *Nat. Commun.*, 8, 15085 (2017).
- [30] S. Mangin, M. Gottwald, C. H. Lambert, D. Steil, V. Uhlíř, L. Pang, M. Hehn, S. Alebrand, M. Cinchetti, G. Malinowski, Y. Fainman, M. Aeschlimann, and E. E. Fullerton, *Nature Mater.*, 13, 286 (2014).
- [31] M. L. M. Laliu, R. Lavrijsen, and B. Koopmans, *Nat. Commun.*, 10, 110 (2019).
- [32] E. Beaupaire, J. C. Merle, A. Daunois, and J. Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.*, 76, 4250 (1996).

저/자/약/력



성명 김지완

학력 2002년

2004년

2010년

경력 2011년 - 2016년

2018년 - 현재

KAIST 물리학과 이학사

KAIST 물리학과 이학석사

KAIST 물리학과 이학박사

프랑스 스트라스부르 CNRS 연구원

군산대학교 물리학과 조교수