



저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.



변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

이학석사 학위논문

Cr 기반의 이종박막 내에서 발생하는
스핀 수송현상과 스핀 동역학에 대한 연구

Study on spin transport and spin dynamics
in Cr based heterostructure

울산대학교 대학원
물리학과
박은강

Cr 기반의 이종박막 내에서 발생하는
스핀 수송현상과 스핀 동역학에 대한 연구

Study on spin transport and spin dynamics
in Cr based heterostructure

지도교수 김상훈

이 논문을 이학석사학위 논문으로 제출함

2021년 8월

울산대학교 대학원

물리학과

박은강

박은강의 이학석사학위 논문을 인증함

심사위원 김 상 훈

심사위원 김 용 추

심사위원 임 성 현



울 산 대 학 교 대 학 원

2 0 2 1 년 7 월

목 차

<제목 차례>

국문 초록.....	7
영문 초록.....	8
I. 도입부.....	9
1.1. 스핀-오빗트로닉스.....	10
II 스핀 수송.....	14
2.1.1 스핀 홀 효과.....	15
2.1.2 스핀 전류.....	17
2.1.3 스핀 확산 거리.....	19
2.1.4 드리프트 확산 모델.....	21
2.2 자기저항.....	23
2.3.1 스핀 홀 자기저항 (SMR)에 대한 모식도.....	28
2.3.2 스핀 홀 자기저항에 대한 이론.....	31
2.4.1 Spin transport 측정 이론적 배경.....	39
2.4.2 측정 시편 구조.....	41
2.4.3. 측정 시스템.....	43
2.5. SMR 측정 결과.....	46

III. 스핀 동역학.....	51
3.1. 고조파 (harmonics) 측정.....	52
3.2. 스핀-궤도 돌림힘 (spin orbit torque).....	54
3.3.1 SOT 측정; R_{xy} 측정 이론적 배경.....	59
3.3.2 SOT 측정 시편 구조.....	60
3.3.3 SOT 측정 시스템.....	62
3.4 SOT 측정 결과.....	65
IV. 결론.....	69
V. 참고자료.....	70
VI. 부록.....	74

<표 차례>

표 1. 다양한 메모리 디바이스에 대한 표 [5]	13
표 2. SMR 측정 결과	46
표 3. damping torque 측정 결과	67

<그림 차례>

그림 1. 데이터 센터에서 사용되는 에너지 비율	10
그림 2. von Neumann 구조(왼쪽)과 PIM 구조(오른쪽)에 대한 모식도	11
그림 3. MRAM에서 STT방식(왼쪽)과 SOT방식(오른쪽)에 대한 모식도.	13
그림 4. Spin Hall effect 에 대한 모식도	16
그림 5. (a) 스핀 비 분극 전하 전류 (b) 스핀 분극 전하 전류 (c) 순수 스핀 전류 · 17	

그림 6. 스핀 확산 거리에 대한 모식도	20
그림 7. Hall 효과에 대한 모식도	24
그림 8. 외부 자기장이 없을 때의 이상적인 전자의 산란 모식도	25
그림 9. 외부 자기장이 있을 때의 전자의 산란 모식도	25
그림 10. NM과 반금속 FM 내부의 상태 밀도에 대한 모식도	26
그림 11. spin current 존재 유무에 따른 저항의 변화에 대한 모식도	28
그림 12. Spin Hall Magnetoresistance(SMR) 현상에 대한 모식도	30
그림 13. 자화의 방향에 따른 샘플 두께 $d_N = 12$ nm에 대한 μ_{sx} , μ_{sy} , j_{sy} 을 일반화 한 그래프	38
그림 14. Cr thickness 실험에 사용되는 시편 구조	42
그림 15. Cr thickness 실험에 사용된 시편의	42
그림 16. Field sweep 측정에 따른 SMR 측정 모식도.	44
그림 17. SMR 측정 시스템에 대한 모식도	44
그림 18. SMR 측정시, 외부자기장에 따른 강자성체의 자화의 방향에 대한 모식도	44
그림 19. 자기장 세기에 따른 Cr(t)와 Cr(t)/Pt(1)에 대한 SMR 측정 결과	49
그림 20. Cr층 두께에 따른 Cr(t)와 Cr(t)/Pt(1)에 대한 SMR 측정 결과	50
그림 21. 2차 고조파에 대한 모식도	52
그림 22. SOT(Spin Orbit Torque)에 대한 모식도	54
그림 23. 자화 m과 토크 T 와의 관계에 대한 모식도	57
그림 24. SOT에 대한 구면좌표계 표기에 대한 모식도	58
그림 24. SOT 측정을 위한 Hall 측정 모식도	60
그림 25. SOT 측정을 위한 Hall 측정 모식도	61
그림 26. Field sweep 측정에 따른 토크 측정 모식도 및 실제 이미지	63
그림 27. 2차 고주파 측정 시스템	64
그림 28. Cr3/Pt1/CoFeB0.9 SOT 측정 결과. (a) (b) (c)	67
그림 29. Cr3/CoFeB0.9 SOT 측정 결과. (a) (b) (c)	67
그림 30. SOT의 영향에 따른 스핀 전류에 대한 모식도	68

초록

국문 초록

스핀 홀 효과에 기반한 스핀-오빗트로닉스 장치는 차세대 메모리가 될 수 있는 후보로 새롭게 급부상하고 있다. 이를 위해서 강자성체와 중금속 층으로 구성된 이중층 구조에서는 장치의 자화를 변경시키기 위해 상당한 크기의 스핀 궤도 토크를 가져야만 한다. 지금까지 이를 위한 많은 연구가 이루어졌지만 적합한 재료를 찾기에 많은 애로사항이 있었다. 예를 들어, W는 많은 스핀 전류를 생성하지만 W는? 낮은 전기전도도를 가져 효율적인 에너지 소모가 요구되는 장치에는 사용 되는데 제한사항이 있다[1]. Pt의 경우 가격이 비싸서 우수한 특성에도 불구하고 산업에 적합하지 않다. 이 연구에서는 상당한 스핀 홀 각도와 우수한 전도성을 가진 Cr 기반 이중 구조의 스핀 전송 및 스핀 동역학에 대해 기술한다. 우리는 스핀 홀 자기 저항 (spin Hall magnetoresistance, SMR)이 강한 Cr층 두께 의존성을 보이며, 그로 인하여 확산 길이가 ~ 2 nm를 나타냄을 발견했다. 이것은 기존에 알려진 W, Ta 및 Pt와 같은 다른 스핀 홀 재료보다 훨씬 작은 값이다. [2, 3] 또한 2 차 고조파 측정을 사용하여 상당한 토크 신호를 발견하였다. 이 토크 신호를 사용하여 Cr의 스핀 동역학을 연구할 수 있을 것으로 기대된다.

Abstract

Spin-orbitronics devices based on spin Hall effect is a strong candidate for new generation memory devices. Here, the bilayer structure composed of a ferromagnet and a heavy metal layers should show sizable spin-orbit torque to manipulate magnetization of the devices. Even though a lot of research have been done so far, there are still many difficulties to find suitable materials. For example, although W generates a large spin current, the conductivity of W is known to be small for the energy efficient devices [1]. In case of Pt, it is so expensive that it does not suitable for industry in spite of its superior characteristics. In this presentation, we discuss spin transport and spin dynamics in Cr-based heterostructures, which has sizable spin Hall angle and good conductivity. We found that spin Hall magnetoresistance (SMR) shows strong Cr-thickness dependence, showing the diffusion length $\sim 2\text{nm}$. This is much smaller value than other spin Hall materials such as W, Ta and Pt.[2][3] And we also found that sizable torque signal using 2^{nd} harmonics measurement. Using this torque signal, we can study on Cr's spin dynamics.

I . 도입부

1.1. 스핀-오빗트로닉스

현대사회에서 기술이 발전하고 있음에 따라, 기존에 사용하고 있던 데이터를 저장하는 방식의 한계점이 나타나고 있다. World Economic Forum에서 작성한 보고서에 따르면, 하루에 약 44 ZB의 데이터가 새롭게 생성 및 저장되고 있다. 더욱이 통신 기술이 발달함에 따라 데이터에 대한 접근성이 좋아져, 처리해야하는 데이터양이 급속도로 증가하게 되었다. 그로 인하여 단순히 데이터를 기기 내부에 존재하는 저장장치에 저장하는 기존의 방식을 넘어서서 오늘날에는 그 수많은 데이터를 처리하는데 있어서 데이터 센터가 필연적으로 요구가 되었으며, 이렇게 생성된 수많은 데이터를 처리하는데 많은 양의 에너지가 소모되며 이는 데이터 센터에 많은 열이 발생한다는 것을 암시한다. 이처럼 오늘날의 데이터 센터에서 발생하는 열을 제거하는 'Cooling' 과정에서 가장 많은 에너지가 소모되며, 이는 센터에서 사용하는 에너지의 약 50%정도를 사용한다. (그림 1.) [4]

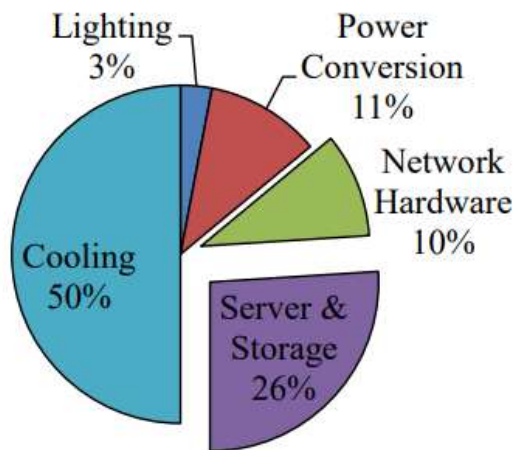


그림 2. 데이터 센터에서 사용되는 에너지 비율 [4]

서버 관점이 아닌 일반 가정에서 생각해보자. 일반적으로 사용되는 3.5 인치 하드 디스크는 데이터를 저장 할 수 있는 수치가 커짐에 따라 기계적인 직접도가 증가하였다. 가정에서 사용되는 3.5 인치 하드 디스크 에너지 소비는 약 10 Watts정도이며, 이를 노트북에서 구동 할 때에는 약 50 Watts 정도 소모된다. 이 정도의 수치는 그렇게 많은 양으로 보이지는 않지만, 전 세계적으로 존재하는 하드 디스크와 노트북의 엄청난 수를 고려해본다면, 이러한 저장장치를 구동 할 때 사용되는 에너지의 총량을 줄이는 방법에 대해서 논의를 할 필요가 있다.(그림 2.)

또 다른 한편으로 대두되고 있는 문제점은, 데이터 병목현상이다. 지난 수십 년 동안 특히 현재의 빅 데이터 및 머신 러닝 애플리케이션에서 데이터 크기가 폭발적으로 증가했다. 그러나 기존의 von-Neumann 아키텍처와 관련하여 프로세서와 메모리 장치 간의 데이터 통신 후처리과정에 인해 일명 von-Neumann 병목 현상이라고 하는 엄청난 성능 저하와 에너지 소비가 발생한다. 이러한 병목 현상을 극복하기 위한 이상적인 접근 방식은 학계에 상당한 관심을 끌었던 PIM (processing-in-memory)이라고 하는 메모리에 처리 기능을 내장하는 것이다 (그림 2.)

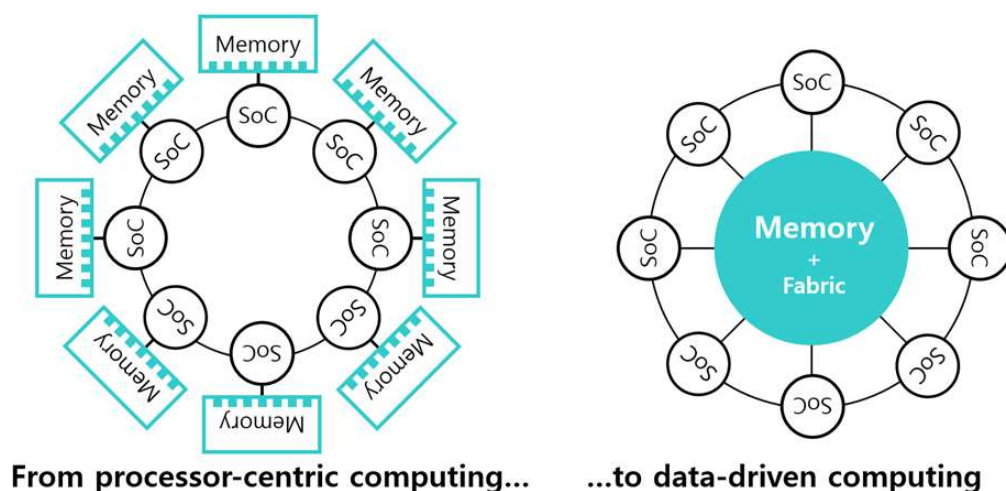


그림 3. von-Neumann 구조(왼쪽)과 PIM 구조(오른쪽)에 대한 모식도

이러한 병행성을 얻기 위해서 다양한 차세대 메모리가 제안되어 왔으며 그 중에서도 저장로 사용 ~~하러(1D)와 3D~~ (SSD)와 같이 높은 저장기간을 가지면서도 Static Random Access Memory)과 같이 빠른 속도를 가지고 있는 SCM(Storage Class Memory (SRAM)에 대한 많은 연구가 진행이 되어 왔다. (그림 3.) 그 중에서 자성을 이용하는 Magnetic Random Access Memory (MRAM)을 이용하는 연구를 진행했다. 이러한 MRAM는 구동 원리에 따라 크게 2가지로 나누어지며, Spin Transfer Torque (STT)을 이용하는 방식과 Spin Orbit Torque (SOT)을 이용하는 방식으로 나뉘어진다. (표 1.)

STT을 이용하는 방식은 읽기와 쓰기를 위한 전극을 공유하기 때문에 소자의 오작동이 발생할 수 있다는 단점이 있다. 또한 자화를 변화시키기 위해 필요한 전류는 스핀 분극의 역수와 비례하게 되는데, 스핀 분극의 크기가 1이 넘지 않아 높은 전류가 요구되는 단점이 있다. SOT을 이용하는 방식은 오직 읽기에만 전류가 요구되며, 자화를 변화시키기 위해 필요한 전류는 spin Hall angle(θ_{SH})의 역수와 비례하기 때문에, 높은 spin Hall angle을 가지는 물질을 이용한다면, 적은 전류만으로 자화를 변화시킬 수 있는 장점이 있다.

표 1. 다양한 메모리 디바이스에 대한 표 [5]

	HDD	SSD	PCRAM	ReRAM	MRAM	DRAM	SRAM
knowledge level	product	product	proto-type	develop-ment	proto-type	product	product
smallest cell [=capacity]	$2/3F^2$	$1 \sim 4F^2$	$8 \sim 16F^2$	$6 \sim 12F^2$	$6 \sim 20F^2$	$6 \sim 8F^2$	$50 \sim 120F^2$
readout (ns) [=speed]	500,000~ 800,000	25,000~ 100,000	100	5~10	2~20	2~30	0.1~5
writing (ns) [=speed]	500,000~ 800,000	200,000	5~500	10~30	2~20	2~10	0.1~5
switching power (pJ)	$10^6 \sim 10^7$	$10^1 \sim 10^4$	2~100	5~100	20	2~8	0.5~5
endurance	1.0×10^{15}	$10^3 \sim 10^6$	1.0×10^8	1.0×10^{12}	1.0×10^{15}	n/a	1.0×10^{16}
non volatility	yes	yes	yes	yes	yes	no	no

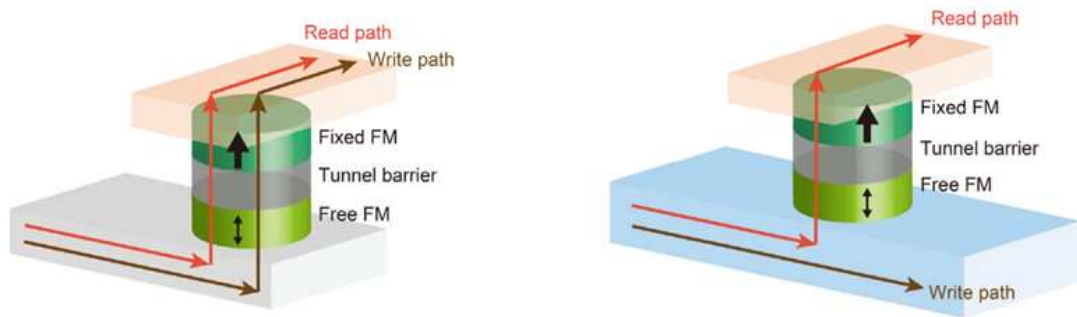


그림 4. MRAM에서 STT방식(왼쪽)과 SOT방식(오른쪽)에 대한 모식도.

II. 스피ن 수송

2.1.1 스핀 홀 효과

외부 자기장이 없이 전기장만 걸려 있는 상태에서 스핀-궤도 상호작용(spin-orbit coupling)에 의해 시료의 가장자리에 스핀축적이 유도되어 스핀 전기 화학퍼텐셜 (electrochemical potential)이 생길 수 있는데, 이것을 “스핀 홀 효과(spin Hall effect, SHE)”라 부른다. 스핀 홀 효과는 스핀축적이 생기게 하는 원인에 따라 크게 불순물에 의한 것(extrinsic)과 밴드의 구조에서부터 유래되는 내인성(intrinsic)으로 구분된다. 한편, 스핀 축적 자체는 일반적인 홀 효과 실험에서 관찰되는 전하축적과는 달리 아무런 전압차를 생성시키지 못한다.

한편, 일반 홀 효과와는 다르게 스핀 홀 효과는 그림 4. 와 같이 외부자기장이 없는 환경에서 비자성체 또는 도핑된 반도체에 전류가 흐를 때 물질 내부의 SOC으로 인해 전자가 가진 스핀의 방향에 따라 분극 또는 축적되는 현상이다. 이 때 축적되는 스핀의 움직임을 기준으로 스핀 전류가 발생한다. 스핀 전류의 생성은 스핀 홀 각도(spin Hall angle, $\theta_{SH} = j_s/j_c$)로 정량화 할 수 있으며 θ_{SH} 는 간단히 말해서 인가된 전류 밀도 대비 생성되는 스핀 전류의 양이라고 정의할 수 있다. 연구에 주로 사용되는 Pt는 θ_{SH} 가 약 0.08, W는 약 -0.4, Ta은 약 -0.15로 알려져 있다. [6]

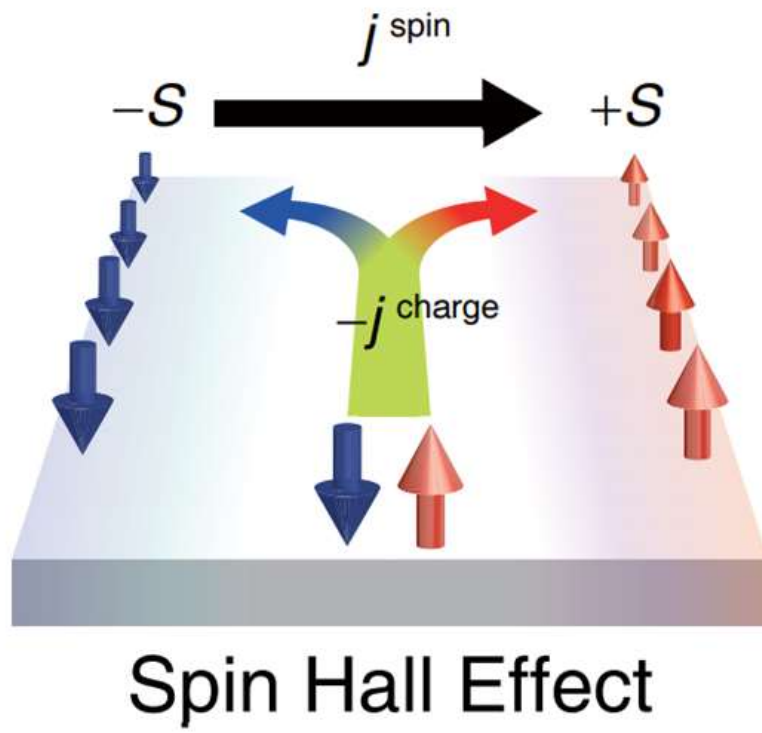


그림 5. Spin Hall effect 에 대한 모식도

2.1.2. 스핀 전류

기존에는 소자를 구동하는데 오직 전자의 움직임만을 고려하여 제작이 되었다. 그러나 앞서 설명한 SHE에 의해서 전자의 움직임 속에는 단순히 전하에 대한 정보만 들어있는 것이 아니라 스핀에 대한 정보를 함께 가지고 있다. 그렇기 때문에 전자의 움직임 속에서 스핀의 정보를 이용하려는 연구가 진행하였고, 이를 이용하는 소자가 바로 스핀소자 이다. 이러한 소자에 대한 연구를 진행하기 위해서 스핀의 집단적인 움직임에 대한 설명이 필요하였고, 이를 ‘스핀 전류’라고 불리게 되었다. [7]

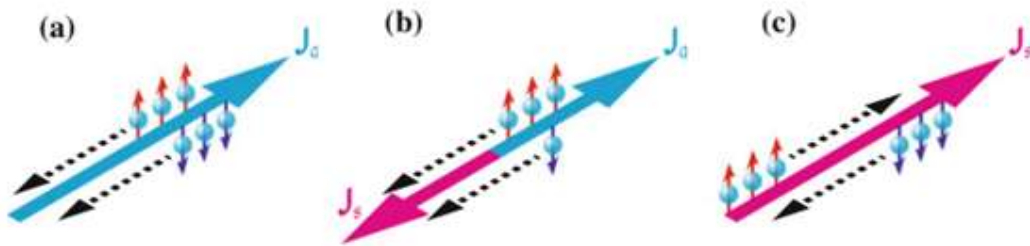


그림 6. (a) 스핀 비 분극 전하 전류 (b) 스핀 분극 전하 전류 (c) 순수 스핀 전류 [7]

기존의 전기 전도체에서 전하 전류와 스핀 전류는 이동 전하 캐리어의 흐름에서 발생하며, 이는 전하와 스핀 자유도를 보유한다.

Mott의 두 개의 스핀 채널 모델의 틀 내에서 순수한 스핀 비 분극 충전 전류 J_q 는 그림 5. (a) 에서와 같이 동일한 수의 up-스핀 및 down-스핀을 가지는 전자의 병렬 흐름으로 표시된다. 이와 대조적으로, 순수한 스핀 전류의 경우 up-스핀 및 down-스핀 전자는 그림 6. (c)에 도시 된 바와 같이 반대 방향으로 흐르므로, 순수한 전하 전류 J_q 는 사라지고, 스핀 전류 밀도 J_s 는 유지된다. 이는 전하의 흐름이 존재하지 않

더라도, 스핀의 흐름이 존재 할 수 있음을 의미한다. J_q 와 J_s 의 조합을 스핀 분극 충전 전류 라고 하며, 이는 그림 6. (b) 와 같이 동일하지 않은 수의 up-스핀 및 down-스핀 전자의 병렬 흐름으로 실현된다. 이러한 상황은 강자성 전도체를 통해 충전 전류를 통과시킴으로써 가장 쉽게 얻을 수 있다. 전하 전류는 이동식 전하 캐리어를 통해 전기 전도체로만 흐를 수 있지만 순수한 스핀 전류는 자기 순서의 전기 절연체로도 전달될 수 있다. 여기서 의 각운동량은 자기 순서의 여기 양자에 의해 전달된다. 일반적으로 전류는 수송량의 방향 흐름이다.

이러한 스핀 전류에 대한 밀도는 $J_{\uparrow} - J_{\downarrow}$ 으로 표현 가능하며 이 때, J_{\uparrow} 는 다수 스핀 밀도를, J_{\downarrow} 는 소수 스핀 밀도를 의미한다.

2.1.3 스핀 확산 거리

전자는 전하와 스핀의 정보를 모두 가지고 있다. 그 중에서 전자가 이동할 때, 전자가 가지고 있는 스핀의 정보를 얼마나 긴 거리동안 가지고 있는지를 나타내는 물리적 인자가 바로 스핀 확산거리(λ_s)이다. (그림 6.) [8]

그림 6.와 같이 전자가 가지고 있는 스핀이 이동한다고 가정해보면, 스핀이 이동하면서 마치 전하와 유사하게 서로 산란하는 과정을 통해 전자의 스핀의 방향이 변경될 수 있다. 이러한 산란 과정은 일부는 스핀을 보존하지만, 다른 일부는 보존하지 않는다. 그렇기 때문에 확산 메커니즘은 전하의 이동 뿐 만이 아니라 스핀에도 영향을 끼치는 것을 알 수 있다. 이러한 스핀의 확산에서, 스핀이 변화 할 때까지의 거리를 스핀 반전 거리(l_{sf})이라고 하며, 이 때 걸리는 시간을 스핀 반전 시간 (τ_{sf})이라고 한다. 이러한 스핀 방향 변화가 발생할 때 스핀 정보가 손실이 발생하게 되며, 이로 인하여 스핀 반전 거리가 긴 물질일수록 스핀 정보를 더 먼 거리로 전달 가능하다. 이러한 스핀 반전 거리와 스핀 반전 시간은 Fermi velocity (v_F)와 다음 관계를 만족한다.

$$l_{sf} = v_F \tau_{sf} \dots \text{(식 2.1.1)}$$

따라서 스핀의 이동은 전자의 산란과 스핀 반전에 의해서 결정이 되며, 이때의 스핀 산란 거리 λ_s 는 스핀 반전 길이 l_{sf} 와 평균 자유 경로 l_e 의 기하학적 평균을 나타낸다.

$$\lambda_s = \frac{1}{\sqrt{3}} v_F \sqrt{[\tau_{sf} \tau_e]} \dots \text{(식 2.1.2)}$$

이 때, 사용된 $\frac{1}{\sqrt{3}}$ 은 산란 메커니즘이 3차원에서 일어나는 것을 고려한 계수이다.

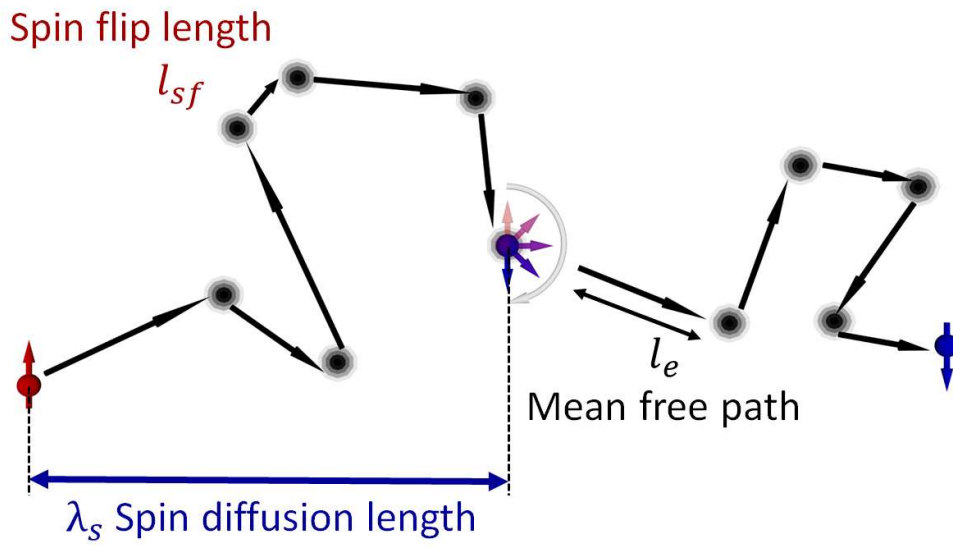


그림 7. 스핀 확산 거리에 대한 모식도

2.1.4 드리프트 확산 모델

드리프트 확산 모델은 전자의 움직임을 화학전압에 의한 확산으로 기술하는 모델로 반도체에서 일어나는 일을 기술할 때 주로 사용된다. 드리프트 확산 공식은 전류 밀도를 이용한 연속방정식을 통해 기술되는데 이는 볼츠만 수송 공식을 통해 쉽게 유도됨을 알 수가 있다. [9]

이를 유도하기 위해 우선 정상상태 조건과 단순성을 위해 1차원의 상황을 고려해보자. 완화 시간 근사법을 사용하여 볼츠만 수송 공식을 쓰면 다음과 같다.

$$\frac{eE}{m^*} \frac{\partial f}{\partial v} + v \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f_0 - f(v, x)}{\tau} \quad \dots \text{(식 2.1.3)}$$

이 때 단순성을 위하여 포물선 형태의 밴드가 가정되었으며 전하 e 는 입자의 적절한 부호(정공의 경우 양수, 전자의 경우 음수)를 가정하고 완전성을 위해 전류밀도의 일반적인 정의를 다음과 같이 사용한다.

$$J(x) = e \int v f(v, x) dv \quad \dots \text{(식 2.1.4)}$$

이를 이용하여 식 2.1.3의 양 변에 v 를 곱한 후 다시 v 로 적분하여 다음을 얻을 수 있다.

$$\frac{1}{\tau} \left[\int v f_0 dv - \int v f(v, x) dv \right] = - \frac{J(x)}{e\tau} \quad \dots \text{(식 2.1.5)}$$

이 때 식 2.1.5에서 평형 분포함수는 v 에 대해 대칭이므로 첫 번째 적분은 0이다. 따라서

$$J(x) = - e \frac{e\tau}{m^*} E \int v \frac{\partial f}{\partial v} dv - e\tau \frac{d}{dx} \int v^2 f(v, x) dv \dots \text{(식 2.1.6)}$$

이고 각 부분을 적분하면

$$\int v \frac{\partial f}{\partial v} dv = [v f(v, x)]_{-\infty}^{\infty} - \int f(v, x) dv = - n(x) \dots \text{(식 2.1.7)}$$

이고 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\int v^2 f(v, x) dv = n(x) \langle v^2 \rangle \quad \dots \text{(식 2.1.8)}$$

여기서 $\langle v^2 \rangle$ 은 속도의 제곱의 평균이다. Drift diffusion 공식에서는 이동도 $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$ 를 도입하고 $\langle v^2 \rangle$ 를 평균평형값 $\frac{k_B T}{m^*}$ (1D의 경우) 을 $\frac{3k_B T}{m^*}$ (3D의 경우)으로 대체하여 열 효과를 무시할 수 있다. 그리고 확산계수 D 를 도입하여 전자와 정공에 대한 drift diffusion current를 표현 하면 다음과 같다.

$$J_n = qn(x)\mu_n E(x) + qD_n \frac{dn}{dx} \quad \dots \text{(식 2.1.9)}$$

$$J_p = qn(x)\mu_p E(x) - qD_p \frac{dn}{dx} \quad \dots \text{(식 2.1.10)}$$

여기서 q 는 전자 전하량의 절댓값이다.

2.2 자기저항 [10]

자기저항(Magneto-resistance)이라는 용어는 자기장이 가해졌을 때 재료의 저항 변화를 의미한다. 자기 저항 (MR) 비는 저항에 자기장을 0에서부터 인가해주었을 때의 저항 변화의 비율, 즉 MR 비로 정의되며, 이를 수식으로 표현하면 다음과 같다.

$$MR\ ratio = \frac{R_H - R_0}{R_0} = \frac{\Delta R}{R} \dots \text{(식2.1.10)}$$

자기장이 존재할 때 저항이 큰 물질보다 자기장의 부재는 양의 자기 저항을 갖는 것으로 정의되는 반면 자기장이 저항을 감소시키면 자기 저항은 음의 값을 가진다. 자기 저항 현상은 최근 많은 연구 관심의 대상이며, 자기 저항 재료는 오늘날 자기 센서, 자기 기록 헤드의 판독 부품 및 자기 메모리와 같은 여러 상용 기술에 사용된다. 외부 자기장이 없을 때 일반적인 금속 안에서 전자는 고체 내부에서 이상적인 이동을 할 때에는 다음 그림 8. 과 같이 산란하면서 직선운동을 한다.

자유 전자 가스의 경우, 외부 자기장이 있는 경우에도 마찬가지이다. 적용된 외부 자기장에 의해서 전자에 힘 (Lorentz force)을 가하게 되며, 이 때 가해지는 Lorentz force는 다음 공식으로 표현이 된다.

$$F_y = ev_x \times B_z \dots \text{(식2.1.11)}$$

전자의 이동 경로를 편향 시키게 된다. 이때 편향된 전자에 의해 생성된 전기장이 끼치는 영향이 Lorentz force와의 영향과 균형을 정확히 맞추는 평형 상태가 되면, 전자는 마치 외부자기장이 없는 것과 같은 직선 경로를 따르며, 이를 Hall 효과라고 한다.

이러한 Hall 효과에 대한 모식도는 그림 7. 에 설명되어 있다. 그림에서 볼 수 있듯이 속도 v 로 x 방향으로 이동하는 전자는 처음에 z 방향으로 적용된 외부자기장 H 에 의해 y 방향으로 편향이 된다. 이렇게 편향 전자에 의해서 유도 전기장 E_y 가 생성이 되며, 생성된 유도 전기장과 Lorentz 힘이 정확한 균형을 만들게 된다면 전자는 다시

직선 궤도를 되찾게 되며, 이 때 이상적인 자유 전자 가스는 자기 저항의 값은 0 이다.

그러나 실제 금속내부에서의 전도 전자는 평균 속도가 다르며, 이로 인하여 평균적으로 생성되는 횡 Hall 전기장은 자기장의 균형을 정확히 맞추지만 개별적인 전자는 그림 9. 와 같이 곡선 경로를 따라 이동한다. 이 때 Lorentz force에 의해서 전자는 궤도운동을 하면서 이동하기 때문에, 직선운동과 비교하여 더 멀리 이동하고 더 많이 흩어진다. 그로 인하여 외부자기장이 존재 한 경우, 외부자기장이 없는 경우와 비교했을 때 보다 더 큰 저항 값을 가지게 되며, 이처럼 외부자기장에 의해서 변하는 저항을 자기저항 라고 한다.

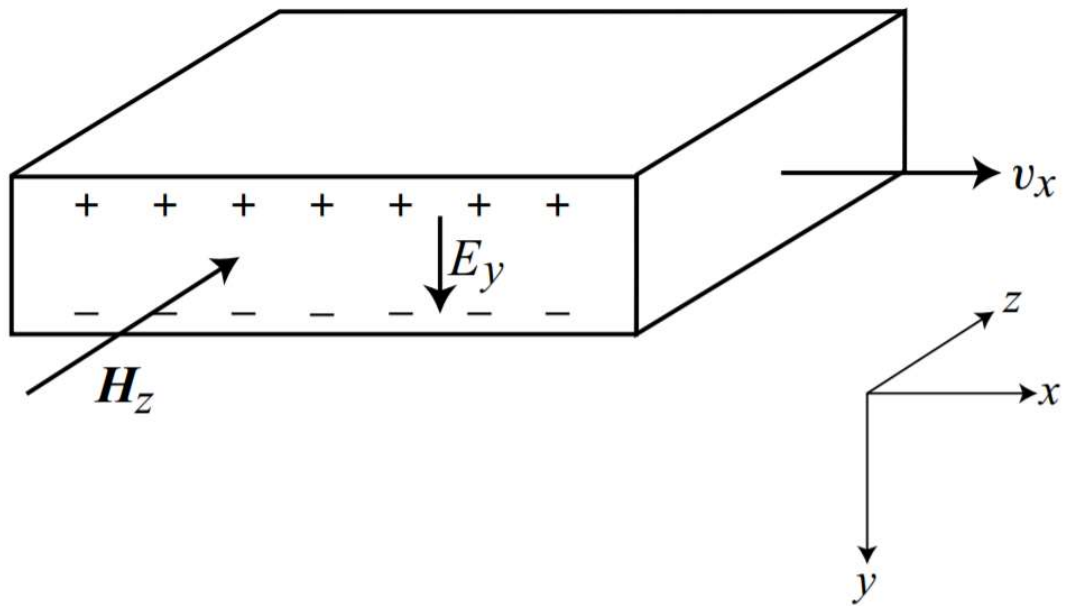


그림 8. Hall 효과에 대한 모식도 [10]

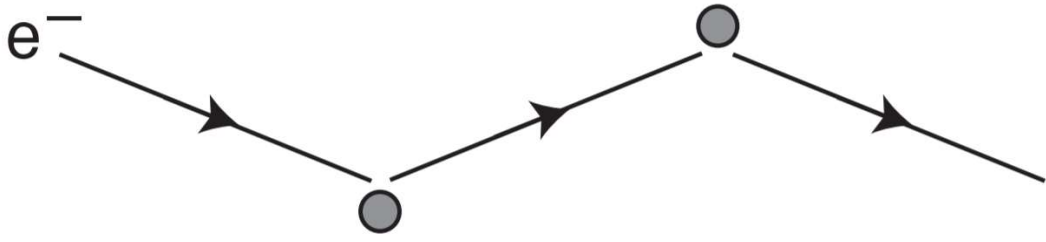


그림 9. 외부 자기장이 없을 때의 이상적인 전자의 산란 모식도 [10]

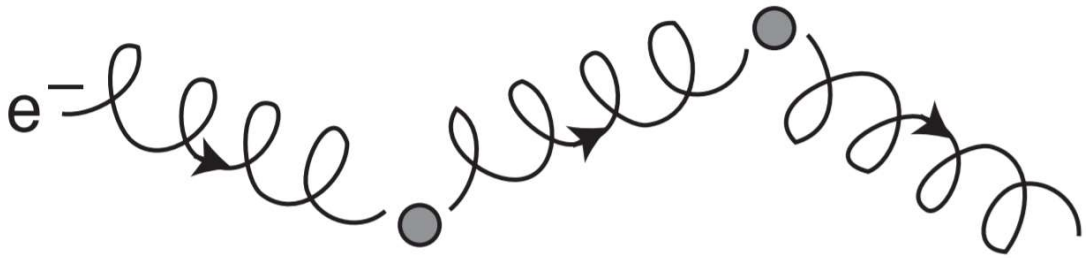


그림 10. 외부 자기장이 있을 때의 전자의 산란 모식도 [10]

일반적인 금속과 달리 자발성은 자성을 가지고 있는 자성체인 경우에 대해 알아보자. 그 중에서 반 강자성적으로 정렬 된 다층과 강자성적으로 정렬 된 다층 간의 산란 차이는 그림 10. 을 통해 이해 할 수 있다.

그림 10. 에 개략적으로 나타낸 바와 같이, NM에서는 페르미 레벨에서 동일한 수의 up-스핀 및 down-스핀 상태가 존재하며, 그로 인하여 각 스핀 전자는 동일한 확률로 NM을 통해 이동이 가능하다.

그러나 스핀 분극이 일어난 금속에서는 페르미 에너지 근처에서 특정 방향의 스핀이 많은 상태로 존재한다. 가령, 그림 10. 의 상황에서는 페르미 레벨에서 down-스핀 상태 만 사용할 수 있으므로 down-스핀 전자만 이 시스템을 통하여 이동할 수 있다. 다운 스핀 상태는 페르미 레벨에서 계속 존재하기 때문에 만약 인접한 자성층이 같은 방향으로 자화가 된다면, down-스핀 전자는 시스템을 통해 전도 될 수 있다. 따라서 강자성 배열은 낮은 저항을 갖게 된다.

그러나 인접 레이어가 반 강자 성적으로 정렬되면 상태의 업 스핀 및 다운 스핀 밀도가 반전되어 페르미 레벨에서 up-스핀 상태 만 제공하게 된다. 이러한 이유 때문에 두 번째 층에 들어가는 down-스핀 전자는 페르미 레벨에서 사용 가능한 down-스핀 상태를 찾지 못해 산란하게 된다. 결과적으로 반 강자성 배열은 높은 저항을 갖게 된다.

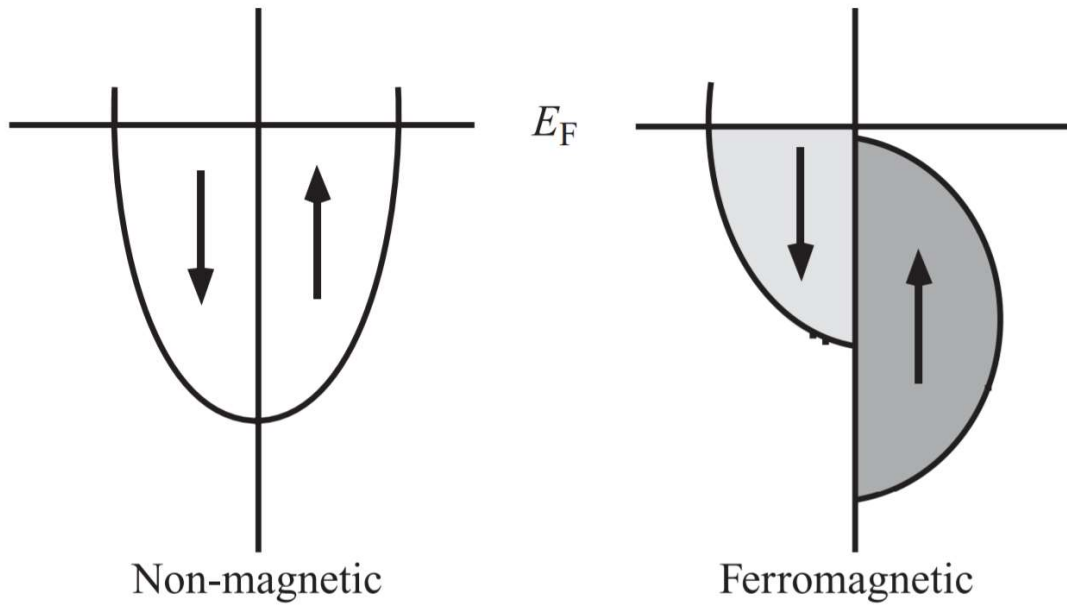


그림 11. NM과 반금속 FM 내부의 상태 밀도에 대한 모식도 [10]

2.3.1 스핀 자기저항(SMR)에 대한 모식도

SMR(Spin Hall Magnetoresistance)측정을 통해서 자기 수송 실험에서 spin Hall angle를 조사하면서도 정량화 할 수 있 수 있다. [7]

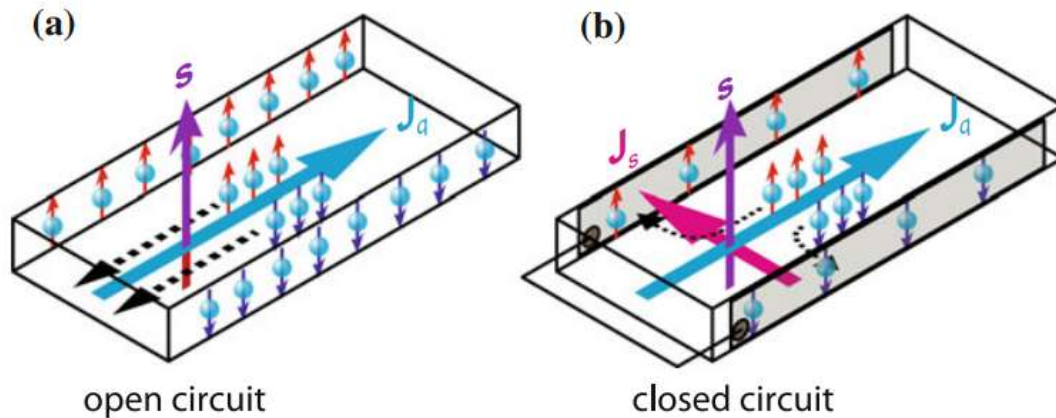


그림 12. spin current 존재 유무에 따른 저항의 변화에 대한 모식도 [7]

그림 11. 에서 보는 바와 같이 횡 경계 조건을 스핀 회로에서 폐쇄 스핀 회로로 변경하면 NM의 세로 저항이 증가한다. 스핀 홀 자기 저항에서 경계 조건은 NM과 접촉하는 FM의 자화 방향에 의해 제어된다.

다음에서 우리는 FM이 전기 절연체라고 가정하여 FM / NM 이종 구조에서 SMR의 물리적 원리에 대한 논의를 단순화 한다. 그림 12.와 같이 전하 전류 J_q 가 x축 방향으로 NM에 흐르게 되면, 스핀 홀 효과에 의해서 스핀전류 J_s 가 z축 방향으로 생성이 된다. 이 때 NM에서 생성되는 스핀 전류는 FM층으로 향하게 되며, 이는 NM 층과 FM 층에서의 스핀 전도도 차이에 의해서 스핀이 바로 FM층으로 투과되는 것이 아니라, 계면에 축적이 된다. 이렇게 축적된 스핀이 FM층에 있는 자화에 토크를 가해주

며, 각 운동량 보존 법칙에 의해서 가해진 토크의 량 만큼 축적된 스핀의 손실이 발생하게 된다. 이 후 축적된 스핀이 화학전위 차이에 의해서 확산이 일어나게 되며, 이러한 확산은 개면에서 FM층으로 가는 방향과 NM층으로 가는 방향 두 방향에서 모두 발생하게 된다. 결과적으로 NM 한쪽방향으로 정렬된 스핀 전류가 생성이 되며, 그 방향은 $-z$ 축 방향이다. 이로 인하여 스핀-전하 변환이 발생하는 역 스핀 홀 효과에 인하여 새로운 전하 전류가 발생하게 되며, 이는 저항의 변화로 이어지게 된다.

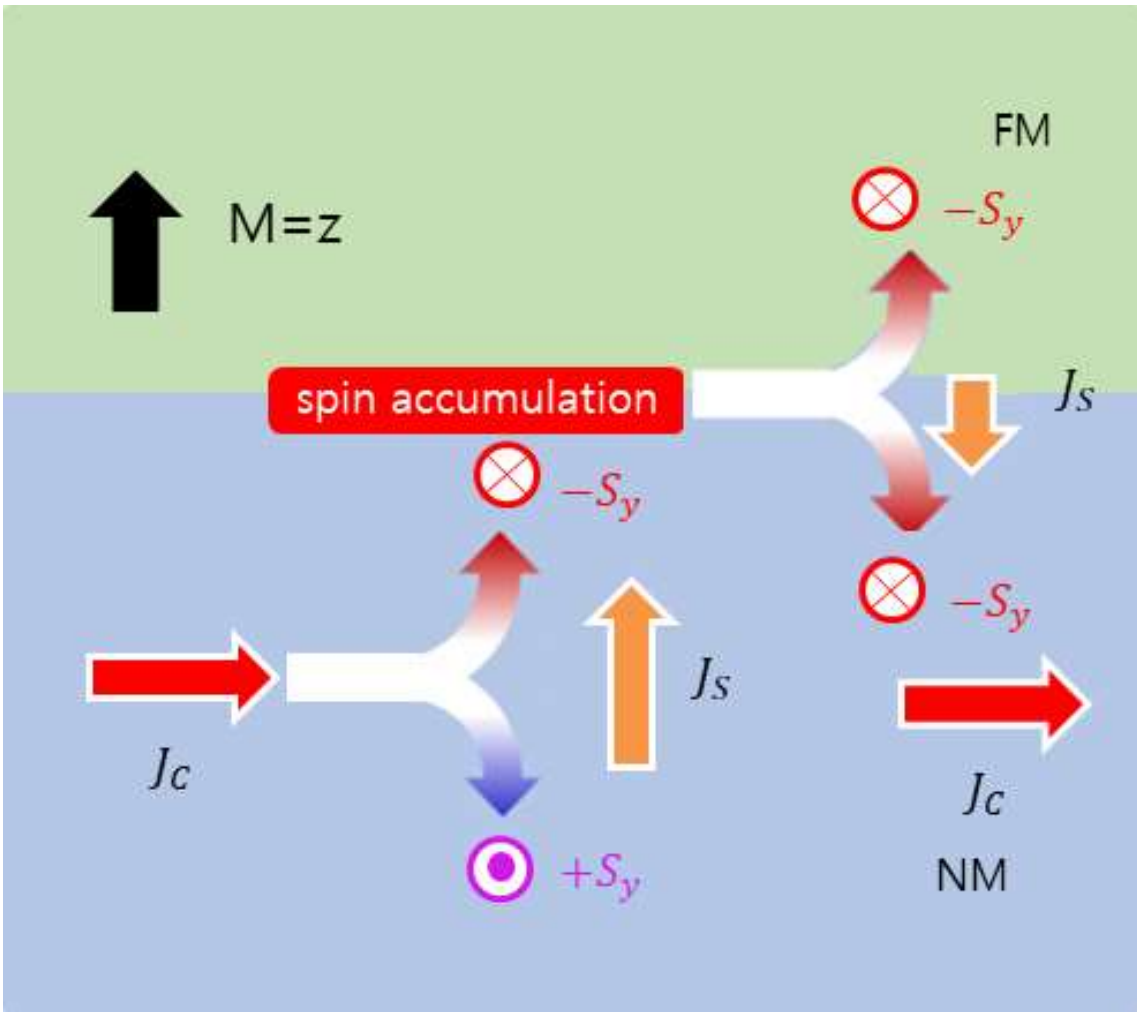


그림 13 . Spin Hall Magnetoresistance(SMR) 현상에 대한 모식도

2.3.2 스핀 자기 저항에 대한 이론

비상대성 극한에서의 스핀 전자 밀도는 2차 텐서이며 이는 다음과 같이 표현이 된다. [11]

$$\overrightarrow{J}_s = en \langle \overrightarrow{v} \otimes \overrightarrow{\sigma} + \overrightarrow{\sigma} \otimes \overrightarrow{v} \rangle / 2 = (\overrightarrow{J}_{sx}, \overrightarrow{J}_{sy}, \overrightarrow{J}_{sz})^T = (\overrightarrow{J}_s^x, \overrightarrow{J}_s^y, \overrightarrow{J}_s^z) \dots \text{(식 2.3.1)}$$

여기서 충전 전류 밀도는 $\overrightarrow{J}_c = en \langle \overrightarrow{v} \rangle$ 이며, 전자의 전하는 $e = |e|$, 전자의 밀도는 n , 속력 연산자는 \overrightarrow{v} , 파울리 스핀 매트릭스의 벡터는 $\overrightarrow{\sigma}$ 이며, $\langle \dots \rangle$ 는 ...에 대한 기대 값을 의미한다. 식 2.3.1의 행 벡터인 $\overrightarrow{J}_{si} = en \langle \overrightarrow{v} \otimes \overrightarrow{\sigma}_i + \overrightarrow{\sigma}_i \otimes \overrightarrow{v} \rangle / 2$ 는 \hat{i} 방향으로 분극된 스핀 전류 밀도를 의미하며, 열 벡터인 $\overrightarrow{J}_s^j = en \langle \overrightarrow{v}_j \otimes \overrightarrow{\sigma} + \overrightarrow{\sigma} \otimes \overrightarrow{v}_j \rangle / 2$ 는 \hat{j} 방향으로 분극 σ 이 흐르는 스핀 전류 밀도를 나타낸다. 스핀 궤도 상호작용이 있는 금속에 대한 옴의 법칙은 반응 매트릭스의 대칭성에 의한 Onsager 상반정리를 반영하는 열역학적 driving force와 전류간의 관계로 정리 될 수 있다.

$$\begin{pmatrix} \overrightarrow{j}_c \\ \overrightarrow{j}_{sx} \\ \overrightarrow{j}_{sy} \\ \overrightarrow{j}_{sz} \end{pmatrix} = \sigma \begin{pmatrix} 1 & \theta_{SH}\hat{x} \times & \theta_{SH}\hat{y} \times & \theta_{SH}\hat{z} \times \\ \theta_{SH}\hat{x} \times & 1 & 0 & 0 \\ \theta_{SH}\hat{y} \times & 0 & 1 & 0 \\ \theta_{SH}\hat{z} \times & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\overrightarrow{\nabla} \mu_0 / e \\ -\overrightarrow{\nabla} \mu_{sx} / (2e) \\ -\overrightarrow{\nabla} \mu_{sy} / (2e) \\ -\overrightarrow{\nabla} \mu_{sz} / (2e) \end{pmatrix} \dots \text{(식 2.3.2)}$$

이 때 스핀 축적은 $\overrightarrow{\mu}_s = (\mu_{sx}, \mu_{sy}, \mu_{sz})^T - \mu_0 \hat{I}$ 으로 표현 하며, 이는 전자 화학 전압 μ_0 과 관련된 스핀 의존 화학전압(spin-dependence chemical potential)을 의미한다. 이 때 σ 는 전기전도도, θ_{SH} 는 spin Hall angle를 의미하며, “ \times ”는 스핀 의존 화학전압의 구배(gradient)를 연산하는 벡터 곱 이다. 스핀 홀 효과는 인가된 전기장이 존재 할 때 스핀 전류를 생성하는 아래쪽 비 대각선 요소로 표현되며, 다음과

같이 \hat{x} 방향으로 표현된다.

$$\vec{E} = E_x \hat{x} = -\hat{x} \partial_x \mu_0 / e \quad \dots \text{(식 2.3.3)}$$

역 스핀 홀 효과는 스핀 축적의 구배를 충전 전류 밀도에 연결하는 위쪽 대각선 요소에 의해 제어된다.

스핀 축적인 $\vec{\mu}_s$ 는 NM에 대한 스핀 확산 방정식을 통해 결정되며, 이는 다음과 같이 정의된다.

$$\nabla^2 \mu_s = \frac{\mu_s}{\lambda^2} \quad \dots \text{(식 2.3.4)}$$

이 때 스핀 확산 거리인 λ 는 $\sqrt{D\tau_{sf}}$ 로 표현되며, 이 때 D 는 전하 확산 상수를 의미하며, τ_{sf} 는 스핀 반전 완화를 의미한다. 이후 필름에서 \hat{z} 축 방향으로 NM 층의 두께를 d_N 이라고 한다면, 접점에서의 경계조건에 의해서 열 벡터 상수인 \vec{A} 와 \vec{B} 는 다음과 같이 정의된다.

$$\vec{\mu}_s = \vec{A} e^{z/\lambda} + \vec{B} e^{z/\lambda} \quad \dots \text{(식 2.3.5)}$$

식 2.3.2에 의해서, NM내의 스핀 전류는 확산과 스핀 홀 표동(drift)으로 구성된다. x-y 평면에 평행한 시스템을 고려했기 때문에, \hat{z} 방면으로 흐르는 스핀 전류 밀도는 다음과 같이 기술이 된다.

$$\vec{j}_s^z = 2 \frac{[\sigma]}{[2e]} \partial_z \mu_s - j_s^{SH} \hat{y} \quad \dots \text{(식 2.3.6)}$$

이 때, $j_{s0}^{SH} = \theta_{SH} \sigma E_x$ 는 스핀 홀 전류가 들어나는(bare spin Hall current) 즉, 스핀 홀 효과에 의해서 직접적으로 스핀 전류가 생성되는 것을 의미한다.

경계조건은 $\vec{j}_s^z(z)$ 이 표면에서 $z = d_N$ 과 $z = 0$ 에서 연속해야 한다. 진공(V) 표면에서 스핀 전류는 사라진다. 이는 $j_s^{(V)} = 0$ 으로 표현된다. 자기 인터페이스에서 스

핀 전류 밀도 $\overrightarrow{j_s^{(F)}}$ 는 스핀 축적과 스핀 혼합 전도도에 의해서 결정되며, 이를 수식으로 표현하면 다음과 같다.

$$e \overrightarrow{j_s^{(F)}}(\widehat{m}) = G_r \widehat{m} \times (\widehat{m} \times \widehat{\mu}_s) + G_i \times (\widehat{m} \times \widehat{\mu}_s) \quad \dots \text{(식 2.3.7)}$$

이 때, $\widehat{m} = (m_x, m_y, m_z)^T$ 는 자화에 대한 단위 벡터이며, $G_{\uparrow\downarrow} = G_r + iG_i$ 는 단위 영역 에 대한 스핀 혼합 계면 전도도 복소수를 의미한다. 허수 영역인 G_i 는 스핀 축적에 작용하는 effective exchange field로 해석 될 수 있다. 식 2.3.7에서의 양의 전류는 FM에서 NM으로 흐르는 up-스핀에 해당한다. FM는 절연체이므로 스핀 전류 밀도는 FM에 작용하는 스핀 전달 토크에 비례하며, 이는 다음과 같은 수식으로 표현된다.

$$\overrightarrow{\tau}_{STT} = -\frac{\hbar}{2e} \widehat{m} \times (\widehat{m} \times \overrightarrow{j_s^F}) = \frac{\hbar}{2e} \overrightarrow{j_s^F} \quad \dots \text{(식 2.3.8)}$$

이러한 경계조건을 이용하여 계수 \overrightarrow{A} 와 \overrightarrow{B} 를 결정하며, 다음과 같은 스핀 축적을 이끌어 낸다.

$$\overrightarrow{\mu}_s = \frac{2e\lambda}{2e} \left[-(j_{s0}^{SH} \widehat{y} + \overrightarrow{j_s^z}(d_N)) \cosh \frac{z}{\lambda} + (j_{s0}^{SH} \widehat{y} + \overrightarrow{j_s^{(F)}}(\widehat{m})) \cosh \frac{z-d_N}{\lambda} \right] / \sinh \frac{d_N}{\lambda} \quad \dots \text{(식 2.3.9)}$$

이 때 $F(\widehat{m})|N|V$ 이중박막에 대한 $\overrightarrow{j_s^z}(d_N) = 0$ 이고 $F(\widehat{m})|N|F(\widehat{m}')$ 스핀 벨브에 대한 $\overrightarrow{j_s^z}(d_N) = \overrightarrow{j_s^{(F)}}(\widehat{m}')$ 이다.

만약 스핀 전달이 없는 즉, $G_{\uparrow\downarrow} = 0$ 인 상황인 스핀 축적을

$\mu_s^0 = |\overrightarrow{\mu}_{s(0)}| = (2e\lambda/\sigma) j_{s0}^{SH} \tanh[d_N/(2\lambda)]$ 로 정의 할 때, 이중박막 내에서의 스핀 축적은 다음과 같이 정의된다.

$$\vec{\mu}_s(z) = -\hat{y}\mu_s^0 \frac{\sin \frac{2z-d_N}{2\lambda}}{\sin \frac{d_N}{2\lambda}} + \vec{j}_s^{(F)}(\hat{m}) \frac{2e\lambda}{\sigma} \frac{\cosh \frac{z-d_N}{\lambda}}{\sinh \frac{d_N}{\lambda}} \quad \dots \text{(식 2.3.9)}$$

이 후 식 2.3.7을 이용하여 $z=0$ 인 지점은 다음과 같이 정의가 된다.

$$\vec{\mu}_s(0) = \hat{y}\mu_s^0 + \frac{2\lambda}{\sigma} [G_r \{ \hat{m} [\hat{m} \cdot \vec{\mu}_s(0)] - \vec{\mu}_s(0) \} + G_i \hat{m} \times \vec{\mu}_s(0)] \coth \frac{d_N}{\lambda} \quad \dots \text{(식 2.3.10)}$$

그리고

$$\hat{m} \cdot \vec{\mu}_s(0) = m_y \mu_s^0 \quad \dots \text{(식 2.3.10)}$$

$$\hat{m} \times \vec{\mu}_s(0) = \mu_s^0 \frac{\sigma \hat{m} \times \hat{y} + \hat{m} m_y 2\lambda G_i \coth \frac{d_N}{\lambda}}{\sigma + 2\lambda G_r \coth \frac{d_N}{\lambda}} - \vec{\mu}_s(0) \frac{2\lambda G_i \coth \frac{d_N}{\lambda}}{\sigma + 2\lambda G_r \coth \frac{d_N}{\lambda}} \quad \dots \text{(식 2.3.11)}$$

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_s(0) = & \hat{y}\mu_s^0 \frac{1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_N}{\lambda}}{(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_N}{\lambda})^2 + (\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_N}{\lambda})^2} \\ & + \hat{m} m_y \mu_s^0 \frac{\frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_N}{\lambda} (1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_N}{\lambda}) + (\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_N}{\lambda})^2}{(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_N}{\lambda})^2 + (\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_N}{\lambda})^2} \\ & + (\hat{m} \times \hat{y}) \mu_s^0 \frac{\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_N}{\lambda}}{(1 + \frac{2\lambda}{\sigma} G_r \coth \frac{d_N}{\lambda})^2 + (\frac{2\lambda}{\sigma} G_i \coth \frac{d_N}{\lambda})^2} \quad \dots \text{(식 2.3.12)} \end{aligned}$$

으로 정의 될 때, FM|NM 계면을 통하는 스핀 전류는 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned}\vec{j}_s^{(F)} &= \frac{\mu_s^0}{e} \hat{m} \times (\hat{m} \times \hat{y}) \sigma \operatorname{Re} \frac{G_{\uparrow\downarrow}}{\sigma + 2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \coth \frac{d_N}{\lambda}} \\ &+ \frac{\mu_s^0}{e} (\hat{m} \times \hat{y}) \sigma \operatorname{Im} \frac{G_{\uparrow\downarrow}}{\sigma + 2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \coth \frac{d_N}{\lambda}}\end{aligned}$$

... (식 2.3.13)

스핀 축적은 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned}\frac{\vec{\mu}_s(z)}{\mu_s^0} &= -\hat{y} \frac{\sinh \frac{2z-d_N}{2\lambda}}{\sinh \frac{d_N}{2\lambda}} + [\hat{m} \times (\hat{m} \times \hat{y}) \operatorname{Re} + (\hat{m} \times \hat{y}) \operatorname{Im}] \\ &\frac{2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \tanh \frac{d_N}{2\lambda}}{\sigma + 2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \coth \frac{d_N}{\lambda}} \frac{\cosh \frac{z-d_N}{\lambda}}{\sinh \frac{d_N}{\lambda}}\end{aligned}$$

... (식 2.3.14)

이 후 NM 내부로 분산되는 스핀 전류를 다음과 같이 이어진다.

$$\begin{aligned}\frac{\vec{j}_s^z(z)}{j_{s0}^{SH}} &= -\hat{y} \frac{\cosh \frac{2z-d_N}{2\lambda} - \cosh \frac{d_N}{2\lambda}}{\cosh \frac{d_N}{2\lambda}} - [\hat{m} \times (\hat{m} \times \hat{y}) \operatorname{Re} + (\hat{m} \times \hat{y}) \operatorname{Im}] \\ &\frac{2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \tanh \frac{d_N}{2\lambda}}{\sigma + 2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \coth \frac{d_N}{\lambda}} \frac{\sinh \frac{z-d_N}{\lambda}}{\sinh \frac{d_N}{\lambda}}\end{aligned}$$

... 식 (2.3.15)

역 스핀 홀 효과는 \hat{z} 방향을 따라 흐르는 확산 스핀 전류 성분에 의해서 x-y 평면에 흐르는 전하 전류를 유도한다. 전체 종방향 (\hat{x} 방향) 그리고 행 혹은 Hall(\hat{y} 방향) 전하 전류는 다음과 같이 정의된다.

$$\frac{j_{c, long}(z)}{J_c^0} = 1 + \theta_{SH}^2 \left[\frac{\cosh \frac{2z-d_N}{2\lambda}}{\cosh \frac{d_N}{2\lambda}} + (1-m_y^2) Re \frac{2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \tanh \frac{d_N}{2\lambda} \sinh \frac{z-d_N}{\lambda}}{\sigma + 2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \coth \frac{d_N}{2\lambda} \sinh \frac{d_N}{\lambda}} \right]$$

... 식 (2.3.16)

$$\frac{j_{c, trans}(z)}{J_c^0} = \theta_{SH}^2 (m_x m_y Re - m_z Im) \left[\frac{2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \tanh \frac{d_N}{2\lambda} \sinh \frac{z-d_N}{\lambda}}{\sigma + 2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \coth \frac{d_N}{2\lambda} \sinh \frac{d_N}{\lambda}} \right]$$

... 식 (2.3.17)

여기서 $j_c^0 = \sigma E_x$ 는 외부 전기장에 의해서 생성되는 전하 전류를 의미한다.

전하 전류 벡터는 일반적으로 종 그리고 횡(Hall) 저항으로 표현되는 실험을 통해 관측 될 수 있다.

따라서 최종적으로 종 그리고 횡 저항은 다음과 같이 정리 될 수 있다.

$$\rho_{long} = \sigma_{long}^{-1} = \left(\frac{j_{c, long}}{E_x} \right)^{-1} \approx \rho + \Delta\rho_0 + \Delta\rho_1 (1 - m_y^2) \quad \dots \text{식 (2.3.18)}$$

$$\rho_{trans} = -\frac{\sigma_{trans}}{\sigma_{long}^2} \approx -\frac{j_{c, trans} / E_x}{\sigma^2} = \Delta\sigma_1 m_x m_y + \Delta\sigma_2 m_z \quad \dots \text{식 (2.3.19)}$$

이 때 저항의 비는 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\Delta\rho_0}{\rho} = -\theta_{SH}^2 \frac{2\lambda}{d_N} \tanh \frac{d_N}{2\lambda} \quad \dots \text{식 (2.3.20)}$$

$$\frac{\Delta\rho_1}{\rho} = \theta_{SH}^2 \frac{\lambda}{d_N} Re \frac{2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \tanh^2 \frac{d_N}{2\lambda}}{\sigma + 2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \coth \frac{d_N}{\lambda}} \quad \dots \text{식 (2.3.21)}$$

$$\frac{\Delta\rho_2}{\rho} = -\theta_{SH}^2 \frac{\lambda}{d_N} \text{Im} \frac{2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \tanh^2 \frac{d_N}{2\lambda}}{\sigma + 2\lambda G_{\uparrow\downarrow} \coth \frac{d_N}{\lambda}} \quad \dots \text{식 (2.3.22)}$$

이 때 $\rho = \sigma^{-1}$ 는 벌크 상태의 NM이 가지는 고유 전기 저항을 의미한다. $\Delta\rho_0 < 0$ 인 상황은 스핀-궤도 상호작용에 의해서 저항이 감소하는 것을 의미한다. 그러나 이는 d_N 가 충분히 작은 경우만 관련이 있는 θ_{SH}^2 차수에 대한 효과이다. 또한 스핀 궤도 상호작용은 ‘Matthiesen’의 규칙에 따라 선행 순에 대한 저항을 증가시키는 스핀 반전 산란을 생성한다. 주로 G_r 에 의해서 발생하는 ρ_1 는 자화의 평면 요소(in-plane component)에 의존하는 전도도 변조에 기여하는 반면, 주로 G_i 에 의해서 발생하는 ρ_2 는 자화의 면 방향 기준 수직 성분 요소(AHE)가 있을 때만 기여한다.

이렇게 측정된 SMR의 값을 저항의 값을 기준으로 나타내면, 다음과 같이 표현이 가능하다. [13]

$$\frac{\Delta R_{xx}}{R_{xx}^0} \sim \frac{\theta_{SH}^2 \frac{\lambda_{NM}}{t} \tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{NM}}\right)}{1 + \xi} \left[\frac{g_R}{1 + g_R \coth\left(\frac{t_{NM}}{\lambda_{NM}}\right)} - \frac{g_F}{1 + g_R \coth\left(\frac{t_{NM}}{\lambda_{NM}}\right)} \right] \quad \dots \text{식 (2.3.23)}$$

이 때, G_r 는 표면 스핀 혼합 컨덕턴스, λ_{NM} 는 비자성 내에서의 스핀 수명(spin lifetime), ξ 는 전류 셉팅 효과(current shunting effect)를 의미한다. 또한 식 2.3.23 대괄호 안에 있는 수식에서 좌측부분은 횡 스핀 전류 흡수(transverse spin current absorption)를 의미하며, 우측부분은 종 스핀 전류 흡수(longitudinal spin current absorption)를 의미한다.

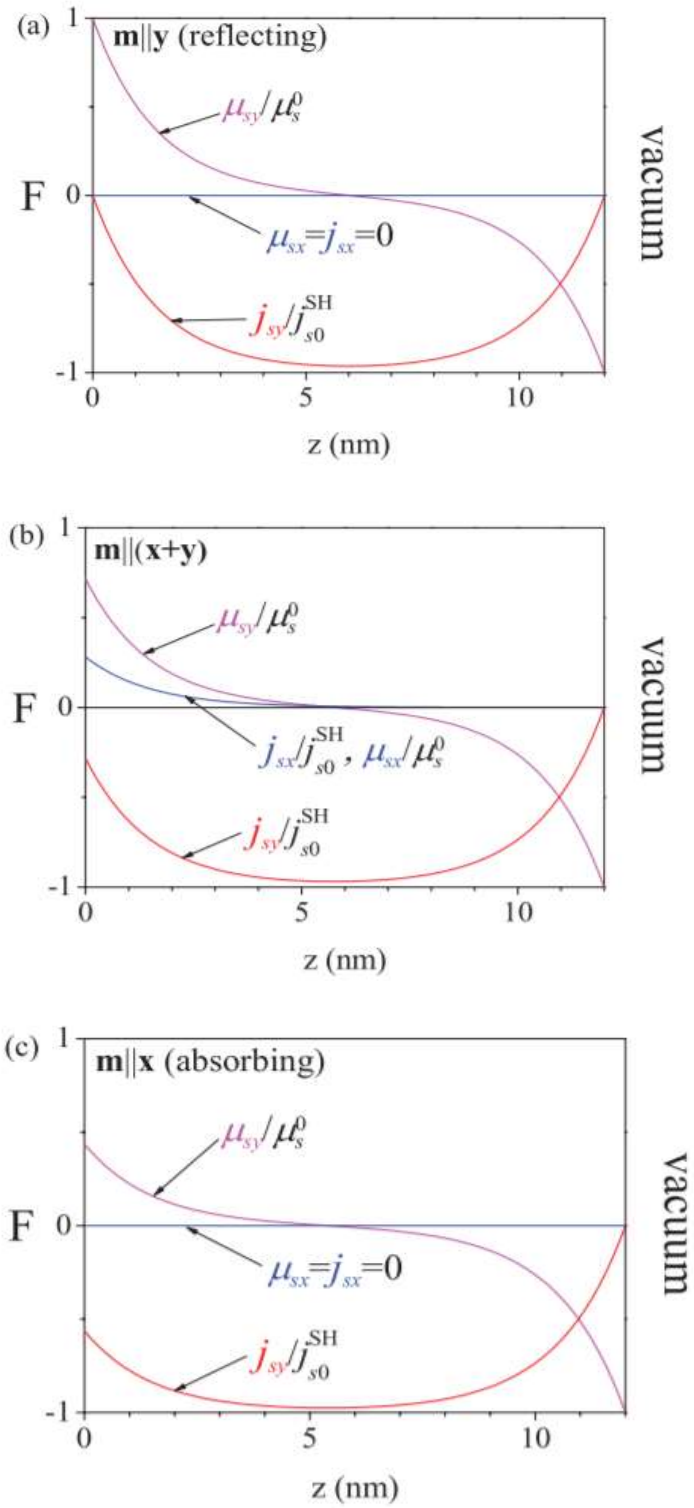


그림 14. 자화의 방향이 (a) $\hat{m} = \hat{y}$ (b) $\hat{m} = (\hat{x} + \hat{y})/\sqrt{2}$ (c) $\hat{m} = \hat{x}$ 일 때, 샘플 두께 $d_N = 12$ nm 에 대한 $\mu_{sx}, \mu_{sy}, j_{sy}$ 을 일반화 한 그래프 [12]

2.4.1 Spin transport 측정 이론적 배경

Spin transport는 SMR 측정을 통해 실시된다. SMR측정은 기본적으로 MR 측정이므로 R_{xx} 을 측정한다. 이를 위해서 전자석 기반의 계측 시스템을 구축 한 다음 시편의 각도를 돌릴 수 있는 rotate 시스템을 구축을 하여 1) 가해주는 외부 자기장의 세기를 변화시키는 field sweep 측정 방식과 2) 일정한 외부 자기장을 걸어주는 상황에서, 시편을 회전시키는 angle dependence 측정 방식 두 가지 방식을 통해서 MR을 측정 할 수 있다.

가해주는 외부 자기장의 방향과, 흐르고 있는 전류의 방향과 수평 하는 상황과 수직 하는 상황에 따라서 보고자 하는 MR의 종류가 달라진다. 만약 외부 자기장의 방향과 흐르는 전류의 방향이 서로 수직하는 방향이 된다면, AMR(anisotropic magnetoresistance) 을 측정할 수 있으며, 서로 수평 하는 상황이 된다면 SMR 을 측정 할 수 있다.

또한 구면 좌표계를 기점으로 자화의 방향과 전류와의 각 ϕ 에 따라서 용이축(easy axis)와 곤란축(hard axis)로 나누어지게 된다. 이는 기본적으로 FM 가지는 자기이방성이 수직 성분을 가지고 있는지 혹은 수평 성분을 가지고 있는지에 따라 결정이 된다.

만약 FM층의 자화가 수평 성질을 가지고 있다면, ϕ 의 값이 0° 를 가지는 게 용의축이 될 것이고, 반대로 ϕ 의 값이 90° 를 가지게 될 때 곤란축을 가지게 된다.

반대로 FM층의 자화가 수직 성질을 가지고 있다면, ϕ 의 값이 0° 를 가지는 게 곤란축이 될 것이고, 반대로 ϕ 의 값이 90° 를 가지게 될 때 용의축을 가지게 된다.

이번 실험에 사용되는 CoFeB 인 경우 그 두께가 0.9 nm 인 매우 얇은 박막을 사용하고 있기 때문에 수직 자기 이방성을 가지고 있으며, SMR을 측정하기 위해 곤란축을 측정하기 위해서 ϕ 의 값이 90° 를 가지게 되는, 자기장이 면을 기준으로 수직된 방향으로 인가하게 설정하였다. 이후 측정된 전압의 값과 인가한 전류의 세기를 이용

하여 저항의 값을 측정한다. 이 때, θ 의 값이 0인 지점에서의 횡 저항의 값을 R_{xx}^0 이라고 정의한다. 따라서 각도 θ 의 변화에 따른 횡 저항의 값의 차이는 ΔR_{xx} 이라고 정의되며, 이렇게 측정된 횡 저항의 값의 차이를 초기 값인 θ 의 값이 0인 값과 나눈 값인 $\frac{\Delta R_{xx}}{R_{xx}^0}$ 을 SMR 으로 정의하며, 해당 값을 백분율로 표기한다.

2.4.2 측정 시편 구조

NM층과 FM층 이중 접합구조물 사이에 spin orbit coupling이 큰 HM층을 넣은 시편에서의 SMR 측정을 실시하였다. 실험에서 사용된 시편의 구조는 그림 14.와 같이, Si 기판 위에 NM인 Cr과 FM인 CoFeB을 쌓은 이중 박막 구조물 사이에 HM의 일종인 Pt 층을 삽입한 구조물을 사용하였다. Cr층을 원활하게 증착하기 위해서 Ta층을 2 nm을 선행적으로 Si 기판 위에 증착하였다.

실험은 Pt의 존재 유무에 따른 Cr층의 두께를 변화한 시편을 사용하였으며, 이를 통해 Cr층의 두께에 따른 SMR을 측정하여 변화량을 확인하였다. Cr층의 두께는 2, 3, 4, 5, 7.5, 10, 12.5 nm 총 7가지로 측정을 실시하였다.

사용되는 시편은 sputter 장비를 이용하여 증착을 하였으며, 마이크로 라이터를 이용한 single Hall bar 패턴의 width는 5 μm 이며 length는 25 μm 이다.

그림 15. 에서 알 수 있듯이 Cr 두께 의존성 실험에서 사용된 시편은 single Har bar pattern을 가지고 있기 때문에, 2 probe 측정법을 이용하여 측정을 실시하였다.

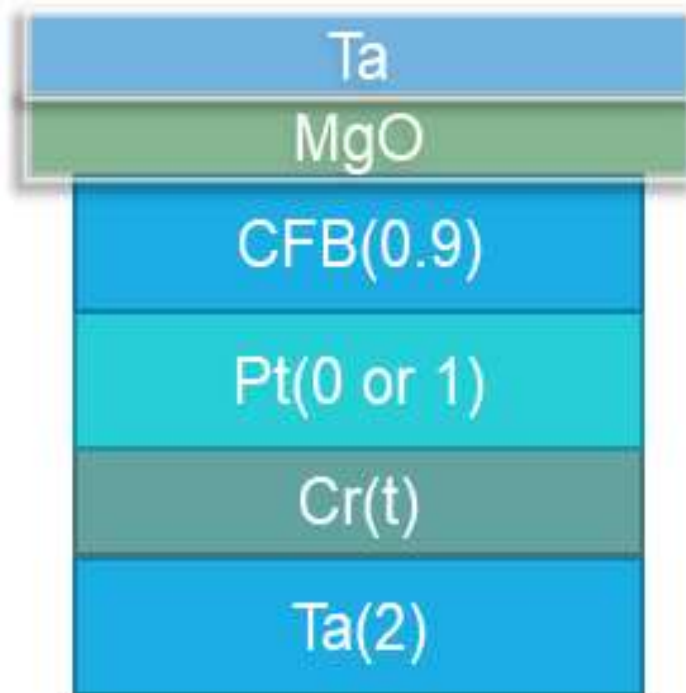


그림 15. Cr thickness 실험에 사용되는 시편 구조

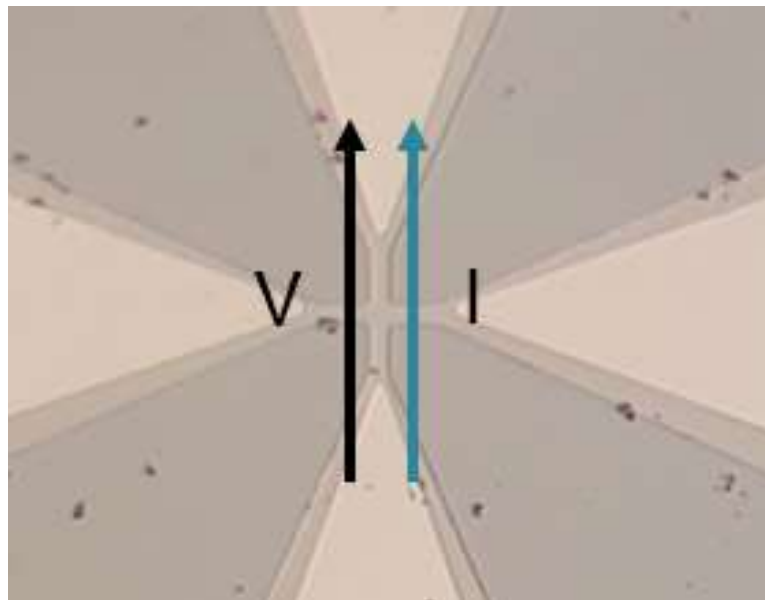


그림 16. Cr thickness 실험에 사용된 시편의 OM 이미지

2.4.3 측정 시스템

각 실험은 그림 16. 및 그림 17. 의 시스템을 통해 진행되었다. 즉 최대 2.7 T 까지 인가 가능한 전자석 시스템에서 진행되었으며, field dependence 실험 인 경우, -2 T ~ 2 T의 영역에서 외부 자기장을 negative → 0 → positive → 0 → negative 으로 sweep 하여 총 160개의 step을 측정하였다. 모든 실험은 300K에서 진행되었다. 그림 18. [12]는 외부자기장의 유무에 따른 강자성체의 자화의 방향에 대한 모식도 이다. 이를 통해 알 수 있는 것은 외부자기장이 없는 경우의 강자성체의 자화의 방향 θ 는 0도 이지만 강한 외부자기장이 있는 경우에서의 자화의 방향은 90도를 가지게 되는 것을 알 수 있게 된다. SMR 측정에서 field dependence 실험에서는 외부 자기장의 세기가 0인 지점이 가장 높은 값이 나와야 한다. 실험에서 사용되는 소프트웨어는 LabView 프로그램을 이용하여 실시하였으며, 실험에 사용된 계측기는 2400 DC sourcemeter 와 2000 multimeter을 사용하였다. 실험에서 사용되는 시편의 구조는 그림 19와 같이 Single Hall bar 패턴을 사용하였으며. 사용되는 폭은 5 μm 이고 길이는 25 μm 이다.

SMR을 측정을 위하여 two probe 방식으로 측정을 실시하였으며, 사용된 전류의 세기는 전부 1.0 mA로 동일하게 가해주었다. 즉 실험에서 사용된 전류밀도의 세기는

$1.49 \sim 6.90 \times 10^6 \text{ A} \frac{\text{m}}{\text{cm}^2}$ 이다.

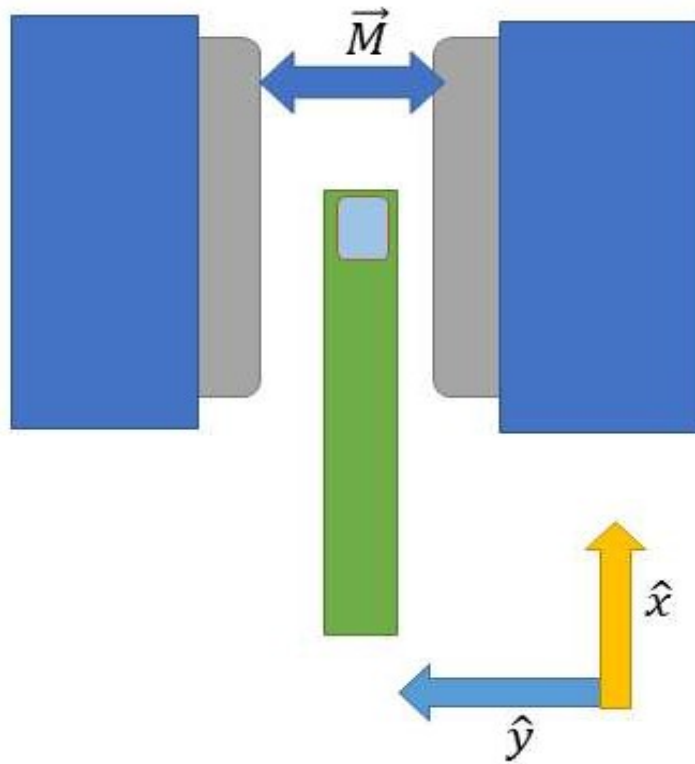


그림 17. Field sweep 측정에 따른 SMR 측정 모식도.

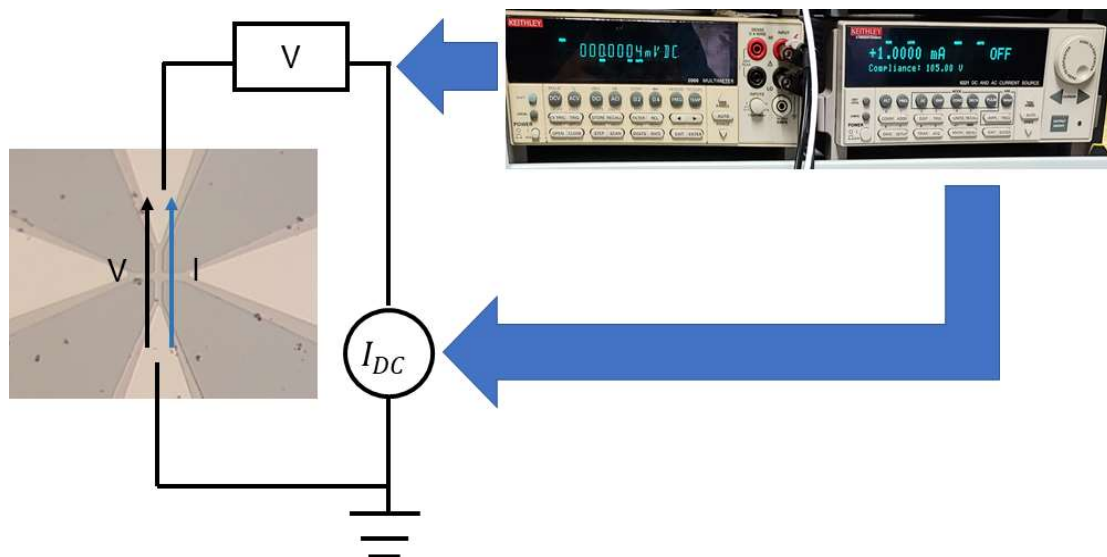


그림 18. SMR 측정 시스템에 대한 모식도

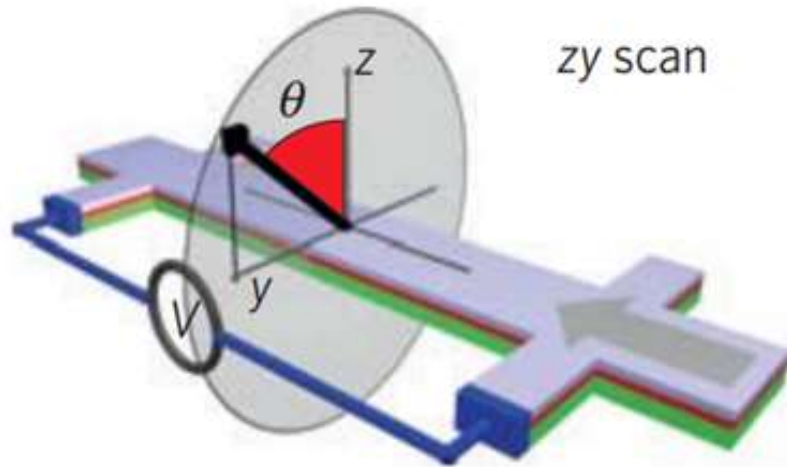


그림 19. SMR 측정시, 외부자기장에 따른 강자성체의 자화의 방향에 대한 모식도 [12]

2.5 SMR 측정 결과

제작된 시료의 SMR은 그림 19.와 같이 Pt 유무와 관계없이 낮은 Cr의 두께에서 크게 나오는 것이 관측되었다. 그림 19.은 측정된 SMR 결과를 Cr층의 두께에 따라 그래프로 표현한 것이며, 해당 결과를 식 2.3.23으로 정리하면 표 2.와 같은 결과로 정리된다.

표 2. SMR 측정 결과

	Cr(t)	Cr(t)/Pt(1)
스핀 홀 각도	-0.005	0.0058
스핀 확산 거리 (nm)	5.1525	2.63
g_R	0.00238	0.00284
g_F	0.00143	0.00095

그림 19.에서 확인 가능하듯이 SMR의 세기는 자기장의 세기가 0인 지점에서부터 강한 자기장을 가하는 영역의 차이 값을 확인 할 수 있다. 공통적으로 자기장의 세기가 0인 지점에서 높은 수치가 나오는 것을 확인 할 수 있다. 왜냐하면 얇은 박막의 형태를 가진 강자성체 CoFeB인 경우 인가되는 자기장이 없는 경우에 수직자화를 가지고 있기 때문이다. (설명 2.3.1) 그로 인하여 강자성체의 자화의 방향이 외부자기장이 없는 경우에는 수직 자화를 띄게 되고 강한 외부 자기장이 있는 경우에는 수평 자화를 띄게 된다. 그로 인하여 강자성체 내부로 주입되는 스핀 전류의 자화의 방향과 강자성체의 자화의 방향의 차이 때문에 외부자기장의 세기에 따라 SMR의 세기가 변하게 된다.

또한 Cr층의 두께에 따라서 SMR 신호의 세기가 큰 차이가 나타나는 것을 확인 할 수 있으며, 이는 그림 21.을 통해 정량적으로 확인 가능하다. 그림 20.에서 확인 할

수 있는 fitting된 그래프에서의 피크은 중금속 층에서의 스핀 확산 거리(λ_{HM})에 의해서 결정된다.

이 결과에서 주목할 점은 Cr의 두께가 두꺼운 경우, Cr/CoFeB 소자가 Pt을 삽입한 소자 보다 SMR이 작고, Cr이 4 nm보다 작아지면서 반대의 경향이 나타난다는 것이다. 특히, Cr만 있는 경우 4 nm 이상의 두께에서 SMR이 급격히 작아지고, 7 nm 이상에서는 완전히 사라지는 것을 볼 수 있다. 이는 SMR의 발생원인인 역 스핀 홀 효과가 Cr에서 일어난다는 것을 고려해볼 때, 기존 이론으로는 분석이 어렵다. Drift-diffusion 이론으로 피팅한 결과도 잘 맞지 않음을 볼 수 있다. 이러한 결과를 통해 Cr/강자성체 구조에서 발생하는 전도현상에 대한 미시적인 원인을 찾는 접근이 필요해 보인다. Pt이 삽입된 경우에는 Cr의 두께가 작아지더라도 SMR이 잘 관측이 되었는데, 이 역시 기존 접근으로는 이해할 수 없는 현상이다. Pt이 자성층과 접합을 이룰 경우, 계면에 근접한 Pt원자들은 proximity effect에 의해 강자성체가 된다는 것은 잘 알려져 있다.[15] 이렇게 proximity effect가 발생할 경우 계면에서 스핀 산란을 증가시켜 스핀 주입 효율을 떨어뜨린다고 알려져 있다. 이는 Cr에서 일어나는 스핀 홀 현상 혹은 역 스핀 홀 현상이 Pt 삽입 층에 의해 영향을 받는다는 것을 의미한다. 한편, 가벼운 3d 물질 군에서 스핀 홀 현상보다 오비탈 홀 현상이 발생하고 이것이 더 큰 더 큰 각운동량의 흐름을 만든다고 보고된 바 있다, 이것이 강자성층과 접합을 이루어 스핀 오빗 토크를 발생시킬 경우, 오비탈-스핀 전환현상이 일어날 수 있다고 이론적으로 제안이 되었다.[14] 이때, 오비탈-스핀 전환 현상에서 중요한 것은 스핀-궤도 결합인데, 본 연구에서 Pt의 삽입은 Cr에서 주입된 오비탈 전류가 Pt의 강한 스핀-궤도 결합에 의한 오비탈-스핀 전환현상을 유도하였다고 가정할 수 있다. Cr의 두께가 두꺼워지면서 SMR이 사라지는 현상은 스핀이 아닌 오비탈의 산란 거리가 매우 짧기 때문이라고 판단할 경우, Pt의 삽입에 의해 오비탈에서 전환된 스핀은 산란 거리가 오비탈 보다는 길어 SMR이 계속 관찰될 수 있었다고 사료된다. 이에 대한

명확한 검증은 미시적인 전자구조 계산이나, 다른 여러 가지 물질들에서 발생하는 현상들을 관찰하는 등의 추가적인 연구가 필요할 것이다.

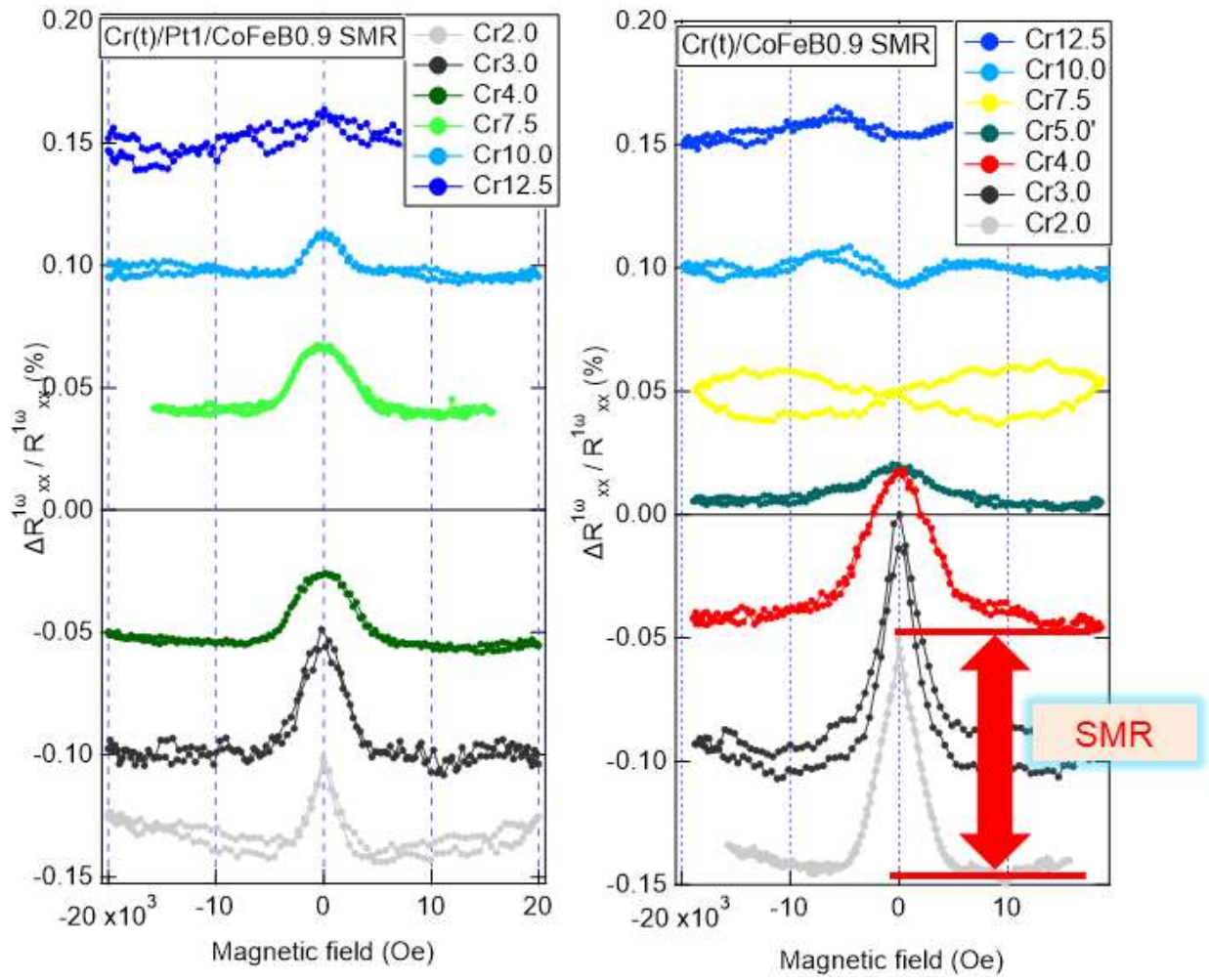


그림 20. 자기장 세기에 따른 Cr(t)와 Cr(t)/Pt(1)에 대한 SMR 측정 결과

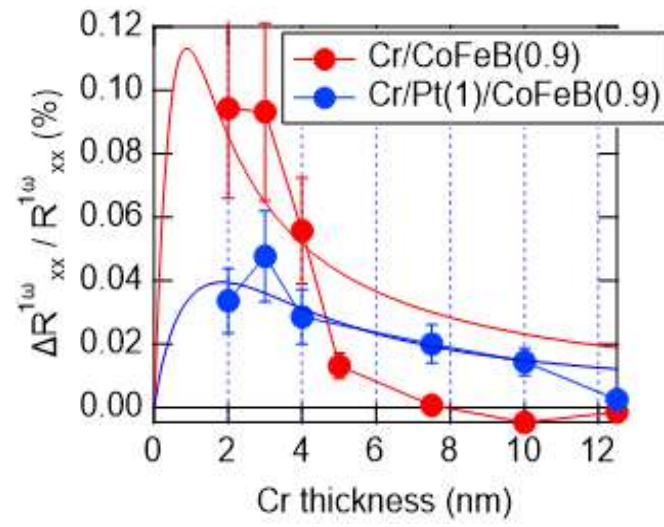


그림 21. Cr층 두께에 따른 Cr(t)와 Cr(t)/Pt(1)에 대한 SMR 측정 결과

Ⅲ. 스피ن 동역학

3.1. 고조파(harmonics) 측정

SOT의 존재 유무를 확인하기 위해서 2차 고조파를 측정을 사용한다. 이러한 고조파는 교류 전류 일 때만 측정이 가능하며, 다음과 같은 내용을 통하여서 측정이 된다.

교류 전류를 이용한다는 것은 전류가 시간에 따라 변한다는 것을 의미하며, 이는 다음과 같이 정의되어 진다.

$$I(t) = I_0 \sin(\omega t) \quad \dots \text{식 (3.1.1)}$$

이 때 옴의 법칙을 이용하면 최종적으로 Hall 저항을 측정 시 나타나는 전압은 다음과 같이 정의된다.

$$V = I(t)R_H \quad \dots \text{식 (3.1.2)}$$

그러나 인가되는 전류에 의해서 스핀 전류가 생성이 된다면, 생성되는 스핀 전류가 자화에 토크를 전달하는 일명 SOT가 생성이 된다. 이러한 SOT 의해서 유효 전기장 (effective electric field)가 생성이 되며, 그로 인하여 저항의 변화가 발생하게 된다. 이러한 저항의 변화는 인가되는 전류에 의해서 발생이 되며, 인가되는 전류가 교류 신호이기 때문에 저항은 다음과 같은 수식으로 정의되어 진다.

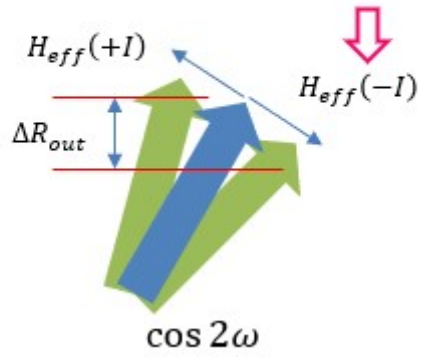
$$R_H = R_0 \sin(\omega t) \quad \dots \text{식 (3.1.3)}$$

그러므로 식 3.2.2에서 사용되는 저항 또한 시간에 대한 변화량을 기술해야하므로 최종적으로 다음과 같이 정의되어 진다.

$$V = IR_H = I_0 \sin \omega t \cdot R_0 \sin \omega t \propto \cos 2\omega t \quad \dots \text{식 (3.1.4)}$$

따라서 2ω 신호가 존재한다면, SOT 가 생성이 되었다고 판단 될 수 있다.

Driving force by σ



Equilibrium state (ω)

Non-equilibrium state (2ω)

그림 22. 2차 고조파에 대한 모식도

3.2 스핀-궤도 돌림힘 (Spin orbit torque)

NM과 FM 이중 접합 구조에서 NM층 내부에서는 전류 J_q 가 x축 방향으로 흐를 때, ; 스핀 홀 효과에 의해서 스핀 전류 J_s 가 생성이 된다. 이렇게 생성된 스핀 전류는 z축 방향으로 흐를 때, 그림 22. 와 같이 FM층의 자화에 torque를 인가하게 된다.

스핀 전류가 강자성체로 흐르게 될 때에, 스핀 궤도 결합에 의해서 강자성체 층에 자화에 torque를 가해주게 되고, 이러한 현상은 마치 외부 자기장일 인가해주는 것과 같다고 해서 field like torque 라고 불린다. 이는 $\tau_{FL} = M \times \sigma$ 으로 수학적으로 표기가 가능하며 이러한 torque에 의해서 FM층에 있는 자화는 precession하게 된다.

이러한 precession이 발생하게 되면, 이를 감쇠시키려 하는 torque 또한 발생하게 되며, 이는 $\tau_{DL} = M \times (M \times \sigma)$ 으로 표시 할 수 있다. 이러한 현상은 마치 torque가 자화에게 damping을 주는 것과 같은 역할을 한다고 하여 damping like torque 라고 한다. [16]

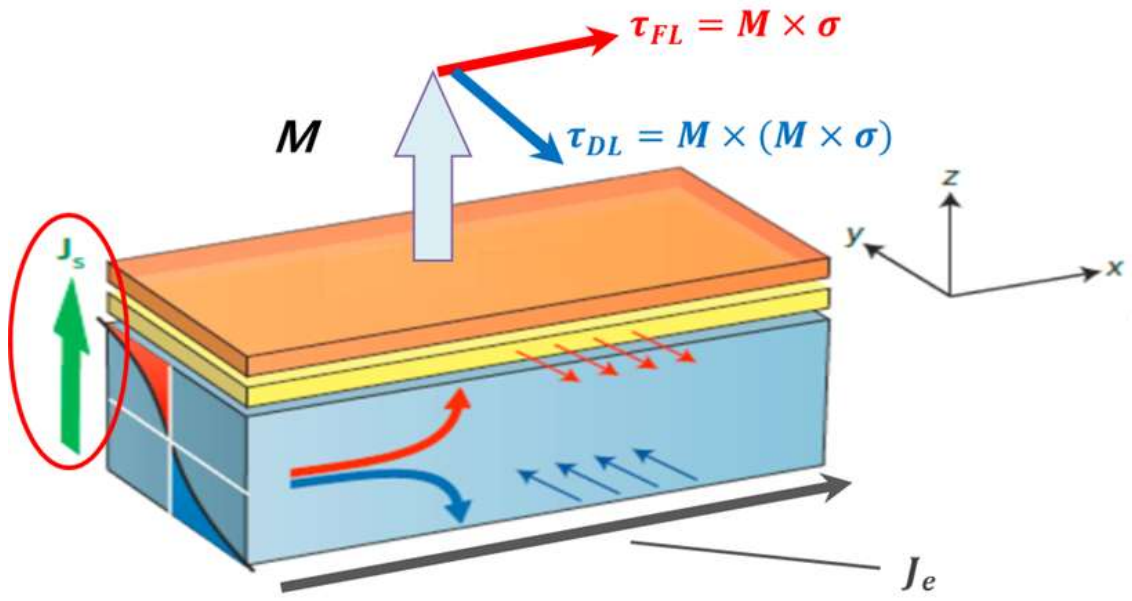


그림 23. SOT(Spin Orbit Torque)에 대한 모식도

이 때 인가하는 전하 전류의 방향을 \hat{x} , 생성된 스핀의 방향을 \hat{y} , 스핀 전류의 방향을 \hat{z} 이라고 할 때, field-like(수직) 토크와 damping like(수평) 토크는 그림 23.과 그림 23. 과 같이 표현이 되며 다음과 같은 수식으로 정의된다. [17]

$$T^\perp = (y \times m) \left[T_0^\perp + T_2^\perp (z \times m)^2 + T_4^\perp (z \times m)^4 \right] + m \times (z \times m) (m \cdot x) \left[T_2^\perp + T_2^\perp (z \times m)^2 \right] \quad \dots \text{식 (3.2.1)}$$

$$T^\parallel = m \times (y \times m) T_0^\parallel + (z \times m) (m \cdot x) \left[T_2^\parallel + T_2^\parallel (z \times m)^2 \right] \quad \dots \text{식 (3.2.2)}$$

이 때 적용되는 유효 자기장은 다음과 같이 정의된다.

$$B^\perp = -\cos\theta \sin\phi (T_0^\perp + T_2^\perp \sin^2\theta + T_4^\perp \sin^4\theta) e_\theta - \cos\phi T_0^\perp e_\phi \dots \text{식 (3.2.3)}$$

$$B^\parallel = -\cos\theta (T_0^\parallel + T_2^\parallel \sin^2\theta + T_4^\parallel \sin^4\theta) e_\theta - \cos\theta \sin\phi T_0^\parallel e_\phi \dots \text{식 (3.2.4)}$$

교류 신호에 의해서 발생하는 SOT는 평형 방향(equilibrium direction)에 대한 자화의 진동을 유도하게 된다. 이러한 진동은 홀 전압(V_H)에 대한 2차 고조파 생성을 기여하며, 이는 전류가 유도되는 장(field)를 측정할 수 있다.

일반적으로 홀 전압은 m_z 를 통한 AHE(비정상적 홀 효과)와 $m_x m_y$ 를 통한 PHE(면방향 홀 효과)에 의해 의존되며, 다음과 같은 수식으로 정의된다.

$$V_H = R_{AHE} I \cos\theta + R_{PHE} I \sin^2\theta \sin 2\phi \quad \dots \text{식 (3.2.5)}$$

이 때 R_{AHE} 와 R_{PHE} 는 각각 AHE와 PHE 저항을 의미한다.

전체 홀 저항은 $R_H = V_H/I$ 으로 표현 가능하기 때문에 1차 고조파 항은 $R_H^f = R_{AHE}^f + R_{PHE}^f$ 으로 기술 할 수 있으며, 이는 자화의 평형 방향과 관련이 있으며 즉, 변조된 장(modulated field)와 무관하다는 것을 알 수 있다.

2차 고조파 항인 R_H^{2f} 측정은 전류로 유도된 장(current-induced field)에 대한 자화의 민감도를 측정하며, 이는 다음과 같이 정의된다.

$$R_H^{2f} = (R_{AHE} - 2R_{PHE} \cos\theta \sin 2\phi) \frac{d \cos\theta}{dB_{ext}} \frac{B_\theta}{\sin(\theta_B - \theta)} \dots \text{식 (3.2.6)}$$

$$+ 2R_{PHE} \sin^2\theta \cos 2\phi \frac{B_\phi}{B_{ext} \sin\theta_B}$$

만약 이 때, R_{PHE} 의 값이 0이면 최종적으로 다음과 같은 수식으로 정의된다.

$$R_H^{2f} = R_{AHE} \frac{d \cos\theta}{dB_{ext}} \frac{B_\theta}{\sin(\theta_B - \theta)} \dots \text{식 (3.2.7)}$$

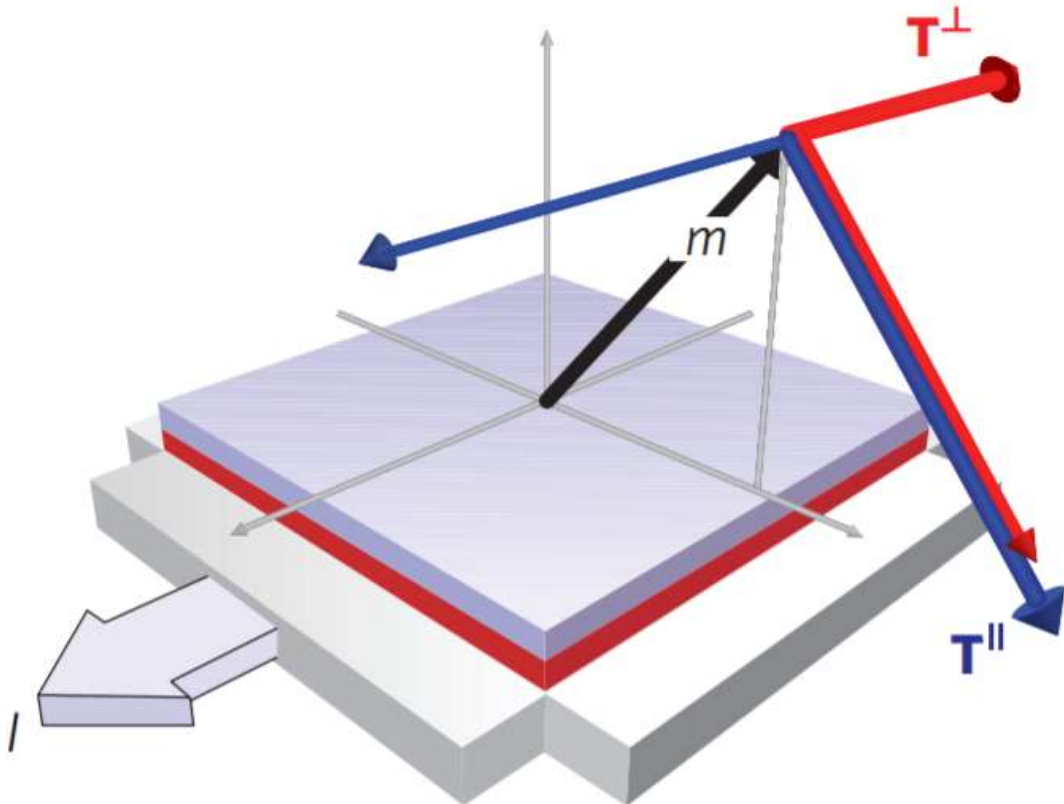


그림 24. 자화 m 과 토크 T 와의 관계에 대한 모식도 [17]

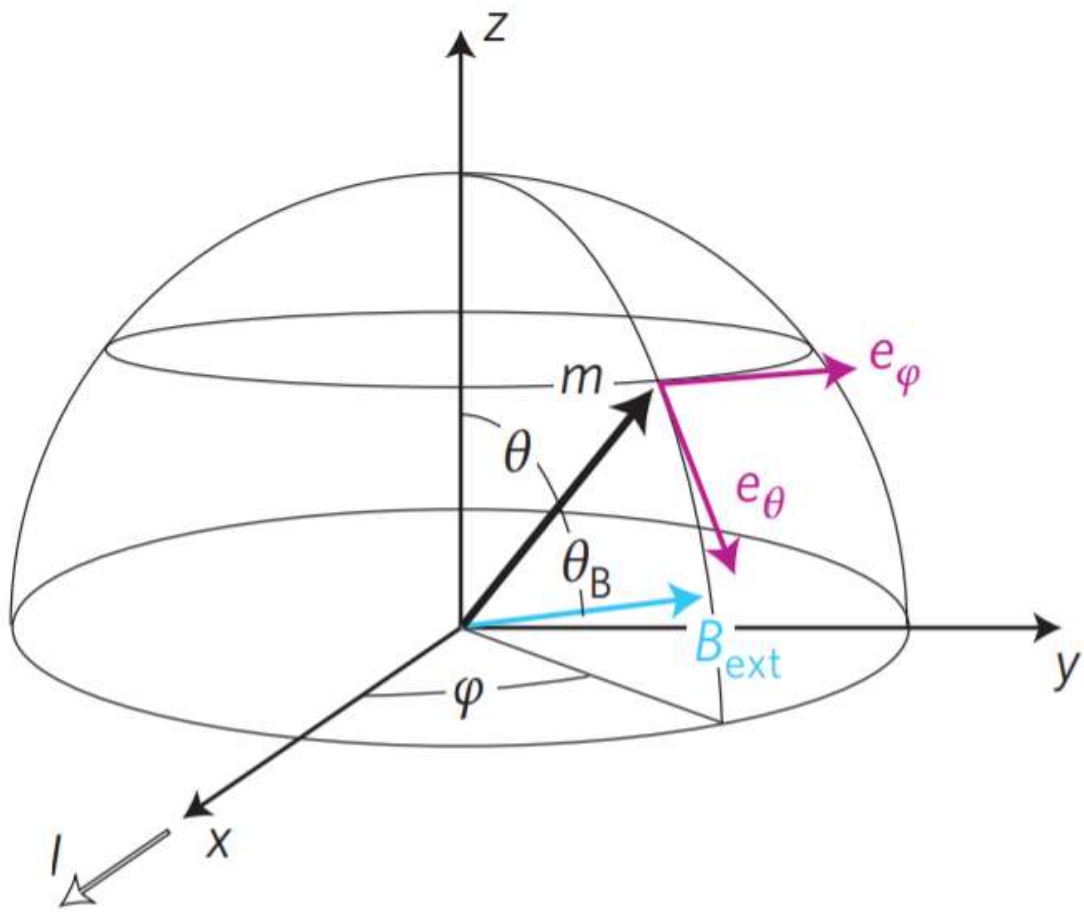


그림 25. SOT에 대한 구면좌표계 표기에 대한 모식도 [17]

3.3.1 SOT 측정; R_{xy} 측정 이론적 배경

Spin dynamics는 SOT 측정을 통해 실시된다. SOT측정은 기본적으로 외부 자기장을 걸어주는 상황에서의 측정이다. 또한 torque 측정에서 자화의 각도가 얼마나 변하는가를 확인하는 실험이기 때문에, angle dependence 측정을 요구된다. 즉 1)외부 자기장의 세기에 따른 SOT를 측정하는 방식과 2) 일정한 외부자기장 영역 내에서 시편의 위치를 변화시켜 SOT를 측정하는 방식이 있다.

이를 위해서 전자석 기반의 계측 시스템을 구축 한 다음 시편의 각도를 돌릴 수 있는 rotate 시스템을 구축을 하여 1) 가해주는 외부 자기장의 세기를 변화시키는 field sweep 측정 방식과 2) 일정한 외부 자기장을 걸어주는 상황에서, 시편을 회전시키는 angle dependence 측정 방식 두 가지 방식을 통해서 SOT을 측정 할 수 있다. 그 중에서 1) 방식인 field sweep 방식을 이용하여 측정을 실시하였다.

가해주는 외부 자기장의 방향과, 흐르고 있는 전류의 방향과 수평 하는 상황과 수직 하는 상황에 따라서 보고자 하는 SOT의 종류가 달라진다. 만약 외부 자기장의 방향과 흐르는 전류의 방향이 서로 수직하는 방향이 된다면, Field like torque (τ_{FL})을 측정할 수 있으며, 서로 수평 하는 상황이 된다면 Damping like torque (τ_{DL}) 을 측정 할 수 있다. [16]

3.3.2 SOT 측정 시편 구조

앞서 실험한 시편과 동일한 구조인 그림 14.와 같이, Si 기판 위에 NM인 Cr과 FM인 CoFeB을 쌓은 이중 박막 구조물 사이에 HM의 일종인 Pt을 삽입한 구조물을 사용하였다. Cr층을 원활하게 증착하기 위해서 Ta층을 2 nm을 선행적으로 Si 기판 위에 증착하였다.

SOT 측정은 Pt의 존재 유무에 따른 Cr층의 두께를 변화한 시편을 사용하였으며, Pt층이 존재하지 않을 때에는 Cr층의 두께를 2 nm, 3 nm, 4 nm, 5 nm, 7.5 nm, 10 nm, 12.5 nm 총 7가지로 측정을 실시하였고, Pt층이 1 nm 인 경우에는 Cr층의 두께를 2 nm, 3 nm, 4 nm, 7.5 nm, 10 nm, 12.5 nm 총 6가지로 측정을 실시하였다. 사용되는 시편은 sputter 장비를 이용하여 증착을 하였으며, 마이크로 라이터를 이용한 single Hall bar 패턴의 width는 5 μm 이며 length는 25 μm 이다. 그림 25. 에서 알 수 있듯이 Cr 두께 의존성 실험에서 사용된 시편은 single Har bar pattern을 가지고 있기 때문에, 2 probe 측정법을 이용하여 측정을 실시하였다.

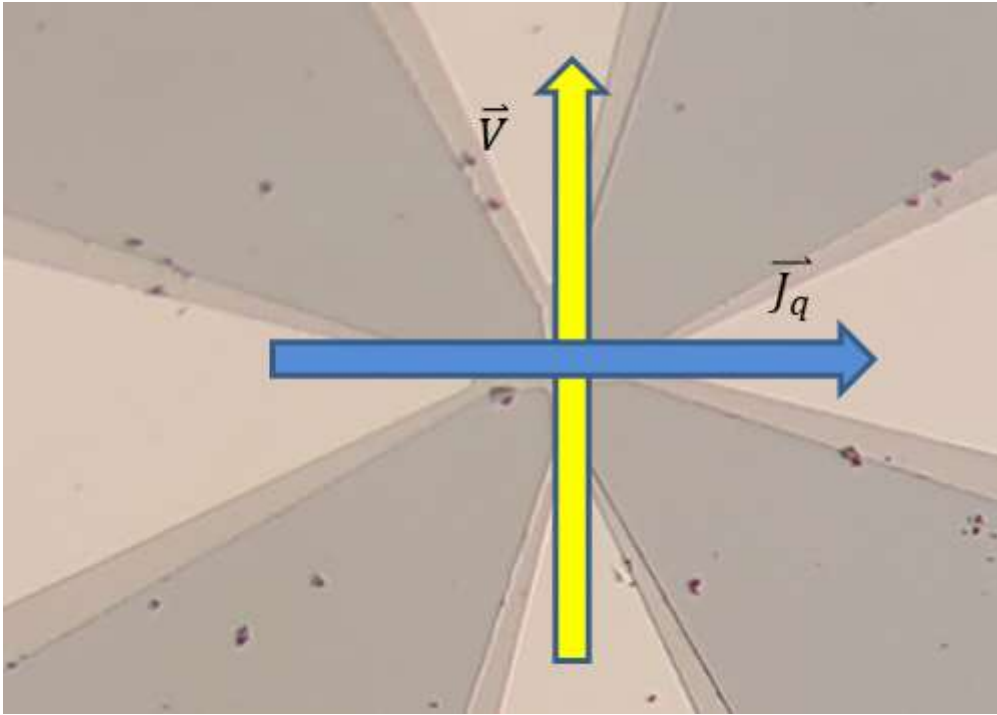


그림 26. SOT 측정을 위한 Hall 측정 모식도

3.3.3 SOT 측정 system

각 실험은 최대 2.7 T 까지 인가 가능한 전자석 시스템에서 진행되었으며, 강한 자기장이 요구되는 field dependence 측정 실험을 진행하였다. 이를 위하여 -1.6 T ~ 1.6 T의 영역에서 외부 자기장을 negative \rightarrow 0 \rightarrow positive \rightarrow 0 \rightarrow negative 으로 sweep 하여 총 120개 이상의 step을 측정하였다.

SOT 측정에서 field dependence 실험에서는 외부 자기장의 세기가 0인 지점에서 FM내의 자화가 자기이방성에 따라 수직 성분을 가지게 된다. 그러나 시편의 자화가 수직 성분을 가지게 될 때, 자화의 방향이 서로 180° 차이가 나는 multi domain을 형성하는 것을 방지하기 위해서 시편에 3.6° 만큼 회전시킨 상황에서 field sweep을 진행하였다. 따라서 그림 27. 의 모식도를 기준으로 field sweep 실험에는 θ 의 값이 3.6°를 초기 설정으로 실시하였다.

모든 실험은 300K온도에서 진행되었으며, 실험에 사용된 전류밀도는 모두 $2 \times 10^{11} A/m^2$ 로 동일하다.

또한 SOT 측정을 위해 Hall 측정을 실시하였으며, 이 때 인가하는 전류의 방향과 외부자기장와의 방향이 일치유무에 따라 측정하고자 하는 토크가 결정이 된다. 측정하고자 하는 토크의 종류가 damping이기 때문에, 그림 26. 와 같이 인가되는 전류의 방향은 외부 자기장의 방향과 일치하는 방향으로 하였으며, 자연스럽게 측정하는 전압의 방향은 인가하는 전류의 방향과 수직된 방향으로 측정 한다.

실험에서 사용되는 소프트웨어는 LabView 프로그램을 이용하여 실시하였으며, 실험에 사용된 계측기는 6221 AC sourcemeter 와 LI5650 lock-in amplifier을 사용하였다. 이에 관한 모식도는 그림 27. 이다.

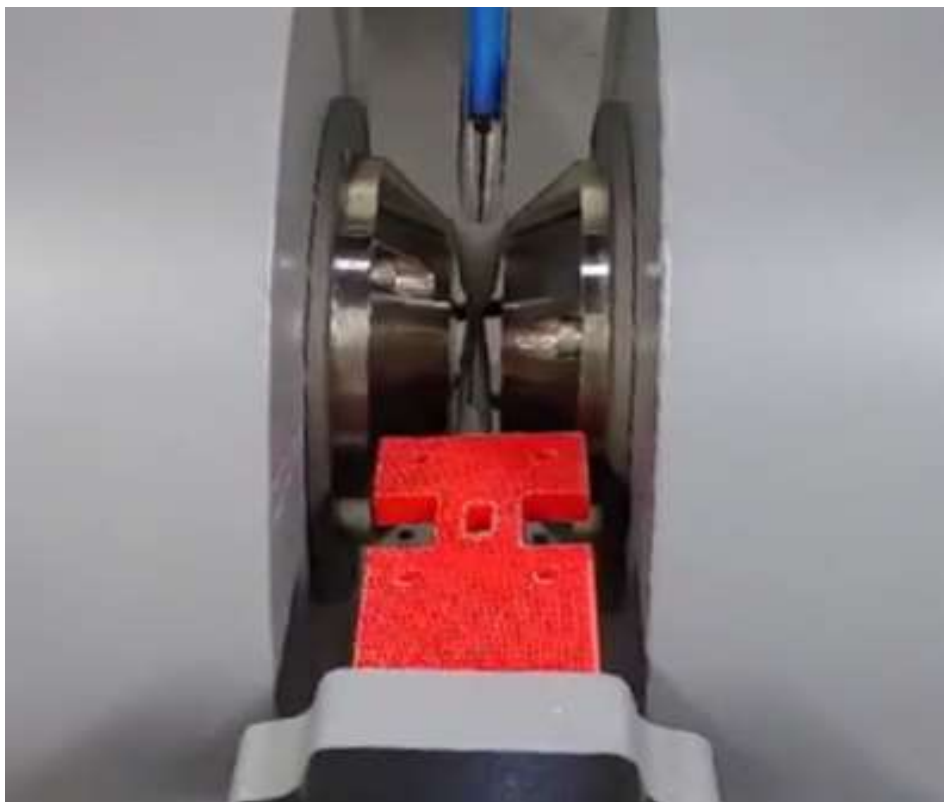
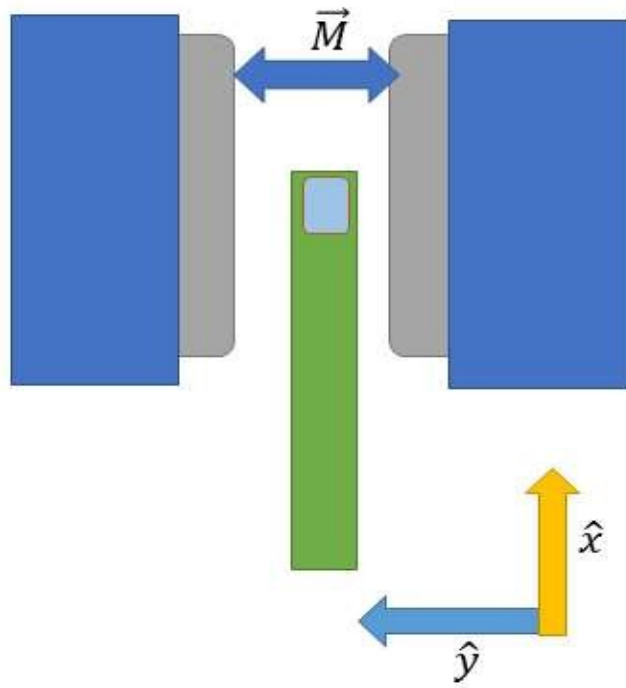


그림 27 Field sweep 측정에 따른 토크 측정 모식도 및 실제 이미지.

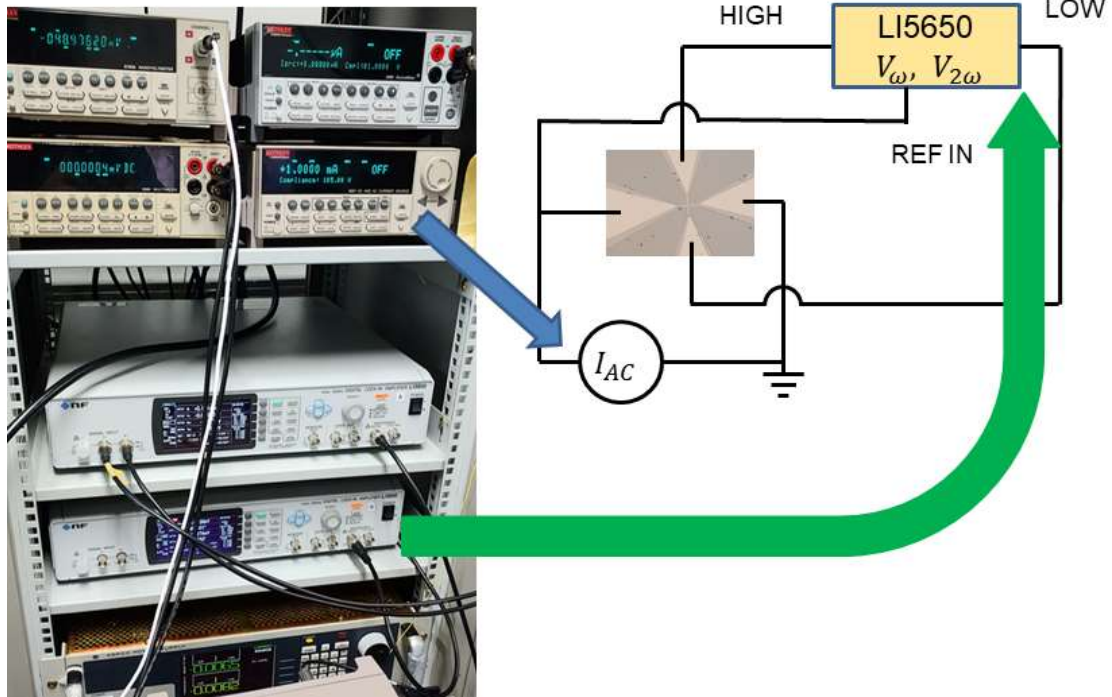


그림 28. 2차 고주파 측정 시스템

3.4 SOT 측정 결과

실험은 Cr층의 변화를 2.0nm, 3.0nm, 4.0nm, 5.0nm, 7.5nm, 10.0nm, 12.5nm, 총 7가지로 변화를 주었으나, 3nm 시편군만 유의미한 데이터가 도출되었다. 다른 시편에서는 유의미한 신호가 검출되지 않는 것으로 보아 시편이 손상되었다고 판단되며 이후 측정된 2차 고주파 신호인 $R_H^{2\omega}$ 값을 fitting하여 damping torque를 계산하였다. 즉, 식 (3.2.4)에 있는 $T_0^{\parallel} + T_2^{\parallel} \sin^2\theta + T_4^{\parallel} \sin^4\theta$ 항을 따로 추출해 계산하였다, [17]

Cr3.0을 제외한 나머지 시편에서 유의미한 데이터가 나오지 않는 것은, 해당 시편군에서 원래 신호가 나오지 않는 것이 아니라 시편이 손상이 발생해서 SOT 신호가 발생하지 않는 것으로 판단된다. 이러한 결론을 내린 근거는 1) 동일한 시편을 SMR 측정에 사용했다는 점 2) Hall bar pattern 측정을 위하여 wire bonder 장비를 이용하여 wiring을 수 차례 진행했다는 점 3) 여분의 시편이 없어 한 시편만 진행했다는 점 4) 다른 시편군에서 $R_H^{1\omega}$ 측정 결과에서 자기이력곡선 (Heterosis loop)이 나오지 않았다는 등이 있다.

$R_H^{1\omega}$ 결과(그림 28. 그림 29. (a))를 보면 동일한 부호의 값을 가지나, 그 세기는 Pt층이 없을 때, 더 강한 값이 나오는 것을 확인 할 수 있다. 또한 외부자기장이 없을 때 높은 $R_H^{1\omega}$ 값을 가지고, 강한 외부자기장이 있을 때, 낮은 $R_H^{1\omega}$ 값을 가지는 것을 확인 할 수 있다. 이를 통해 R_{AMR} 의 값을 가지고 있음을 확인 할 수 있다.

$R_H^{2\omega}$ 결과(그림 28. 그림 29. (b))를 보면 Pt층의 유무에 따라 부호 및 세기가 달라짐을 확인 할 수 있다. 이는 동일한 전류밀도 및 자기장을 인가해주어도 Pt층의 유무로 인하여 강자성체 내로 유입되는 스핀의 방향이 서로 다르다는 것을 의미하며, 이는 Pt층의 유무로 인하여 강자성체로 흐르는 스핀전류의 방향이 달라지는 것을 의미

한다. 이를 통해 그림 30.와 같이 Pt층을 통과하는 스핀은 그 방향이 변화된다고 판단된다. 이는 앞서 SMR결과 해석에서 언급한 오비탈-스핀 전환현상에 따른 결과라고 사료된다. Cr의 경우 스핀-궤도 결합의 부호가 음이기 때문에 스핀과 오비탈의 방향이 다르다. 따라서, Pt의 유무에 따라 SOT의 부호가 바뀔 수 있다. 이 역시, 명확한 결론을 위해 다양한 실험적 결과와 전자구조에 대한 연구가 더 요구된다,

해당 결과들을 통해 산출된 damping torque의 세기의 값은 표3.을 통해 확인 할 수 있다.

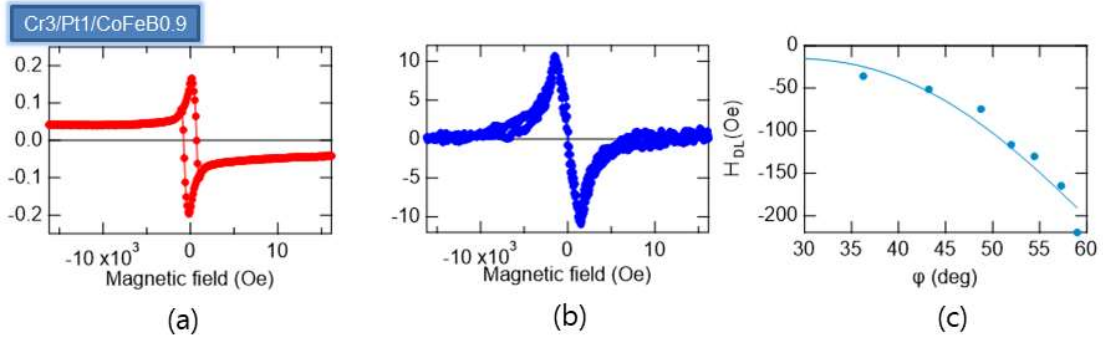


그림 29. Cr3/Pt1/CoFeB0.9 SOT 측정 결과.

(a) $R_H^{1\omega}$ (b) $R_H^{2\omega}$ (c) $T_0^{\parallel} + T_2^{\parallel} \sin^2\theta + T_4^{\parallel} \sin^4\theta$

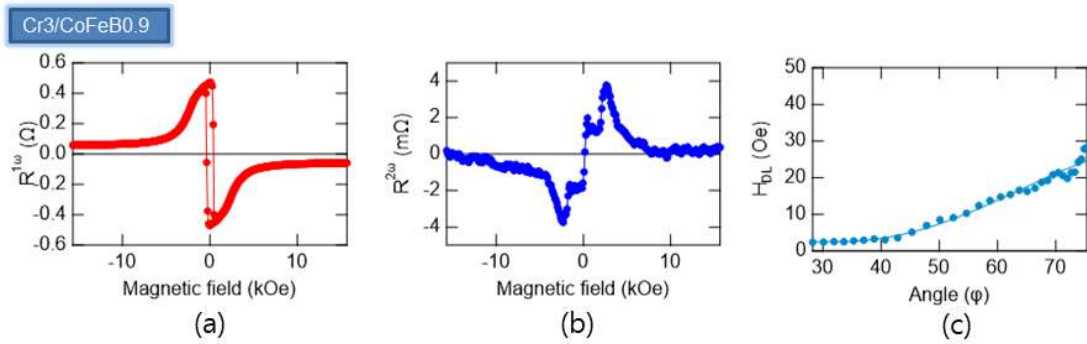


그림 30. Cr3/CoFeB0.9 SOT 측정 결과.

(a) $R_H^{1\omega}$ (b) $R_H^{2\omega}$ (c) $T_0^{\parallel} + T_2^{\parallel} \sin^2\theta + T_4^{\parallel} \sin^4\theta$

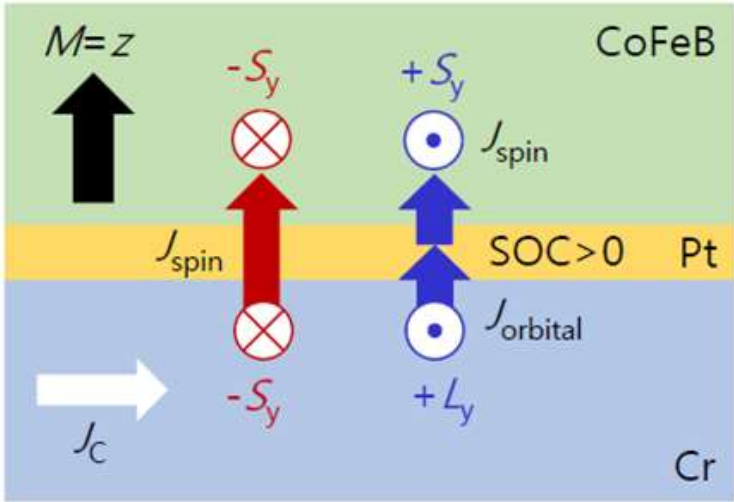
표 3. damping torque 측정 결과

	Cr3	Cr3/Pt1
T_0^{\parallel} (oe)	-52.24 ± 22	6.27 ± 1.89
T_2^{\parallel} (oe)	321.48 ± 127	-27.65 ± 6.99
T_4^{\parallel} (oe)	-694.93 ± 149	50.44 ± 5.69

Opposite direction

Spin current by SHE

Spin current by orbital-to-spin conversion



- $R^{2\omega}$'s sign and value are changed.

그림 31. SOT의 영향에 따른 스핀 전류에 대한 모식도

IV. 결론

본 연구에서는 상당한 스핀 홀 각도와 우수한 전도성을 가진 Cr 기반 이중 구조 사이에 높은 스핀-오빗 커플링을 가진 Pt층 유무에 따른 SMR 및 SOT 측정을 실시해 그 결과를 측정해보았다.

SMR 측정 결과를 통해 Cr층의 두께가 낮을 때 SMR의 세기가 강해지는 것을 확인할 수 있었으며, 이를 통해 SMR의 세기는 Cr층의 두께에 비례한다는 사실을 확인할 수 있었고, Pt층이 존재하는 경우에는 그 세기가 줄어드는 것을 확인할 수 있었다. 또한 Cr층 및 Co/Pt층에서의 스핀 확산거리를 확인할 수 있었으며, 그 값은 각각 5.16 nm 과 2.63 nm의 값을 가지는 것으로 확인되었다. 그리고 Cr층의 두께에 따른 SMR 그래프에서 굴곡이 검출되었다. 이는 Cr층의 두께가 변화함에 따라 스핀 홀 각도가 변화한다는 것을 의미한다. 이처럼 Pt층의 유무로 인하여 SMR의 신호 및 부호가 달라지는 것을 확인하였으며, 이를 통해 OHE의 가능성을 확인하였다.

이러한 OHE의 존재유무를 확인하기 위하여 SOT 측정을 실시하였다. 비록 시편의 상태가 좋지 않아 Cr3 및 Cr3/Pt1 시편만 측정을 하였지만, 해당 측정을 통해 Pt층의 유무에 따른 $R_H^{2\omega}$ 의 값 및 부호가 변화하는 것을 확인할 수 있었으며, 이를 통하여 Pt층에 인가되는 스핀전류의 부호 및 세기가 Pt층을 통과하지 않는 스핀전류의 부호와 다르다는 것을 확인하였다. 따라서 SMR 측정 결과를 통하여 기존의 SMR만으로는 해석 할 수 없는 결과를 얻어냈으며, SOT 측정 결과를 통해 Pt층의 유무에 따른 다른 부호를 가진 결과가 나온다는 것을 실험적으로 관측하였다. 이러한 결과를 토대로 우리는 OHE의 존재가능성을 확인하였으며, 앞으로 이 토크 신호를 사용하여 Cr의 스핀 동역학을 연구를 할 수 있을 것으로 기대된다.

참고자료

[1] Luqiao Liu, et al, 04,May2012:Vol.336,Issue6081,pp.555-558

[2] Min-gu Kang, et al, Nature communications 11, 3619 (2020)

[3] Sanghoon Kim, et al, Japanese Journal of Applied Physics, 55, 8

[4] Miyuru Dauarathna. etc, DOI 10.1109/COMST.2015.2481183, IEEE Communications Surveys & Tutorials

[5] Comparison table from HP in

[<http://www.zdnet.com/article/the-future-of-storage-2015-and-beyond/>]

Comparison table in

[http://www.snia.org/sites/default/education/tutorials/2009/fall/solid/PhilMill_s_The_Future_of_Solid_State_Storage.pdf]

Comparison table in

[<http://www.thessdreview.com/daily-news/latest-buzz/hp-and-sandisk-join-the-storage-class-memory-parade-with-their-own-1000-times-faster-than-existing-flash-technology/>]

DAC 2012, Proceedings of the 49th Annual Design Automation Conference, p907-912 (2012).

Comparison table in

“Non-Volatile Memories” John Wiley & Sons, Inc. (2014).

Comparison table in IPSJ Trans. Sys. LSI Design Method. 8, p2-11 (2015).

K. Takeuchi, Jpn. J. Appl. Phys. 55, 04EA02 (2016).

[6] N. H. D. Khang, Y. Ueda, P. N. Hai, “A conductive topological insulator with large spin Hall effect for ultralow power spin-orbit torque switching”, Nature Materials 17 808-813 (2018)

[7] Matthias Althammer, SpinHall Effect(2018), chapter 7

https://doi.org/10.1007/978-3-319-97334-0_7

[8] Paul Noel, “Dynamical spin injection and spin to charge current conversion in oxide-based Rashba interfaces and topological insulators.”,

PhD Thesis, Mesoscopic Systems and Quantum Hall Effect

[cond-mat.meshall]. Université Grenoble Alpes, < NNT : 2019GREAY062 > . < tel-02619764 > pp. 12-13 (2019)

[9] D. Vasileska, “Drift-Diffusion Model: Introduction” Arizona State Univ. Lecture Notes (2006)

[10] Nicola A. Spaldin, Magnetic materials fundamental and application, chapter13: MAgnetoresistasnce, (2011)

[11] Yan-Ting Chen, Saburo Takahashi, Hiroyasu Nakayama, Matthias Althammer, Sebastian T. B. Goennenwein, Eiji Saitoh, and Gerrit E. W. Bauer “Theory of spin Hall magnetoresistance”, Phys. Rev. B 87, 144411 – Published 12 April 2013

[12] Can Onur Avci, Kevin Garello, Abhijit Ghosh, Mihai Gabureac, Santos F. Alvarado and Pietro Gambardella
“Unidirectional spin Hall magnetoresistance in ferromagnet/normal metal bilayers”, Nature Physics volume 11, pages570-575 (2015)

[13] Takaya Okuno¹, Takuya Taniguchi, Sanghoon Kim, Seung-heon Chris Baek, Byong-Guk Park, Takahiro Moriyama, Kab-Jin Kim and Teruo Ono,
“Temperature dependence of spin Hall magnetoresistance in W/CoFeB bilayer”, Takaya Okuno et al 2016 Jpn. J. Appl. Phys. 55 080308

[14] Dongwook Go and Hyun-Woo Lee¹, “Orbital torque: Torque generation by orbital current injection”, Phys. Rev. Research 2, 013177 – Published 20 February 2020

[15]Hae-Yeon Lee, Sanghoon Kim, June-Young Park, Young-Wan Oh, Seung-Young Park,⁴ Wooseung Ham, Yoshinori Kotani, Tetsuya Nakamura, Motohiro Suzuki, Teruo Ono, Kyung-Jin Lee, and Byong-Guk Park,
“Enhanced spin-orbit torque via interface engineering in Pt/CoFeB/MgO heterostructures”, APL Mater. 7, 031110 (2019); doi: 10.1063/1.5084201

[16] Can Onur Avci, Kevin Garello, Mihai Gabureac, Abhijit Ghosh, Andreas Fuhrer, Santos F. Alvarado, and Pietro Gambardella, “Interplay of spin-orbit torque and thermoelectric effects in ferromagnet/normal-metal bilayers” , Phys. Rev. B 90, 224427 - Published 31 December 2014

[17] Kevin Garello, Ioan Mihai Miron, Can Onur Avci1, Frank Freimuth, Yuriy Mokrousov, Stefan Blu¨gel, Ste´phane Auffret, Olivier Boulle, Gilles Gaudin and Pietro Gambardella, “Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures”, Nature Nanotechnology volume 8, pages587-593 (2013)

V. 부록:

A-Atomic force microscopy for advanced nano- patterning measurement

Atomic force microscopy for advanced
nano- patterning measurement

본 부록은 2021.01.01. ~ 2021.06.30. 기간동안 벨기에 imec에서 파견 근무 중 실시한 연구에 관한 내용이다.

A-1. Introduction

Recently, resist thickness has decreased. Due to this, Numerical Aperture (NA) is much higher than previous one (Figure A.1.). Because of these resist thickness decreases on film, there is contrast loss in Scanning full name (SEM) image (Figure A.2.). By this issue, a challenge for metrology has occurred. However, this decrease in aspect ratio gives opportunity for Atomic Force Microscopy (AFM).

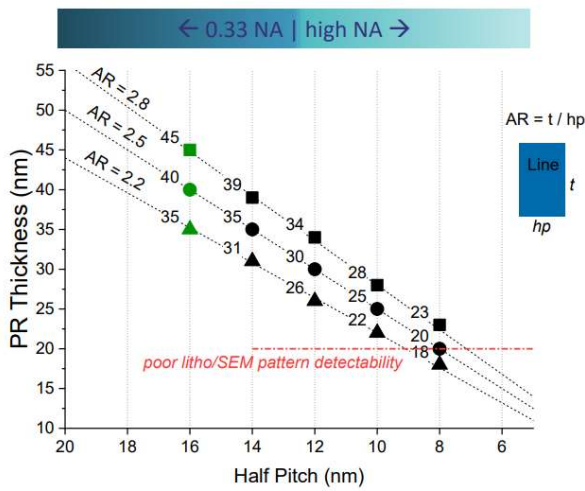


Figure A.1. High NA set up

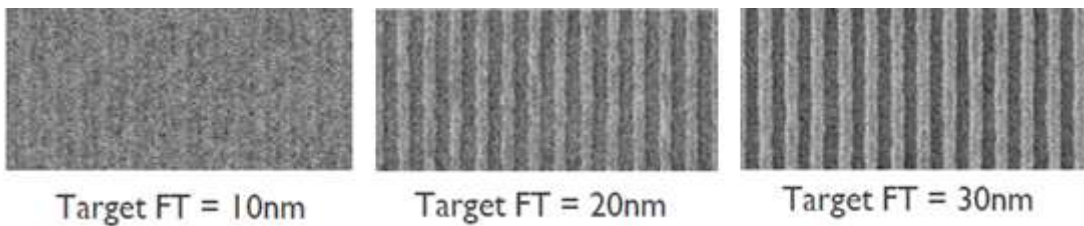


Figure A.2. Contrast loss in SEM image due to film thickness

In this research, I tried to make optimization about AFM acquisition.

Goals are 1. More accurate measurements for narrow trenches depth 2. Bigger output 3. Increasing signal/ noise ratio 4. Find best measurement settings 5. Increase probe lifetime.

AFM is a kind of scanning probe microscopy. Scanning probe Microscopy is that a probe is travelling above the surface, while a sensor is measuring its fluctuation and so the surface topography can be measured. And AFM is gathering information by feeling or touching the surface with a mechanical probe. Because AFM scans the surface using the probe, there are strengths and weaknesses.

Strengths is 1. All materials measurable 2. High sensitivity to topography. So, there is a unique capability, resist height.

Weaknesses is 1. Probe shape convolution and dependence. 2. More topography, more time consuming. As you can see in these images, when AFM measures a wall, it not only measures wall height but it also measures probe shape. And when AFM measures trench, there is a possibility that it cannot measure the bottom of the trench due to probe size or trench-probe interaction (Figure A.3.). Due to this when AFM measures 1. High ratio and 2. Thick trench pattern, they require low scanning speed. But on thinner trench and low aspect ratio pattern, we expect more accurate and faster measurement. That is an opportunity for AFM. (Figure A.4.)

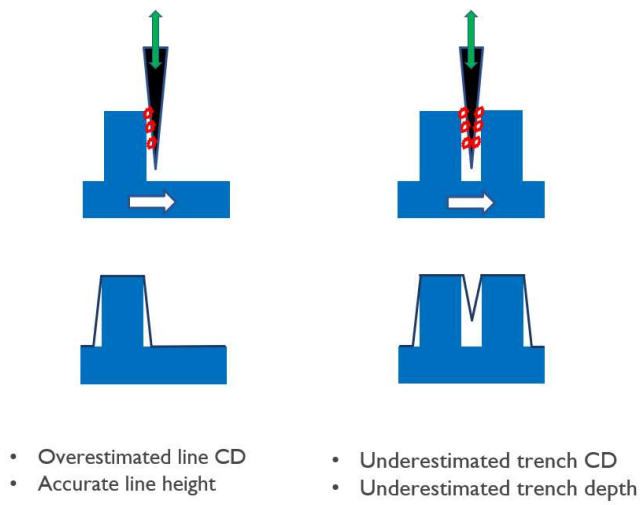


Figure A.3. Estimation AFM result influence by tip

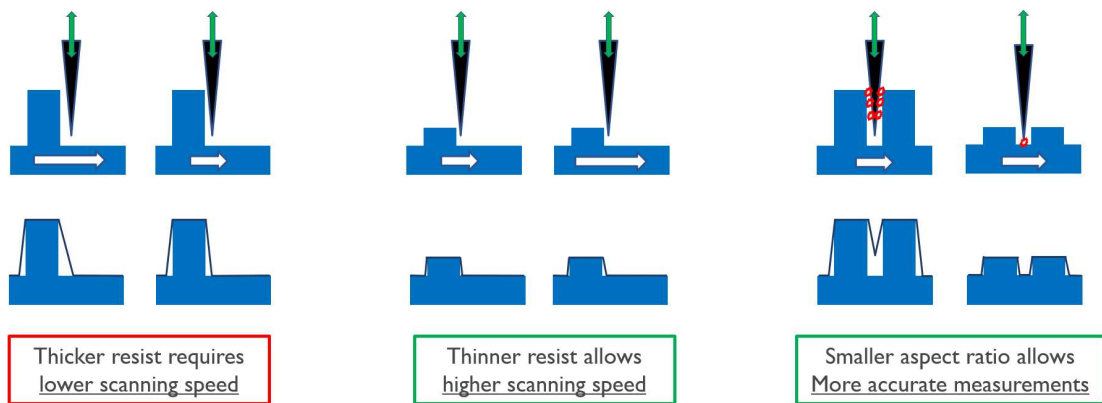


Figure A.4. Opportunity for AFM

In AFM, there is a lot of acquisition mode: non-contact mode (NCM), tapping mode and pinpoint mode.

1) non-contact mode; called NCM 's principle is oscillating tip over sample. The advantage of NCM is no damage to either tip nor the sample. And the disadvantage of NCM is low accuracy compared to contact mode.

2) Tapping mode is mixed contact mode and NCM. The advantage of tapping mode is increasing accuracy rather than NCM. And tapping mode is less damaging than contact mode, but more damaging than non-contact mode.

3) Pinpoint measures pixel by pixel. Due to measuring pixel by pixel, pinpoint can reduce tip and sample interaction. But normally there is more time consuming.

A-2. Experiment design

I designed an experiment; change variable parameter. 1) In acquisition mode, I used 3 kinds of modes: NCM, tapping and pinpoint. 2) In the Measurement setup, I changed 3 kinds of settings: setpoint, gain and speed. 3) In probe, I plan to change to probe 1. dimension 2. Material and cantilever, but due to time limitation, not covered in that work.

The tool I used is NX-wafer from Parksystems; on FAB300 (Figure A.5.). This tool has a lot of functions. This tool can measure the full size of wafer; 300 nm wafer. And This tool has automatic measurement systems. They can load FOUP due to having EFEM. And once a recipe, nx-wafer can automatically measure and analysis. And this tool has different acquisition modes: 1) contact mode 2) Tapping mode 3) True non-contact mode 4) Pinpoint mode. And this tool has cantilever storage inside; can automatically load cantilever; not manually.



Figure A.5. NX-wafer

This is an image of mask and site (Figure A.6.). I used a sample about DoE on does. And measured die edge; mask is stoch 16. At this point, there are 3 kinds of specific structure: dummy. Blanket and trench; called array or pattern. Dummy structure has a 200 nm pitch. Blanket has 500 nm width. Finally, the array has a 32 nm pitch.

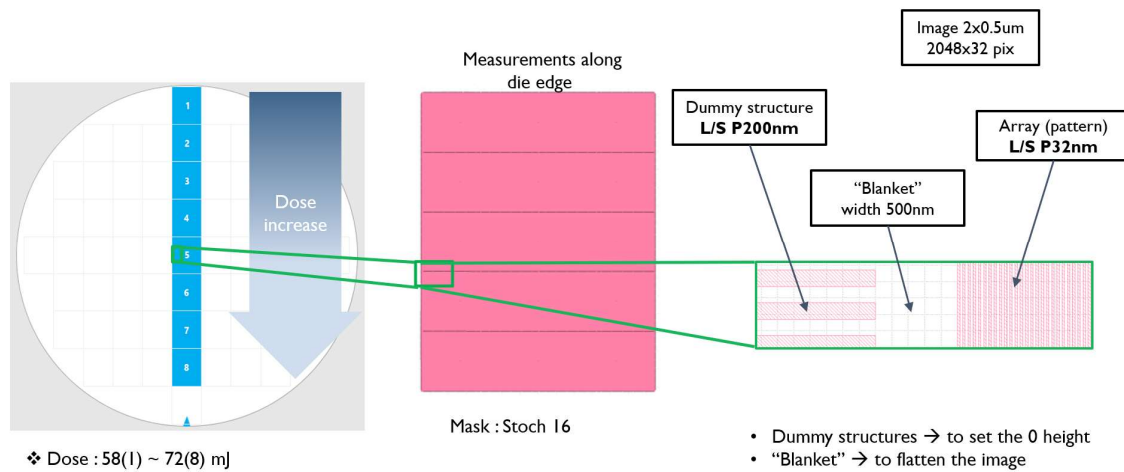


Figure A.6. Schematic image about sample

This is about the region of interest. This image is about analysis. And the bottom image is a real measure result. Top image is about the blue line region on the result (Figure A.7.). To check whether the probes reached the bottom or not, I measured the array's bottom.

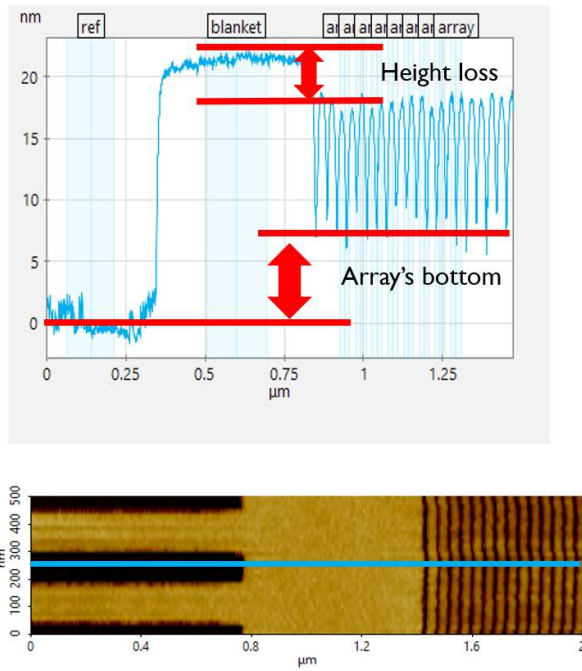


Figure A.7. Image about analysis

A-3. Results and Discussions

3.1. Variable setpoint result on NCM

This is about variable setpoint results on NCM(Figure A.8.). According to the blanket height, array height, and height loss measurement, there is no damage to the sample about changing the set point. And According to array bottom result, lower setpoint: 4.0 is reaching array bottom when higher setpoint(4.7) isn't.

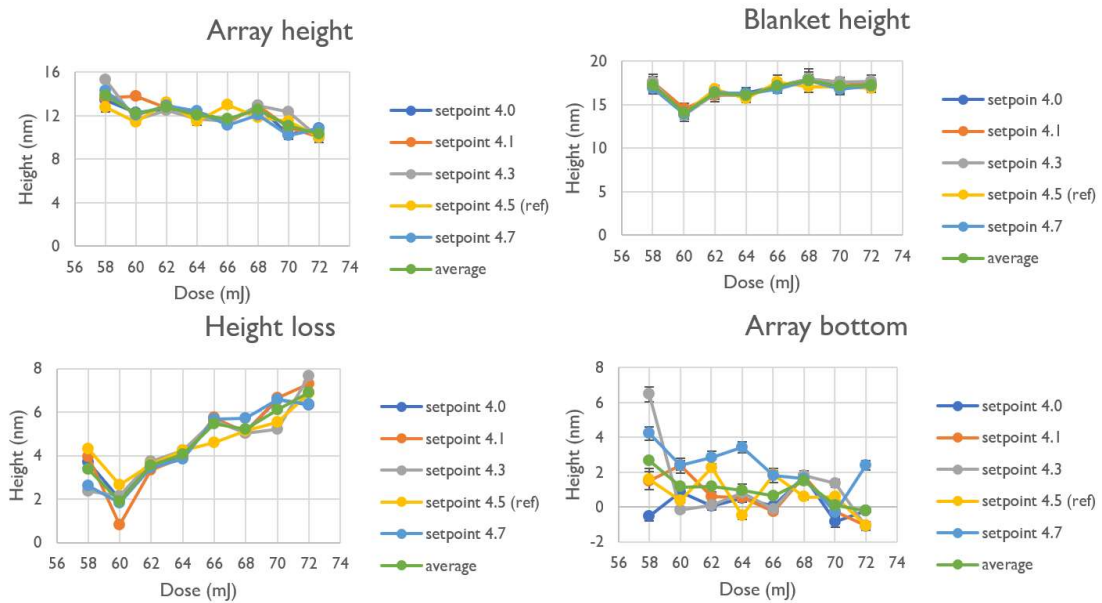


Figure A.8. Variable setpoint result on NCM

3.2 Variable gain result on NCM

This is about variable gain results on NCM (Figure A.9.). According to the blanket height, array height, and height loss measurement, there is no damage to the sample due to changing the gain. And according to the array bottom result, there is no specific tendency about changing gain. Gain 1.0 and gain 1.6 have similar results.

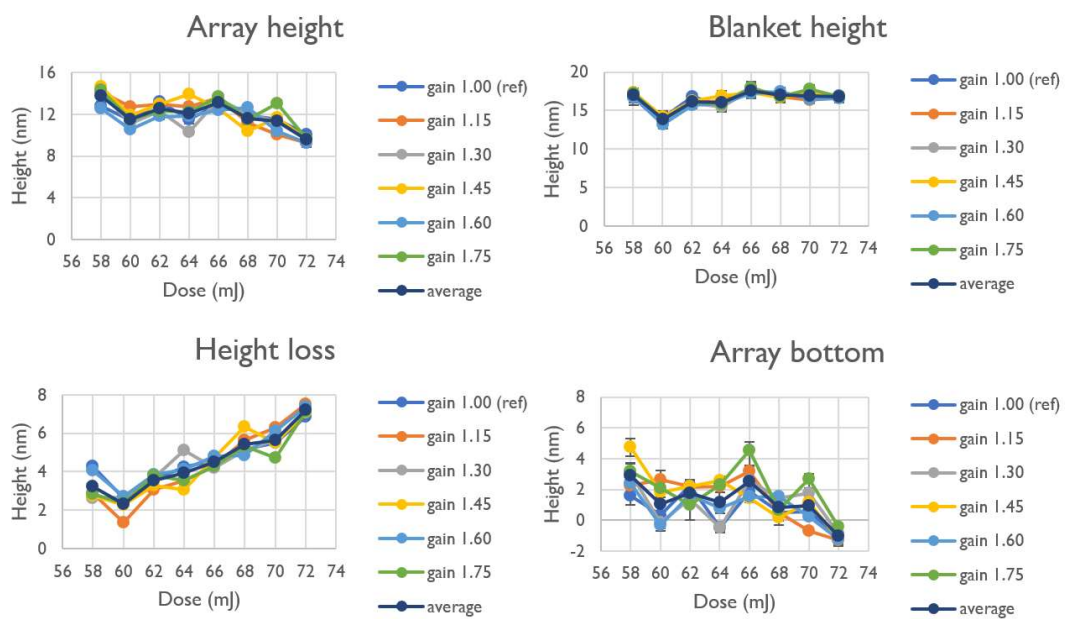


Figure A.9. Variable gain result on NCM

3.3 Variable speed result on NCM

This is about variable speed results on NCM (Figure A.10.). According to the blanket height, array height, and height loss measurement, there is no damage to the sample due to changing the speed. And according to array bottom result, on 62~64 mJ dose, high speed:0.22hz and 0.24hz does not reach array bottom. So, low speed:0.16hz is more reached array bottom then high speed:0.24hz. And only for measuring height loss, high speed is also possible.

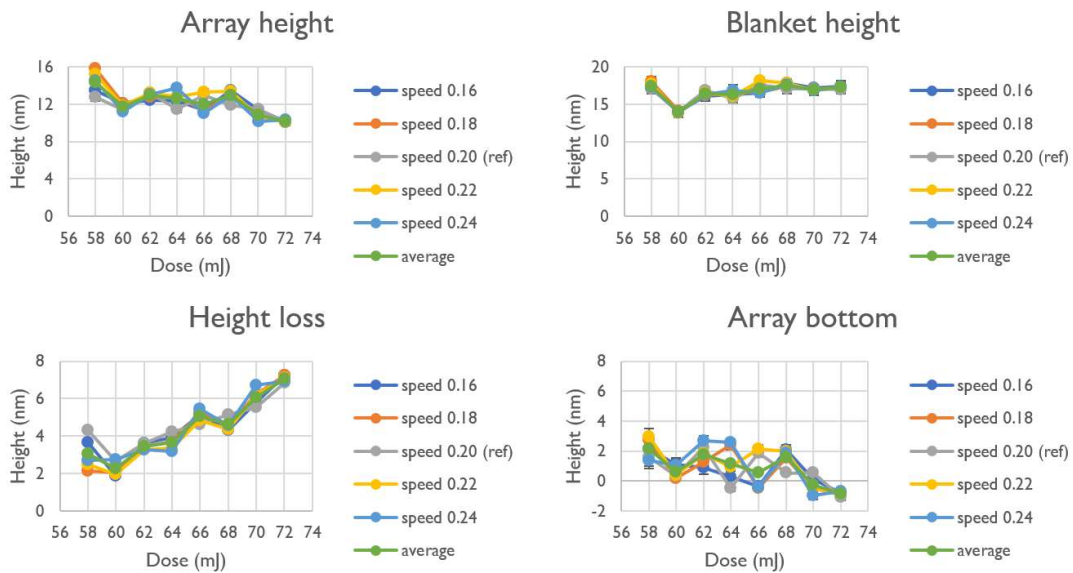


Figure A.10. Variable speed result on NCM

3.4 Variable setpoint result on tapping mode

This is about variable setpoint results on tapping mode. According to the blanket height, array height, and height loss measurement, there is no damage to the sample about changing the set point. And according to the array bottom result, setpoint 3.0 is the best result. [Figure A.11]

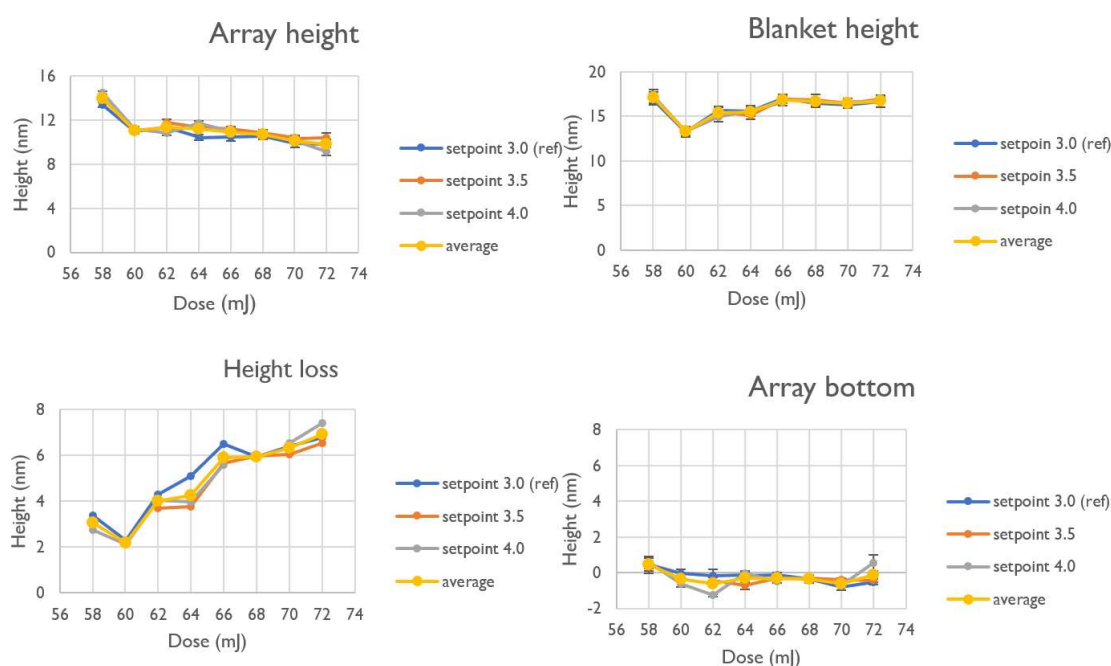


Figure A.11. Variable setpoint result on tapping mode

This is the NCM measurement result before and after tapping setpoint 2.0 measurement (Figure A.12.). After measurement on tapping mode setpoint 2.0, the array bottom result is changed. That means, tapping setpoint 2.0 induces strong probe sample interaction while resulting in probe damage. There is a possibility that PR is stuck on the probe; it makes the probe thick. Larger probes cannot reach the trenches bottom.

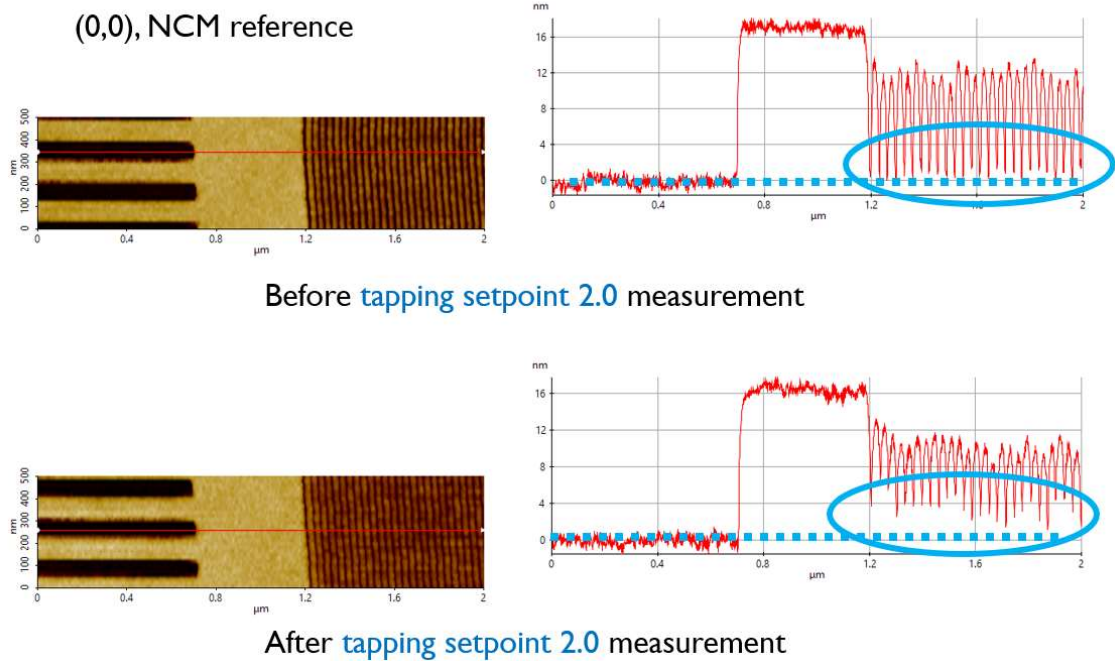


Figure A.12. NCM image after tapping setpoint 2.0 measurement

Before analyzing pinpoint mode results, we need to know a principle about pinpoint. When pinpoints measure pixel by pixel, each measurement point has this process (Figure A.13.). Using this Force/distance curve; called F/D curve, it can check if the data is reliable and the sample condition is good or not.

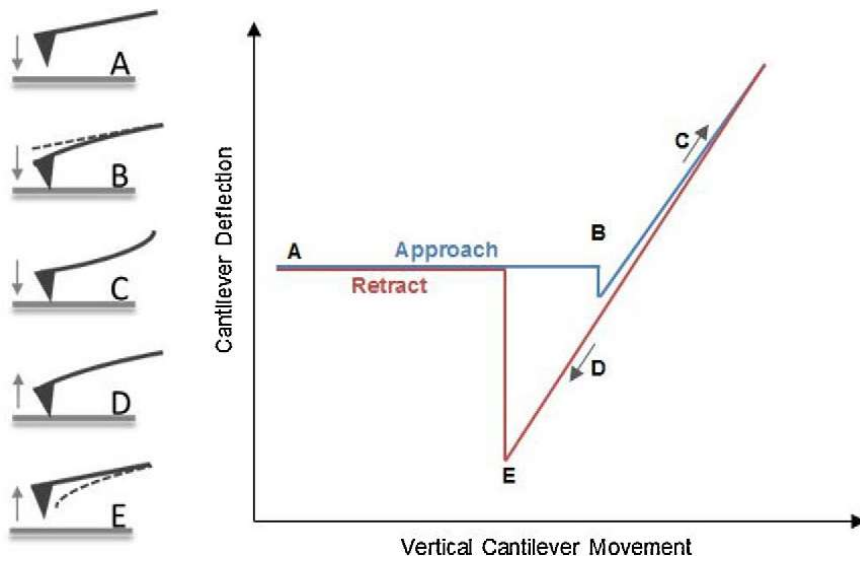


Figure A.13. F/D curve about pinpoint mode

This is about the measured F/D curve result changing setpoint 10 nN and 20 nN (Figure A.14.). As you can see, there is a gap on F/D curve. This kind of gap is the possibility of sample indentation. That is meaning that there is a possibility to damage the probe or the sample. And the shape of the F/D curve's shape is not clear. That means that there are too many noises because the value of force is too low for the AC160 cantilever; what I used. Actually, AC160 cantilever has high constant stiffness; 24N/m. In another paper, AC160 used a setpoint over 500 nN about pinpoint.

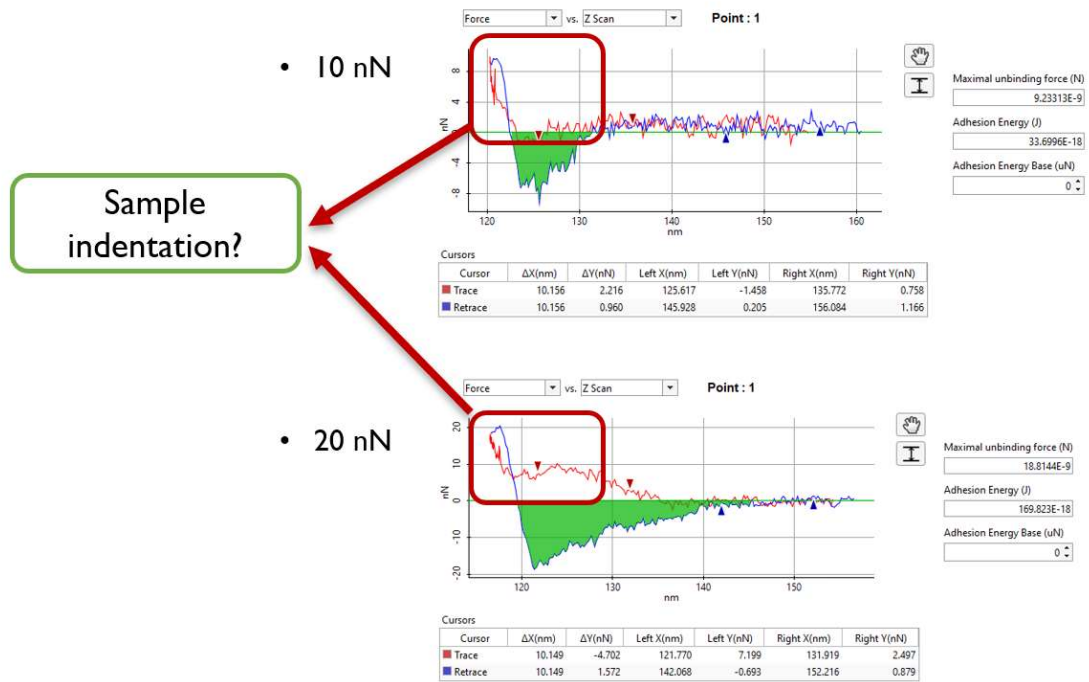
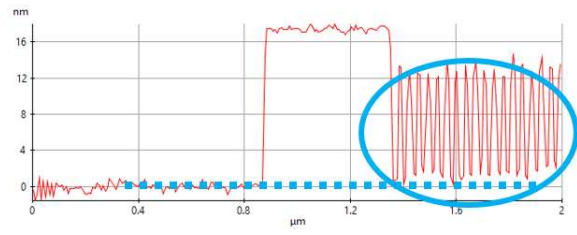
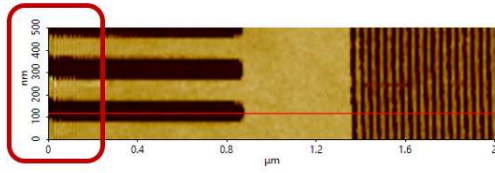


Figure A.14. F/D curve result on pinpoint mode

This is a 20nN setpoint pinpoint measurement result (Figure A.15.). On the left side, there are sizzling noises. Then, I measured exactly the same point using NCM. According to the NCM result, damage is visible on the checked image done after pinpoint measurement. So, AC160 cantilever is not suited for pinpoint on soft material (resist)

- 20nN setpoint – pinpoint measurement



- NCM ref – after measurement

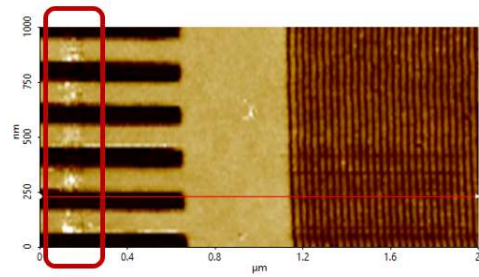


Figure A.15. Pinpoint result on setpoint 20nN and NCM result

A-4. Conclusion

- 1) NCM. Lower Setpoint and speed is better probed for acquisition. And Gain variation is not showing an effect on S/N ratio

- 2) Tapping mode. Tapping mode has a better signal and noise ration than NCM. And low setpoints give tip damages. Setpoint values below 2.0 induce damages. So, the setpoint value should be over 3.0.

- 3) Pinpoint. Pinpoint is not suited on soft material such as resistors to AC160 cantilever.

5. Outline

There is required to do the same analysis with softer cantilever or different probe geometry (Figure A.16.). Especially for pinpoint measurement, requiring a low force constant cantilever.

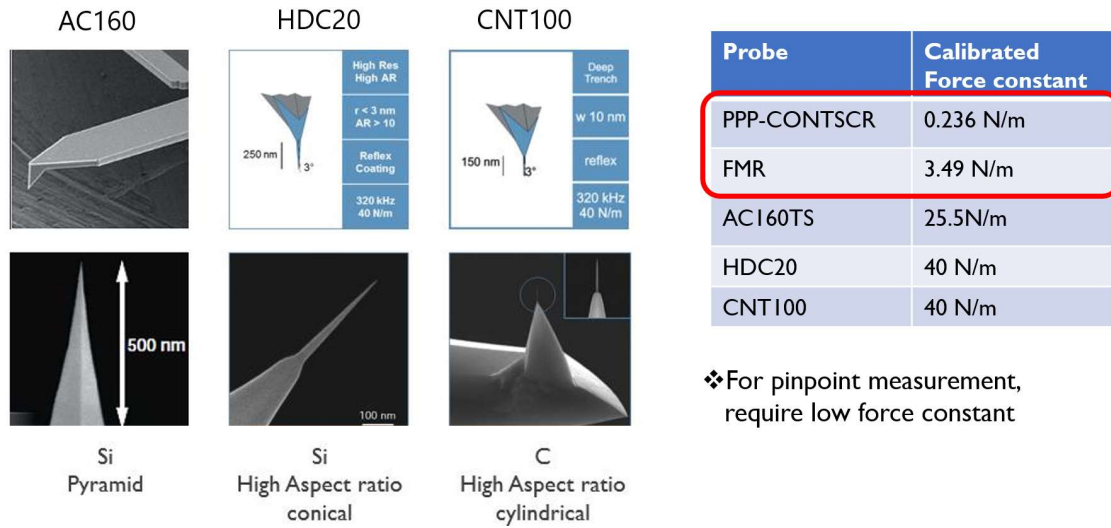


Figure A.16. Various tip