



รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์

โครงการ

การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนในวัสดุที่มีแมกนีไทเซชัน
ในแนวตั้งฉากที่เกิดจากผลของสปินฮอลล์

โดย ผศ. ดร. พรรณวดี จุรีมาศ และคณะ

เมษายน 2562

สัญญาเลขที่ MRG6080048

รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์

โครงการ

การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนในวัสดุที่มีแมกนีไทเซชัน
ในแนวตั้งฉากที่เกิดจากผลของสปินฮอลล์

ผศ. ดร. พรรณวดี จุรีมาศ และคณะ

ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยมหาสารคาม

สนับสนุนโดยสำนักงานกองทุนสนับสนุนการวิจัย

บทคัดย่อ

งานวิจัยนี้ทำการศึกษาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่ถูกขับเคลื่อนด้วยสปินออร์บิตทอร์กจากผลของปรากฏการณ์สปินฮอลล์ ด้วยแบบจำลองวัสดุแม่เหล็กระดับอะตอมร่วมกับแบบจำลองการสะสมสปินที่คิดผลของสปินฮอลล์ โดยทำการศึกษาโครงสร้างวัสดุสองชั้นที่ประกอบด้วยชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรประกอบติดกับวัสดุธาตุหนัก (CoFeB/MgO) จากนั้นทำการป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอกเข้าสู่ชั้นวัสดุธาตุหนักซึ่งทำให้เกิดกระแสสปินเคลื่อนที่ไปยังชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรเนื่องจากผลของปรากฏการณ์สปินฮอลล์ นอกจากนี้ยังส่งผลทำให้เกิดสปินออร์บิตทอร์กกระทำต่อแมกนีไทเซชันภายในชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โร จากการศึกษาพบว่าสปินออร์บิตทอร์กจะมีค่าขึ้นอยู่กับมุมของสปินฮอลล์และความหนาของชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โร นอกจากนี้ยังพบว่าค่ากระแสไฟฟ้าวิกฤตในการขับเคลื่อนกำแพงโดเมนมีค่าลดลงเมื่อเทียบกับการขับเคลื่อนกำแพงโดเมนด้วยสปินทอร์ก ปรากฏการณ์สปินออร์บิตทอร์กเป็นอีกทางเลือกในการควบคุมทิศทางของแมกนีไทเซชันซึ่งสามารถนำไปประยุกต์ใช้ในการออกแบบอุปกรณ์สปินทรอนิกส์เช่น หน่วยความจำแบบสุ่มเชิงแม่เหล็กที่มีแมกนีไทเซชันตั้งฉาก

Abstract

The current-induced domain wall motion driven by spin-orbit torque arising from spin hall effect will be theoretically investigated. In a bilayer system consisting of a ferromagnetic layer adjacent to a heavy metal, the in-plane current is injected into the heavy metal giving rise to spin current diffusing into the ferromagnetic layer due to the spin hall effect. Apart from conventional spin torque, this results in an additional spin torque, the "spin-orbit torque" acting on magnetization. We propose to develop an atomistic model coupled with spin accumulation model to investigate the domain wall motion in perpendicularly magnetized ferromagnets such as CoFeB/MgO. The effect of the spin-orbit torque is included into atomistic model as a Slonczewski torque term strongly depending on the spin hall angle and thickness of the ferromagnet. The effect of spin-orbit torque tends to be stronger than the conventional spin torque. In addition, the critical current density required to initiate domain wall motion is decreased compared with that of conventional spin torque. The phenomenon of spin orbit torque offers a new pathway to control the direction of magnetization which can be applied for device design such as perpendicularly magnetized STT-MRAM.

คำสำคัญ: การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน สปินออร์บิตทอร์ก สปินฮอลล์

Keywords: Domain wall motion, Spin orbit torque, Spin hall

สารบัญ

	หน้า
สรุปผลวิจัยย่อ.....	1
เนื้อหางานวิจัย.....	3
ความสำคัญและที่มา.....	3
วัตถุประสงค์.....	13
วิธีดำเนินการวิจัยและผลการคำนวณ.....	13
การคำนวณค่าคงที่ความหน่วงของวัสดุ CoFeB/MgO.....	13
การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่ขับเคลื่อนที่ด้วยสปินออร์บิททอร์ก.....	38
สรุปและวิจารณ์ผลการทดลอง.....	46
ข้อเสนอแนะสำหรับงานวิจัยในอนาคต.....	46
เอกสารอ้างอิง.....	47
ภาคผนวก.....	49
ภาคผนวก ก บทควมวิจัยสำหรับการเผยแพร่.....	50
ภาคผนวก ข การนำเสนอผลงานวิจัยในงานประชุมวิชาการระดับนานาชาติ.....	58
ภาคผนวก ค การนำผลงานวิจัยไปใช้ประโยชน์.....	61

Project Code : MRG6080048

(รหัสโครงการ)

Project Title : Domain wall motion in perpendicularly magnetized materials: Role of spin torque due to spin Hall effect

(ชื่อโครงการ) การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนในวัสดุที่มีแมกนีไทเซชันในแนวตั้งฉากที่เกิดจากผลของสปินฮอลล์

Investigator : Asst. Prof. Phanwadee Chureemart

(ชื่อนักวิจัย) ผศ. ดร. พรรณวดี จุรีมาศ

E-mail Address : phanwadee.c@msu.ac.th

Project Period : 2 years

(ระยะเวลาโครงการ) 2 ปี

สรุปผลวิจัยย่อ (Executive summary)

1. งานวิจัยนี้ทำการศึกษาและคำนวณค่าคงที่ความหน่วง (Gilbert damping constant) ของวัสดุ CoFeB/MgO ซึ่งมีแมกนีไทเซชันในทิศทางตั้งฉาก และเป็นวัสดุที่มีความเหมาะสมในการนำมาประยุกต์ใช้ในการออกแบบอุปกรณ์สปินทรอนิกส์และหน่วยความจำแบบเรขาคณิต คุณสมบัติทางแม่เหล็กของวัสดุ CoFeB จะถูกพิจารณาออกเป็นสองส่วนดังนี้ ในบริเวณรอยต่อระหว่าง CoFeB/MgO คุณสมบัติทางแม่เหล็กจะถูกกำหนดให้แอนไอโซทรอปีและค่าคงที่ความหน่วงมีค่าสูง ในขณะที่บริเวณที่ห่างจากรอยต่อจะมีค่าแอนไอโซทรอปีและค่าคงที่ความหน่วงต่ำ จากนั้นทำการคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิภาพของวัสดุ CoFeB ด้วยแบบจำลองระดับอะตอมพบว่า ค่าคงที่ความหน่วงจะแปรผันกับความหนาของชั้นวัสดุ และอุณหภูมิ ซึ่งค่าที่ได้จากการคำนวณให้ค่าที่สอดคล้องกับผลการทดลองในงานวิจัยของ S. Ikeda และคณะ [Nature materials 9, 721 (2010)]
2. ทำการพิจารณาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนในโครงสร้างวัสดุ HM/CoFeB/MgO ที่ถูกขับเคลื่อนด้วยปรากฏการณ์สปินฮอลล์ ด้วยแบบจำลองระดับอะตอม โดยใช้ค่าความหน่วงของวัสดุ CoFeB ที่คำนวณได้ในข้อ (1) จากผลการศึกษาพบว่าการ

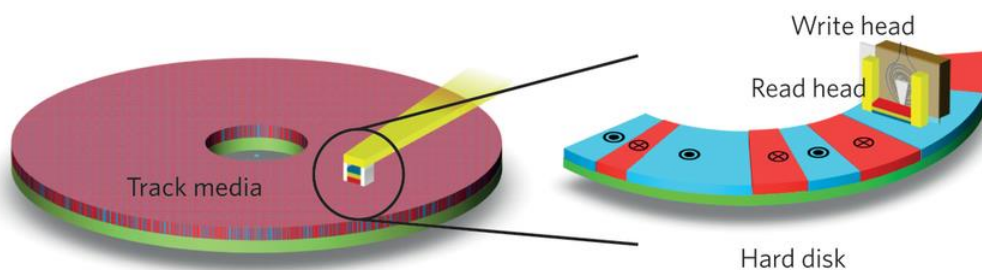
เคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจะขึ้นอยู่กับความหนาของชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรและมุมของสปินฮอลล์ ซึ่งค่ามุมของสปินฮอลล์เป็นคุณสมบัติเฉพาะของวัสดุธาตุหนัก (HM) เมื่อความหนาของชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรเพิ่มขึ้นส่งผลทำให้ระยะเลื่อนที่สภาวะสมดุลและความเร็วในการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจะมีค่าลดลง ในขณะที่เวลาที่ใช้ในการเข้าสู่สภาวะสมดุลมีค่าเพิ่มขึ้น และเมื่อพิจารณาผลของมุมสปินฮอลล์ร่วมด้วยพบว่าถ้าต้องการควบคุมให้กำแพงโดเมนมีการเคลื่อนที่ด้วยความเร็วที่สูง มีระยะเลื่อนที่มากและใช้เวลาเข้าสู่สภาวะสมดุลน้อยต้องทำการออกแบบโครงสร้างด้วยการใช้วัสดุธาตุหนักที่มีค่ามุมสปินฮอลล์ที่สูง และใช้วัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรให้มีความหนาน้อยๆ

3. วิจัยนี้ยังทำการศึกษาผลของค่ามุมสปินฮอลล์ที่มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน โดยทำการพิจารณาโครงสร้างวัสดุสองชั้นที่ประกอบด้วยวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรประกบติดกับชั้นวัสดุธาตุหนักชนิดต่างๆ เนื่องจากวัสดุธาตุหนักต่างชนิดกันจะทำให้ค่ามุมสปินฮอลล์ที่แตกต่างกัน จากนั้นทำป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอก เพื่อพิจารณาผลการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน จากการศึกษาผลของมุมสปินฮอลล์ที่มีค่าตั้งแต่ 0.05-0.2 ที่มีต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนสามารถพิจารณาผ่านระยะการเลื่อนของกำแพงโดเมน ความเร็วในการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนและค่ากระแสวิกฤตซึ่งเป็นกระแสที่น้อยที่สุดที่ทำให้กำแพงโดเมนเริ่มเคลื่อนที่ จากผลการศึกษาพบว่าค่าของมุมสปินฮอลล์มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนอย่างมาก มุมสปินฮอลล์ที่มีค่ามากจะทำให้เกิดการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนได้ง่ายโดยมีระยะการเลื่อนที่มากและสามารถเคลื่อนที่ด้วยความเร็วที่สูง เนื่องจากมุมของสปินฮอลล์เป็นอัตราส่วนระหว่างกระแสสปินและกระแสไฟฟ้าภายนอก ซึ่งมีค่าขึ้นอยู่กับชนิดของวัสดุธาตุหนักซึ่งวัสดุที่มีมุมสปินฮอลล์มากจะเกิดปรากฏการณ์สปินฮอลล์และทำให้เกิดกระแสสปินเคลื่อนที่ไปยังชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรมาก ความหนาแน่นของกระแสสปินที่มีค่ามากจะส่งผลให้เกิดสปินทอร์ค กระทำต่อแมกนีไทเซชันภายในชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรส่งผลให้แมกนีไทเซชันเกิดการเปลี่ยนแปลงทิศทางและเกิดการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน นอกจากนี้ยังพบว่ากระแสไฟฟ้าวิกฤตจะมีค่าลดลงเมื่อมุมของสปินฮอลล์มีค่าเพิ่มขึ้น

เนื้อหางานวิจัย

1. ความสำคัญและที่มา

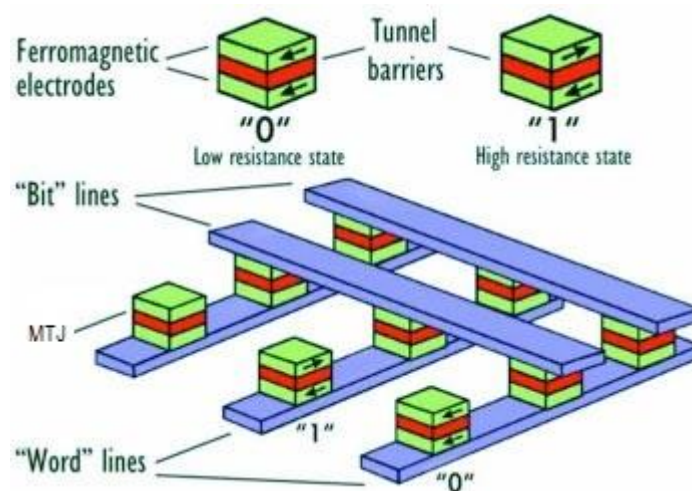
ปัจจุบันมีการนำคุณสมบัติทางแม่เหล็กของวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกมาประยุกต์ใช้ในการออกแบบอุปกรณ์หน่วยความจำที่ใช้ในการเก็บข้อมูล เนื่องจากสามารถเก็บข้อมูลได้นานโดยที่หน่วยความจำสามารถรักษาข้อมูลได้อย่างถาวรแม้ไม่มีกระแสไฟฟ้าไหลผ่าน (non volatile) [1] อุปกรณ์หน่วยความจำเหล่านี้ได้แก่ ฮาร์ดดิสก์ไดรฟ์ (hard disk drive, HDD) [2] และหน่วยความจำเข้าถึงแบบสุ่มเชิงแม่เหล็ก (magnetoresistive random-access memory, MRAM) [3] เป็นต้น ฮาร์ดดิสก์ไดรฟ์เป็นหน่วยความจำภายในคอมพิวเตอร์ที่มีลักษณะเป็นจานหมุน โดยประกอบด้วยสามส่วนหลัก ได้แก่ หัวเขียน (write head) หัวอ่าน (read head) และแผ่นบันทึกข้อมูล (recording media) แผ่นบันทึกข้อมูลในฮาร์ดดิสก์ไดรฟ์ จะมีการเก็บข้อมูลในลักษณะไบนารีบิต โดยทิศทางของแมกนีไทเซชันในแต่ละบิตจะสามารถควบคุมได้โดยการป้อนกระแสไฟฟ้าไปที่หัวเขียน จากนั้นสนามแม่เหล็กที่เกิดขึ้นที่หัวเขียนจะไปเหนี่ยวนำทิศทางของแมกนีไทเซชันภายในแผ่นบันทึกข้อมูลที่ตำแหน่งนั้นๆ เมื่อทำการเขียนข้อมูลในแผ่นบันทึกข้อมูลเรียบร้อยแล้ว จากนั้นหัวอ่านจะทำการอ่านข้อมูลต่อไป โดยหัวอ่านจะมีการเคลื่อนที่ผ่านแผ่นบันทึกข้อมูลและทำการแปลงสัญญาณแม่เหล็กจากแผ่นบันทึกข้อมูลที่อยู่ในรูปค่าความต้านทานหรือสัญญาณไฟฟ้า เพื่อทำการแปลงข้อมูลเก็บไว้จัดแสดงในรูปที่ 1 เนื่องจากในกระบวนการเขียนและอ่านข้อมูลของฮาร์ดดิสก์ไดรฟ์ต้องอาศัยการเคลื่อนที่ของจานแม่เหล็ก ฮาร์ดดิสก์ไดรฟ์จึงมีข้อจำกัดเกี่ยวกับความทนต่อแรงสั่นสะเทือน ซึ่งหัวอ่านข้อมูลเป็นอุปกรณ์ที่มีความละเอียดอ่อนมากอาจได้รับแรงกระทบจากการเคลื่อนที่ของการหมุนและได้รับความเสียหายได้



รูปที่ 1 ส่วนประกอบของฮาร์ดดิสก์ไดรฟ์ โดยประกอบด้วยหัวเขียน หัวอ่าน และแผ่นบันทึกข้อมูล [4]

จากข้อจำกัดเกี่ยวกับความทนต่อแรงสั่นสะเทือนและเวลาที่ใช้ในการเข้าถึงข้อมูลของฮาร์ดดิสก์ไดรฟ์ ที่จะต้องมีความเร็วรอบได้ตามที่กำหนดเพื่อพร้อมใช้งาน จึงได้มีการพัฒนาหน่วยความจำของคอมพิวเตอร์อีกรูปแบบหนึ่งคือ หน่วยความจำเข้าถึงแบบสุ่มเชิงแม่เหล็ก

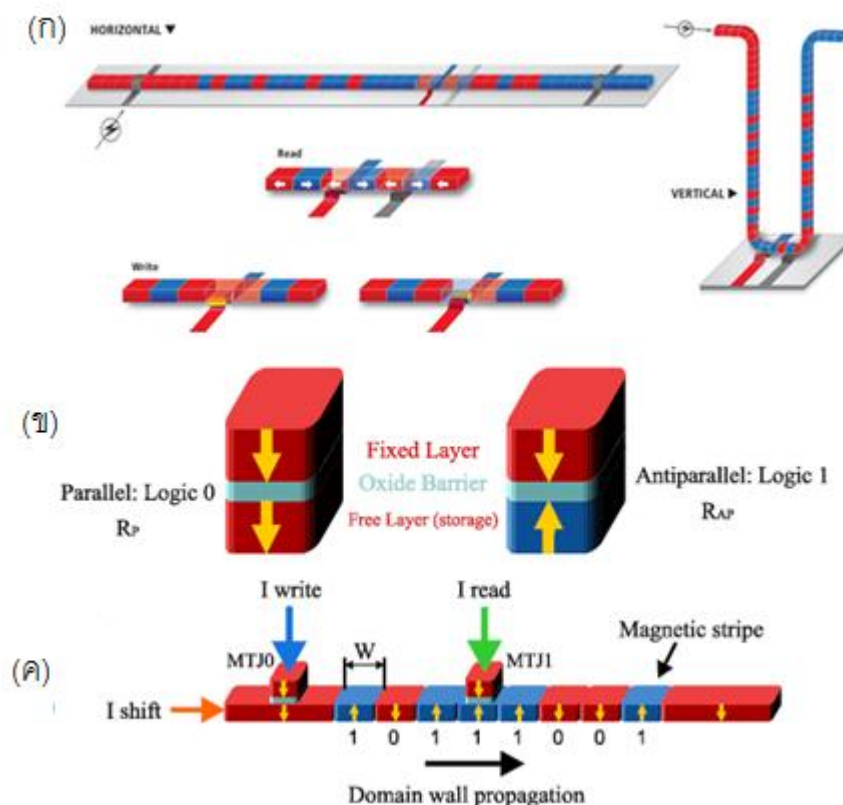
(magnetoresistive random-access memory, MRAM) หน่วยความจำชนิดนี้มีประสิทธิภาพการทำงานที่เร็วกว่าฮาร์ดดิสก์ไดรฟ์หลายเท่าเนื่องจากสามารถเข้าถึงข้อมูลได้โดยตรง MRAM เป็นหน่วยความจำชั่วคราวจึงถูกนำมาใช้ในการประมวลผลข้อมูลร่วมกับฮาร์ดดิสก์ไดรฟ์ โดยมีหลักการทำงานซึ่งอาศัยการเหนี่ยวนำจากการป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอกในการกลับทิศทางของแมกนีไทเซชันภายในวัสดุสามชั้น ที่เรียกว่าโครงสร้างรอยต่อของการทะลุผ่านเชิงแม่เหล็ก (magnetic tunnel junction, MTJ) [5] ซึ่งประกอบด้วยวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรสองชั้นที่ถูกคั่นกลางด้วยชั้นฟิล์มบางที่มีคุณสมบัติเป็นฉนวนไฟฟ้า (insulator) หน่วยความจำ MRAM ประกอบด้วย word lines และ bit lines เพื่อใช้ในการเขียนและอ่านข้อมูลดังแสดงในรูปที่ 2 ในการเขียนข้อมูลสามารถทำได้โดยป้อนกระแสภายนอกเข้าสู่ word lines จากนั้นจะเกิดกระแสสปินโพลาไรซ์ภายในโครงสร้างวัสดุ เนื่องจากอันตรกิริยาแลกเปลี่ยนระหว่างสปินของอิเล็กตรอนกับแมกนีไทเซชันในวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติก ส่งผลให้ทิศทางของแมกนีไทเซชันในวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติกชั้นที่สองเกิดการเปลี่ยนแปลงทิศทาง การควบคุมให้แมกนีไทเซชันของวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติกทั้งสองชั้นมีทิศทางเดียวกันเป็นการกำหนดบิตเป็น “0” ในขณะที่บิตเป็น “1” สามารถทำได้โดยป้อนกระแสภายนอกเพื่อให้แมกนีไทเซชันของวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติกทั้งสองชั้นมีทิศทางตรงกันข้าม จากนั้น bit lines จะทำการอ่านข้อมูลที่ได้จากทิศทางของแมกนีไทเซชันระหว่างแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติก ทั้งสองชั้น ซึ่งอยู่ในรูปค่าความต้านทานแปลงเป็นไบนารีบิต



รูปที่ 2 โครงสร้างของ MRAM และโครงสร้างรอยต่อของการทะลุผ่านเชิงแม่เหล็ก (MTJ) [6]

นอกจากนี้โครงสร้าง MTJ ที่ถูกนำมาใช้ในการเขียนและอ่านข้อมูลภายใน MRAM นั้น ได้ถูกนำมาใช้ในการพัฒนาหน่วยความจำ racetrack ซึ่งเป็นหน่วยความจำที่มีความจุข้อมูลสูงกว่า MRAM และมีหลักการทำงานโดยอาศัยการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน (domain wall) [7-

10] บนเส้นลวดขนาดเล็ก (nanowire) ในการอ่านและบันทึกข้อมูลของหน่วยความจำชนิดนี้ไม่มีชิ้นส่วนใดๆ ภายในอุปกรณ์ที่มีการเคลื่อนที่ ซึ่งส่งผลให้หน่วยความจำชนิดนี้ไม่ได้รับความเสียหายจากแรงกลเหมือนฮาร์ดดิสก์ไดรฟ์ นอกจากนี้ยังพบว่าหน่วยความจำแบบ racetrack ใช้เวลาในการเข้าถึงข้อมูล (access time) และเวลาในการหวนข้อมูล (latency) น้อยกว่าฮาร์ดดิสก์ไดรฟ์ เนื่องจากสามารถเข้าถึงข้อมูลในตำแหน่งต่างๆ ได้รวดเร็วและทันทีโดยไม่ต้องรอการหมุนจานแม่เหล็กให้ถึงตำแหน่งของข้อมูล ทำให้อุปกรณ์กินไฟน้อยกว่า



รูปที่ 1.3 (ก) โครงสร้างของหน่วยความจำแบบ racetrack [11] (ข) โครงสร้าง MTJ (ค) การบันทึกข้อมูลและการเลื่อนของกำแพงโดเมนจากการเหนี่ยวนำของกระแสไฟฟ้า [12]

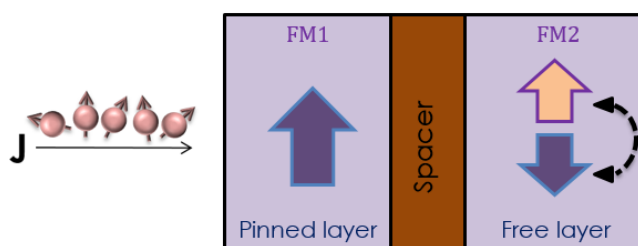
หน่วยความจำแบบ racetrack เป็นเทคโนโลยีการบันทึกข้อมูลโดยอาศัยการควบคุมทิศทางของแมกนีไทเซชันภายในเส้นลวดแม่เหล็กขนาดเล็กด้วยการป้อนกระแสไฟฟ้าจากภายนอก ซึ่งเส้นลวดขนาดเล็กมีรูปแบบโครงสร้างทั้งแบบแนวตั้ง (vertical) และแนวนอน (horizontal) ดังแสดงในรูปที่ 3 (ก) พบว่าในการบันทึกข้อมูลภายในเส้นลวดจะประกอบด้วยสองโดเมนแม่เหล็กที่มีทิศทางของแมกนีไทเซชันแตกต่างกันซึ่งถูกคั่นกลางด้วยกำแพงโดเมน ซึ่งจะเห็นได้ชัดเจนดังแสดงในรูปที่ 3 (ข) จากรูปดังกล่าวสามารถอธิบายหลักการทำงานของหน่วยความจำชนิดนี้ได้ โดยพบว่าในกระบวนการเขียนเพื่อบันทึกข้อมูลของหน่วยความจำแบบ Racetrack สามารถทำได้โดยป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอกเข้าไปในโครงสร้าง MTJ0 ดังแสดงในรูปที่ 3 (ค) เพื่อเปลี่ยนทิศทางของแมกนีไทเซชันแต่ละตำแหน่งที่ต้องการเขียน ในการอ่าน

ข้อมูลจะทำการตรวจจับสัญญาณของข้อมูลโดยอาศัยการทำงานของโครงสร้าง MTJ1 แต่จะต้องมีการบ่อนกระแสในแนวระนาบเข้าไปในเส้นลวดขนาดเล็กเพื่อทำการเลื่อนข้อมูลที่ต้องการอ่านไปยังตำแหน่งของหัวอ่าน หัวอ่านจะทำการอ่านค่าโดยตรวจสอบทิศทางของแมกนีไทเซชันที่หัวเขียนบันทึก (รูปลูกศร) และแปลงข้อมูลออกมาเป็นบิต 0 หรือ 1 ซึ่งวิธีนี้ช่วยให้หัวอ่านในระบบ Racetrack มีประสิทธิภาพในการทำงานได้เร็วกว่าและใช้พลังงานไฟฟ้าน้อยกว่าอุปกรณ์เก็บข้อมูลอื่นๆหลายเท่า

จากที่ได้กล่าวมาข้างต้นพบว่า ในการทำงานของหัวอ่านและหัวเขียนในหน่วยความจำทั้งสามแบบ ต้องอาศัยปรากฏการณ์สปินทอร์ก (spin torque) [13] ซึ่งสามารถอธิบายได้ด้วยอันตรกิริยาระหว่างอิเล็กตรอนตัวนำและแมกนีไทเซชันภายในวัสดุเฟอร์โรแมกเนติก ในงานวิจัยนี้จะทำการศึกษาการควบคุมทิศทางของกำแพงโดเมน เพื่อใช้ในการออกแบบหน่วยความจำแบบ racetrack เนื่องจากเป็นหน่วยความจำที่มีข้อดีกว่าเมื่อเทียบกับหน่วยความจำชนิดอื่น เช่น สามารถเขียนและอ่านข้อมูลได้เร็วกว่าโดยใช้พลังงานไฟฟ้าน้อยกว่า เป็นต้น งานวิจัยนี้จึงได้ให้ความสำคัญกับการควบคุมทิศทางของกำแพงโดเมนภายในหน่วยความจำแบบ racetrack ในลำดับถัดมาจะอธิบายเกี่ยวกับการควบคุมการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน ซึ่งในปัจจุบันการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนสามารถทำได้ 2 วิธี คือ การขับเคลื่อนกำแพงโดเมนด้วยสนามแม่เหล็กภายนอกและการบ่อนกระแสไฟฟ้าภายนอก โดยวิธีแรกเป็นการบ่อนสนามแม่เหล็กภายนอกเข้าไปในระบบซึ่งทำให้เกิดการเปลี่ยนแปลงทิศทางของแมกนีไทเซชันและนำไปสู่การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน แต่วิธีนี้จำเป็นต้องบ่อนสนามแม่เหล็กที่มีค่าสูงซึ่งทำให้เกิดข้อจำกัดในงานวิจัยหรืองานอุตสาหกรรม เนื่องจากในการบ่อนสนามแม่เหล็กจะทำให้เกิดการเหนี่ยวนำเป็นบริเวณกว้างเนื่องจากรั้วของสนาม (fringing field) ต่อมาได้มีการพัฒนาวิธีการควบคุมทิศทางของแมกนีไทเซชันในวัสดุแม่เหล็ก ด้วยการบ่อนกระแสไฟฟ้าจากภายนอก ซึ่งวิธีนี้จะส่งผลให้แมกนีไทเซชันมีการเปลี่ยนแปลงทิศทางได้รวดเร็วกว่าวิธีการบ่อนสนามแม่เหล็กจากภายนอกและสามารถทำในพื้นที่ที่มีขนาดเล็กกว่า

ปรากฏการณ์นี้ได้ถูกนำมาใช้ประโยชน์ในการสร้างหน่วยความจำเพื่อใช้ในการเก็บข้อมูล โดยการเขียนและอ่านของหน่วยความจำจะอาศัยหลักการการเปลี่ยนแปลงทิศทางของแมกนีไทเซชัน ซึ่งเกิดขึ้นโดยเมื่อทำการบ่อนกระแสไฟฟ้าเข้าไปในโครงสร้างแม่เหล็ก 3 ชั้น ซึ่งประกอบด้วยสารเฟอร์โรแมกเนติก 2 ชั้น ที่ถูกคั่นกลางด้วยชั้นวัสดุที่ไม่มีความเป็นแม่เหล็กที่เรียกว่า spacer ซึ่งเป็นชั้นวัสดุที่ไม่มีความเป็นแม่เหล็ก (nonmagnetic layer) ดังรูปที่ 4 ส่วนชั้นสารแม่เหล็กเฟอร์โรชั้นแรกนั้นถูกเรียกว่าชั้นพิน (pined layer) เป็นชั้นที่มีทิศทางของแมกนีไทเซชันไม่เปลี่ยนแปลง และสารแม่เหล็กเฟอร์โรชั้นที่สองคือชั้นอิสระ (free layer) เป็นชั้นที่แมกนีไทเซชันสามารถเปลี่ยนแปลงทิศทางได้อย่างอิสระ การเกิดกระบวนการสปินทอร์กสามารถทำได้โดยบ่อนกระแสไฟฟ้าภายนอกที่ประกอบไปด้วยสปินของอิเล็กตรอนซึ่งมีทิศทางแบบสุ่มเข้าไปในทิศทางตั้งฉากกับโครงสร้างวัสดุสามชั้น เมื่อสปินของอิเล็กตรอนเคลื่อนที่เข้าไปในชั้นพิน (pined layer) จะเกิดอันตรกิริยาระหว่างสปินของอิเล็กตรอนกับแมกนีไทเซชันภายในชั้นพิน ทำให้เกิดแรงบิด (torque) กระทำต่อสปินของอิเล็กตรอนส่งผลให้สปินของ

อิเล็กตรอนจัดเรียงตัวไปในทิศทางของแมกนีไทเซชันในชั้นพิน และสปินของอิเล็กตรอนเหล่านี้จะเคลื่อนที่ไปยังชั้น spacer และชั้นอิสระต่อไป ที่ชั้นอิสระนี้จะเกิดกระบวนการแลกเปลี่ยนพลังงาน (exchange interaction) ระหว่างสปินของอิเล็กตรอนและแมกนีไทเซชันในชั้นอิสระ ซึ่งส่งผลให้เกิดทอร์ก (torque) หรือแรงบิดแก่สปินของอิเล็กตรอนและเกิดแรงบิดกลับ (reaction torque) ตามกฎการอนุรักษ์โมเมนตัมเชิงมุมกระทำต่อแมกนีไทเซชันในชั้นอิสระ ถ้าแรงบิดของสปินมีค่ามากพอจะสามารถทำให้แมกนีไทเซชันในชั้นอิสระมีการเปลี่ยนแปลงทิศทางไปในทิศทางเดียวกันกับสปินของอิเล็กตรอน



รูปที่ 1.4 การเกิดปรากฏการณ์สปินทอร์กในโครงสร้างวัสดุสามชั้น

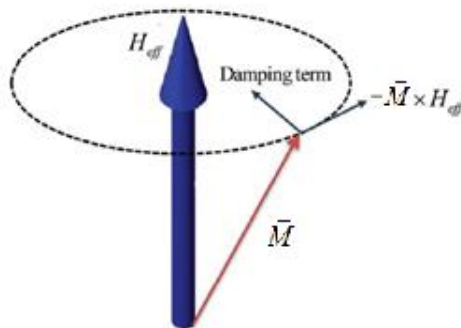
การพิจารณาการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนที่เวลาใดๆ ที่ถูกกระทำด้วยสนามแม่เหล็กประสิทธิผล (effective field) สามารถพิจารณาได้จากสมการ Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [14] ดังนี้

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (1)$$

- เมื่อ α คือ ค่าคงที่ความหน่วง (damping constant)
 γ คือ อัตราส่วนไจโรแมกเนติก (gyromagnetic ratio)
 \vec{M} คือ เวกเตอร์ของแมกนีไทเซชันในชั้นพิน
 M_s คือ สภาวะอิ่มตัวทางแม่เหล็กของแมกนีไทเซชัน
 \vec{H}_{eff} คือ ค่าสนามแม่เหล็กประสิทธิผล

จากสมการข้างต้นเป็นสมการที่อธิบายการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชัน โดยพบว่าการเปลี่ยนแปลงของแมกนีไทเซชันจะขึ้นอยู่กับด้านขวามือของสมการที่ (1) ซึ่งประกอบไปด้วย 2 พจน์ โดยพจน์แรกของสมการแสดงถึงแรงที่กระทำต่อแมกนีไทเซชันในทิศทางหมุนวนรอบสนามแม่เหล็กประสิทธิผล (precessional term) และพจน์ที่สองของสมการแสดงถึงการเคลื่อนที่แบบหน่วงซึ่งมีแรงมากกระทำต่อแมกนีไทเซชันให้มันแนวโน้มการจัดเรียงตัวไปในทิศทางเดียวกันกับสนามแม่เหล็กประสิทธิผล (damping term) ดังรูปที่ 5 แรงกระทำจากทั้งสองส่วนที่ได้กล่าว

มาจะส่งผลให้แมกนีไทเซชันมีลักษณะการเคลื่อนที่เป็นแบบเกลียวหรือก้นหอยหมุนรอบสนามแม่เหล็กประสิทธิผล



รูปที่ 5 การเคลื่อนที่ของสปินที่ถูกกระทำโดยแรงแวนรอบและแรงหน่วง [15]

การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่ขับเคลื่อนด้วยการป้อนสนามแม่เหล็กภายนอกสามารถอธิบายได้ด้วยสมการ LLG ดังเดิมดังแสดงในสมการที่ (1) แต่ในกรณีที่ป้อนกระแสภายนอกเข้าไปในระบบจะต้องพิจารณาสมการ LLG ที่คิดผลของสปินทอร์ก ซึ่งการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่คิดผลของสปินทอร์กสามารถทำได้โดยใช้สมการปรับแต่ง LLG ดังนี้

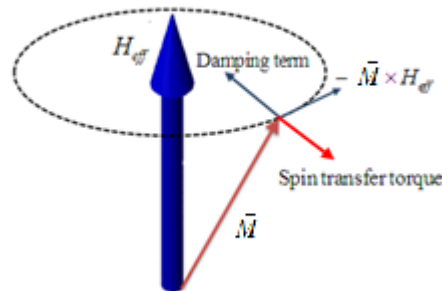
$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\gamma a_j}{M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \hat{M}_p) \quad (2)$$

โดย \hat{M}_p คือ เวกเตอร์หนึ่งหน่วยของแมกนีไทเซชันในชั้นพิน

a_j คือ ค่าสนามแม่เหล็กที่เกิดจากการป้อนกระแสไฟฟ้าเข้าไปในระบบ

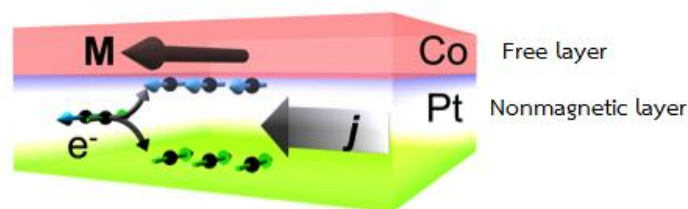
จากสมการที่ (2) พบว่าสองพจน์แรกของสมการด้านขวามือเป็นสมการการเคลื่อนที่แบบหมุนวนและแบบหน่วงของสมการมาตรฐาน LLG และพจน์ที่สามของสมการเป็นพจน์ที่เพิ่มเข้ามาเพื่อแสดงการเคลื่อนที่แบบหน่วงของแมกนีไทเซชันเนื่องจากผลของสปินทอร์ก พบว่าสปินทอร์กสามารถมีทิศทางเดียวกันหรือตรงกันข้ามกับการเคลื่อนที่แบบหน่วงที่เกิดจากสนามแม่เหล็กประสิทธิผล ซึ่งจะขึ้นอยู่กับทิศทางการป้อนกระแสไฟฟ้า นอกจากนี้ยังพบว่าการเคลื่อนที่แบบหน่วงของแมกนีไทเซชันจะมีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อแรงหน่วงที่เกิดจากสปินทอร์กมีทิศทางเดียวกันกับแรงหน่วงที่เกิดจากสนามแม่เหล็กประสิทธิผล และจะส่งผลให้สปินทอร์กมีทิศทางเดียวกันส่งผลให้แมกนีไทเซชันมีแนวโน้มการจัดเรียงตัวไปในทิศทางเดียวกันกับสนามแม่เหล็กประสิทธิผลได้ง่ายขึ้น แต่เคลื่อนที่แบบหน่วงจะมีค่าลดลงเมื่อแรงหน่วงที่เกิดจากสปินทอร์กมีทิศทางตรงกันข้ามกับแรงหน่วงที่เกิดจากสนามแม่เหล็กประสิทธิผล และจะส่งผลให้แมกนีไทเซชัน

ชั้นมีแนวโน้มการจัดเรียงตัวเบี่ยงเบนออกจากทิศทางของสนามแม่เหล็กประสิทธิผล ดังแสดงในรูปที่ 6



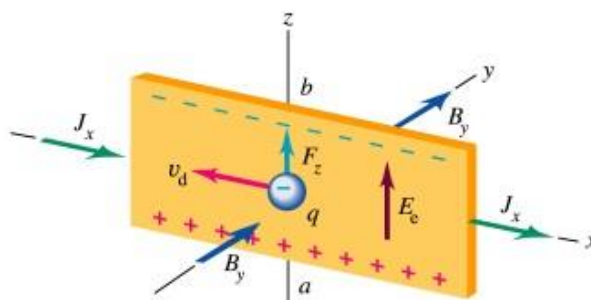
รูปที่ 6 การเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่ถูกกระทำโดยสปินทอร์กที่เพิ่มเข้ามาในระบบ [15]

จากการศึกษาปรากฏการณ์สปินทอร์กพบว่าจำเป็นต้องใช้กระแสไฟฟ้าภายนอกที่มีค่าสูงมากเพื่อป้อนเข้าไปในโครงสร้างวัสดุสามชั้น แล้วทำให้ทิศทางของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนสามารถเปลี่ยนแปลงได้ซึ่งเป็นข้อจำกัดของการควบคุมการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนด้วยวิธีนี้ ต่อมาได้มีการทำการศึกษาและนำไปสู่การพัฒนาการควบคุมการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนด้วยวิธีการแบบใหม่เพื่อที่จะลดขนาดของกระแสไฟฟ้าภายนอกที่ต้องป้อนเข้าสู่โครงสร้าง แต่ให้ประสิทธิภาพของสปินทอร์กที่สูงขึ้น โดยอาศัยปรากฏการณ์สปินออร์บิททอร์ก (spin orbit torque) [16] ซึ่งวิธีการนี้สามารถเพิ่มประสิทธิภาพในการควบคุมการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนได้ดีกว่าวิธีการสปินทอร์กแบบเดิม โดยวิธีนี้จะทำการป้อนกระแสไฟฟ้าเข้าไปในโครงสร้างวัสดุสองชั้น ซึ่งประกอบด้วยชั้นวัสดุที่ไม่มีความเป็นแม่เหล็ก (nonmagnetic layer) ซึ่งเป็นธาตุหนัก (heavy metal) และชั้นวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกหรือเรียกว่าชั้นอิสระ (free layer) ดังรูปที่ 7 โครงสร้างนี้จะอาศัยคุณสมบัติที่บริเวณรอยต่อระหว่างชั้นวัสดุที่มีอันตรกิริยาระหว่างสปินและวงโคจร (spin orbit exchange interaction) ที่มีค่าสูงซึ่งนำไปสู่การเกิดปรากฏการณ์สปินออร์บิททอร์ก วิธีการนี้จึงมีความจำเป็นต้องใช้วัสดุที่ไม่มีความเป็นแม่เหล็กที่เป็นธาตุหนักนั่นเอง



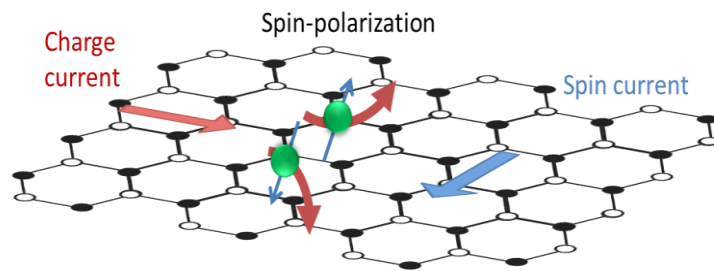
รูปที่ 7 การเกิดสปินออร์บิททอร์ก [17]

ปรากฏการณ์สปินฮอลล์ที่เกิดขึ้นภายในวัสดุธาตุหนักและวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติกสามารถอธิบายได้โดย ทำการป้อนกระแสไฟฟ้าในแนวระนาบเข้าไปในชั้นวัสดุธาตุหนักซึ่งส่งผลทำให้เกิดปรากฏการณ์สปินฮอลล์ (spin hall effect, SHE) [18] ซึ่งเป็นปรากฏการณ์การส่งผ่านสปิน (spin polarization) ในวัสดุแม่เหล็ก ซึ่งคล้ายกับปรากฏการณ์ฮอลล์ (Hall effect) [19] ที่ใช้อธิบายการส่งผ่านของอิเล็กตรอน โดยปรากฏการณ์ฮอลล์จะเกิดขึ้นเมื่อมีกระแสไฟฟ้าไหลผ่านวัสดุจากด้านหนึ่งไปสู่อีกด้านหนึ่ง อิเล็กตรอนจะเคลื่อนที่ด้วยความเร็วค่าหนึ่งในทิศทางตรงกันข้ามกับกระแสไฟฟ้า เมื่อป้อนสนามแม่เหล็กในทิศพุ่งเข้าและตั้งฉากกับแผ่นวัสดุจะเกิดแรงแม่เหล็กกระทำกับอิเล็กตรอนเรียกว่าแรงลอเรนซ์ (Lorentz force) ซึ่งส่งผลให้อิเล็กตรอนซึ่งมีประจุถูกผลักขึ้นไปอยู่ด้านบนของขอบแผ่นวัสดุและประจุบวกจะถูกผลักไปอยู่อีกด้านของแผ่นวัสดุ ดังรูปที่ 8



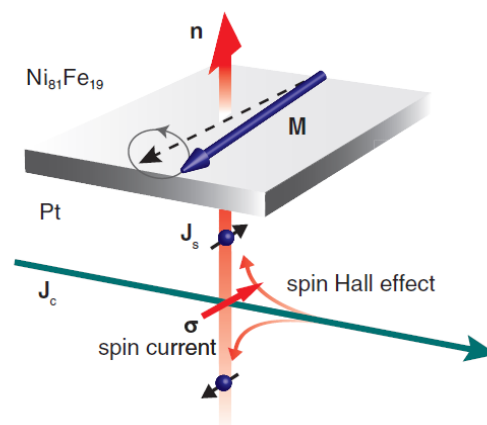
รูปที่ 8 การเกิดปรากฏการณ์ฮอลล์ [20]

ในทำนองเดียวกัน ปรากฏการณ์สปินฮอลล์จะเกิดการสะสมสปินที่บริเวณขอบด้านข้างของวัสดุธาตุหนัก ซึ่งทิศทางของสปินที่บริเวณขอบทั้งสองฝั่งของวัสดุธาตุหนักจะมีทิศทางตรงข้ามกันคือสปินขึ้นและสปินลง (spin up และ spin down) ดังรูปที่ 9 การสะสมของอิเล็กตรอนที่มีสปินที่มีทิศทางตรงกันข้ามกันอยู่ที่บริเวณขอบของวัสดุธาตุหนักนี้เป็นผลมาจากปฏิสัมพันธ์ของสปินกับออร์บิต (spin-orbit coupling) [20] เกิดจากปฏิสัมพันธ์การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนซึ่งโดยทั่วไปอิเล็กตรอนจะมีการเคลื่อนที่แบ่งออกเป็นสองส่วน ส่วนแรกคือการเคลื่อนที่หมุนรอบตัวเองและส่วนที่สองคือการหมุนรอบวงโคจร ปฏิสัมพันธ์จากการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนนี้จะเกิดขึ้นได้เมื่อมีแรงมากระทำต่ออิเล็กตรอน ซึ่งแรงนี้เป็นผลจากอันตรกิริยาของสปินกับออร์บิต (spin orbit interaction) เมื่อมีกระแสไฟฟ้าไหลผ่านวัสดุธาตุหนัก อิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นจะมีแนวโน้มไหลเบนไปในทิศทางตั้งฉากกับกระแสไฟฟ้าไปยังบริเวณขอบด้านใดด้านหนึ่งของวัสดุธาตุหนัก และอิเล็กตรอนที่มีสปินลงจะเบนไปยังขอบอีกด้านของวัสดุธาตุหนักโดยไม่ต้องอาศัยสนามแม่เหล็กจากภายนอก ซึ่งแตกต่างจากปรากฏการณ์ฮอลล์แบบดั้งเดิม



รูปที่ 9 การเกิดปรากฏการณ์สปินฮอลล์ [21]

ผลจากปฏิสัมพันธ์ของสปินกับออร์บิตจะทำให้เกิดกระแสสปิน (spin current, J_s) ส่งผลให้สปินที่สะสมอยู่บริเวณขอบจะเกิดการส่งผ่านสปิน ทิศทางการส่งผ่านสปินของกระแสสปินนั้นจะมีทิศทางนากับทิศทางการไหลของกระแสสปิน รูปที่ 10 จากนั้นสปินขึ้นจะเคลื่อนที่ไปในทิศทางของชั้นแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติกที่อยู่ถัดไป ที่บริเวณรอยต่อของทั้งสองชั้นจะเกิดกระบวนการแลกเปลี่ยนพลังงานระหว่างสปินของอิเล็กตรอนและแมกนีไทเซชันในชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติก ผลจากการไหลของกระแสสปินนี้จะสามารถเปลี่ยนแปลงทิศทางของแมกนีไทเซชันในบริเวณรอยต่อในชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติกได้ แรงบิดที่เกิดขึ้นจะทำให้เกิดการเหนี่ยวนำสปินในชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติกให้มีการเปลี่ยนแปลงทิศทางในแนวระนาบ (in-plane) โดยทั่วไปในชั้นสารโคบอลต์ซึ่งเป็นสารแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติก จะมีการเปลี่ยนแปลงทิศทางของแมกนีไทเซชันในแนวระนาบ แต่จากการศึกษาพบว่าแมกนีไทเซชันในชั้นสารแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติกนั้นสามารถเปลี่ยนแปลงในทิศทางตั้งฉากได้ โดยการนำสาร MgO [22] มาประกบเข้ากับชั้นสารแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติก ซึ่งสารชนิดนี้มีคุณสมบัติในการเปลี่ยนแปลงทิศทางแกนง่าย (easy axis) ของวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติกจากในทิศทางในแนวระนาบเปลี่ยนเป็นทิศทางตั้งฉากกับพื้นผิวแทน



รูปที่ 10 การเปลี่ยนแปลงทิศทางของแมกนีไทเซชันที่เป็นผลจากปรากฏการณ์สปินฮอลล์ [23]

ดังนั้นการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่ขับเคลื่อนด้วยการป้อนกระแสภายนอกเข้าไปในแนวระนาบของโครงสร้างวัสดุธาตุหนักและสารแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติก สามารถพิจารณาได้จากสมการ LLG ที่คิดผลของสปินออร์บิททอร์ก โดยใช้สมการปรับแต่ง LLG ดังนี้

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha \vec{M}}{M_s} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \gamma H_{SH} (\vec{M} \times (\vec{M} \times \hat{\sigma})) \quad (3)$$

โดยค่า \hat{M} คือ เวกเตอร์หนึ่งหน่วยของแมกนีไทเซชันในชั้นอิสระ

$\hat{\sigma}$ คือ ทิศทางการส่งผ่านสปินไปยังชั้นแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติกของกระแสสปิน

H_{SH} คือ ค่าสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำที่เกิดจากการป้อนกระแสไฟฟ้าที่ปรากฏการณ์สปินฮอลล์

ค่าสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำที่เกิดจากปรากฏการณ์สปินฮอลล์ (field due to the spin hall effect, H_{SH}) จะมีรูปแบบของสมการดังนี้

$$H_{SH} = \frac{\mu_B \theta_{SH} j_a}{\gamma_0 e M_s L_z} \quad (4)$$

เมื่อ θ_{SH} คือ Spin Hall angle ซึ่งอธิบายถึงอัตราส่วนระหว่างกระแสไฟฟ้าที่ป้อนเข้าไปและกระแสสปินที่สามารถแพร่ไปที่บริเวณรอยต่อระหว่างชั้นวัสดุ

j_a คือ ค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่ป้อนเข้าสู่โครงสร้างวัสดุ

μ_B คือ หน่วยของบอร์แมกนีตอนซึ่งมีค่า $9.274 \times 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$

γ_0 คือ อัตราส่วนไจโรแมกเนติก (gyromagnetic ratio)

L_z คือ ค่าความกว้างของชั้นสารเฟอร์โรแมกเนติก

จากสมการที่ (3) พบว่าสองพจน์แรกของสมการด้านขวามือเป็นสมการการเคลื่อนที่แบบหมุนวนและแบบหมุนของสมการมาตรฐาน LLG และพจน์ที่สามของสมการเป็นพจน์ที่เพิ่มเข้ามาเพื่อแสดงการเคลื่อนที่แบบหมุนของแมกนีไทเซชันเนื่องจากผลของสปินออร์บิททอร์ก พบว่าสปินออร์บิททอร์กสามารถมีทิศทางเดียวกันหรือตรงกันข้ามกับการเคลื่อนที่แบบหมุนที่เกิดจากสนามแม่เหล็กประสิทธิผล ซึ่งจะขึ้นอยู่กับทิศทางการป้อนกระแสไฟฟ้า

งานวิจัยนี้ทำการศึกษาคณสมบัติเชิงแม่เหล็กของวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกและการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนเพื่อนำมาประยุกต์ใช้ในการออกแบบอุปกรณ์หน่วยความจำแบบ racetrack โดยทั่วไปการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจะอาศัยปรากฏการณ์สปินทอร์กซึ่งต้องใช้กระแสไฟฟ้าภายนอกที่มีค่าสูงมาก ในงานวิจัยนี้จึงทำการศึกษาและพัฒนาการควบคุมการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนโดยอาศัยปรากฏการณ์สปินออร์บิททอร์กที่เกิดในโครงสร้างวัสดุ

เฟอร์โรแมกเนติกและวัสดุธาตุหนัก (Heavy metal) เพื่อที่จะลดขนาดของกระแสไฟฟ้าภายนอกที่ต้องป้อนเข้าสู่โครงสร้างวัสดุแต่ให้ประสิทธิภาพของสปินทอร์คที่สูงขึ้น การศึกษาพฤติกรรมและอธิบายลักษณะการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนภายในโครงสร้างวัสดุสองชั้นที่ประกอบด้วยวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกประกบติดกับวัสดุธาตุหนักที่ถูกขับเคลื่อนด้วยการป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอกเข้าสู่ชั้นของวัสดุธาตุหนักส่งผลให้เกิดปรากฏการณ์สปินออร์บิททอร์คที่บริเวณรอยต่อระหว่างชั้นวัสดุและทำให้เกิดการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมน การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนภายในวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกสามารถอธิบายได้ด้วยสมการลันดาวัน-ลิฟต์ซิป-กิลเบิร์ต (Landau-Lifshitz-Gilbert, LLG) ที่คิดผลของสปินออร์บิททอร์ค งานวิจัยนี้จะทำการพิจารณาการเคลื่อนที่ของสปินที่เวลาใดๆ ด้วยวิธีการคำนวณเชิงตัวเลข Heun scheme และการหาผลเฉลยเชิงวิเคราะห์เพื่อนำไปสู่การคำนวณหาความเร็วในการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน ระยะเลื่อน และกระแสวิกฤตซึ่งเป็นกระแสที่น้อยที่สุดที่ทำให้กำแพงโดเมนเริ่มเคลื่อนที่

2. วัตถุประสงค์

งานวิจัยนี้ทำการศึกษาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนในโครงสร้าง HM/CoFeB/MgO ที่ขับเคลื่อนด้วยสปินออร์บิททอร์ค ด้วยวิธีการคำนวณเชิงตัวเลข เพื่อพิจารณาผลของสปินออร์บิททอร์คที่มีต่อความกว้างของกำแพงโดเมน (domain wall width) ความเร็วการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน (domain wall velocity) และระยะเลื่อนของกำแพงโดเมน (domain wall shift)

3. วิธีดำเนินการวิจัยและผลการคำนวณ

งานวิจัยนี้จะทำการดำเนินการวิจัยออกเป็นสองส่วนหลักได้แก่ การคำนวณค่าคงที่ความหน่วงของโครงสร้างวัสดุ CoFeB/MgO และการพิจารณาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนในโครงสร้าง HM/CoFeB/MgO โดยทั้งสองส่วนจะทำการคำนวณด้วยแบบจำลองระดับอะตอมผ่านสมการการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชัน LLG ดังรายละเอียดต่อไปนี้

3.1 การคำนวณค่าคงที่ความหน่วงของวัสดุ CoFeB/MgO

ในลำดับแรกจะทำการศึกษาพลวัตของแมกนีไทเซชัน (magnetisation dynamic) ภายในวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติกซึ่งมีความสำคัญต่อการพัฒนาประสิทธิภาพของอุปกรณ์หน่วยความจำ เนื่องจากความเร็วในการบันทึกและอ่านข้อมูลรวมถึงการใช้พลังงานจะขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าวิกฤต (critical current density) ซึ่งเป็นกระแสไฟฟ้าที่น้อยที่สุดที่ใช้ในการกลับทิศทางของแมกนีไทเซชันและขึ้นอยู่กับคุณสมบัติทางพลวัตของแมกนีไทเซชันในวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติกนั้นๆ โดยความเร็วพลวัตของแมกนีไทเซชันสามารถอธิบายได้ด้วยพารามิเตอร์ความหน่วงของกิลเบิร์ต (Gilbert damping parameter) ซึ่งเป็นพารามิเตอร์ที่แสดงถึงการถ่ายโอนพลังงานระหว่างพลังงานภายนอก (extrinsic energy) กับแมกนีไทเซชันซึ่งเป็นพลังงานภายใน (intrinsic energy) ของวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติก ปัจจุบันมีการนำวัสดุ CoFeB/MgO ที่มีค่าแอนไอโซโทโรปีสูงและตั้งฉากกับระนาบของฟิล์มมาใช้ใน

หน่วยความจำแบบเรซแทรคและ STT-MRAM เพื่อมีอายุการใช้งานที่ยาวนานขึ้นและสามารถเพิ่มความจุในขณะที่ขนาดของอุปกรณ์ถูกทำให้เล็กลง นอกจากนี้วัสดุดังกล่าวยังมีพารามิเตอร์ความหน่วงของกิลเบิร์ตที่มีค่าต่ำซึ่งช่วยให้อุปกรณ์หน่วยความจำมีความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าวิกฤตน้อยและส่งผลให้ใช้พลังงานต่ำในการบันทึกและอ่านข้อมูล ดังนั้น โครงสร้างวัสดุ CoFeB/MgO จึงเป็นโครงสร้างที่เหมาะสมสำหรับการนำมาประยุกต์ใช้เพื่อพัฒนาอุปกรณ์หน่วยความจำแบบเรซแทรค

พารามิเตอร์ความหน่วงของกิลเบิร์ตภายในวัสดุแม่เหล็กมีความสำคัญต่อการออกแบบหน่วยความจำแบบเรซแทรคมากซึ่งสามารถศึกษา 2 วิธีได้แก่ วิธีการเชิงทดลองและวิธีการเชิงทฤษฎี โดยการศึกษาดังกล่าวใช้เทคนิคการสั่นพ้องของวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติก (ferromagnetic resonance technique, FMR) ซึ่งเป็นเทคนิคที่ทำให้เกิดพลวัตของแมกนีไทเซชันด้วยการป้อนพลังงานจากภายนอกโดยใช้สนามแม่เหล็กภายนอกพร้อมกับคลื่นไมโครเวฟ จากนั้นพลวัตของแมกนีไทเซชันภายในวัสดุแม่เหล็กจะถูกวัดด้วยหัววัดแม่เหล็กและเปลี่ยนพลวัตของแมกนีไทเซชันให้เป็นพารามิเตอร์ความหน่วงของกิลเบิร์ต อย่างไรก็ตามการวัดพารามิเตอร์ความหน่วงของกิลเบิร์ตในวิธีการเชิงทดลองมีความซับซ้อนและใช้เวลานานในกระบวนการเตรียมวัสดุและการทดลอง ยิ่งไปกว่านั้นอาจมีค่าใช้จ่ายสูงสำหรับการทดลองและการวัดพลวัตของแมกนีไทเซชันในแต่ละวัสดุที่มีเงื่อนไขการทดลองที่แตกต่างกัน ปัจจุบันการศึกษาพลวัตของแมกนีไทเซชันด้วยวิธีการเชิงทฤษฎีด้วยสมการแลนดาว ลีฟชิตซ์ กิลเบิร์ต (Landau-Lifshitz-Gilbert; LLG) ได้รับความนิยมอย่างแพร่หลาย การพิจารณาการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันด้วยสมการ LLG จำเป็นต้องใช้พารามิเตอร์ความหน่วงที่เหมาะสมเพื่อให้การคำนวณมีความถูกต้อง โดยการกำหนดค่าพารามิเตอร์ความหน่วงของกิลเบิร์ตที่ใช้ในการอธิบายพลวัตของแมกนีไทเซชันจะได้มาจากการทดลอง การสุ่มค่าที่มีค่าน้อยๆ (0.01-0.1) หรือจากการคำนวณด้วยวิธีการคำนวณด้วย first principle calculation ซึ่งเป็นการคำนวณที่ค่อนข้างซับซ้อนและยุ่งยาก ดังนั้นในงานวิจัยนี้จะทำการพิจารณาพารามิเตอร์ความหน่วงของกิลเบิร์ตในโครงสร้าง CoFeB/MgO ด้วยแบบจำลองวัสดุแม่เหล็กในระดับอะตอม (atomistic magnetic modeling) ด้วยสมการ LLG การพิจารณาด้วยแบบจำลองในระดับอะตอมจะทำให้สามารถคำนวณพารามิเตอร์ความหน่วงของกิลเบิร์ตที่เกิดจากผลของพลังงานภายในและพลังงานภายนอกของวัสดุแม่เหล็กได้และจะนิยามพารามิเตอร์ความหน่วงของกิลเบิร์ตที่มีผลของพลังงานเหล่านั้นว่า ค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผล (effective damping constant; α_{eff}) เมื่อคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลของวัสดุ CoFeB/MgO ที่มีความถูกต้องและสอดคล้องกับค่าที่วัดได้จากการทดลองแล้ว จากนั้นค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลดังกล่าวจะถูกนำไปคำนวณพลวัตของแมกนีไทเซชันที่เกิดขึ้นภายในกำแพงโดเมนในโครงสร้าง HM/CoFeB/MgO ต่อไป

ค่าคงที่ความหน่วงสามารถคำนวณได้จากการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันภายในชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โร ซึ่งการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันสามารถพิจารณาได้จากสมการ LLG ดังนี้

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \frac{-\gamma}{(1+\alpha^2)} \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \quad (5)$$

เมื่อ \mathbf{M} เป็นเวกเตอร์หนึ่งหน่วยของแมกนีไทเซชันและ \mathbf{H}_{eff} เป็นสนามแม่เหล็กประสิทธิผลซึ่งประกอบด้วยสนามแม่เหล็กภายนอก สนามแอนไอโซโทรปี สนามแม่เหล็กคู่อั้ว สนามที่เกิดจากความร้อน และสนามปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยน ซึ่งสนามแม่เหล็กประสิทธิผลสามารถพิจารณาได้จากฮามิลโทเนียนสปินแบบดั้งเดิม (classical spin Hamiltonian; \mathcal{H}) ดังสมการ

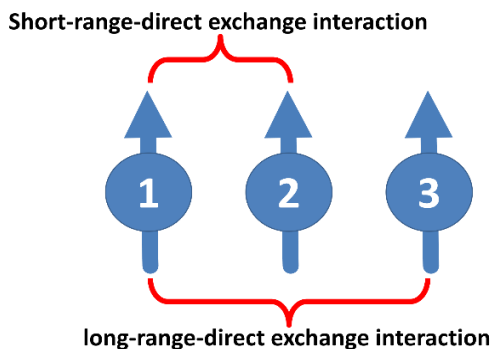
$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{exc}} + \mathcal{H}_{\text{ani}} + \mathcal{H}_{\text{app}} + \mathcal{H}_{\text{dip}} \quad (6)$$

เมื่อ \mathcal{H}_{exc} คือพลังงานปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยน \mathcal{H}_{ani} คือพลังงานแอนไอโซโทรปี \mathcal{H}_{app} คือพลังงานแม่เหล็กภายนอกและ \mathcal{H}_{dip} คือพลังงานลดสภาพความเป็นแม่เหล็ก โดยพลังงานเหล่านี้จะเกิดขึ้นภายในและภายนอกวัสดุแม่เหล็กซึ่งสามารถอธิบายได้ดังนี้

3.1.1 พลังงานปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยน

พลังงานปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนระหว่างสปินภายในวัสดุแม่เหล็กเกิดจากสปินที่อยู่ใกล้กันและมีระดับชั้นพลังงานใกล้เคียงกันจนเกิดการซ้อนทับของพลังงาน สปินเหล่านี้มีโอกาสเคลื่อนที่ไปอยู่ในออร์บิทัล (orbital) ที่ใกล้เคียงและเกิดการจัดเรียงของสปินในทิศทางขนานหรือตรงกันข้าม โดยทั่วไปปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนระหว่างสปินสามารถแบ่งเป็น 3 ประเภทได้แก่

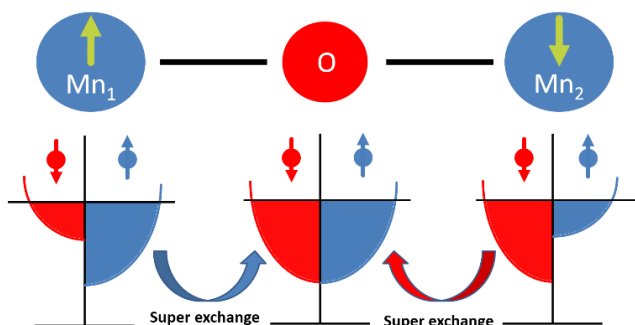
1) ปฏิสัมพันธ์โดยตรง (direct exchange) ซึ่งเกิดจากการแลกเปลี่ยนปฏิสัมพันธ์ของสปินที่อยู่ใกล้เคียงกันภายในวัสดุแม่เหล็ก โดยสามารถแบ่งปฏิสัมพันธ์โดยตรงออกเป็นสองแบบคือ ปฏิสัมพันธ์โดยตรงระยะใกล้ (short-range-direct exchange interaction) และปฏิสัมพันธ์โดยตรงระยะไกล (long-range-direct exchange interaction) ซึ่งสามารถอธิบายได้ดังรูปที่ 11 จากภาพดังกล่าว สปินจะถูกวางเรียงกันโดยกำหนดให้สปินหมายเลข 1 เป็นสปินที่ถูกพิจารณา จะเห็นว่าปฏิสัมพันธ์โดยตรงระยะใกล้เกิดขึ้นระหว่างสปินหมายเลข 1 กับสปินหมายเลข 2 เนื่องจากเป็นสปินข้างเคียงที่มีระยะใกล้ที่สุด (nearest neighbor) และปฏิสัมพันธ์โดยตรงระยะไกลเกิดขึ้นเฉพาะสปินหมายเลข 1 กับสปินหมายเลข 3 เท่านั้น



รูปที่ 11 การเกิดปฏิสัมพันธ์โดยตรงระยะใกล้และปฏิสัมพันธ์โดยตรงระยะไกล

2) ปฏิสัมพันธ์โดยอ้อม (indirect exchange) เป็นปฏิสัมพันธ์ที่เกิดจากสปินของอิเล็กตรอนอิสระกระทำต่อสปินตัวที่พิจารณาภายในวัสดุแม่เหล็ก เช่น การเกิดปฏิสัมพันธ์โดยอ้อมของสปินซึ่งเกิดจากการป้อนกระแสภายนอกซึ่งมีสปินโพลาไรซ์เข้าไปภายในวัสดุแม่เหล็ก จากนั้นสปินโพลาไรซ์เหล่านี้เกิดปฏิสัมพันธ์กับสปินภายในวัสดุแม่เหล็ก

3) ปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนแบบพิเศษ (superexchange) เป็นปฏิสัมพันธ์โดยตรงระยะใกล้ชนิดหนึ่งที่เกิดขึ้นภายในวัสดุแอนติเฟอร์โรแมกเนติก (antiferromagnetic) โดยปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนแบบพิเศษจะเกิดขึ้นระหว่างอะตอมของธาตุแม่เหล็กกับอะตอมของธาตุที่ไม่เป็นแม่เหล็กเช่น วัสดุแอนติเฟอร์โรแมกเนติกที่ทำจาก MnO ซึ่งมีการจัดเรียงอะตอมดังรูปที่ 12 จากภาพสามารถอธิบายได้ว่า อะตอมของ Mn_1 และอะตอมของ Mn_2 จะมีผลรวมสปินที่มีทิศทางตรงกันข้ามซึ่งเป็นคุณสมบัติของวัสดุแอนติเฟอร์โรแมกเนติกและผลรวมสปินของอะตอม O จะมีค่าเท่ากับศูนย์หรือไม่มีความเป็นแม่เหล็ก โดยการจัดเรียงตัวของอะตอมในลักษณะนี้จะทำให้เกิดปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนแบบพิเศษระหว่างสปินขึ้นของอะตอม Mn_1 กับสปินลงของอะตอม O และในขณะเดียวกันจะเกิดปฏิสัมพันธ์ระหว่างสปินลงของอะตอม Mn_2 กับสปินลงของอะตอม O ด้วย



รูปที่ 12 การจัดเรียงอะตอมของวัสดุแอนติเฟอร์โรแมกเนติกที่ทำจาก MnO ซึ่งทำให้เกิดปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนแบบพิเศษ

จากที่กล่าวมาข้างต้น ในงานวิจัยนี้จะเน้นพิจารณาเฉพาะปฏิสัมพันธ์โดยตรงระยะใกล้เท่านั้น โดยการพิจารณาพลังงานปฏิสัมพันธ์ระยะใกล้สามารถเขียนให้อยู่ในรูปความสัมพันธ์ของไฮเซนเบิร์ก (Heisenberg form) ดังสมการ

$$\mathcal{H}_{exc} = -\sum_{i \neq j} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (7)$$

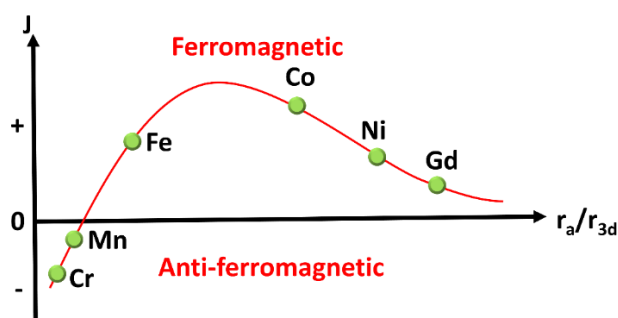
เมื่อ J_{ij} คือค่าคงที่ปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนระหว่างสปิน i และ j ซึ่งอยู่ติดกัน
 \mathbf{S}_i และ \mathbf{S}_j คือเวกเตอร์หนึ่งหน่วยของสปินที่ตำแหน่ง i และ j ตามลำดับ

จากความสัมพันธ์ในสมการที่ (7) จะพบว่าพลังงานปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนจะมีค่ามากหรือน้อยขึ้นอยู่กับมุมระหว่างทิศทางของ \mathbf{S}_i และ \mathbf{S}_j ซึ่งจากดังกล่าวสามารถเขียนสมการได้ใหม่ดังนี้

$$\mathcal{H}_{exc} = -\sum_{i \neq j} J_{ij} |\mathbf{S}_i| |\mathbf{S}_j| \cos \theta \quad (7)$$

เมื่อ θ คือมุมระหว่างทิศทางของ \mathbf{S}_i และ \mathbf{S}_j

โดยจากสมการที่ (7) สามารถกล่าวได้ว่าค่าพลังงานปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนสามารถมีค่าได้ทั้งบวกและลบขึ้นอยู่กับการจัดเรียงตัวของสปินภายในวัสดุแม่เหล็ก โดยเมื่อค่าพลังงานปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนมีค่าเป็นบวกแสดงว่า \mathbf{S}_i และ \mathbf{S}_j มีทิศขนานกันหรือทำมุม 0 องศา ในทางกลับกันถ้าเมื่อค่าพลังงานปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนมีค่าเป็นลบแสดงว่า \mathbf{S}_i และ \mathbf{S}_j มีทิศตรงกันข้ามหรือทำมุม 180 องศา นอกจากนี้กราฟเบทสลาเตอร์ (Bethe- Slater curve) ยังแสดงค่าคงที่ปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนที่เป็นบวกสำหรับวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรซึ่งมีการจัดเรียงตัวของสปินในทิศทางเดียวกันและวัสดุแอนติเฟอร์โรซึ่งมีสปินในแลตทิซย่อยจัดเรียงตัวในทิศทางตรงข้ามสลับกันไปและมีค่าคงที่ปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนที่เป็นลบดังรูปที่ 13



รูปที่ 13 กราฟแสดงค่าคงที่ปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนของวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรและวัสดุแม่เหล็กแอนติเฟอร์โรของเบทสลาเตอร์

3.1.2 พลังงานแอนไอโซโทรปี

แอนไอโซโทรปีเป็นคุณสมบัติภายในวัสดุที่สำคัญซึ่งส่งผลต่อลักษณะของฮิสเทอรีซิส (hysteresis loop) ที่แตกต่างกัน โดยทั่วไปแอนไอโซโทรปีสามารถแบ่งได้เป็น 4 ประเภทคือ แอนไอโซโทรปีของผลึก (crystalline anisotropy) แอนไอโซโทรปีของรูปร่าง (shape anisotropy) แอนไอโซโทรปีที่เกิดจากความเค้นและความเครียด (stress and strain anisotropy) และแอนไอโซโทรปีแลกเปลี่ยน (exchange anisotropy) เพื่อความสะดวกเข้าใจจะกล่าวถึงเฉพาะแอนไอโซโทรปีของผลึกที่เป็นธาตุแม่เหล็กเท่านั้น โดยทั่วไปแมกนีไทเซชันของวัสดุแม่เหล็กสามารถเรียงตัวไปในทิศทางใดทิศทางหนึ่งซึ่งการเรียงตัวดังกล่าวเกิดจากการเคลื่อนที่ของสปินหรือการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนรอบออร์บิทัล ในขณะที่ไม่มีการให้สนามแม่เหล็กจากภายนอกทิศทางเริ่มต้นของสปินจะมีทิศทางใดทิศทางหนึ่งซึ่งมีเสถียรภาพที่สุดเรียกว่า ทิศทางแกนง่าย (easy axis) โดยทิศทางแกนง่ายจะมีทิศที่แตกต่างกันขึ้นอยู่กับโครงสร้างของผลึกแต่ละชนิด การให้สนามแม่เหล็กภายนอกไปยังวัสดุแม่เหล็กจะทำให้สปินมีทิศทางออกจากแกนง่ายและเรียงตัวในทิศทางเดียวกับทิศทางของสนามแม่เหล็ก โดยการที่จะให้สปินมีทิศทางเดียวกับสนามแม่เหล็กภายนอกต้องอาศัยพลังงานเท่ากับพลังงานแอนไอโซโทรปี หรือกล่าวได้ว่าพลังงานแอนไอโซโทรปีเป็นพลังงานซึ่งรักษาทิศทางของสปินให้มีทิศทางเดียวกับทิศทางแกนง่าย และโดยทั่วไปรูปแบบของพลังงานแอนไอโซโทรปีของผลึกของวัสดุแม่เหล็กจะถูกพิจารณาในรูปของแอนไอโซโทรปีแกนเดียว (uniaxial anisotropy) ดังสมการ

$$\mathcal{H}_{ani} = K_0 + K_1 \sin^2 \phi + K_2 \sin^4 \phi + \dots \quad (8)$$

เมื่อ K_0 , K_1 และ K_2 เป็นค่าคงที่แอนไอโซโทรปี

ϕ เป็นมุมระหว่างทิศทางของสปินกับทิศทางแกนง่าย

จากสมการที่ (8) พบว่าเทอมแรกเป็นเทอมที่ไม่ขึ้นกับมุมทำให้ไม่แสดงความสัมพันธ์ระหว่างทิศทางของสปินกับทิศทางแกนง่ายและเทอมที่สามเป็นต้นไปมีค่าน้อยจึงสามารถละเลยได้ ดังนั้นสมการที่ (8) สามารถเขียนใหม่ได้ดังนี้

$$\mathcal{H}_{ani} = K_1 \sin^2 \phi \quad (9)$$

เมื่อ $\sin^2 \phi = 1 - \cos^2 \phi$ จะได้

$$\mathcal{H}_{ani} = K_1 - K_1 \cos^2 \phi \quad (10)$$

เมื่อเทอมแรกเป็นเทอมที่ไม่ขึ้นกับมุมซึ่งไม่แสดงความสัมพันธ์ระหว่างทิศทางของสปินกับทิศทางแกนง่ายจึงไม่นำมาพิจารณาได้ และจาก $\mathbf{S} \cdot \mathbf{e} = |\mathbf{S}| |\mathbf{e}| \cos \phi$ เมื่อ \mathbf{S} และ \mathbf{e} เป็นเวกเตอร์หนึ่งหน่วยของสปินและแกนง่ายตามลำดับ ดังนั้นสมการที่ (10) สามารถเขียนใหม่

ดังนี้

$$\mathcal{H}_{ani} = -K_1 (\mathbf{S} \cdot \mathbf{e})^2 \quad (11)$$

กรณีที่พิจารณาพลังงานแอนไอโซโทรปีของวัสดุแม่เหล็กทั้งหมดในระบบและกำหนดให้ $K_1 = K_u$ เนื่องจากการพิจารณาแอนไอโซโทรปีแกนเดียวจึงสามารถเขียนสมการที่ (11) ได้ใหม่ดังนี้

$$\mathcal{H}_{ani} = -K_u \sum_n (\mathbf{S}_n \cdot \mathbf{e})^2 \quad (12)$$

ดังนั้นจากสมการที่ (12) ทำให้สามารถคำนวณพลังงานแอนไอโซโทรปีระหว่างแกนง่ายและสปินทุกตัวในวัสดุแม่เหล็กได้

3.1.3 พลังงานแม่เหล็กภายนอก

การป้อนสนามแม่เหล็กไปยังวัสดุแม่เหล็กเพื่อเหนี่ยวนำให้วัสดุแม่เหล็กมีอำนาจความเป็นแม่เหล็กหรือทำให้แมกนีไทเซชันภายในวัสดุแม่เหล็กมีทิศทางเดียวกับสนามแม่เหล็กภายนอก ซึ่งพลังงานของสนามแม่เหล็กที่ถูกป้อนให้กับวัสดุแม่เหล็กสามารถถูกเรียกอีกอย่างหนึ่งว่า พลังงานซีมาน (Zeeman energy) ซึ่งเกิดจากปฏิสัมพันธ์ระหว่างสปินภายในวัสดุกับสนามแม่เหล็กที่ถูกป้อนเข้าไป โดยพลังงานดังกล่าวสามารถคำนวณได้จากสมการ

$$\mathcal{H}_{app} = -\mu_s \sum_n \mathbf{S}_n \cdot \mathbf{H}_{app} \quad (13)$$

เมื่อ μ_s คือโมเมนต์แม่เหล็กของสปิน

\mathbf{H}_{app} คือเวกเตอร์หนึ่งหน่วยของทิศทางสนามแม่เหล็กภายนอก

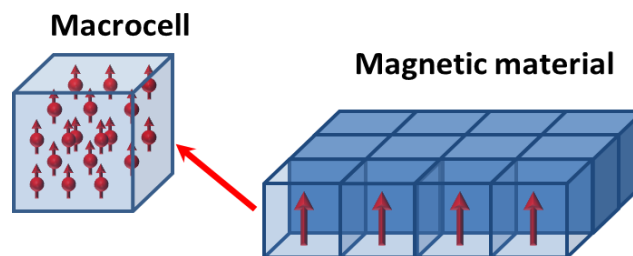
3.1.4 พลังงานลดสภาพความเป็นแม่เหล็ก

พลังงานลดสภาพความเป็นแม่เหล็กเป็นพลังงานที่ลดความเป็นแม่เหล็กของวัสดุแม่เหล็กซึ่งเกิดจากปฏิสัมพันธ์ระหว่างสนามแม่เหล็กในทิศทางตรงข้ามกับทิศทางของแมกนีไทเซชันภายในวัสดุแม่เหล็ก โดยทั่วไปพลังงานลดสภาพความเป็นแม่เหล็กสามารถเกิดได้ 2 กรณีได้แก่ สนามที่เกิดจากภายในวัสดุเอง (self demagnetising field) และสนามที่เกิดจากวัสดุแม่เหล็กใกล้เคียง ดังนั้นถ้าพิจารณาสปินหนึ่งตัวภายในวัสดุแม่เหล็กจะพบว่า พลังงานลดสภาพความเป็นแม่เหล็กสามารถเกิดขึ้นภายในตัวสปินเองและจากสปินตัวอื่นๆ ภายในวัสดุแม่เหล็กเช่นกัน แต่อย่างไรก็ตามพลังงานลดสภาพความเป็นแม่เหล็กที่เกิดขึ้นภายในตัวเองของสปินมีค่าน้อยซึ่งสามารถละเลยได้ ดังนั้นจะกล่าวถึงการพิจารณาพลังงานลดสภาพความเป็นแม่เหล็กของสปินโดยรอบที่ส่งผลต่อสปินตัวที่พิจารณาเท่านั้น แต่เนื่องจากแบบจำลองในระดับอะตอม

จะพิจารณาทุกสปินภายในวัสดุจึงทำให้ใช้เวลามากในการคำนวณด้วยวิธีการเชิงตัวเลข เพื่อลดระยะเวลาการคำนวณดังกล่าวจึงจำเป็นต้องใช้เทคนิคของโบร์เนอร์ (Boerner) ซึ่งเป็นวิธีที่ใช้การแบ่งวัสดุแม่เหล็กเป็นเซลล์แม่เหล็กโดยแต่ละเซลล์เรียกว่า มาโครเซลล์ (macrocell) ดังรูปที่ 14 จากรูปแต่ละมาโครเซลล์จะถูกแทนด้วยทิศทางของโมเมนต์แม่เหล็กซึ่งเกิดจากการเฉลี่ยทิศทางของสปินทั้งหมดภายในมาโครเซลล์ และสามารถพิจารณาพลังงานการลดสภาพความเป็นแม่เหล็กในรูปของโมเมนต์แม่เหล็กทั้งหมดภายในวัสดุได้ตามสมการ

$$\mathcal{H}_{dip} = -\sum_{i \neq j} \left[\frac{3(\vec{\mu}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \mathbf{r}_{ij}) - (\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j)}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \right] \quad (14)$$

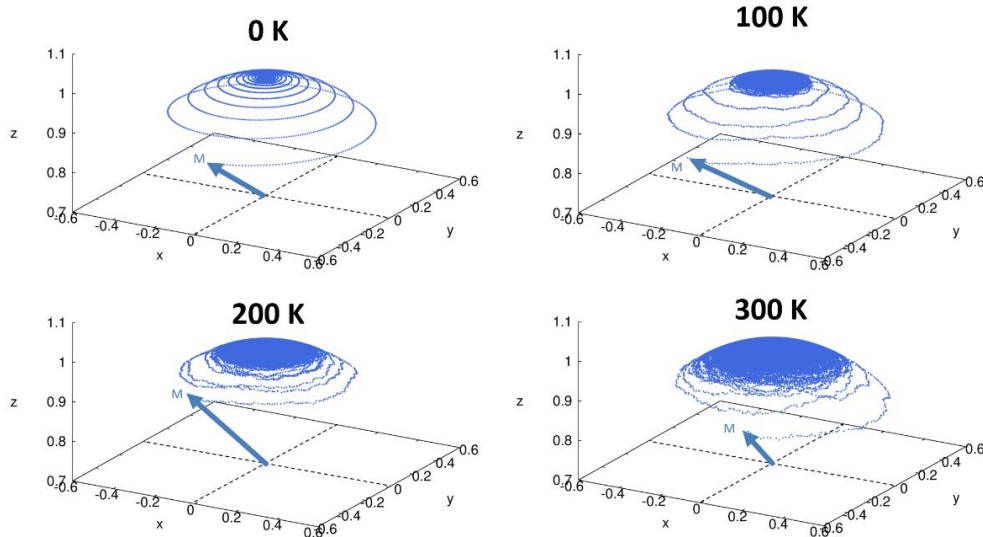
เมื่อ $\vec{\mu}_i$ และ $\vec{\mu}_j$ คือโมเมนต์แม่เหล็กของแมกโครเซลล์ที่ i และ j ตามลำดับ
 \mathbf{r}_{ij} คือเวกเตอร์หนึ่งหน่วยระหว่างแมกโครเซลล์
 $|\mathbf{r}_{ij}|$ คือระยะห่างระหว่างแมกโครเซลล์ที่ i และ j



รูปที่ 14 การแบ่งวัสดุแม่เหล็กเป็นมาโครเซลล์ซึ่งมีทิศทางของโมเมนต์แม่เหล็กที่คำนวณมาจากการเฉลี่ยทิศทางของสปินภายในมาโครเซลล์

3.1.5 พลังงานความร้อน

หน่วยความจำเชิงแม่เหล็กต้องทำงานภายใต้อุณหภูมิสูงหรือมีความร้อนเข้ามารบกวนระบบอย่างหลีกเลี่ยงไม่ได้ ดังนั้นการพิจารณาพลังงานความร้อนในระบบวัสดุแม่เหล็กจึงมีความสำคัญมากเนื่องจากผลของความร้อนจะส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันอย่างมีนัยสำคัญ เมื่อพิจารณาการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่มีผลกระทบจากอุณหภูมิแสดงดังรูปที่ 15 พบว่าที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน แมกนีไทเซชันจะหมุนเข้าสู่ทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอกได้โดยไม่มีการกวัดแกว่งเนื่องจากผลทางความร้อน (thermal fluctuation) แต่เมื่ออุณหภูมิสูงขึ้นพบว่าแมกนีไทเซชันมีการเคลื่อนที่แบบกวัดแกว่งมากขึ้น โดยสังเกตได้ว่าที่อุณหภูมิ 300 เคลวิน แมกนีไทเซชันจะเกิดการกวัดแกว่งมากที่สุดซึ่งทำให้แมกนีไทเซชันใช้เวลานานในการเข้าสู่สภาวะสมดุลได้



รูปที่ 15 การเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันใน 3 มิติ ที่อุณหภูมิต่างๆ

นอกจากนี้พบว่าการกวัดแกว่งทางความร้อนมีรูปแบบที่ไม่แน่นอนและหาความสัมพันธ์เชิงสมการที่แน่นอนไม่ได้ ดังนั้นการพิจารณาผลของความร้อนในระบบวัสดุแม่เหล็กจึงพิจารณาในรูปสนามแบบสุ่ม (random field) โดยที่สนามความร้อนจะมีการกระจายตัวแบบเกาส์เซียน (Guassain' distribution) และเป็นฟังก์ชันกับเวลา (t) ซึ่งแสดงดังสมการ

$$\mathbf{H}_{th}(t) = \Gamma(t)\sigma \quad (15)$$

เมื่อ $\mathbf{H}_{th}(t)$ เป็นสนามความร้อนในระบบ

$\Gamma(t)$ เป็นจำนวนสุ่ม (random number) ที่มีการกระจายตัวแบบเกาส์เซียนซึ่งมีค่าเฉลี่ยเป็นศูนย์และมีส่วนเบี่ยงเบนมาตรฐาน (σ) คือ

$$\sigma = \sqrt{\frac{2\alpha k_B T}{\gamma \mu_s \Delta t}} \quad (16)$$

เมื่อ α คือค่าคงที่ความหน่วง

$k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ คือค่าคงที่ของโบลทซ์มาน (Boltzman constant)

T คืออุณหภูมิของระบบ

$\gamma = 1.76 \times 10^{11} \text{ T}^{-1} \text{ s}^{-1}$ คืออัตราส่วนไจโรแมกเนติก (gyromagnetic ratio)

t คือเวลา

จากสมการที่ (15) พบว่าอุณหภูมิแปรผันตรงกับส่วนเบี่ยงเบนมาตรฐาน ดังนั้นการกระจายตัวแบบเกาส์เซียนจึงกว้างขึ้นเมื่ออุณหภูมิเพิ่มสูงขึ้นซึ่งสอดคล้องกับรูปที่ 15 และเมื่อ

แทนสมการที่ (16) ในสมการที่ (15) จะสามารถพิจารณาสนามความร้อนได้ดังนี้

$$\mathbf{H}_{th}(t) = \Gamma(t) \sqrt{\frac{2\alpha k_B T}{\gamma \mu_s \Delta t}} \quad (17)$$

จากที่กล่าวมาข้างต้นทำให้สามารถพิจารณาพลังงานรวมของสปินตัวที่ i ดังนี้

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\sum_{i \neq j} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - K_u \sum_i (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{e})^2 - \mu_s \sum_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{H}_{app} \\ & - \sum_{i \neq j} \left[\frac{3(\bar{\mu}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\bar{\mu}_j \cdot \mathbf{r}_{ij}) - (\bar{\mu}_i \cdot \bar{\mu}_j)}{|\bar{\mathbf{r}}_{ij}|^3} \right] \end{aligned} \quad (18)$$

3.1.6 สนามแม่เหล็กประสิทธิผล

จากหัวข้อที่ผ่านมาเป็นการพิจารณาพลังงานต่างๆ ซึ่งเกิดขึ้นในวัสดุแม่เหล็ก แต่เพื่อศึกษาพลวัตของแมกนีไทเซชันจำเป็นต้องพิจารณาพลังงานเหล่านั้นให้อยู่ในรูปของสนามที่เกิดขึ้นทั้งภายในและภายนอกวัสดุซึ่งได้แก่ สนามปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยน สนามแอนไอโซโทรปี สนามแม่เหล็กภายนอก สนามลบล้างความเป็นแม่เหล็กและสนามความร้อน โดยการพิจารณาสมการพลังงานของระบบให้เป็นสมการสนามแม่เหล็กสามารถทำได้โดยการหาอนุพันธ์ของสมการที่ (19) และสามารถเขียนผลรวมของสนามต่างๆ ในรูปของสนามแม่เหล็กประสิทธิผล (\mathbf{H}_{eff}) ดังสมการ

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathcal{H}' + \mathbf{H}_{th}(t) \quad (19)$$

เมื่อ

$$\mathcal{H}' = -\frac{\partial}{\mu_s \partial \mathbf{S}_i} \left[\sum_{i \neq j} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + K_u \sum_i (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{e})^2 + \mu_s \sum_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{H}_{app} \right] - \frac{\partial \mathcal{H}_i^{dip}}{\partial \bar{\mu}} \quad (20)$$

โดยเทอมแรกเป็นเทอมที่พิจารณาอนุพันธ์ย่อยของสปินและเทอมที่สองเป็นเทอมที่พิจารณาอนุพันธ์ย่อยของมาโครเซลล์ของพลังงานลดสภาพความเป็นแม่เหล็ก จากการหาอนุพันธ์ของสมการที่ (20) จึงสามารถคำนวณค่าอนุพันธ์อันดับที่หนึ่งของฮามิลโทเนียนสปินแบบดั้งเดิมได้ดังนี้

$$\mathcal{H}' = \sum_{i \neq j} \frac{J_{ij} \mathbf{S}_j}{\mu_s} + \frac{2K_u}{\mu_s} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{e}) \mathbf{e} + \mathbf{H}_{app} + |\vec{\mu}_j| \sum_{i \neq j} \left[\frac{3(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \mathbf{r}_{ij}) \mathbf{r}_{ij} - \boldsymbol{\mu}_j}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \right] \quad (21)$$

เมื่อ $|\vec{\mu}_j|$ และ $\boldsymbol{\mu}_j = \sum_{i=1}^n \mathbf{S}_i / n$ คือขนาดและเวกเตอร์หนึ่งหน่วยของโมเมนต์แม่เหล็กซึ่งเป็นการเฉลี่ยทิศทางของเวกเตอร์หนึ่งหน่วยของสปินภายในมาโครเซลล์ที่ j n คือจำนวนของสปินภายในมาโครเซลล์

แต่พบว่าในเทอมที่สี่ของสมการ (21) มีหน่วยอยู่ในระบบเซนติเมตร-กรัม-วินาที (centimetre-gram-second system; CGS) ซึ่งสามารถเปลี่ยนให้อยู่ในระบบหน่วย SI ได้ด้วยการคูณสัมประสิทธิ์ $\mu_0 |\vec{\mu}_m| / 4\pi a^3$ ในเทอมที่สี่และเขียนใหม่ได้เป็น

$$\mathcal{H}' = \sum_{i \neq j} \frac{J_{ij} \mathbf{S}_j}{\mu_s} + \frac{2K_u}{\mu_s} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{e}) \mathbf{e} + \mathbf{H}_{app} + \frac{\mu_0 |\vec{\mu}_j|}{4\pi a^3} \sum_{i \neq j} \left[\frac{3(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \mathbf{r}_{ij}) \mathbf{r}_{ij} - \boldsymbol{\mu}_j}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \right] \quad (22)$$

เมื่อ μ_0 คือสภาพให้ซึมซาบได้ของอวกาศ (permeability of free space) a คือระยะห่างระหว่างอะตอมในแลตทิซ

ดังนั้นสามารถคำนวณสนามประสิทธิผลที่กระทำต่อแมกนีไทเซชันได้ดังนี้

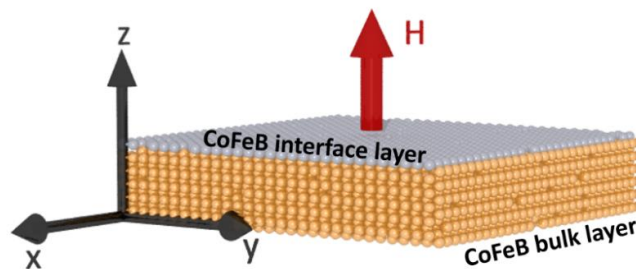
$$\mathbf{H}_{eff} = \sum_{i \neq m} \frac{J_{ij} \mathbf{S}_j}{\mu_s} + \frac{2K_u}{\mu_s} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{e}) \mathbf{e} + \mathbf{H}_{app} + \frac{\mu_0 |\vec{\mu}_j|}{4\pi a^3} \sum_{i \neq j} \left[\frac{3(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \mathbf{r}_{ij}) \mathbf{r}_{ij} - \boldsymbol{\mu}_j}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \right] + \Gamma(t) \sqrt{\frac{2\alpha k_B T}{\gamma \mu_s \Delta t}} \quad (23)$$

สมการที่ (23) จะถูกนำไปใช้ในการพิจารณาสนามต่างๆ ที่มีผลต่อการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันภายในวัสดุแม่เหล็ก โดยสนามแม่เหล็กประสิทธิผลที่เกิดขึ้นจะถูกนำไปแทนค่าในสมการ LLG

3.1.7 การกำหนดโครงสร้างวัสดุ CoFeB/MgO ในแบบจำลองระดับอะตอม

ในหัวข้อนี้จะอธิบายขั้นตอนการพิจารณาโครงสร้างและพารามิเตอร์เพื่อคำนวณพลวัตของแมกนีไทเซชัน โดยพบว่าคุณสมบัติของโครงสร้าง CoFeB/MgO ทำให้อะตอมของวัสดุ CoFeB ที่บริเวณรอยต่อระหว่างชั้น CoFeB กับ MgO มีคุณสมบัติที่แตกต่างจากชั้นแบร์์ซึ่ง

ส่งผลให้ค่าคงที่แอนไอโซโทรปี ค่าคงที่ปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนและค่าคงที่ความหน่วงที่ชั้นรอยต่อของวัสดุ CoFeB มีค่าสูงกว่าชั้นแบ็ค ดังนั้นการจำลองโครงสร้างจึงต้องพิจารณาวัสดุ CoFeB เป็นฟิล์ม 2 ชั้น ได้แก่ ชั้นรอยต่อและชั้นแบ็คดังรูปที่ 16 โดยวัสดุ CoFeB จะถูกเหนี่ยวนำด้วยสนามแม่เหล็ก (\mathbf{H}) ในทิศทาง z เพื่อให้เกิดการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันภายในวัสดุ นอกจากนี้คุณสมบัติทางแม่เหล็กของชั้นรอยต่อและชั้นแบ็คจะถูกกำหนดด้วยค่าคงที่ที่เหมาะสมที่ได้มาจากการคำนวณและถูกเปรียบเทียบจากการวัดในเชิงการทดลองซึ่งสามารถแสดงค่าพารามิเตอร์ของวัสดุ CoFeB ได้ดังตารางที่ 1



รูปที่ 16 โครงสร้างชั้น CoFeB ซึ่งถูกกำหนดให้มีชั้นรอยต่อและชั้นแบ็ค

ตารางที่ 1 พารามิเตอร์ในชั้นรอยต่อและชั้นแบ็คของวัสดุ CoFeB

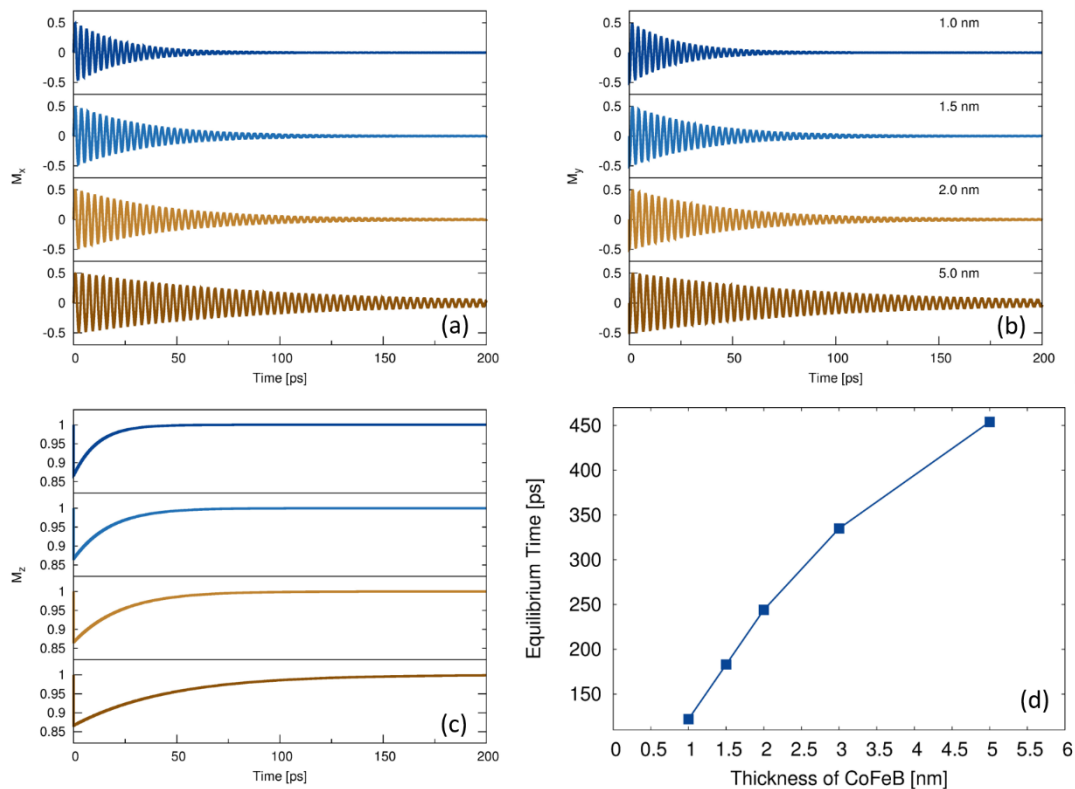
พารามิเตอร์	ชั้นรอยต่อ	ชั้นแบ็ค
ค่าคงที่ความหน่วง (α)	0.11	0.003
ค่าคงที่ปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยน ($J / link$)	1.547×10^{-20}	7.735×10^{-21}
ค่าโมเมนต์แม่เหล็ก (μ_s)	1.63	1.63
ค่าคงที่แอนไอโซโทรปี ($J / atom$)	1.35×10^{-22}	0.0

ในการคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลจำเป็นต้องทำการคำนวณพลวัตของแมกนีไทเซชันเพื่อศึกษาพฤติกรรมของการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันในสภาวะต่างๆ โดยในหัวข้อนี้จะทำการคำนวณการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่มีผลของความหนา ขนาดของสนามแม่เหล็กภายนอกและอุณหภูมิ โดยมีรายละเอียดดังต่อไปนี้

3.1.8 ความหนาที่ส่งผลต่อพลวัตของแมกนีไทเซชัน

ในหัวข้อนี้จะกล่าวถึงผลการคำนวณพลวัตของแมกนีไทเซชันด้วยแบบจำลองระดับอะตอมดังรายละเอียดที่ได้กล่าวไว้ข้างต้น โดยในลำดับแรกจะทำการศึกษาผลของความหนาของชั้นแบ็คที่มีผลต่อพลวัตของแมกนีไทเซชันของวัสดุ CoFeB ที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน โดยกำหนดให้ขนาดพื้นที่หน้าตัดของแผ่นฟิล์ม CoFeB มีค่าเท่ากับ 20×20 ตารางนาโนเมตร และ

แผ่นฟิล์ม CoFeB จะถูกเพิ่มความหนาจาก 1.0 ถึง 5.0 นาโนเมตร ผลการคำนวณจะพิจารณาของความหนาของชั้นแบร์คที่มีต่อการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันแสดงดังรูปที่ 17 โดยพบว่าเมื่อความหนาของชั้นแบร์คเพิ่มขึ้นการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันเพื่อเข้าสู่ทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอกจะใช้เวลาเพิ่มขึ้นซึ่งเกิดจากค่าคงที่ความหน่วงของวัสดุ CoFeB ที่ลดลง กล่าวคือเมื่อทำการเพิ่มความหนาของชั้นแบร์คจะทำให้ค่าคงที่ความหน่วงของวัสดุ CoFeB สู้อู่เข้าสู่ค่าคงที่ความหน่วงของชั้นแบร์คซึ่งมีค่าน้อยส่งผลให้แมกนีไทเซชันใช้เวลามากขึ้นในการเคลื่อนที่เข้าสู่สภาวะสมดุลแสดงดังรูปที่ 17 (d)



รูปที่ 17 (a) (b) และ (c) การเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันเข้าสู่ทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอกในองค์ประกอบ x y และ z ตามลำดับ (d) ความสัมพันธ์ระหว่างความหนาของวัสดุ CoFeB กับเวลาที่แมกนีไทเซชันเคลื่อนที่เข้าสู่สภาวะสมดุล

3.1.9 สนามแม่เหล็กภายนอกที่ส่งผลต่อพลวัตของแมกนีไทเซชัน

นอกจากการศึกษาผลกระทบจากความหนาของฟิล์ม CoFeB ที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันแล้ว ในลำดับถัดไปจะกล่าวถึงการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่มีผลกระทบจากขนาดของสนามแม่เหล็กสนามแม่เหล็กภายนอก โดยระบบถูกกำหนดให้มีค่าพารามิเตอร์เหมือนกับในกรณีที่แล้ว แต่จะกำหนดให้ความหนาของฟิล์ม CoFeB มีค่าเท่ากับ 2.0 นาโน

เมตร และทำการเปลี่ยนแปลงค่าสนามแม่เหล็กภายนอกจาก 0.1 ถึง 10 เทสลา รูปที่ 18 (a) แสดงการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันในองค์ประกอบ y ซึ่งกำลังเคลื่อนที่แบบหมุนวนรอบทิศทางสนามแม่เหล็กภายนอกที่มีขนาดต่างๆ โดยพบว่าสนามแม่เหล็กภายนอกที่มีขนาดเล็ก ($H = 0.1 T$) จะทำให้การเคลื่อนที่แบบหมุนวนของแมกนีไทเซชันมีความถี่ต่ำและยังส่งผลให้แมกนีไทเซชันเคลื่อนที่เข้าสู่ทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอกได้ช้า แต่เมื่อสนามแม่เหล็กภายนอกมีขนาดใหญ่ขึ้น ($H = 10.0 T$) ความถี่ของการหมุนวนของแมกนีไทเซชันจะเพิ่มมากขึ้น และส่งผลให้แมกนีไทเซชันเคลื่อนที่เข้าสู่ทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอกได้เร็ว หมายความว่าสนามแม่เหล็กขนาดใหญ่จะทำให้เกิดแรงบิดกระทำต่อแมกนีไทเซชันมาก โดยผลการคำนวณยังแสดงให้เห็นว่าขนาดของสนามแม่เหล็กภายนอกมีผลอย่างมากต่อความถี่ในการเคลื่อนที่แบบหมุนวนของแมกนีไทเซชันอย่างมีนัยสำคัญ โดยความถี่ของการเคลื่อนที่แบบหมุนวนของแมกนีไทเซชันสามารถประมาณค่าด้วยการกำหนดเส้นโค้งพลวัตของแมกนีไทเซชันด้วยสมการดังนี้

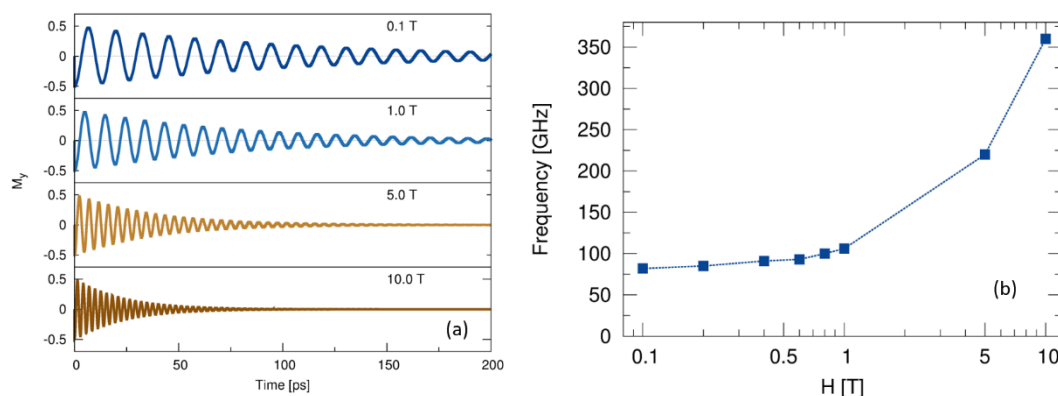
$$\mathbf{M} = A \cos(2\pi ft) e^{-t/\tau}$$

เมื่อ A คือขนาดของแมกนีไทเซชัน

f คือความถี่ของการเคลื่อนที่แบบหมุนวน

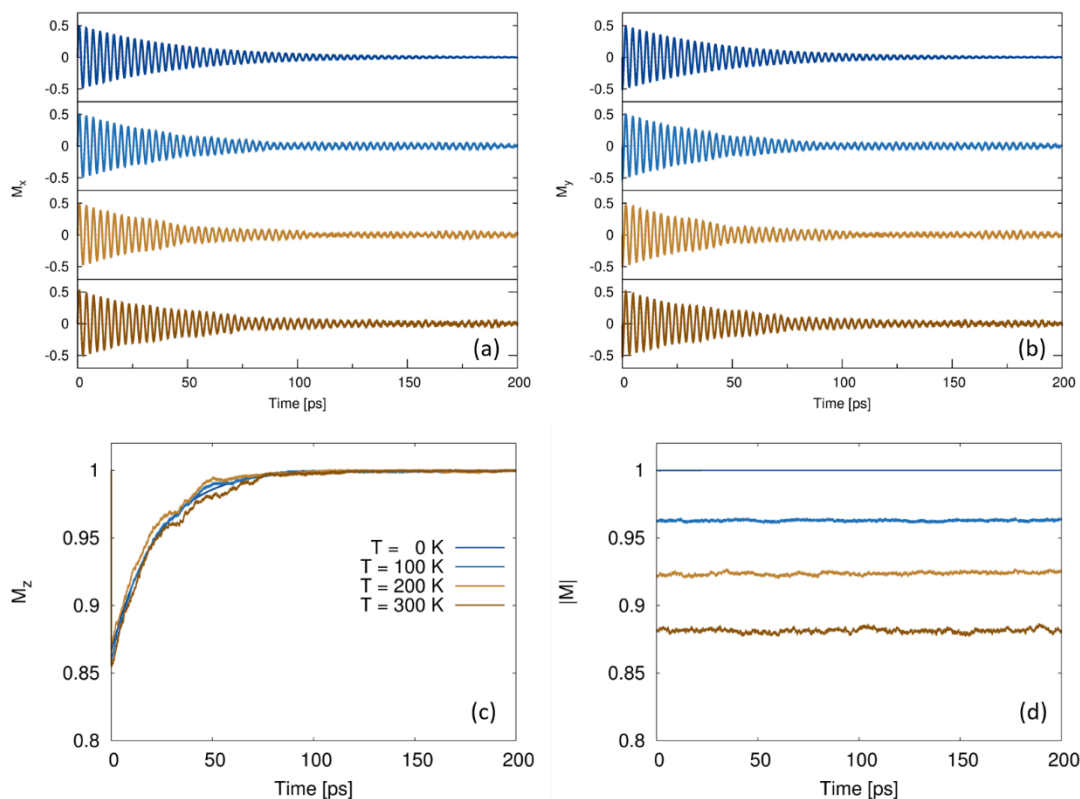
τ คือเวลาการเคลื่อนที่เข้าสู่สมดุลของแมกนีไทเซชัน

รูปที่ 18 (b) แสดงให้เห็นถึงการเพิ่มขึ้นของความถี่ของการเคลื่อนที่แบบหมุนวนของแมกนีไทเซชันเมื่อสนามแม่เหล็กภายนอกมาค่าเพิ่มขึ้น โดยค่าความถี่จะอยู่ในช่วง 100 กิกะเฮิรตซ์ เมื่อสนามแม่เหล็กภายนอกมีขนาดอยู่ในช่วง 0.1 ถึง 1 เทสลา ซึ่งความถี่ดังกล่าวมีแนวโน้มที่สอดคล้องกับความถี่ที่วัดได้จากการทดลองของอิฮามะและคณะ [Phys. Rev. B 89, 174416 (2014)]



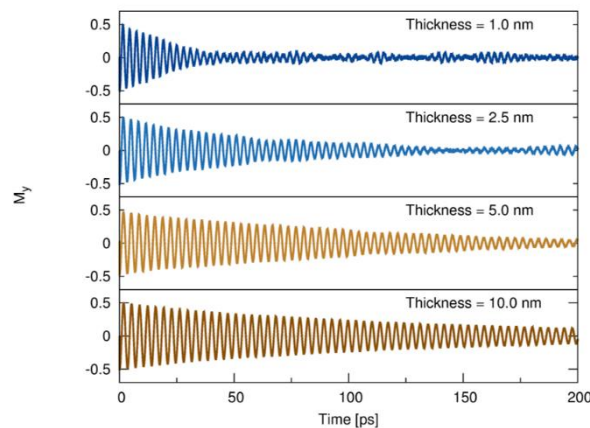
รูปที่ 18 การเคลื่อนที่แบบหมุนวนรอบทิศทางสนามแม่เหล็กภายนอกที่มีขนาดต่างๆ (b) ความสัมพันธ์ระหว่างความถี่ของการเคลื่อนที่แบบหมุนวนต่อขนาดสนามแม่เหล็กภายนอก

การศึกษาผลของความหนาและผลของสนามแม่เหล็กภายนอกที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน ซึ่งส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของแมกนีเซชันเป็นการศึกษาผลกรณีในอุดมคติเท่านั้น โดยในการทำงานของหน่วยความจำแบบเรซแทรคจำเป็นต้องศึกษาผลของอุณหภูมิที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันภายในวัสดุแม่เหล็ก CoFeB โดยผลของอุณหภูมิจึงส่งผลให้หน่วยความจำมีอายุการใช้งานที่สั้นลงและอาจทำให้การบันทึกข้อมูลมีความคลาดเคลื่อนได้ ดังนั้นในลำดับต่อไปจะกล่าวถึงการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่พิจารณาผลของอุณหภูมิโดยกำหนดให้ขนาดของวัสดุ CoFeB มีค่าเท่ากับ $20 \times 20 \times 2.0$ ลูกบาศก์นาโนเมตร และกำหนดให้ขนาดของสนามแม่เหล็กภายนอกซึ่งมีทิศทางตามแนวแกน z มีค่าเท่ากับ 10 เทสลา โดยพิจารณาการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่มีผลของอุณหภูมิตั้งแต่ 0 ถึง 300 องศาเคลวิน จากรูปที่ 19 (a) (b) และ (c) แสดงการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันในองค์ประกอบ x y และ z ตามลำดับ โดยพบว่า การเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันในแต่ละองค์ประกอบเกิดการกวัดแกว่งขณะเคลื่อนที่เข้าสู่ทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอกซึ่งการกวัดแกว่งดังกล่าวมีลักษณะที่เพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิตั้งแต่เพิ่มขึ้น



รูปที่ 19 (a) (b) และ (c) การเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันเข้าสู่ทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอกที่อุณหภูมิต่างๆ ในองค์ประกอบ x y และ z ตามลำดับ (d) ขนาดของแมกนีไทเซชัน

นอกจากนี้รูปที่ 19 (d) แสดงให้เห็นว่าอุณหภูมิที่เพิ่มขึ้นยังส่งผลให้ขนาดของแมกนีไทเซชันลดลง โดยสามารถอธิบายในเชิงกายภาพได้ว่า ที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน และมีการป้อนสนามแม่เหล็กภายนอกให้กับวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติก ทิศทางการเคลื่อนที่ของสปินภายในวัสดุจะขึ้นอยู่กับสนามแม่เหล็กภายนอกเพียงอย่างเดียวและไม่เกิดการกวัดแกว่งทางความร้อน แต่เมื่ออุณหภูมิเพิ่มขึ้น สปินภายในวัสดุจะถูกรบกวนด้วยสนามความร้อนส่งผลให้การเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันมีทิศทางการเคลื่อนที่แบบสุ่มและทำให้ผลรวมทิศทางของสปินมีค่าลดลง ยิ่งไปกว่านั้นถ้าเพิ่มอุณหภูมิเพิ่มสูงขึ้นถึงค่าหนึ่งจะพบว่า การกวัดแกว่งดังกล่าวส่งผลให้ผลรวมของทิศทางของสปินและค่าของแมกนีไทเซชันมีค่าเข้าใกล้ศูนย์ซึ่งจะส่งผลให้วัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติกเปลี่ยนคุณสมบัติเป็นวัสดุแม่เหล็กพารา โดยอุณหภูมิที่ทำให้เกิดการเปลี่ยนแปลงดังกล่าวเรียกว่าอุณหภูมิของคูรี



รูปที่ 20 การเคลื่อนที่แบบหมุนวนรอบทิศทางสนามแม่เหล็กภายนอกของแมกนีไทเซชันในองค์ประกอบ y ที่อุณหภูมิ 300 เคลวิน เมื่อความหนาของชั้นแบร์คมีค่าต่างๆ

นอกจากนี้ได้ทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุ CoFeB และกำหนดให้อุณหภูมิของวัสดุ CoFeB มีค่าเท่ากับ 300 เคลวิน โดยผลการคำนวณการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันในกรณีดังกล่าวแสดงรูปที่ 20 ซึ่งพบว่า การกวัดแกว่งของแมกนีไทเซชันมีการลดลงเมื่อความหนาของชั้น CoFeB มีความหนาเพิ่มขึ้นเนื่องจาก เมื่อวัสดุมีขนาดใหญ่ขึ้นสปินภายในวัสดุจะมีจำนวนมากขึ้น และเมื่อป้อนสนามความร้อนให้กับวัสดุ สนามความร้อนจะแพร่และกระจายตัวภายในวัสดุ ดังนั้นเมื่อปริมาตรของวัสดุเพิ่มขึ้นการกวัดแกว่งของการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันจึงลดลง จากการคำนวณการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันข้างต้นพบว่าผลมีความสอดคล้องและเหมาะสมในการนำไปใช้คำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลได้ โดยในลำดับถัดไปจะกล่าวถึงการพิจารณาการเคลื่อนที่ของสปินเดี่ยวเพื่อนำไปสู่การคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลของโครงสร้าง CoFeB/MgO ซึ่งมีรายละเอียดดังต่อไปนี้

3.1.10 การคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผล

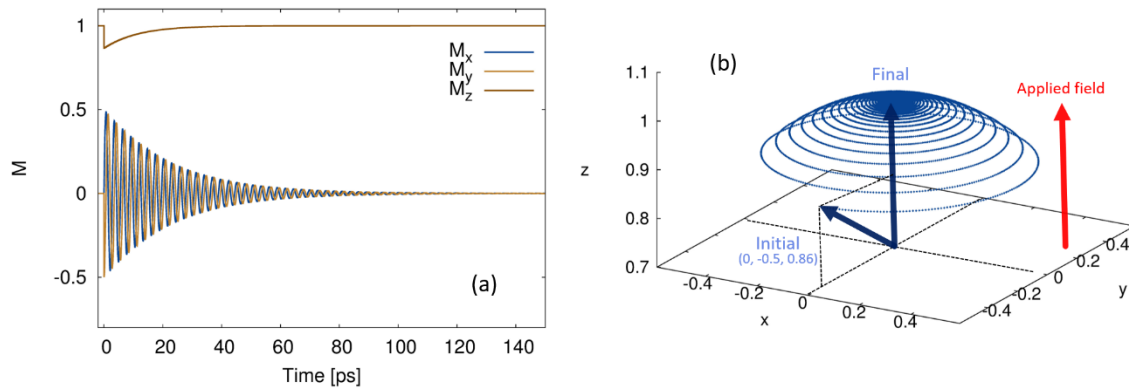
การคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลภายในวัสดุแม่เหล็กจำเป็นต้องเหนี่ยวนำวัสดุแม่เหล็กเพื่อกระตุ้นให้เกิดการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันภายในระบบ สามารถอธิบายได้ตามขั้นตอนดังนี้

ขั้นตอนที่ 1 ในสภาวะเริ่มต้นจะกำหนดให้แมกนีไทเซชันของวัสดุ CoFeB มีค่าเป็นศูนย์ หรือกล่าวอีกนัยหนึ่งว่า กำหนดให้สปินทุกตัวภายในวัสดุมีการจัดเรียงตัวแบบสุ่มซึ่งทำให้ทิศทางของสปินเกิดการหักล้างกันภายในวัสดุและส่งผลรวมของสปินมีค่าเป็นศูนย์ จากนั้นจะทำการบ่อนสนามแม่เหล็กของ 10 เทสลา ในทิศทาง z (0, 0, 1) จะถูกบ่อนให้กับวัสดุแม่เหล็กเพื่อทำการเหนี่ยวนำให้แมกนีไทเซชันเคลื่อนที่ไปยังพิกัด (0, 0, 1)

ขั้นตอนที่ 2 สปินทุกตัวในวัสดุแม่เหล็กจะถูกหมุนออกจากแกน z ด้วยมุม 30 องศา ซึ่งอยู่ในระนาบ $-yz$ (ทิศทางของสปินจะอยู่ในพิกัด (0, -0.5, 0.86))

ขั้นตอนที่ 3 ทำการคำนวณพลวัตของแมกนีไทเซชันซึ่งเคลื่อนที่เข้าสู่สภาวะสมดุลในทิศทาง z (0, 0, 1) โดยการใช้สมการ LLG ด้วยวิธีการคำนวณเชิงตัวเลขฮอยน์สกีม

จากขั้นตอนข้างต้นทำให้สามารถคำนวณพลวัตของแมกนีไทเซชันในวัสดุแม่เหล็กที่ถูกเหนี่ยวนำด้วยสนามแม่เหล็กได้ และเพื่อความเข้าใจยิ่งขึ้นจะแสดงผลการคำนวณพลวัตของแมกนีไทเซชันเบื้องต้นซึ่งถูกคำนวณโดยกำหนดให้ขนาดของชั้น CoFeB ให้มีค่าเท่ากับ $20 \times 20 \times 0.5$ ลูกบาศก์นาโนเมตร และมีอุณหภูมิของระบบเท่ากับ 0 เคลวิน ซึ่งมีผลการคำนวณดังรูปที่ 21 โดยจากรูปที่ 21 (a) แสดงการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันในแต่ละองค์ประกอบซึ่งจะเห็นว่าที่เวลา 0 พิโควินาที ทิศทางของแมกนีไทเซชันจะเริ่มต้นจาก 0 -0.5 และ 0.86 ในองค์ประกอบ x y และ z ตามลำดับ โดยแมกนีไทเซชันจะเคลื่อนที่เข้าสู่ทิศทาง z ตามทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอกซึ่งสังเกตได้จากองค์ประกอบของแมกนีไทเซชันในแนวแกน x และ y มีค่าเป็น 0 และองค์ประกอบในแนวแกน z มีค่าเป็น 1 ที่เวลาประมาณ 120 พิโควินาที รูปที่ 21 (b) แสดงผลการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันใน 3 มิติ ซึ่งจะเห็นจุดเริ่มต้นของแมกนีไทเซชันอยู่ที่พิกัด (0, -0.5, 0.86) และจุดสุดท้ายอยู่ที่พิกัด (0, 0, 1) หรือมีทิศทางตามทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอก



รูปที่ 21 (a) การเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันในแต่ละองค์ประกอบ (b) แสดงการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันใน 3 มิติ

จากการคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลข้างต้นทำให้สามารถคำนวณการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่พิจารณาผลของสนามแม่เหล็กภายนอก สนามแอนไอโซโทรปี สนามปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนและสนามความร้อนได้ ในงานวิจัยนี้จะใช้ผลเฉลยเชิงวิเคราะห์ของสมการสปีนเดี่ยวจากสมการ LLG ซึ่งเป็นฟังก์ชันไฮเพอร์โบลิก (hyperbolic function) ที่ขึ้นอยู่กับเวลาในการกำหนดเส้นโค้งของแมกนีไทเซชัน ซึ่งอธิบายการเคลื่อนที่ของสปีนหนึ่งตัวภายใต้สนามแม่เหล็กและการเคลื่อนที่ของสปีนเดี่ยวในองค์ประกอบ x y และ z สามารถแสดงได้ดังสมการ

$$\begin{aligned} S_x(t) &= \operatorname{sech}\left(\frac{\alpha\gamma\mathbf{H}}{1+\alpha^2}t\right)\sin\left(\frac{\gamma\mathbf{H}}{1+\alpha^2}t\right) \\ S_y(t) &= -\operatorname{sech}\left(\frac{\alpha\gamma\mathbf{H}}{1+\alpha^2}t\right)\cos\left(\frac{\gamma\mathbf{H}}{1+\alpha^2}t\right) \\ S_z(t) &= \tanh\left(\frac{\alpha\gamma\mathbf{H}}{1+\alpha^2}t\right) \end{aligned} \quad (24)$$

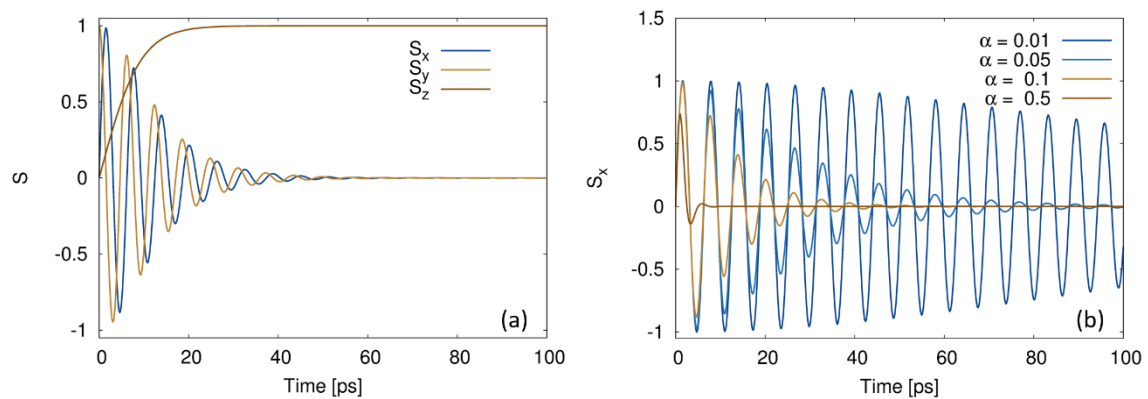
โดยที่ $S_x(t)$ คือองค์ประกอบของสปีนเดี่ยวที่ขึ้นอยู่กับเวลาในแกน x

$S_y(t)$ คือองค์ประกอบของสปีนเดี่ยวที่ขึ้นอยู่กับเวลาในแกน y

$S_z(t)$ คือองค์ประกอบของสปีนเดี่ยวที่ขึ้นอยู่กับเวลาในแกน z

จากสมการที่ (24) จะพบว่าค่าคงที่ความหน่วงมีผลต่อลักษณะการเคลื่อนที่ของสปีน ดังนั้นในส่วนนี้จะทำการศึกษาผลดังกล่าวโดยทำการพิจารณาการเคลื่อนที่ของสปีนที่ค่าคงที่ความหน่วง 0.1 และกำหนดให้ทิศทางของสปีนเริ่มต้นและทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอกอยู่ในแนวแกน y และ z ตามลำดับ จะทำให้สามารถคำนวณการเคลื่อนที่ของสปีนเดี่ยวในแต่ละองค์ประกอบได้ดังรูปที่ 22 (a) จากภาพแสดงทิศทางเริ่มต้นของสปีนเดี่ยวในแนวแกน y และเมื่อกำหนดให้สนามแม่เหล็กภายนอกอยู่ในแนวแกน z จะทำให้สปีนเดี่ยวเคลื่อนที่เข้าสู่ทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอกซึ่งพบว่าองค์ประกอบของสปีนเดี่ยวในแนวแกน x และ y

จะมีค่าเป็น 0 และองค์ประกอบของสปินเดี่ยวในแนวแกน z จะมีค่าเป็น 1 เมื่อสปินเข้าสู่สภาวะสมดุลซึ่งใช้เวลาประมาณ 60 พิโควินาที



รูปที่ 22 (a) การเคลื่อนที่ของสปินเดี่ยวเข้าสู่ทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอก (b) การเคลื่อนที่ของสปินเดี่ยวในองค์ประกอบ x ซึ่งมีการเปลี่ยนแปลงค่าคงที่ความหน่วง

นอกจากนั้นยังพบว่า การเปลี่ยนแปลงค่าคงที่ความหน่วงส่งผลต่อเวลาการเคลื่อนที่ของสปินเดี่ยวในการเข้าสู่ทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอก โดยในกรณีนี้จะทำการเปลี่ยนแปลงค่าคงที่ความหน่วงตั้งแต่ 0.01-0.5 ซึ่งผลการคำนวณแสดงดังรูปที่ 22 (b) โดยจากภาพแสดงองค์ประกอบของสปินเดี่ยวในแกน x และพบว่า การเพิ่มขึ้นของค่าคงที่ความหน่วงจะส่งผลให้สปินเดี่ยวเคลื่อนที่เข้าสู่ทิศทางของสนามแม่เหล็กได้เร็วขึ้น

การคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิภาพของโครงสร้าง CoFeB/MgO สามารถทำได้โดยนำพลวัตของแมกนีไทเซชันที่ได้จากการคำนวณเชิงตัวเลขของแบบจำลองในระดับอะตอมมากำหนดเส้นโค้งเทียบกับสมการสปินเดี่ยวโดยกำหนดให้

$$k_1 = \frac{\alpha\gamma\mathbf{H}}{1+\alpha^2}t \quad (25)$$

และ

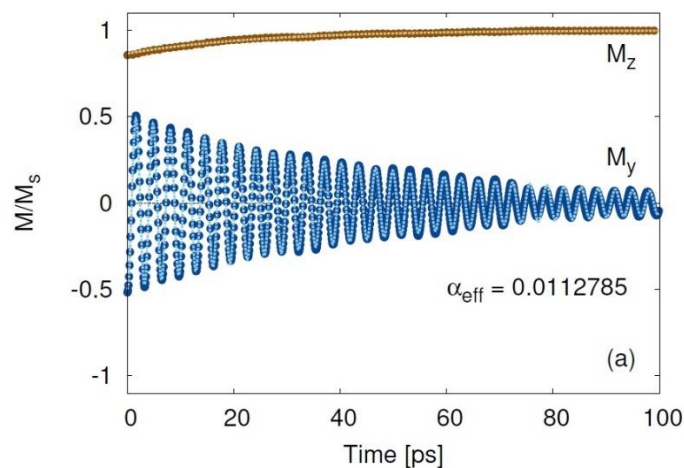
$$k_2 = \frac{\gamma\mathbf{H}}{1+\alpha^2}t \quad (26)$$

เมื่อนำสมการที่ (25) และ (26) ไปแทนในสมการที่ (24) จะทำให้ได้สมการสปินเดี่ยวที่สามารถใช้ในการกำหนดเส้นโค้งของแมกนีไทเซชันได้ดังนี้

$$\begin{aligned} S_x(t) &= \text{sech}(k_1)\sin(k_2) \\ S_y(t) &= -\text{sech}(k_1)\cos(k_2) \\ S_z(t) &= \tanh(k_1) \end{aligned} \quad (27)$$

จากสมการที่ (27) จะทำให้สามารถคำนวณค่าสัมประสิทธิ์ k_1 ได้จากการกำหนดเส้นโค้งในองค์ประกอบ z จากนั้นนำค่าสัมประสิทธิ์ k_1 ที่ได้แทนในองค์ประกอบ x หรือ y ของสมการที่ (27) จะทำให้สามารถคำนวณค่าสัมประสิทธิ์ k_2 ได้ และจากสมการที่ (25) และ (26) ยังสามารถคำนวณค่าคงที่ความหน่วงโดยใช้ความสัมพันธ์ระหว่างสัมประสิทธิ์ k_1 และ k_2 ซึ่งได้จากการกำหนดเส้นโค้งของแมกนีไทเซชันดังนี้

$$\alpha = \frac{k_1}{k_2} \quad (28)$$



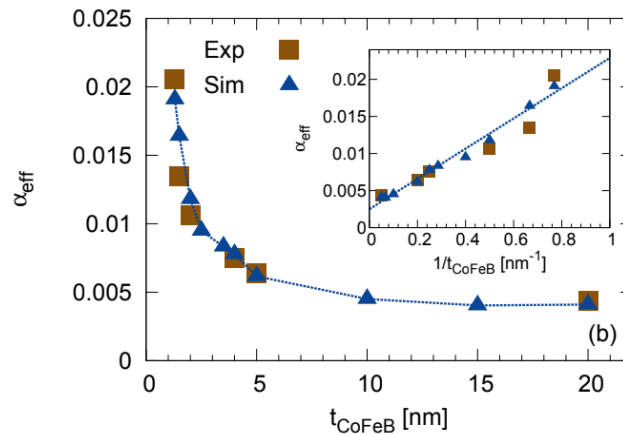
รูปที่ 23 ตัวอย่างการกำหนดเส้นโค้งของแมกนีไทเซชันในองค์ประกอบ x และ z

รูปที่ 23 แสดงการกำหนดเส้นโค้งของแมกนีไทเซชันที่คำนวณได้จากแบบจำลองในระดับอะตอมด้วยวิธีการคำนวณเชิงตัวเลข โดยกำหนดให้ความหนาของฟิล์ม CoFeB มีค่าเท่ากับ 2 นาโนเมตร และระบบถูกคำนวณด้วยอุณหภูมิ 300 เคลวิน จากการกำหนดเส้นโค้งพบว่าสมการการเคลื่อนที่ของสปินเดี่ยวสามารถใช้กำหนดเส้นโค้งการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่ได้จากวิธีการคำนวณเชิงตัวเลขได้เป็นอย่างดี และการกำหนดเส้นโค้งทำให้สามารถคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลได้เท่ากับ 0.0113 ซึ่งเกิดจากอัตราส่วนระหว่าง k_1 และ k_2 ดังนั้นจากสมการที่ (26) จะทำให้สามารถคำนวณค่าคงที่ความหน่วงของแมกนีไทเซชันภายในวัสดุแม่เหล็กที่มีผลของสนามแม่เหล็กภายนอก สนามแม่เหล็กแอนไอโซโทรปี สนามปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนและสนามความร้อนได้ โดยค่าคงที่ความหน่วงที่มีผลของสนามเหล่านี้จะถูกนิยามใหม่เป็นค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผล (α_{eff}) และในลำดับถัดไปจะทำการอภิปรายผลการคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลที่พิจารณาผลกระทบจากความหนาของชั้นฟิล์ม CoFeB และอุณหภูมิซึ่งมีผลการคำนวณดังต่อไปนี้

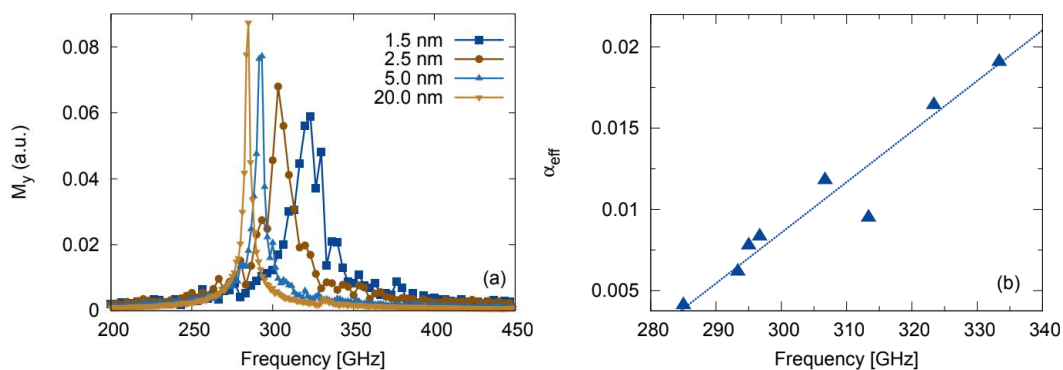
3.1.11 ความหนาของวัสดุ CoFeB ที่มีผลต่อค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผล

การลดขนาดของหน่วยความจำแบบเรขาคณิตให้มีขนาดเล็กลงแต่ยังมีประสิทธิภาพในการทำงานที่ดี จำเป็นต้องศึกษาขนาดและความหนาของชั้นฟิล์มที่มีผลต่อคุณสมบัติทางแม่เหล็กของวัสดุที่นำมาใช้ในหน่วยความจำ ในหัวข้อนี้จะอภิปรายผลของความหนาของฟิล์ม CoFeB ที่มีผลต่อค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผล โดยพารามิเตอร์ของฟิล์ม CoFeB แสดงดังตารางที่ 1 ระบบจะถูกคำนวณด้วยอุณหภูมิ 300 เคลวิน และขนาดของฟิล์มดังกล่าวถูกกำหนดให้มีค่าเท่ากับ 20x20 ตารางนาโนเมตร จากนั้นจะทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุ CoFeB จาก 1.3 ถึง 20 นาโนเมตร เพื่อเปรียบเทียบผลค่าคงที่ความหน่วงกับผลการวัดของฮิคเคะ [10] ผลการคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลแสดงดังรูปที่ 24 จากผลการคำนวณสามารถอธิบายค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลที่มีต่อของหนาความของฟิล์มได้เป็นสามช่วงได้แก่ 1) ช่วงที่ความหนาของชั้นฟิล์ม CoFeB ต่ำกว่า 2 นาโนเมตร ขนาดของค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลจะลดด้วยการเพิ่มขึ้นของความหนาของชั้นฟิล์ม CoFeB 2) ช่วงที่ความหนาของชั้นฟิล์ม CoFeB อยู่ระหว่าง 2 ถึง 5 นาโนเมตร ขนาดของค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลจะลดลงแบบเชิงเส้นเมื่อความหนาของชั้นฟิล์ม CoFeB เพิ่มขึ้น 3) ช่วงที่ความหนาของชั้นฟิล์ม CoFeB มากกว่า 5 นาโนเมตร ขนาดของค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลจะเป็นค่าคงที่ซึ่งมีค่าใกล้เคียงกับค่าคงที่ความหน่วงของชั้นแบ็คซึ่งมีค่าอยู่ที่ 0.003 ดังนั้นจึงสามารถอธิบายได้ว่าผลของรอยต่อของฟิล์มส่งผลต่อค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลเมื่อชั้นฟิล์ม CoFeB เป็นฟิล์มบาง ในขณะที่การเพิ่มขึ้นของค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลถูกควบคุมด้วยค่าคงที่ความหน่วงของชั้นแบ็ค โดยจากกราฟย่อยของรูปที่ 24 แสดงค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลที่เป็นฟังก์ชันของ $1/t_{\text{CoFeB}}$ พบว่าค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลที่เป็นฟังก์ชันของ $1/t_{\text{CoFeB}}$ แสดงความสัมพันธ์เป็นแบบเชิงเส้นแต่ไม่สามารถพบความสัมพันธ์แบบเชิงเส้นได้เมื่อฟิล์ม CoFeB เป็นฟิล์มบาง

นอกจากนี้รูปที่ 24 ยังแสดงค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลที่มีความสอดคล้องกับผลค่าคงที่ความหน่วงที่วัดได้จากการทดลองของฮิคเคะและคณะ [Nature materials 9, 721 (2010)] เป็นอย่างดี โดยแนวโน้มของค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลที่สอดคล้องกับค่าคงที่ความหน่วงที่วัดได้จากการทดลองแสดงให้เห็นถึงการกำหนดพารามิเตอร์ในการคำนวณที่มีความถูกต้องสำหรับการคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลโดยใช้แบบจำลองในระดับอะตอม



รูปที่ 24 การเปรียบเทียบค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลที่ได้จากการคำนวณกับค่าคงที่ความหน่วงที่ได้จากการทดลองที่อุณหภูมิ 300 เคลวิน



รูปที่ 25 การเปรียบเทียบค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลกับค่าคงที่ความหน่วงของอิคเคตะและคณะ [Nature materials 9, 721 (2010)] ที่อุณหภูมิ 300 เคลวิน

นอกจากการเปรียบเทียบผลค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลกับผลที่ได้จากการทดลองแล้ว ในงานวิจัยนี้ได้คำนวณความถี่ของการเคลื่อนที่แบบหมุนวนของแมกนีไทเซชันในฟิล์ม CoFeB ผ่านการใช้เทคนิคการแปลงฟูเรียอย่างรวดเร็ว (fast fourier transform) และทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของฟิล์มตั้งแต่ 1.5 ถึง 20 นาโนเมตร โดยพบว่าความหนาของชั้นฟิล์ม CoFeB ส่งผลต่อความถี่ในการเคลื่อนที่แบบหมุนวนของแมกนีไทเซชันซึ่งแสดงดังรูปที่ 25 (a) จากภาพแสดงการลดลงของความถี่ในการเคลื่อนที่แบบหมุนวนของแมกนีไทเซชันเมื่อความหนาของชั้นฟิล์ม CoFeB มีค่าเพิ่มขึ้นและยังพบว่าขนาดของการเคลื่อนที่แบบหมุนวนมีค่าสูงเนื่องจากการป้อนสนามเหล็กภายนอกขนาดใหญ่ (10T) จากนั้นได้ทำการพิจารณาความถี่ในการเคลื่อนที่แบบหมุนวนของแมกนีไทเซชันต่อการเพิ่มขึ้นของค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลดังแสดงดังรูปที่ 25 (b) และพบว่าค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลมีการเพิ่มขึ้นแบบเชิงเส้นเมื่อความถี่ในการเคลื่อนที่แบบหมุนวนของแมกนีไทเซชันมีค่ามากขึ้นซึ่งผลดังกล่าวมีความสอดคล้องกับผลการทดลองของลูและคณะ (G. Lu et al.) ที่ได้ทำการศึกษาความสัมพันธ์

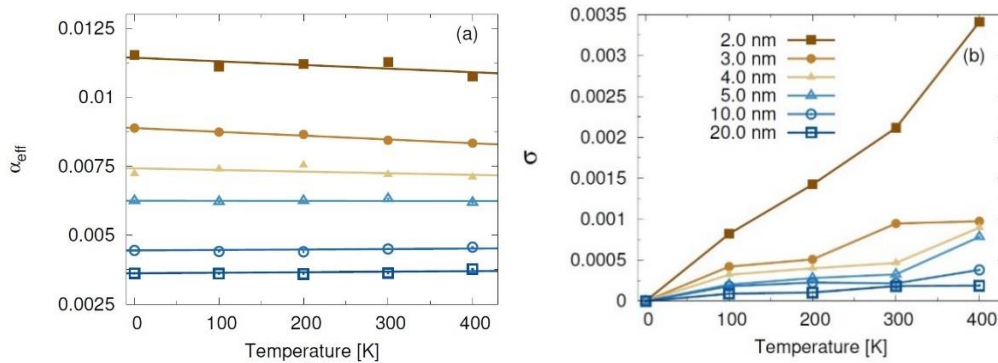
ระหว่างความแตกต่างของสนามแม่เหล็ก (ΔH) และความถี่ในการเคลื่อนที่แบบหมุนวนของแมกนีไทเซชัน โดยที่ความแตกต่างของสนามแม่เหล็กจะแปรผันตรงกับค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผล

3.1.12 ผลของอุณหภูมิที่มีต่อค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผล

กระบวนการทำงานของหน่วยความจำแบบเรขาคณิต อาจส่งผลทำให้อุปกรณ์มีความร้อนสูงกว่าอุณหภูมิห้องเนื่องจากผลของกระแสไฟฟ้าที่ใช้ในเคลื่อนที่กำแพงโดเมนเพื่อเลื่อนตำแหน่งของข้อมูลที่เขียนมายังตำแหน่งของหัวอ่านข้อมูล ดังนั้นในงานวิจัยนี้จึงต้องการคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลของโครงสร้าง CoFeB/MgO ที่อุณหภูมิต่างๆ เพื่อแสดงให้เห็นถึงข้อจำกัดในการใช้งานของอุปกรณ์และเพื่อยืนยันประสิทธิภาพของแบบจำลองในระดับอะตอมโดยเปรียบเทียบระหว่างค่าที่คำนวณได้กับค่าที่ได้จากการทดลอง การศึกษาค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลที่พิจารณาผลของอุณหภูมิในงานวิจัยนี้จะพิจารณาแบบจำลองในระดับอะตอมที่มีผลของอุณหภูมิซึ่งกำหนดให้วัสดุ CoFeB ที่มีอุณหภูมิจาก 0 ถึง 400 เคลวิน โดยใช้แบบจำลองระดับอะตอมตามที่ได้อธิบายมาแล้วก่อนหน้านี้ และกำหนดให้ขนาดของฟิล์ม CoFeB ให้มีค่าเท่ากับ 20x20 ตารางนาโนเมตร นอกจากนี้งานวิจัยนี้จะพิจารณาผลของความหนาของชั้นวัสดุ CoFeB ที่มีค่าตั้งแต่ 2 ถึง 20 นาโนเมตร เนื่องจากการกำหนดขนาดของฟิล์มที่มีขนาดเล็กและการพิจารณาสนามความร้อนภายในวัสดุจึงจำเป็นต้องทำการคำนวณแมกนีไทเซชันซ้ำหลายครั้งในในแต่ละความหนา โดยการคำนวณแต่ละครั้งจะเกิดการกวัดแกว่งทางความร้อนที่แตกต่างกันซึ่งเกิดจากการใช้ตัวเลขสุ่มในการพิจารณาสนามความร้อนของแบบจำลองในระดับอะตอม

การเปลี่ยนแปลงค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลซึ่งเป็นผลมาจากอุณหภูมิต่างๆ ถูกแสดงดังรูปที่ 26 (a) โดยพบว่าที่อุณหภูมิเดียวกันความหนาของชั้นฟิล์มจะมีผลต่อค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลเพียงอย่างเดียวและความหนาของชั้นฟิล์มที่เพิ่มขึ้นจะส่งผลให้ค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลลดลง นอกจากนี้ยังพบว่าในกรณีของฟิล์มบาง ค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลมีค่าลดลงเมื่ออุณหภูมิเพิ่มสูงขึ้นและในกรณีของฟิล์มที่มีความหนามากกว่า 5 นาโนเมตร ค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลจะไม่เปลี่ยนแปลงตามการเพิ่มขึ้นของอุณหภูมิ โดยผลการคำนวณดังกล่าวสอดคล้องกับผลที่วัดได้จากการทดลองของลู แวงและคณะ (G. Lu et al. and X. Wang et al.) การคำนวณแมกนีไทเซชันที่พิจารณาอุณหภูมิในงานวิจัยนี้จะใช้การกระจายแบบเกาส์เซียน (Gaussian distribution) ในการกำหนดการกระจายตัวของค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผล โดยส่วนเบี่ยงเบนมาตรฐานของค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลในโครงสร้าง CoFeB/MgO ที่มีความหนาของฟิล์ม CoFeB และอุณหภูมิที่แตกต่างกันแสดงดังรูปที่ 26 (b) ซึ่งพบว่าการกระจายตัวของค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลมีค่าขึ้นอยู่กับความหนาและอุณหภูมิของฟิล์ม CoFeB โดยผลดังกล่าวเป็นการกระจายตัวทางความร้อนในเชิงสถิติของความหน่วงที่เกิดจากความหนาของฟิล์มค่าหนึ่งซึ่งสังเกตได้ว่าเมื่อความหนาของฟิล์มลดลง

การกวัดแกว่งทางความร้อนจะมีผลมากต่อพลวัตของแมกนีไทเซชันและทำให้เกิดการกระจายตัวของค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผล

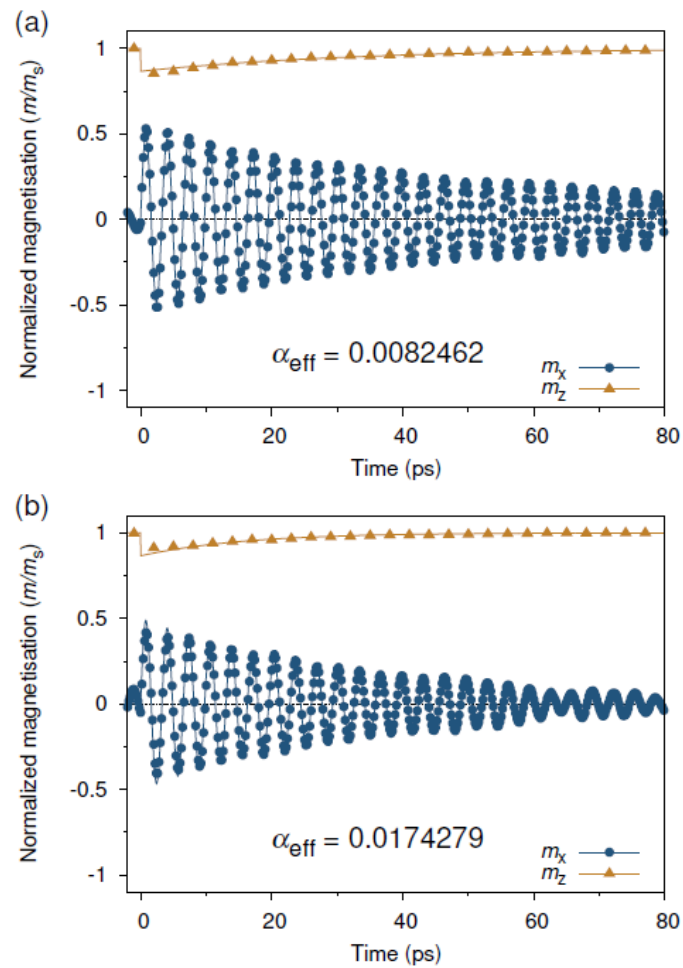


รูปที่ 26 (a) ค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลที่อุณหภูมิต่างๆ (b) ส่วนเบี่ยงเบนมาตรฐานของค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลที่เปลี่ยนแปลงไปตามอุณหภูมิ

เพื่อให้เข้าใจมากขึ้นเกี่ยวกับการกวัดแกว่งทางความร้อนของแมกนีไทเซชันของฟิล์ม CoFeB ที่มีผลต่อการกระจายตัวของค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผล ในงานวิจัยนี้ได้อภิปรายผลการคำนวณพลวัตของแมกนีไทเซชันของฟิล์ม CoFeB ซึ่งมีความหนา 2 นาโนเมตร ที่อุณหภูมิ 400 เคลวิน และทำการกำหนดเส้นโค้งเพื่อคำนวณค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลดังรูปที่ 27 โดยผลแสดงความแตกต่างของค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลอย่างชัดเจนซึ่งเป็นผลมาจากการกวัดแกว่งทางความร้อนของแมกนีไทเซชันเมื่อฟิล์มมีขนาดเล็กลง การเปลี่ยนแปลงค่าคงที่ความหน่วงในลักษณะดังกล่าวเป็นปรากฏการณ์ที่ได้พบเป็นครั้งแรกซึ่งโดยทั่วไปค่าคงที่ความหน่วงมักจะถูกประมาณค่าให้เป็นค่าคงที่ค่าหนึ่ง และจากรูปที่ 26 แสดงค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลมีการเปลี่ยนแปลงตามอุณหภูมิอย่างชัดเจนที่ความหนา 2 นาโนเมตร โดยผลการศึกษาดังกล่าวมีความสำคัญต่อการออกแบบหน่วยความจำแบบเรซแทรคในการควบคุมคุณสมบัติทางแม่เหล็กที่มีต่อการตอบสนองในเชิงพลวัตของแมกนีไทเซชันภายในวัสดุแม่เหล็กได้

จากที่กล่าวมาข้างต้นเป็นการแสดงการคำนวณและอภิปรายผลค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลซึ่งจะถูกนำไปใช้ในการออกแบบหน่วยความจำแบบเรซแทรค โดยในการออกแบบหน่วยความจำแบบเรซแทรคควรใช้วัสดุที่มีค่าคงที่ความหน่วงที่ต่ำเนื่องจากจะช่วยให้การทำงานของหน่วยความจำแบบเรซแทรค ใช้พลังงานต่ำ [18] และจากการศึกษาพบว่าค่าคงที่ความหน่วงประสิทธิผลที่อุณหภูมิ 300 เคลวิน จะมีการลดลงตามความหนาของวัสดุ CoFeB ที่เพิ่มขึ้นซึ่งสอดคล้องกับผลการทดลองของอิคเคะ นอกจากนี้พบว่าค่าคงที่ความหน่วงของวัสดุ CoFeB ที่เหมาะสมสำหรับการนำไปใช้ในแบบจำลองในระดับตอมควรมีค่าเท่ากับ 0.11 สำหรับชั้นรอยต่อและ 0.003 ที่ชั้นแบ็ค โดยค่าคงที่ความหน่วงของชั้นรอยต่อและชั้นแบ็คดังกล่าวจะ

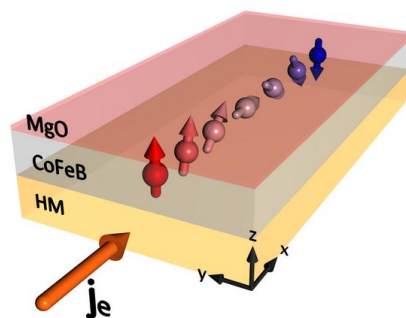
ถูกนำไปใช้ในการศึกษาการควบคุมทิศทางการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนในโครงสร้าง CoFeB/MgO



รูปที่ 27 พล็อตของแมกนีไทเซชันซึ่งกำหนดให้ฟิล์ม CoFeB มีความหนา 2 นาโนเมตรและมีอุณหภูมิของระบบอยู่ที่ 400 เคลวิน โดยพล็อตดังกล่าวถูกคำนวณด้วยจำนวนสุ่มที่แตกต่างกันซึ่งพบว่า พล็อตของแมกนีไทเซชันของในกรณี (a) และ (b) ให้ค่าคงที่ความหน่วงที่ต่ำและสูงตามลำดับ

3.2 การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่ขับเคลื่อนที่ด้วยสปินออร์บิททอรัค

คำนวณการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนภายเนื่องจากสปินออร์บิททอรัคในโครงสร้างวัสดุ 2 ชั้น ซึ่งประกอบด้วยชั้นวัสดุที่ไม่มีความเป็นแม่เหล็ก (Nonmagnetic layer) ซึ่งเป็นธาตุหนัก (Heavy metal, HM) โครงสร้างนี้จะอาศัยคุณสมบัติที่บริเวณรอยต่อระหว่างชั้นวัสดุที่มีอันตรกิริยาระหว่างสปินและวงโคจร (Spin orbit exchange interaction) ที่มีค่าสูงซึ่งนำไปสู่การเกิดปรากฏการณ์สปินออร์บิททอรัค วิธีการนี้จึงมีความจำเป็นที่ต้องใช้วัสดุที่ไม่มีความเป็นแม่เหล็กที่เป็นธาตุหนักดังแสดงในรูปที่ 28 การคำนวณการเคลื่อนที่หรือพลวัตของสปินในชั้นวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกในระดับอะตอมที่คิดผลของสปินออร์บิททอรัคที่เกิดจากผลของปรากฏการณ์สปินฮอลล์จะถูกรวบรวมผ่านรูปแบบสมการพื้นฐานคือ สมการการเคลื่อนที่ของแลนดาว ลิฟชิตซ์ กิลเบิร์ต (Landau-Lifshitz Gilbert equation of motion) ดังสมการต่อไปนี้



รูปที่ 28 ผลของสปินออร์บิททอรัคที่มีต่อการเปลี่ยนแปลงทิศทางของแมกนีไทเซชันภายในโครงสร้างวัสดุสามชั้นซึ่งมีทิศทางตั้งฉากกับแนวระนาบ

$$\frac{\partial \vec{S}}{\partial t} = -\gamma \vec{S} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{\mu_s} \vec{S} \times \frac{\partial \vec{S}}{\partial t} - \gamma H_{SH} \vec{S} \times (\vec{S} \times \hat{\sigma}) \quad (29)$$

และ

$$H_{SH} = \frac{\hbar \theta_{SH} j_e}{2eM_s t}$$

เมื่อ H_{SH} คือสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำที่เกิดจากปรากฏการณ์สปินฮอลล์

θ_{SH} คือมุมของสปินฮอลล์ซึ่งเป็นอัตราส่วนระหว่างกระแสสปินกับกระแสไฟฟ้าภายนอก

γ คืออัตราส่วนของค่าไจโรแมกเนติก

\vec{H}_{eff} คือค่าสนามแม่เหล็กประสิทธิผลที่กระทำต่อแมกนีไทเซชันซึ่งประกอบด้วยสนามแม่เหล็กภายนอก สนามแอนไอโซทรอปี สนามการลดสนามความเป็นแม่เหล็ก และสนามปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยน

$\hat{\sigma}$ คือทิศทางของการเหนี่ยวนำที่เกิดจากสปินฮอลล์

\vec{S} คือเวกเตอร์ของสปินในชั้นวัสดุเฟอร์โรแมกเนติก

M_s คือค่าอิมิตัวของแมกนีไทเซชัน

t คือค่าความหนาของชั้นวัสดุเฟอร์โรแมกเนติก

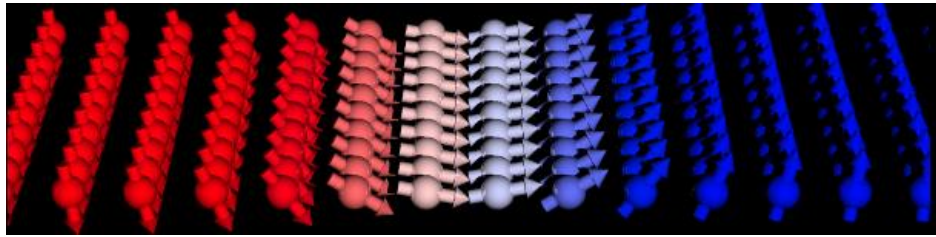
j_e คือค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าภายนอกที่ป้อนเข้าสู่ของชั้นวัสดุธาตุหนัก

เพื่อความง่ายต่อการคำนวณเชิงตัวเลขจะทำการแปลงสมการที่ (29) ให้อยู่ในรูปของสมการการครอสตั้งนี้

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{\gamma}{(1+\alpha^2)} S \times H_{\text{eff}} - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)} [S \times (S \times H_{\text{eff}})] + \frac{\gamma\alpha H_{SH}}{(1+\alpha^2)} (S \times \hat{\sigma}) - \frac{\gamma H_{SH}}{(1+\alpha^2)} S \times (S \times \hat{\sigma}) \quad (30)$$

จากสมการที่ (30) จะเห็นได้ว่าการเคลื่อนที่ของสปินประกอบด้วยสี่พจน์โดยพจน์แรกและพจน์ที่สองจะเป็นการเคลื่อนที่แบบหมุนวนตามทิศทางของสนามประสิทธิผล และการเคลื่อนที่แบบหมุนวนที่เกิดจากสนามประสิทธิผล โดยสองพจน์สุดท้ายเป็นการเคลื่อนที่แบบหมุนวนและแบบหมุนวนที่เกิดจากผลของปรากฏการณ์สปินฮอลล์ จากสมการดังกล่าวแสดงให้เห็นว่าแรงบิดที่เกิดจากสปินฮอลล์เป็นอีกแหล่งกำเนิดของการเคลื่อนที่แบบหมุนวนและแบบหมุนวน สนามประสิทธิผลที่กระทำต่อสปินสามารถพิจารณาได้จากพลังงานที่เกิดขึ้นภายในวัสดุแม่เหล็กจากสมการฮาร์มิลโทเนียนแบบดั้งเดิม (classical spin Hamiltonian) ซึ่งได้กล่าวไปแล้วตั้งรายละเอียดข้างต้น

งานวิจัยนี้จะทำการศึกษาโครงสร้างวัสดุสองชั้นประกอบด้วยเส้นลวดนาโนที่ทำจากวัสดุโคบอลต์ไอรอนโบรอน (CoFeB) ประกบติดกับวัสดุธาตุหนักซึ่งจะทำให้เกิดปรากฏการณ์สปินฮอลล์บริเวณรอยต่อระหว่างชั้นวัสดุทำให้เกิดกระแสสปินเคลื่อนที่ไปยังชั้นวัสดุเฟอร์โรแมกเนติก วัสดุโคบอลต์ที่ทำการศึกษามีโครงสร้างผลึกแบบลูกบาศก์อย่างง่ายและมีขนาด $44.6 \times 11.15 \times 0.9 \text{ nm}^3$ โดยในชั้นวัสดุนี้ประกอบด้วยโดเมนแม่เหล็กสองโดเมนและมีกำแพงโดเมนคั่นกลาง โดยภายในกำแพงโดเมนจะถูกแบ่งออกเป็นชั้นบางๆ จำนวน 40 ชั้น แต่ละชั้นมีความหนา 1.115 นาโนเมตร เนื่องจากการแบ่งชั้นย่อยให้มีความหนาน้อยจะทำให้สามารถพิจารณาแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนได้ละเอียดและเป็นโครงสร้างที่ง่ายต่อการพิจารณาดังแสดงในรูปที่ 1 งานวิจัยนี้จะทำการศึกษาผลของค่ามุมสปินฮอลล์ ผลของความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าภายนอก ผลของความหนาของชั้นวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกสำหรับวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกที่มีค่าคงที่แอนไอโซทรอปีมีค่าเท่ากับ $3.715 \times 10^{-22} \text{ J / atom}$ และผลของแอนไอโซทรอปีที่มีต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน ดังรายละเอียดต่อไปนี้

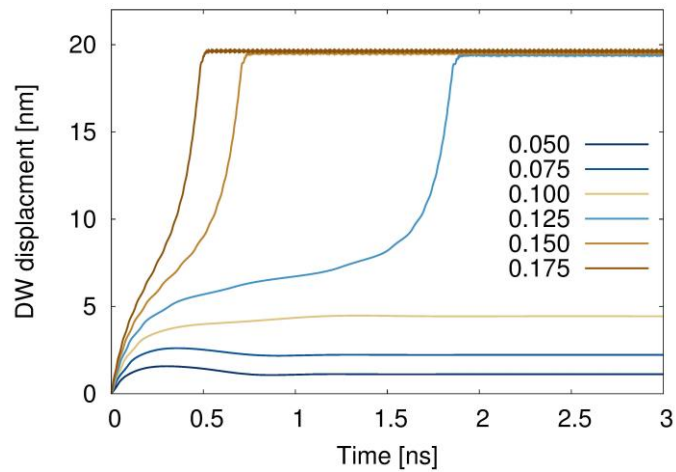


รูปที่ 29 โครงสร้างกำแพงโดเมนภายในชั้นวัสดุ CoFeB

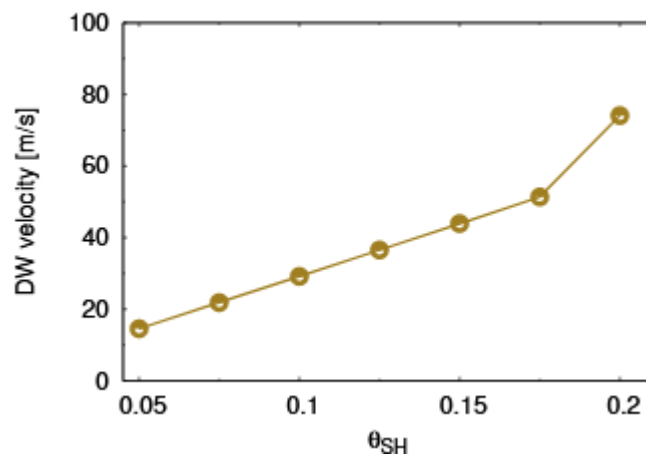
3.2.1 การศึกษาผลของค่ามูมสปีนฮอลล์ที่มีต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน

ในลำดับแรกงานวิจัยนี้จะพิจารณาผลของค่ามูมสปีนฮอลล์ที่มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน โดยทำการพิจารณาโครงสร้างวัสดุสองชั้นที่ประกอบด้วยวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกที่มีค่าแอนไอโซทรอปีเท่ากับ $3.715 \times 10^{-22} \text{ J / atom}$ ประกอบติดกับชั้นวัสดุธาตุหนักชนิดต่างๆ เนื่องจากวัสดุธาตุหนักต่างชนิดกันจะให้ค่ามูมสปีนฮอลล์ที่แตกต่างกัน จากนั้นทำป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอกเท่ากับ 8 MA/cm^2 เพื่อพิจารณาผลการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน

จากการศึกษาผลของมูมสปีนฮอลล์ที่มีค่าตั้งแต่ 0.05-0.2 ที่มีต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนสามารถพิจารณาผ่านระยะการเลื่อนของกำแพงโดเมน ความเร็วในการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนและค่ากระแสวิกฤตซึ่งเป็นกระแสที่น้อยที่สุดที่ทำให้กำแพงโดเมนเริ่มเคลื่อนที่ จากผลการศึกษาพบว่าค่าของมูมสปีนฮอลล์มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนอย่างมาก มูมสปีนฮอลล์ที่มีค่ามากจะทำให้เกิดการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนได้ง่ายโดยมีระยะการเลื่อนที่มากและสามารถเคลื่อนที่ด้วยความเร็วที่สูงดังแสดงในรูปที่ 30 และ 31 เนื่องจากมูมของสปีนฮอลล์เป็นอัตราส่วนระหว่างกระแสสปินและกระแสไฟฟ้าภายนอก $\theta_{SH} = \frac{j_m}{j_e}$ ซึ่งมีค่าขึ้นอยู่กับชนิดของวัสดุธาตุหนักซึ่งวัสดุที่มีมูมสปีนฮอลล์มากจะเกิดปรากฏการณ์สปีนฮอลล์และทำให้เกิดกระแสสปินเคลื่อนที่ไปยังชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรมาก ความหนาแน่นของกระแสสปินที่มีค่ามากจะส่งผลให้เกิดสปินทอร์คกระทำต่อแมกนีไทเซชันภายในชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โร ส่งผลให้แมกนีไทเซชันเกิดการเปลี่ยนแปลงทิศทางและเกิดการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน

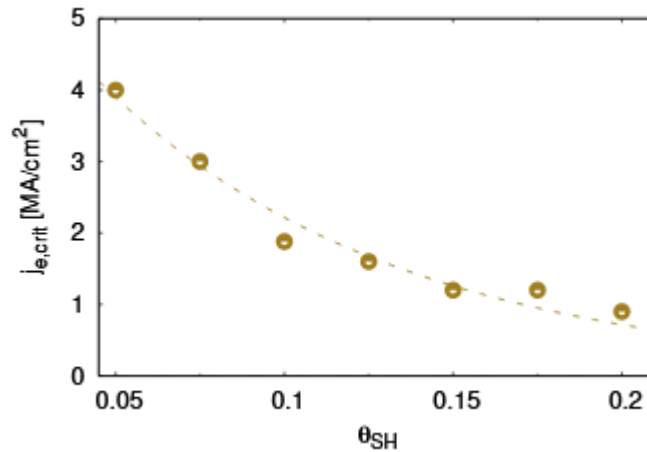


รูปที่ 30 ระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนที่มุมสปินฮอลล์ค่าต่างๆ



รูปที่ 31 ความเร็วในการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่มุมสปินฮอลล์ค่าต่างๆ

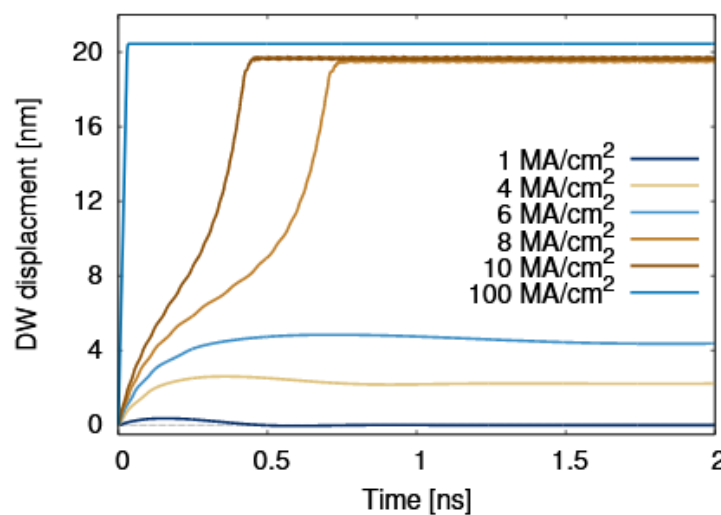
นอกจากนี้เมื่อทำการพิจารณาผลของชนิดวัสดุธาตุหนักโดยการปรับค่ามุมของสปินฮอลล์ยังพบว่ากระแสไฟฟ้าวิกฤตซึ่งเป็นค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าภายนอกที่น้อยที่สุดที่ทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่จะมีค่าลดลงเมื่อมุมของสปินฮอลล์มีค่าเพิ่มขึ้นดังแสดงในรูปที่ 32 ซึ่งการที่กระแสวิกฤตมีค่าน้อยจะส่งผลให้อุปกรณ์สปินทรอนิกส์ที่มีหลักการทำงานโดยอาศัยการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนเช่น หน่วยความจำแบบเรซแทรค มีการสูญเสียกำลังไฟฟ้าน้อยลง



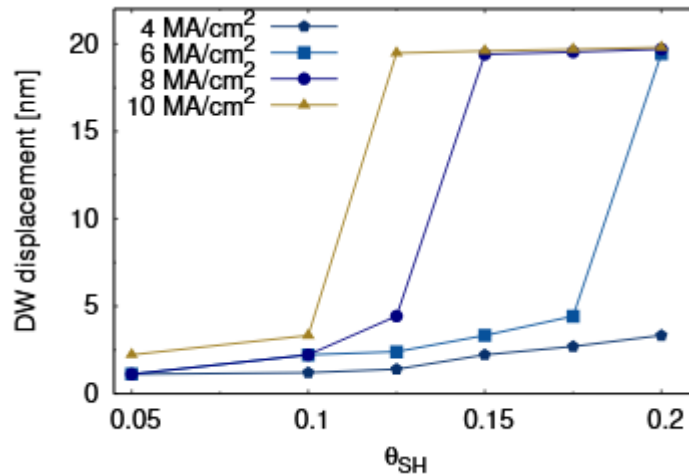
รูปที่ 32 ค่ากระแสวิกฤตที่ใช้ในการขับเคลื่อนกำแพงโดเมนที่มีมุมสปินฮอลล์ค่าต่างๆ

3.2.2 การศึกษาผลของความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าที่มีต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน

ในลำดับถัดไปจะทำการพิจารณาผลของค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่ปริมาณต่างๆที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนโดยในระบบจะทำการกำหนดให้ค่าคงที่เอนไอโซโทรปีของวัสดุแม่เหล็กเฟอร์ไรต์มีค่า 3.715×10^{-22} J/atom เนื่องจากระยะเวลาในการพิจารณาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนมีความเหมาะสม ไม่ใช่ระยะเวลาในการคำนวณที่นานมากเกินไป นอกจากนี้ยังกำหนดวัสดุธาตุหนักให้มีมุมสปินฮอลล์ที่ 0.1 โดยจะทำการพิจารณาผลเนื่องจากค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่มีค่าตั้งแต่ 1–100 MA/cm² ที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน



รูปที่ 33 ระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนเทียบกับเวลาที่ความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าภายนอกค่าต่างๆ

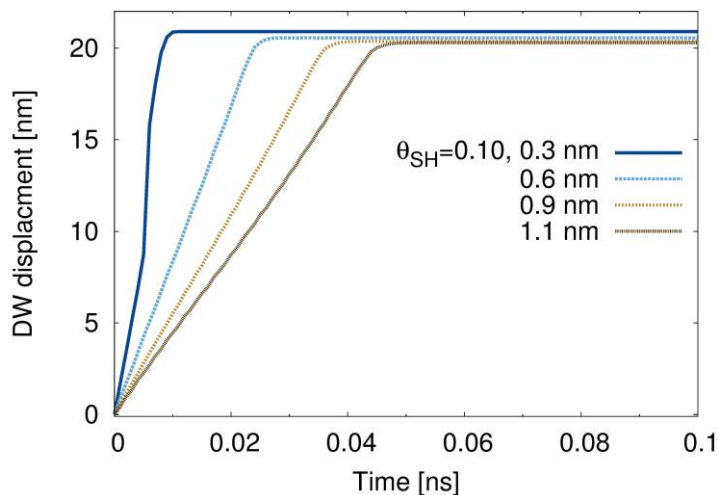


รูปที่ 34 ระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนที่สภาวะสมดุลที่ความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าภายนอกค่าต่างๆ

จากผลการคำนวณตามรูปที่ 34 พบว่าเมื่อทำการเพิ่มค่าความหนาแน่นกระแสที่สูงขึ้น จะมีผลทำให้ค่าความเลื่อนของกำแพงโดเมนหรือมีการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่ไกลจะสังเกตเห็นได้ว่าที่ค่าความหนาแน่นกระแสสูงสุด กำแพงโดเมนสามารถเลื่อนที่ได้ระยะ 20 นาโนเมตร นอกจากนี้พบว่าที่ค่าความหนาแน่นกระแสที่สูงจะมีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนโดยกำแพงโดเมนจะเลื่อนที่เข้าสู่สภาวะสมดุลโดยใช้ระยะเวลาที่น้อย เนื่องจากการเพิ่มค่าความหนาแน่นของกระแสมีผลทำให้เกิดทอร์กที่กระทำกับแมกนิโทเซชันของวัสดุที่สูง ส่งผลให้เกิดการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนโดยเวลาที่ใช้ในการเข้าสู่สภาวะสมดุลจะแปรผกผันกับค่าความหนาแน่นกระแสนั้นเอง และยังสังเกตเห็นว่าที่ความหนาแน่น 8 และ 10 MA/cm² กำแพงโดเมนจะมีการเคลื่อนที่แบบกวัดแกว่งที่สภาวะสมดุล นอกจากนี้เมื่อพิจารณาผลของมุมสปินฮอลล์ร่วมกับความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าภายนอก จะพบว่าที่กระแสไฟฟ้าเดียวกันระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนมีแนวโน้มจะเพิ่มขึ้นตามค่าของมุมของสปินฮอลล์ และที่มุมสปินฮอลล์เดียวกันการเพิ่มกระแสไฟฟ้าส่งผลให้มีเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนมากขึ้น ซึ่งสามารถสรุปได้ว่าการใช้วัสดุธาตุหนักที่มีมุมสปินฮอลล์สูงร่วมกับการป้อนกระแสไฟฟ้าที่มีค่าสูงจะทำให้เกิดการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนมาก

3.2.3 การศึกษาผลของความหนาแน่นของชั้นวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกที่มีต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน

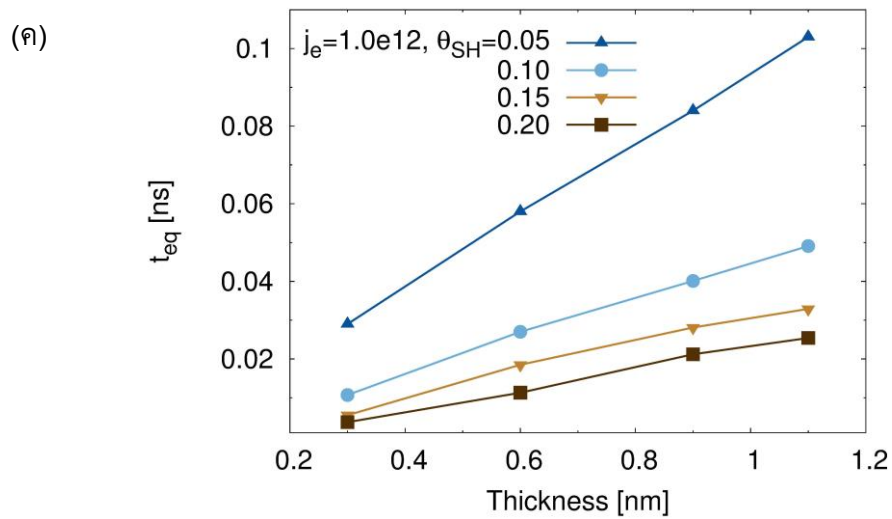
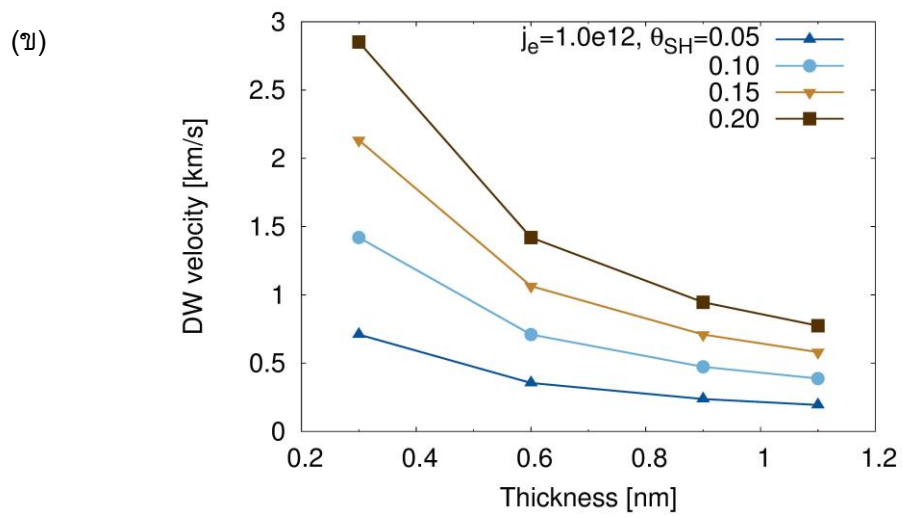
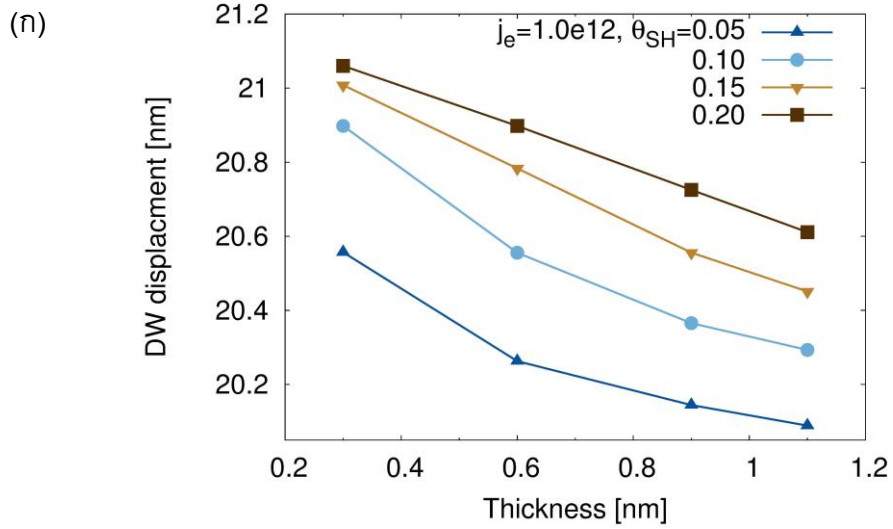
งานวิจัยในส่วนนี้จะพิจารณาผลของความหนาแน่นของชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรที่มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน โดยจะทำการศึกษาวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรที่มีค่าแอนไอโซโทรปีเท่ากับ $3.715 \times 10^{-22} \text{ J / atom}$ ที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน และทำการพิจารณาความหนาแน่นของชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรที่มีความหนาแน่นตั้งแต่ 0.3-1.1 นาโนเมตร ที่กระแสไฟฟ้าภายนอกเท่ากับ 100 MA / cm^2



รูปที่ 35 ระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนที่เวลาใดๆ ของโครงสร้าง HM/FM(t)

เมื่อทำการศึกษาระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนที่เวลาใดๆ ของโครงสร้างที่วัสดุธาตุหนักมีค่ามุมสปินฮอลล์เท่ากับ 0.1 และทำการพิจารณาความหนาของวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรที่มีค่าตั้งแต่ 0.3-1.1 นาโนเมตร พบว่ากำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่ได้มากเมื่อความหนาของวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรมีน้อยเนื่องจากเกิดสปินออร์บิตทอร์คที่มีค่ามากดังแสดงในรูปที่ 35 นอกจากนี้ยังสังเกตพบว่ที่ความหนามีค่าน้อย กำแพงโดเมนจะสามารถเข้าสู่สภาวะสมดุลได้เร็วกว่าโครงสร้างที่วัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรมีความหนามาก

เมื่อทำการพิจารณาทั้งผลของความหนาของชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรกับผลของมุมสปินฮอลล์ เราพบว่าระยะเลื่อนที่สภาวะสมดุลและความเร็วในการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจะมีค่าลดลง ในขณะที่เวลาที่ใช้ในการเข้าสู่สภาวะสมดุลมีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อความหนาของชั้นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรเพิ่มขึ้น และเมื่อพิจารณาผลของมุมสปินฮอลล์ร่วมด้วยพบว่าถ้าต้องการควบคุมให้กำแพงโดเมนมีการเคลื่อนที่ด้วยความเร็วที่สูง มีระยะเลื่อนที่มากและใช้เวลาเข้าสู่สภาวะสมดุลน้อยต้องทำการออกแบบโครงสร้างด้วยการใช้วัสดุธาตุหนักที่มีค่ามุมสปินฮอลล์ที่สูง และใช้วัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรให้มีความหนาน้อยๆ นั่นเอง ดังผลในรูปที่ 36



รูปที่ 36 ระยะเลื่อน ความเร็ว และเวลาในการเข้าสู่สมดุลของกำแพงโดเมน

4. สรุปและวิจารณ์ผลการทดลอง

งานวิจัยนี้ทำการศึกษาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนภายในโครงสร้างวัสดุ HM/CoFeB/MgO ซึ่งแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนมีทิศทางตั้งฉากกับระนาบของแผ่นฟิล์ม โดยในลำดับแรกทำการพิจารณาค่าคงที่ความหน่วงของชั้นวัสดุ CoFeB ด้วยแบบจำลองวัสดุแม่เหล็กระดับอะตอม จากการศึกษาพบว่าค่าคงที่ความหน่วงที่บริเวณรอยต่อและบัลค์จะมีค่าที่แตกต่างกัน โดยค่าคงที่ความหน่วงที่บริเวณรอยต่อระหว่าง CoFeB/MgO จะมีค่าที่สูงคือ 0.11 และในชั้นบัลค์จะมีค่าคงที่ความหน่วงเท่ากับ 0.003 นอกจากนี้ยังพบว่าค่าคงที่ความหน่วงจะมีค่าแปรผันตามความหนาของชั้นวัสดุและอุณหภูมิ

จากนั้นจะทำการพิจารณาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนภายในโครงสร้างวัสดุ HM/CoFeB/MgO ด้วยแบบจำลองระดับอะตอม โดยนำค่าคงที่ความหน่วงที่ได้ทำการคำนวณมาใช้ในการพิจารณาในส่วนนี้ จากการศึกษาพบว่าการขับเคลื่อนกำแพงโดเมนด้วยปรากฏการณ์สปินฮอลล์จะใช้กระแสไฟฟ้าวิกฤตต่ำกว่าการขับเคลื่อนด้วยสปินทอร์ค และพบว่าสามารถลดขนาดโครงสร้างวัสดุลงได้จากสามชั้นเป็นสองชั้นเนื่องจากไม่จำเป็นต้องใช้ชั้นพินเพื่อทำการโพลารไรซ์สปิน แต่อาศัยปฏิสัมพันธ์สปินออร์บิตที่เกิดขึ้นที่บริเวณรอยต่อ จากผลการศึกษา เมื่อทำการพิจารณาผลของชนิดวัสดุธาตุหนักโดยการปรับค่ามุมของสปินฮอลล์ พบว่าค่าของมุมสปินฮอลล์มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนอย่างมาก มุมสปินฮอลล์ที่มีค่ามากจะทำให้เกิดการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนได้ง่ายโดยมีระยะการเคลื่อนที่มากและสามารถเคลื่อนที่ด้วยความเร็วที่สูง และยังพบว่ากระแสไฟฟ้าวิกฤตซึ่งเป็นค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าภายนอกที่น้อยที่สุดที่ทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่จะมีค่าลดลงเมื่อมุมของสปินฮอลล์มีค่าเพิ่มขึ้น จากงานวิจัยนี้สรุปได้ว่าถ้าต้องการการออกแบบส่วนการบันทึกข้อมูลของหน่วยความจำแบบเรซแทรคซึ่งเป็นโครงสร้างวัสดุสองชั้นที่ประกอบด้วยวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรประกอบติดกับวัสดุธาตุหนัก วัสดุธาตุหนักควรเป็นวัสดุที่มีค่ามุมสปินฮอลล์ที่สูง และวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรควรมีคุณสมบัติการส่งผ่านของสปินที่ดีโดยมีความหนาน้อยๆ

5. ข้อเสนอแนะสำหรับงานวิจัยในอนาคต

หน่วยความจำแบบเรซแทรคประกอบด้วยสามส่วนหลักได้แก่ ส่วนบันทึกข้อมูล หัวอ่าน และหัวเขียนข้อมูล โดยในงานวิจัยนี้ทำการศึกษาวិธีการควบคุมการเคลื่อนที่ของข้อมูลจากตำแหน่งหัวเขียนไปยังตำแหน่งหัวอ่าน ผ่านการออกแบบและควบคุมการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่เหมาะสมโดยที่พิจารณาที่ 0 เคลวิน ดังนั้นงานวิจัยในอนาคตสามารถพิจารณาผลของอุณหภูมิที่มีต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่ถูกขับเคลื่อนด้วยผลของสปินฮอลล์ นอกจากนี้ยังสามารถนำการศึกษาปรากฏการณ์สปินออร์บิตทอร์คไปออกแบบโครงสร้าง MTJ ที่ใช้ในการเขียนและอ่านข้อมูลในหน่วยความจำแบบเรซแทรค โดยสามารถลดขนาดโครงสร้าง MTJ แบบเดิมได้ และยังใช้กระแสในการเขียนและอ่านข้อมูลที่น้อยลง ทำให้เกิดพลังงานที่ต่ำ แต่มีประสิทธิภาพในการทำงานที่ดีขึ้น

เอกสารอ้างอิง

- [1] Patterson David. "Computer Organization and Design : The Hardware/Software Interface", and recovery. 5th ed. Morgan Kaufmann : San Francisco; 1971.
- [2] Kean, David W. "IBM San Jose, A quarter century of innovation". International Business Machines Corp : New York; 1977.
- [3] William J. Gallagher and Stuart S. P. Parkin. "Development of the magnetic tunnel junction MRAM at IBM: From first junctions to a 16-Mb MRAM demonstrator chip", International Business Machines Corp : New York; 2006.
- [4] Stuart Parkin, See-Hun Yang. "Memory on the racetrack". Nature nanotechnology, 2015; 10:195–198.
- [5] M. Julliere."Tunneling between ferromagnetic films". Physics Letters. 1975; 54A : 225–226.
- [6] Randall Victora [Internet]. "Lower Switching Current for Spin-Torque Transfer in Magnetic Storage Devices such as Magnetoresistive Random Access Memory (MRAM)" Electrical and Computer Engineering. University of Minnesota. Retrieved 15 August 2011.
- [7] S. Weinberg. "The Quantum Theory of Fields" Vol. 2. Chap 23, Cambridge : U. K.; 1995.
- [8] L. Shuvalov. "Modern Crystallography IV: Physical Properties of Crystals" Springer : Berlin; 1988.
- [9] B.M. Tanygin, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2011; Volume 323, Issue 14 : 1899-1902.
- [10] S. A. D'yachenko, V. F. Kovalenko, B. N. Tanygin and A. V. Tychko, Physics of the Solid State, 2008; Volume 50, Number 1:32-42.
- [11] Stuart S. P. Parkin. "Racetracks for data" Scientific American 2009; 300 : 76–81
- [12] W.S. Zhao, Y. Zhang. "Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory for high density and fast data Storage" IEEE 11th International Conference on Solid-State and Integrated Circuit Technology, 2012.
- [13] Ralph, D. C.; Stiles, M. D. "Spin transfer torques". Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2008;320 (7): 1190–1216.
- [14] Slonczewski, John C. "Current-driven excitation of magnetic multilayers". Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1996;159 (1): 1–7.
- [15] Y. Huai, Spin-Transfer Torque MRAM (STT-MRAM): Challenges and Prospects, AAPPS Bulletin, 2008; 18(6) : 33.

- [16] L. H. Thomas, "The motion of the spinning electron". Nature: London; 1926.
- [17] Can Onur Avci, Kevin Garello. "Unidirectional spin Hall magnetoresistance in ferromagnet/normal metal bilayers" Nature physics. 2015; 11 : 570–575.
- [18] M.I. Dyakonov & V.I. Perel "Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors". Physics Letters A. 1971; 35 (6): 459.
- [19] Edwin Hall. "On a New Action of the Magnet on Electric Currents". American Journal of Mathematics. 1897; 2 (3): 287–92.
- [20] J. S. Griffith. "The Theory of Transition Metal Ions. The Theory of Transition Metal Ions" Cambridge University Press : Cambridge ; 1970.
- [21] N.A. Sinitsyn. "Semiclassical Theories of the Anomalous Hall Effect". Journal of Physics: Condensed Matter. 2008; 20 (2): 023201.
- [22] Taurian, O.E.; Springborg, M.; Christensen, N.E. " Self-consistent electronic structures of MgO and SrO" (PDF). Solid State Communications. 1985; 55 (4): 351–5.
- [23] Kazuya Ando. "Dynamical generation of spin currents" Semiconductor Science and Technology 2014; 29(4) : 043002

ภาคผนวก

ภาคผนวก ก

บทความวิจัยสำหรับการเผยแพร่

งานวิจัยเรื่อง “Temperature and thickness dependence of statistical fluctuations of the Gilbert damping in Co-Fe-B/MgO bilayers” Sutee Sampan-a-pai, Jessada Chureemart, Roy W. Chantrell, Roman Chepulskeyy, Shuxia Wang, Dmytro Apalkov, Richard F. L. Evans, and **Phanwadee Chureemart** ได้รับการตอบรับจากวารสาร Physical Review Applied ซึ่งขณะนี้อยู่ระหว่างการตีพิมพ์ (in press)

The image shows a screenshot of the Physical Review Applied journal website. At the top, there is a dark red navigation bar with the journal title "PHYSICAL REVIEW APPLIED" and a menu with items: Highlights, Recent, Subjects, Accepted, Collections, Authors, Referees, Search, Press, About, Staff, and a search icon. Below the navigation bar, a white box contains the text "Accepted Paper". The main title of the paper is "Temperature and thickness dependence of statistical fluctuations of the Gilbert damping in Co-Fe-B/MgO bilayers". Below the title, it says "Phys. Rev. Applied" and lists the authors: "Sutee Sampan-a-pai, Jessada Chureemart, Roy W. Chantrell, Roman Chepulskeyy, Shuxia Wang, Dmytro Apalkov, Richard F. L. Evans, and Phanwadee Chureemart". The date "Accepted 22 February 2019" is also visible. Below this information, there are two sections labeled "ABSTRACT". The first "ABSTRACT" label is on the left side of a light gray box, and the second "ABSTRACT" label is above the main text of the abstract. The abstract text reads: "We theoretically investigate the temperature and thickness dependence of the effective Gilbert damping constant (α) in the CoFeB/MgO system using atomistic spin dynamics. We consider a high damping constant at the interface layer and low damping constant for the bulk-like layer due to large interfacial spin-orbit coupling. We find a strong dependence of the effective Gilbert damping with film thickness in quantitative agreement with experimental data. The temperature dependence of the effective damping arising from thermal spin fluctuations up to temperatures of 400K is weak with no apparent change over the studied temperature range. Interestingly we find the temperature produces a different effect: a statistical fluctuation of the Gilbert damping parameter for a given relaxation induced solely from the finite size of the system. This statistical variation of the Gilbert damping is an intrinsic effect and important for spintronic devices operating at GHz frequencies where the dynamic response must be carefully controlled."

ภาคผนวก ข

การนำเสนอผลงานวิจัยในงานประชุมวิชาการระดับนานาชาติ

งานวิจัยนี้จะถูกนำเสนอในงานประชุมวิชาการระดับนานาชาติ ICEIM 2019 ณ โตเกียว ประเทศญี่ปุ่น ระหว่างวันที่ 6-8 กันยายน 2562 โดยจะนำเสนอผลงานวิจัยแบบบรรยาย ในหัวข้อเรื่อง “Domain wall motion in perpendicularly magnetized materials: Role of spin torque due to spin Hall effect”

ภาคผนวก ค
การนำผลงานวิจัยไปใช้ประโยชน์

1. เชิงสาธารณะ มีการสร้างเครือข่ายความร่วมมือระหว่างต่างประเทศ (University of York, UK) และอุตสาหกรรม (Samsung Electronics) ซึ่งองค์ความรู้ที่ได้จะนำไปสู่การพัฒนาหน่วยความจำแบบเรซแทรคและ SOT-MRAM ต่อไป
2. เชิงวิชาการ มีการนำองค์ความรู้ที่ได้จากงานวิจัยนี้ไปใช้ในการเรียนการสอน

Temperature and thickness dependence of statistical fluctuations of the Gilbert damping in CoFeB/MgO bilayers

Sutee Sampan-a-pai,¹ Jessada Chureemart,¹ Roy W. Chantrell,² Roman Chepulskey,³ Shuxia Wang,³ Dmytro Apalkov,³ Richard F. L. Evans,^{2,*} and Phanwadee Chureemart^{1,†}

¹*Computational and Experimental Magnetism Group, Department of Physics, Mahasarakham University, Mahasarakham, 44150, Thailand*

²*Department of Physics, University of York, York, YO10 5DD, United Kingdom*

³*Samsung Electronics, Semiconductor R&D Center (Grandis), San Jose, CA 95134, USA*

(Dated: January 23, 2019)

We theoretically investigate the temperature and thickness dependence of the effective Gilbert damping constant (α) in the CoFeB/MgO system using atomistic spin dynamics. We consider a high damping constant at the interface layer and low damping constant for the bulk-like layer due to large interfacial spin-orbit coupling. We find a strong dependence of the effective Gilbert damping with film thickness in quantitative agreement with experimental data. The temperature dependence of the effective damping arising from thermal spin fluctuations up to temperatures of 400K is weak with no apparent change over the studied temperature range. Interestingly we find the temperature produces a different effect: a statistical fluctuation of the Gilbert damping parameter for a given relaxation induced solely from the finite size of the system. This statistical variation of the Gilbert damping is an intrinsic effect and important for spintronic devices operating at GHz frequencies where the dynamic response must be carefully controlled.

I. INTRODUCTION

In recent years, the CoFeB-MgO magnetic tunnel junction (MTJ) exhibiting high perpendicular magnetic anisotropy (PMA) has been extensively studied since it is a promising material for applications in data storage devices including spin-transfer torque magnetoresistive random-access memory (STT-MRAM) with the requirement of high density data storage and a high tunnel magnetoresistance (TMR) ratio [1–3]. Apart from high interfacial perpendicular magnetic anisotropy, there are a number of experimental studies reporting that CoFeB possesses high thermal stability, low critical current density for magnetization reversal, high TMR and relatively small damping constant [1, 4–6]. For spintronic devices it is important to understand the magnetization dynamics of magnetic materials used where the critical current density for reversal process, operating speed and power consumption are significantly related to the dynamic behavior. The speed of the dynamic behavior is characterized by the Gilbert damping parameter α describing the dissipation of energy from the spin the system to the heat bath [3, 4, 7, 8].

For STT-MRAM, the Gilbert damping parameter is particularly important as it counteracts the effective anti-damping term induced by the spin transfer torque (STT) and in general the intrinsic damping should be as small as possible to reduce the write current enabling us to downsize an MRAM device [9]. The Gilbert damping constant was investigated as a phenomenological quantity and measured with several techniques. To obtain the Gilbert damping constant in experiments, the dynamics of the magnetization can be measured by means of a ferromagnetic resonance (FMR) technique and then the damping constant can be given from the line-width

behavior of ferromagnetic resonance spectrum [3, 10, 11]. In addition, the FMR combined with all-optical time-resolved magneto-optical Kerr effect (TRMOKE) using a pump-probe technique has an advantage for estimating the damping constants [7, 12, 13]. Theoretical first-principles calculations have predicted the damping constant in FM/NM system indicating an enhancement of the damping constant with decreasing thickness of film due to surface spin scattering [14, 15].

The appropriate value of the damping constant is necessary for a theoretical investigation of magnetization reversal in CoFeB/MgO/CoFeB MTJs for STT-MRAM applications. In this work, the temperature and thickness dependence of the effective Gilbert damping of the CoFeB layer in the CoFeB/MgO system are studied using atomistic spin dynamics. The system is modeled considering a high anisotropy, high Gilbert damping monolayer in contact with the MgO layer coupled to a low damping, low anisotropy bulk layer away from the interface. Physically the origin of high damping at the interface is expected due to the hybridization of the interfacial Fe layer leading to a strong perpendicular interfacial anisotropy. **In general spin and lattice fluctuations are expected to contribute weakly to the Gilbert damping at temperatures significantly below the Curie and melting temperatures [16]** The spin-orbit coupling provides an energy dissipation channel for precessing spins at the interface. **We note that here we only consider the isotropic part of the Gilbert damping tensor. It is known that in macroscopic experimental samples the Gilbert damping is a tensorial quantity [17] owing to magnetic inhomogeneities. In our simulations we simulate a small volume of the sample which is exchange dominated and so the off-diagonal components of the tensor are negligible [18].** The dynamics of the system are modeled using the stochastic Landau-Lifshitz-Gilbert equation at the atomistic level using the VAMPIRE software package [8]. Subsequently, the effective damping constant is extracted from the magnetization trace. We find a strong thickness dependence and weak temperature dependence of the effective Gilbert damping. In ad-

* richard.evans@york.ac.uk

† phanwadee.c@msu.ac.th

dition, we find a statistical variation of the Gilbert damping for a given relaxation process driven by random thermal spin fluctuations.

II. ATOMISTIC SPIN MODEL

The effective damping parameter α , which is an empirical constant, can be considered from the magnetization dynamics of the magnetic layer. In order to extract the damping constant from magnetization traces, the magnetic system is modeled at the atomistic level by using the stochastic Landau-Lifshitz-Gilbert equation[19] given by

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{(1+\alpha^2)} (\mathbf{S} \times \mathbf{B}_{\text{eff}}) - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)} [\mathbf{S} \times (\mathbf{S} \times \mathbf{B}_{\text{eff}})] \quad (1)$$

where \mathbf{S} is the normalized the spin moment, γ is the absolute of gyromagnetic ratio, α is the intrinsic damping constant and \mathbf{B}_{eff} denotes the effective field acting on local spin moment which can be determined from a classical spin Hamiltonian describing the energetics of the magnetic system written as

$$\mathcal{H} = -\sum_{i<j} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - k_u \sum_i (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{e})^2 - |\mu_s| \sum_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{B}_{\text{app}}, \quad (2)$$

where J_{ij} is the nearest neighbor exchange integral between spin sites i and j , \mathbf{S}_i is the local normalized spin moment, \mathbf{S}_j is the normalized spin moment of the neighboring atom at site j , k_u is the uniaxial anisotropy constant, \mathbf{e} is the unit vector of the easy axis and $|\mu_s|$ is the magnitude of the spin moment. The first term of spin Hamiltonian represents the exchange energy. The anisotropy energy and the external applied energy are represented in the second and third terms respectively.

Besides the energetics of the magnetic system provided in the spin Hamiltonian, the demagnetizing field and the thermal fluctuation field should be taken into account in the model. The inclusion of the demagnetizing field is calculated separately at the micromagnetic level using the macrocell approach to reduce the computational time [8, 20]. The magnetic moment of each macrocell is determined by the summation of the atomic spins within the cell. The demagnetizing field of macrocell k containing spin i is given by

$$\mathbf{B}_{\text{dip},k} = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{l \neq k} \left[\frac{3(\mu_l \cdot \hat{\mathbf{r}}_{kl}) \hat{\mathbf{r}}_{kl} - \mu_l}{|\mathbf{r}_{kl}|^3} \right] \quad (3)$$

and

$$\mu_l = \mu_s \sum_{i=1}^{n_{\text{atom}}} \mathbf{S}_i \quad (4)$$

where μ_l is the vector of the magnetic moment in the macrocell site l , μ_0 is the permeability of free space, V is the volume of the macrocell, r_{kl} is the distance and $\hat{\mathbf{r}}_{kl}$ the corresponding unit vector between macrocell sites k and l and n_{atom} is the number of atoms in each macrocell. It is worthwhile to note that the dipole field is assumed to be constant over the cell k containing spin i .

The thermal fluctuation of the spin moments arising from the effect of temperature can be taken into account in the atomistic model using Langevin Dynamics in the formalism of Brown [21], under the assumption that the inclusion of temperature can be represented by a random field term [22–26]. The introduction of the thermal fluctuations into the atomistic model enables the study of the ferromagnetic-paramagnetic transition. The statistical properties of the fluctuation field ($\mathbf{B}_{\text{th}}^i(t)$) represented by a Gaussian distribution are given by the following equation

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{B}_{\text{th}}^i(t) \rangle &= 0 \\ \langle \mathbf{B}_{\text{th}}^i(t) \mathbf{B}_{\text{th}}^j(t') \rangle &= \frac{2\alpha k_B T}{\mu_s |\gamma|} \delta_{ij} \delta(t-t'), \end{aligned} \quad (5)$$

where i, j are the Cartesian components, \mathbf{B}_{th} is a random field with the Gaussian fluctuations, $2\alpha k_B T / (\mu_s \gamma)$ is the factor measuring the strength of thermal fluctuation, k_B is the Boltzmann constant, T is the system temperature in Kelvin, α is the damping parameter and $|\gamma|$ is the absolute value of the gyromagnetic ratio.

To observe the spin dynamics including the effect of temperature in the atomistic model, the thermal fluctuation is represented by a Gaussian distribution $\Gamma(t)$ in three dimensions with a mean of zero. The thermal field on each spin site i at each time step (Δt) can be calculated as follows

$$\mathbf{B}_{\text{th}}^i(t) = \Gamma(t) \sqrt{\frac{2\alpha k_B T}{\gamma \mu_s \Delta t}}. \quad (6)$$

Consequently the effective local field which includes Zeeman, exchange, anisotropy, demagnetization contributions and a random thermal field acting on the spin site i in the atomistic model is given by

$$\mathbf{B}_{\text{eff},i} = -\frac{1}{|\mu_s|} \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial \mathbf{S}_i} + \mathbf{B}_{\text{dip},k} + \mathbf{B}_{\text{th},i}. \quad (7)$$

The dynamics of the magnetization can be investigated by substituting the local effective field from Eq. (7) into Eq. (1) and then the standard LLG equation can be solved numerically by using Heun integration scheme [8].

III. RESULTS

In this work, we aim to study the thickness and temperature dependence of the effective damping constant in CoFeB/MgO structures via atomistic calculation. Initially, we present the calculation of the precession frequency of the magnetization of a CoFeB layer representing a useful test of the atomistic model in its prediction of the dynamic magnetic properties. The system of CoFeB/MgO with a dimension of $20 \times 20 \times 2 \text{ nm}^3$ is modeled considering a high anisotropy, high Gilbert damping monolayer in contact with the MgO layer coupled to a low damping, low anisotropy bulk layer away from interface. The magnetic properties of CoFeB are considered as an average magnetic material properties of all elements and the

non-magnetic MgO oxide layer is not included in the simulations explicitly as illustrated in Fig. 1. The magnetic properties of CoFeB used in this paper are obtained from direct comparison with experiment[27, 28] and shown in Tab. 1. [Here we include an enhanced interfacial exchange due to the strong hybridization at the interface \[29\] to obtain quantitative agreement with experimental data for the temperature dependence of the magnetization \[28\].](#)

TABLE I. Magnetic parameters of CoFeB/MgO system

Parameters	CoFeB (interface)	CoFeB (Bulk)
damping constant (α)	0.11	0.003
J_{ij} (J/link)	1.547×10^{-20}	7.735×10^{-21}
μ_s (μ_B)	1.6	1.6
k_u (J/atom)	1.35×10^{-22}	0

To observe the precession frequency of magnetization in CoFeB layer at 0 K using the atomistic model, the external field ranging from 0.1 to 10 Tesla is applied along the z direction to the structure where the initial magnetization is aligned to the angle of 30 degrees in yz plane. Fig. 2 shows the dynamics of the y component of the magnetization and the precession frequency with different external magnetic fields. The relaxation time and precession frequency are evaluated by fitting the magnetization dynamics with the function given by

$$M(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cos(2\pi ft), \quad (8)$$

where A , f and τ are the amplitude of the magnetization, precession frequency and the relaxation time respectively. In Fig. 2 we show that increasing the magnetic field reduces the relaxation time but increases the precession frequency of the magnetization, as expected. Our results give a good agreement with previous experimental studies [3, 4]. This verifies the correctness of the atomistic model as a useful tool for further investigation of the damping in CoFeB/MgO.

A. Thickness dependence of the effective damping

The effective damping constant which is the intrinsic property of a material is next considered through magnetization dynamics using the atomistic model. The CoFeB system with

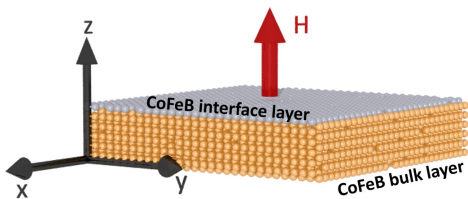


FIG. 1. (Color online) Schematic of the simulated system: the white and gold spheres represent the interface layer and bulk-like CoFeB layer respectively.

the dimension of $20 \times 20 \times t$ nm³ is considered as a bilayer system consisting of monolayer in contact with the MgO layer coupled to a bulk layer. To verify our approach and the correctness of the magnetic parameters of CoFeB used in this work, the thickness dependence of effective damping at 300 K is calculated first and then compared with the previous experimental work of Ikeda *et al.* in Ref. 1. To calculate the effective damping constant of the CoFeB system, it becomes possible to compare the magnetization dynamics obtained from simulation with the analytical solution of the Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation for a single spin [8, 19, 30, 31] aligned along the x -axis for a field \mathbf{B} applied along the z -axis and given by,

$$\begin{aligned} M_x(t) &= \text{sech}\left(\frac{\alpha\gamma B}{1+\alpha^2}t\right) \sin\left(\frac{\gamma B}{1+\alpha^2}t\right) \\ M_y(t) &= -\text{sech}\left(\frac{\alpha\gamma B}{1+\alpha^2}t\right) \cos\left(\frac{\gamma B}{1+\alpha^2}t\right) \\ M_z(t) &= \tanh\left(\frac{\alpha\gamma B}{1+\alpha^2}t\right). \end{aligned} \quad (9)$$

Simulation of magnetization relaxation is therefore performed in order to calculate the effective Gilbert damping pa-

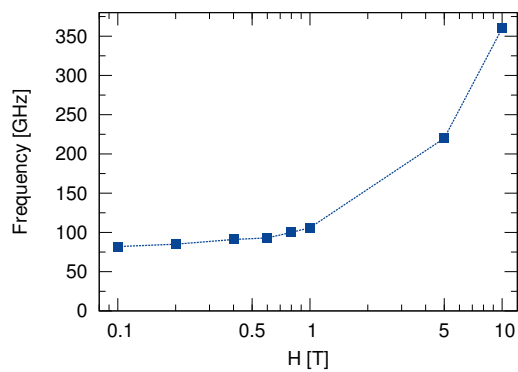
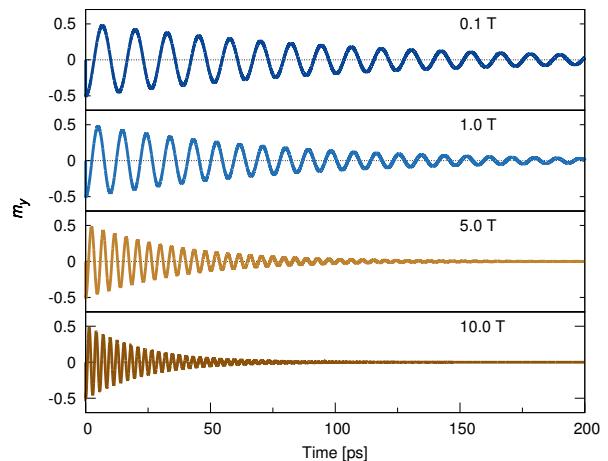


FIG. 2. (Color online)(top) Magnetization dynamics of CoFeB layer with various external fields obtained from the atomistic model (bottom) and field dependence of precession frequency of magnetization in CoFeB layer

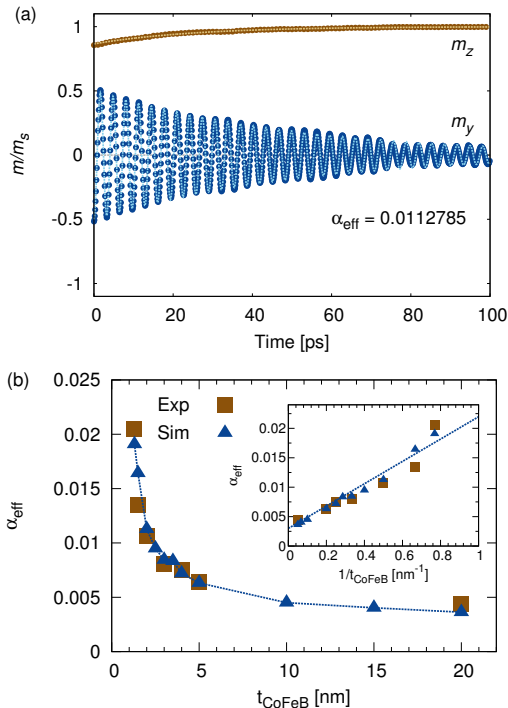


FIG. 3. (Color online) (a) Time evolution of magnetization component of CoFeB system with 2 nm thickness at 300 K after a 30 degree rotation of the equilibrated spin configuration. Points show the analytical magnetization components and dashed lines represent the simulated magnetization. (b) Comparison of the effective Gilbert damping constant of CoFeB system with different thicknesses at 300 K obtained from simulations and experiments in Ref. 1: The line is linear fit on $1/t_{\text{CoFeB}}$, $\alpha_{\text{eff}} = 0.003 + 0.0189677/t_{\text{CoFeB}}$. The simulated thickness dependence of the effective damping quantitatively agrees with the experimental data.

parameter as a function of film thickness and temperature. As the system has a high anisotropy, the magnetic field is a function of the z -component of the magnetization. This precludes the use of the analytical solution for a small fixed field in Eq. 9. We therefore use a large magnetic field of 10 T in the approximation $B \gg H_k = 2k_u/\mu_s$ for the relaxation simulation so that the solution closely approximates the analytical solution. The system is first equilibrated with a 10 T applied field along the z axis. A uniform rotation of the thermally equilibrated spin configuration is then made to initialize the magnetization to an angle of 30° in the yz plane. The relaxation of the net magnetization back to equilibrium towards the z axis is then simulated and the effective damping can be extracted from the magnetization trace by fitting Eq. 9 with the simulation results. From the above equation, we define the coefficients $k_1 = \frac{\alpha\gamma B}{1+\alpha^2}$ and $k_2 = \frac{\gamma B}{1+\alpha^2}$, where the effective damping constant can be expressed in term of k_1 and k_2 , $\alpha_{\text{eff}} = k_1/k_2$.

We first study the magnetization dynamics of a CoFeB system with 2 nm thickness at 300 K as an example simulation to calculate the effective damping constant. After thermal equilibration all of the spins are coherently rotated by an angle

of 30 degrees and the system is then allowed to relax back to equilibrium under a 10 T applied field. The dynamics of the y and z components of the magnetization obtained from the atomistic model is shown in Fig. 3 (a). Subsequently, the magnetization components are fitted by using Eq. 9 where k_1 and k_2 are coefficients used to match the dynamics of the magnetization. We consequently obtain the effective damping constant for this case, $\alpha_{\text{eff}} = 0.0113$, arising from the contribution of magnetic damping from both bulk and interfacial layers, showing a small enhancement over the expected value of $\alpha = 0.0107$ for this thickness. Now we turn to the thickness dependence of effective damping constant at 300 K by varying the CoFeB film thickness up to 20 nm to make a direct comparison with the experimental measurements in Ref. 1. As demonstrated in Fig. 3 (b), the value of the effective damping can be explained in 3 regions. The magnitude of α steeply decreases with increasing thickness of CoFeB film below 2 nm. For a thickness of 2-5 nm, the increase in CoFeB thickness leads to a linear decrease in the damping constant. However in the case of CoFeB thicknesses above 5 nm, the magnitude of α becomes nearly constant and close to the damping constant of bulk layer, $\alpha = 0.003$. This can be understood as follows. For thin films the interface contribution is the dominant contribution to the effective damping and due to the small finite thickness the dynamics are essentially coherent within the film thickness. For thicker films the enhancement of the effective damping constant is governed by the bulk damping constant as some degree of incoherent relaxation is allowed, so that the spins far from the interface relax more slowly. We note that the origin of this effect is the finite thickness of the film rather than temperature effects as we also observe the same behavior at zero K. As demonstrated in the inset of Fig. 3 (b), we also observe a variation of the effective damping as a function of $1/t_{\text{CoFeB}}$. The linear relationship between α and $1/t_{\text{CoFeB}}$ is not observed for very thin films where some non-linear behaviour is seen. This is likely due to additional thermal fluctuations at small sizes giving an additional contribution to the damping from thermal spin waves. Our results are in excellent agreement with experiments in Ref. 1, confirming the validity of magnetic parameters of CoFeB/MgO system used in the atomistic model to calculate the effective damping constant.

B. Temperature dependence of the effective damping constant

So far we have considered the magnetic properties of the CoFeB/MgO structure and confirmed the applicability of the atomistic model for effective damping calculation by making a direct comparison between simulation and experimental data. We now consider the influence of temperature on the effective damping constant of CoFeB/MgO system with different thicknesses ranging from 2 nm to 20 nm. To evaluate the effective damping constant, we perform atomistic calculations including the effect of temperature induced thermal spin fluctuations in the range of 0-400 K. Due to the small size of the system, we perform 30 independent relaxation simulations for each thickness and with different thermal fluctuations. Each simulation uses a different sequence of pseudo-random num-

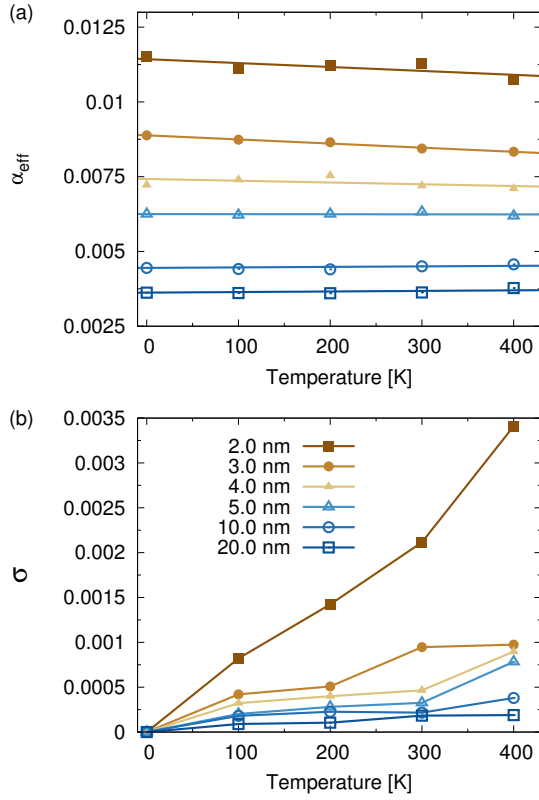


FIG. 4. (Color online) (a) The simulated temperature dependence of the mean effective Gilbert damping constant of the CoFeB/MgO structure for different thicknesses extracted from 20 stochastic simulation runs. The data show a weak temperature dependence and strong thickness dependence. (b) Temperature dependence of the standard deviation (σ) of the distribution of simulated Gilbert damping constants as a function of film thickness. The data show a strong finite size dependence of the distribution of the Gilbert damping parameter, with a 30% deviation for 2 nm thick films at 400K.

bers for the stochastic thermal field in the atomistic model, thereby representing a different statistical sample.

The simulated temperature dependence of the mean effective damping parameter for different thicknesses is shown in Fig. 4 (a). For each thickness, we find that temperature has a weak influence on the mean effective damping parameter, and is essentially constant in the temperature range 0-400 K. This observation is consistent with experimental studies [32, 33]. From our statistical samples of the relaxation dynamics we fit a Gaussian distribution to determine the scatter in the effective damping parameter. The standard deviation of the effective damping distribution as a function of film thickness and temperature are plotted in Fig. 4 (b). Here, we find a very strong thickness and temperature dependence of the distribution. This effect is essentially a statistical thermal contribution to the damping due to the finite thickness of the film. As the film thickness is reduced, the thermal fluctuations become much more important to the dynamics and lead to a large deviation in the effective damping. For films thinner than 2 nm the data becomes noisier due to the larger thermal fluctuations at

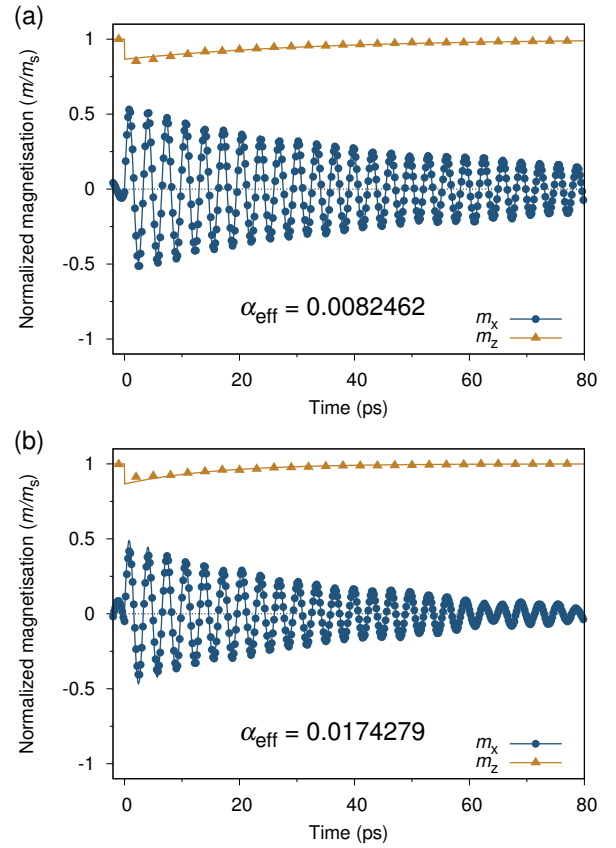


FIG. 5. (Color online) Simulated relaxation dynamics (points) for a 2 nm thick CoFeB/MgO film at $T = 400\text{K}$. For different random thermal fluctuations, simulated through a different pseudo-random sequence, the same system displays (a) low and (b) high values of the effective Gilbert damping constant (fits shown by lines).

elevated temperatures and so the fitting to obtain the Gilbert damping is challenging. However, we expect that the trend of increasing distribution of the damping with decreasing film thickness will lead to a much stronger effect at 1 - 1.5 nm CoFeB thicknesses used in devices.

To gain further insight, we show the simulated relaxation dynamics for the 2nm film thickness at 400 K and the fitted damping parameters in Fig. 5. The data show a clear difference in the effective damping owing solely to statistical variations of the thermal fluctuations at small sizes, in this extreme case showing a factor two change in the effective damping of the system. The system in Fig. 5 is identical in every respect. This is a previously unseen phenomenon, where the Gilbert damping is usually assumed to be a material constant. Indeed, the average Gilbert damping shown in Fig 4 is essentially independent of temperature. Our findings are of importance for nanoscale spintronic devices, where reliable operation depends on a tight control of material properties and dynamic response. The purely thermal origin of this statistical variation of the damping is intrinsic to the finite system size and unavoidable and presents a potential challenge for devices operating at high frequencies in excess of 1 GHz.

IV. CONCLUSIONS

In summary, we have investigated the thickness and temperature dependence of the effective Gilbert damping parameter of CoFeB/MgO bilayers which is promising material candidate for spintronic devices and spin-based logic systems. The system is modeled considering a high anisotropy, high Gilbert damping monolayer in contact with the MgO layer coupled to a low damping, low anisotropy bulk layer away from the interface. We find a strong thickness dependence of the effective damping in agreement with experiment, and an imperceptible temperature dependence of the mean effective damping in the temperature range 0-400K. **We note that the parameters in our model are only effective in that they include the role of the specific sample defects and disorder.** Surprisingly, we find the existence of a strong statistical variation of the Gilbert damping for finite sizes systems owing to random thermal fluctuations. This intrinsic thermal contribution to the dynamics of the system will need to be considered for high speed spintronic devices operating at frequencies of 1 GHz or more. The random fluctuations

may also partially explain the observed statistical variations of the reversal in pulsed STT switching[34, 35]. **Here we have only considered the isotropic contribution to the damping tensor but simulations of larger sample sizes and nanoscale devices would allow natural magnetic inhomogeneities to appear which could enable a direct calculation of the Gilbert damping tensor and will be the subject of future work.**

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was supported by the Samsung Global MRAM Innovation Program. S.S. would like to acknowledge PhD funding from Samsung Electronics. P.C. and J.C. gratefully acknowledge the funding from Maharakham University and Thailand research fund under grant No. MRG6080048. This work made use of the facilities of N8 HPC Centre of Excellence, provided and funded by the N8 consortium and EPSRC (Grant No. EP/K000225/1).

-
- [1] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno, *Nature materials* **9**, 721 (2010).
- [2] Q. Hao and G. Xiao, *Phys. Rev. Applied* **3**, 034009 (2015).
- [3] A. Okada, S. He, B. Gu, S. Kanai, A. Soumyanarayanan, S. T. Lim, M. Tran, M. Mori, S. Maekawa, F. Matsukura, H. Ohno, and C. Panagopoulos, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **114**, 3815 (2017).
- [4] S. Iihama, S. Mizukami, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando, and T. Miyazaki, *Phys. Rev. B* **89**, 174416 (2014).
- [5] A. Conca, J. Greser, T. Sebastian, S. Klingler, B. Obry, B. Leven, and B. Hillebrands, *Journal of Applied Physics* **113**, 213909 (2013).
- [6] X. Liu, W. Zhang, M. J. Carter, and G. Xiao, *Journal of Applied Physics* **110**, 033910 (2011), <http://dx.doi.org/10.1063/1.3615961>.
- [7] S. Mizukami, F. Wu, A. Sakuma, J. Walowski, D. Watanabe, T. Kubota, X. Zhang, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando, *et al.*, *Physical review letters* **106**, 117201 (2011).
- [8] R. F. Evans, W. J. Fan, P. Chureemart, T. A. Ostler, M. O. Ellis, and R. W. Chantrell, *Journal of Physics: Condensed Matter* **26**, 103202 (2014).
- [9] A. Khvalkovskiy, D. Apalkov, S. Watts, R. Chepulsii, R. Beach, A. Ong, X. Tang, A. Driskill-Smith, W. Butler, P. Visscher, *et al.*, *Journal of Physics D: Applied Physics* **46**, 74001 (2013).
- [10] G. Fuchs, J. Sankey, V. Pribiag, L. Qian, P. Braganca, A. Garcia, E. Ryan, Z.-P. Li, O. Ozatay, D. Ralph, *et al.*, *arXiv preprint cond-mat/0703577* (2007).
- [11] S. Iihama, S. Mizukami, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando, and T. Miyazaki, *Physical Review B* **89**, 174416 (2014).
- [12] S. Mizukami, S. Iihama, N. Inami, T. Hiratsuka, G. Kim, H. Naganuma, M. Oogane, and Y. Ando, *Applied Physics Letters* **98**, 052501 (2011).
- [13] S. Iihama, Q. Ma, T. Kubota, S. Mizukami, Y. Ando, and T. Miyazaki, *Applied Physics Express* **5**, 083001 (2012).
- [14] E. Barati and M. Cinal, *Physical Review B* **91**, 214435 (2015).
- [15] Y. Liu, Z. Yuan, R. Wesselink, A. A. Starikov, and P. J. Kelly, *Physical review letters* **113**, 207202 (2014).
- [16] F. Pan, J. Chico, J. Hellsvik, A. Delin, A. Bergman, and L. Bergqvist, *Phys. Rev. B* **94**, 214410 (2016).
- [17] N. Smith, *Phys. Rev. B* **80**, 064412 (2009).
- [18] D. Thonig, Y. Kvashnin, O. Eriksson, and M. Pereiro, *Phys. Rev. Materials* **2**, 013801 (2018).
- [19] M. O. A. Ellis, T. A. Ostler, and R. W. Chantrell, *Phys. Rev. B* **86**, 174418 (2012).
- [20] G. J. Bowden, G. B. G. Stenning, and G. van der Laan, *Journal of Physics: Condensed Matter* **28**, 066001 (2016).
- [21] W. F. Brown, *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).
- [22] A. Lyberatos, D. V. Berkov, and R. W. Chantrell, *Journal of Physics: Condensed Matter* **5**, 8911 (1993).
- [23] A. Lyberatos and R. W. Chantrell, *Journal of Applied Physics* **73**, 6501 (1993).
- [24] J. L. Garcia-Palacios and F. J. Lázaro, *Phys. Rev. B* **58**, 14937 (1998).
- [25] O. Chubykalo, J. D. Hannay, M. Wongsam, R. W. Chantrell, and J. M. Gonzalez, *Phys. Rev. B* **65**, 184428 (2002).
- [26] W. T. Coffey and Y. P. Kalmykov, *Journal of Applied Physics* **112**, 121301 (2012).
- [27] A. Meo, P. Chureemart, S. Wang, R. Chepulsii, D. Apalkov, R. W. Chantrell, and R. F. L. Evans, *Scientific Reports* **7**, 16729 (2017).
- [28] H. Sato, P. Chureemart, F. Matsukura, R. W. Chantrell, H. Ohno, and R. F. L. Evans, *Phys. Rev. B* **98**, 214428 (2018).
- [29] R. Cuadrado, L. Oroszlány, A. Deák, T. A. Ostler, A. Meo, R. V. Chepulsii, D. Apalkov, R. F. L. Evans, L. Szunyogh, and R. W. Chantrell, *Phys. Rev. Applied* **9**, 054048 (2018).
- [30] P. He, X. Ma, J. Zhang, H. Zhao, G. Lüpke, Z. Shi, and S. Zhou, *Physical review letters* **110**, 077203 (2013).
- [31] C.-F. Pai, Y. Ou, D. Ralph, and R. Buhrman, *arXiv preprint arXiv:1411.3379* (2014).

- [32] G. Lu, X. Huang, S. Fan, W. Ling, M. Liu, J. Li, L. Jin, and L. Pan, *Journal of Alloys and Compounds* **753**, 475 (2018).
- [33] X. Wang, J. Feng, P. Guo, H. Wei, X. Han, B. Fang, and Z. Zeng, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **443**, 239 (2017).
- [34] C. Hahn, G. Wolf, B. Kardasz, S. Watts, M. Pinarbasi, and A. D. Kent, *Phys. Rev. B* **94**, 214432 (2016).
- [35] T. Devolder, J.-V. Kim, F. Garcia-Sanchez, J. Swerts, W. Kim, S. Couet, G. Kar, and A. Furnemont, *Phys. Rev. B* **93**, 024420 (2016).

Notification of Oral Presentation Acceptance

ICEIM 2019

September 6-8, 2019 / Tokyo, Japan

<http://www.iceim.org/>

Dear Jessada Chureemart, Sutee Sampan-A-Pai, Sutee Boonchui, Roy Chantrell and Phanwadee Chureemart,

Congratulations!

We are pleased to inform you that the review processes for 2019 8th International Conference on Engineering and Innovative Materials (ICEIM 2019) has been completed. The conference received submissions from different countries and regions, which were reviewed by international experts. Based on the recommendations of the reviewers and the Technical Program Committees, we are pleased to inform you that your abstract identified below has been accepted for oral presentation only. You are cordially invited to present the abstract orally at ICEIM 2019 to be held during **September 6-8, 2019** in **Tokyo Denki University, Tokyo, Japan**.

Speech ID: IM007

Speech Title: Domain wall motion in perpendicularly magnetized materials: Role of spin Hall effect

The abstract presented on ICEIM 2019 will be included into Conference Schedule and flash drive collection. The presenter will be offered with presentation certificate.

Note: **The presented abstract will not be published.**

ICEIM 2019 Organizing Committee
<http://www.iceim.org/>
September 6-8, 2019

A circular blue stamp containing the text "ICEIM 2019 Organizing Committee" around the perimeter, "ICEIM" in the center, and "September 6-8, 2019" at the bottom. A small star is located at the bottom center of the stamp.

Registration Instruction

***So in order to register the conference and have your presentation abstract included in the flash drive collection successfully, you must finish following **Four** steps**

1. Prepare your presentation paper. (Full-length/Abstract)
2. Download and complete the Registration Form
<http://www.iceim.org/reg--P.docx>
3. Finish the payment of Registration fee. (**Please follow the Presenter Item**)
<http://www.iceim.org/reg--P.docx>
4. Send your final presentation abstracts (.doc /.pdf), filled registration form (.doc format), and the payment proof (.jpg format) to us at iceim_conf@vip.163.com (By May 25, 2019)

***If you pay by on-line Credit Card Payment, please fill your confirmation number in the registration form after paying.**

***If you pay by bank transfer, please scan the payment slip as the payment proof for checking.**

***If you pay by PayPal, please fill your Remittance Information in the registration form after paying.**

Please feel free to contact us via iceim_conf@vip.163.com. For the most updated information on the conference, please check the conference website at <http://www.iceim.org/>. The Final Conference Program will be available in **August 2019**.

Finally, we would like to further extend our congratulations to you and we are looking forward to meeting you in Tokyo, Japan!