



รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์

โครงการ การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่คิดผลของแรงบิดสปินและผลของความร้อน
Thermally assisted domain wall motion and in the presence of spin torque

โดย ผศ.ดร. เจษฎา จุรีมาศ และคณะ

มิถุนายน 2561

รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์

โครงการ การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่คิดผลของแรงบิดสปินและผลของความร้อน
Thermally assisted domain wall motion and in the presence of spin torque

ผู้วิจัย

สังกัด

1. ผศ.ดร. เจษฎา จุริมาศ มหาวิทยาลัยมหาสารคาม
2. ผศ.ดร. พรรณวดี จุริมาศ มหาวิทยาลัยมหาสารคาม
3. นาย สุธีร์ สัมพันธ์ภักย์ มหาวิทยาลัยมหาสารคาม

สนับสนุนโดยสำนักงานคณะกรรมการการอุดมศึกษาและสำนักงานกองทุนสนับสนุนการวิจัย

(ความเห็นในรายงานนี้เป็นของผู้วิจัย สกอ. และ สกว. ไม่จำเป็นต้องเห็นด้วยเสมอไป)

บทคัดย่อ

รหัสโครงการ: MRG5980225

ชื่อโครงการ: การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่คิดผลของแรงบิดสปินและผลของความร้อน

ชื่อนักวิจัย และสถาบัน ผศ.ดร. เจษฎา จูรีมาศ มหาวิทยาลัย มหาสารคาม

ผศ.ดร. พรรณวดี จูรีมาศ มหาวิทยาลัย มหาสารคาม

นาย สุธีร์ สัมพันธ์อภัย มหาวิทยาลัย มหาสารคาม

อีเมล: jessada.c@msu.ac.th

ระยะเวลาโครงการ: 2 ปี

บทคัดย่อ:

งานวิจัยนี้ได้ทำการศึกษากำแพงโดเมนด้วยผลของความร้อนช่วยซึ่งถูกเคลื่อนที่โดยปริมาณการส่งผ่านของสปิน ระบบโครงสร้างแบบสองชั้นที่บรรจุกำแพงโดเมนภายในซึ่งกระแสไหลวไรซ์สปินเคลื่อนที่ทะลุผ่านถูกใช้พิจารณา โดยรูปแบบจำลองระดับอะตอมของสปินและรูปแบบจำลองการสะสมของสปินจะถูกใช้ในการศึกษาผลของพลวัตของแมกนีไทเซชันในกำแพงโดเมนและผลกระทบของสปินทอร์ค โดยการรวมผลของปริมาณทางความร้อนจะถูกพิจารณาร่วมกับรูปแบบจำลองระดับอะตอมในฐานะสนามอิสระ จากการศึกษาพบว่าผลกระทบเนื่องจากผลของความร้อนส่งผลให้การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนได้ง่ายขึ้น และที่น่าสนใจยังพบว่าปริมาณของการส่งผ่านของสปินจะมีค่ามากขึ้นสำหรับการพิจารณาผลของสนามความร้อนที่ไม่เท่ากับศูนย์ จากการผลการศึกษาปัจจัยทางความร้อนจะนำไปสู่การลดลงของค่าความหนาแน่นกระแสวิกฤต

คำหลัก : กำแพงโดเมน แรงบิดสปิน ค่าคงที่แอนไอโซโทรปี ค่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้า กระแสวิกฤต

Abstract

Project Code : MRG5980225

Project Title : Thermally assisted domain wall motion in the presence of spin torque

Investigator : Asst.Prof. Dr. Jessada Chureemart, Mahasarakham University

Asst.Prof. Dr. Phanwadee Chureemart, Mahasarakham University

Mr. Sutee Sampam-a-pi, Mahasarakham University

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

Project Period : 2 years

Abstract:

We study thermally assisted domain wall (DW) motion driven by the spin transfer torque. The bilayer system containing domain wall is injected by the spin-polarized current. The combination of atomistic model and the spin accumulation model is employed to investigate the magnetization dynamic within DW and spin torque effect. The inclusion of thermal effect is taken into account the atomistic model as the random field. We found that the thermal effect results to easily initiated DW motion. Interestingly, the magnitude of spin transfer torque is larger for a case of non-zero thermal field. As a result, it consequently leads to lower critical current density

Keywords : Domain wall motion, thermal spin torque, atomistic modeling

Executive summary

ในปัจจุบันพบว่าการพัฒนาอุปกรณ์ทางด้านสปินทรอนิกส์ได้รับความสนใจและมีการพัฒนาอย่างต่อเนื่องและคาดว่าจะนำไปใช้เป็นอุปกรณ์สำหรับการบันทึกข้อมูลในอนาคต สาเหตุเนื่องมาจากอุปกรณ์ประเภทนี้สามารถควบคุมการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนซึ่งสามารถแทนด้วย **ข้อมูลบิต** ผ่านการควบคุมด้วยการป้อนกระแสไฟฟ้าซึ่งใช้พลังงานที่ต่ำกว่าการใช้สนามแม่เหล็ก และมีความแม่นยำที่สูง โดยพบว่าได้มีการศึกษาผลของแรงบิดสปินเนื่องจากผลของกระแสไฟฟ้าทั้งทางทฤษฎีและการทดลองกันอย่างแพร่หลาย แต่ยังไม่ได้รวมผลของอุณหภูมิหรือผลของความร้อนร่วมกับผลของการส่งผ่านกระแสไฟฟ้าซึ่งพบว่าผลของความร้อนนี้จะส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนอย่างสูงมาก จึงนำไปสู่วัตถุประสงค์ของงานวิจัยนี้คือ การศึกษาผลกระทบของความร้อนต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนเนื่องจากผลของแรงบิดสปินโดยการป้อนกระแสไฟฟ้าและการศึกษาพฤติกรรมการหมุนกลับของสปินหรือแมกนีไทเซชันของวัสดุแม่เหล็กผ่านรูปแบบจำลองระดับอะตอมของสปิน (atomistic spin model) ซึ่งจะทำให้การพิจารณาเกี่ยวกับรูปแบบจำลองการสะสมของสปิน (spin accumulation model)

โดยในงานวิจัยนี้จะทำการพัฒนาแบบจำลองระดับอะตอมของวัสดุแม่เหล็กโคบอลต์ภายในโครงสร้างเส้นลวดนาโน เพื่อใช้ในการศึกษาพลวัตของสปินต่อเวลา เมื่อมีการพิจารณาผลของสนามประสิทธิผลซึ่งจะรวมผลของสนามที่เกิดขึ้นทั้งหมดในระบบ ได้แก่ สนามแม่เหล็กภายนอก สนามเอนไอโซโทรปี สนามแลกเปลี่ยน สนามหักล้าง และสามารถรวมผลของสนามอุณหภูมิ ในระดับอะตอม นอกจากนี้จะทำการพัฒนารูปแบบจำลองการสะสมของสปินซึ่งจะถูกใช้ในการพิจารณาผลเนื่องจากอันตรกิริยาแลกเปลี่ยนที่เกิดขึ้นระหว่างการป้อนกระแสไฟฟ้ากับแมกนีไทเซชันหรือสปินของวัสดุแม่เหล็กนำไปสู่การเกิด แรงบิดของสปิน (spin transfer torque, STT) หลังจากการพัฒนาแบบจำลองการสะสมของสปินเสร็จจะถูกนำไปใช้ร่วมกับรูปแบบจำลองระดับอะตอมเพื่อใช้ศึกษาพลวัตของสปินที่คิดผลระหว่างสนามแม่เหล็กประสิทธิผลและผลของสปินทอร์ค

จากการศึกษาปัจจัยต่างๆที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนผ่านรูปแบบจำลองทางคอมพิวเตอร์ระดับอะตอม โดยในลำดับแรกทำการพิจารณาปัจจัยที่ไม่คิดผลของอุณหภูมิร่วมพบว่าค่าคงที่เอนไอโซโทรปีหรือคุณสมบัติความเป็นแม่เหล็กที่เลือกใช้ในวัสดุเส้นลวดนาโน จะส่งผลต่อการเคลื่อนที่พบว่าระยะการเลื่อนและความเร็วในการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจะมีค่าสูงขึ้นแปรผันตามค่าเอนไอโซโทรปี ซึ่งกำแพงโดเมนที่มีค่าเอนไอโซโทรปีน้อยจะมีระยะการเลื่อนของกำแพงโดเมนน้อยเนื่องจากกำแพงโดเมนกว้างและมีค่าพลังงานแลกเปลี่ยนสูง ในทางตรงกันข้ามกำแพงโดเมนที่มีค่าเอนไอโซโทรปีสูงจะมีระยะการเลื่อนของกำแพงโดเมนมากเนื่องจากความกว้างของกำแพงโดเมนที่แคบทำให้กำแพงโดเมนเข้าสู่สภาวะสมดุลได้ช้าเนื่องจากกำแพงโดเมนไปชนกับแมกนีไทเซชันที่ตำแหน่งขอบ นอกจากนี้ยังพบว่าเมื่อป้อนกระแสไฟฟ้าให้กับโครงสร้างเส้นลวดนาโนจะทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่และเกิดการเปลี่ยนแปลงความกว้างของกำแพงโดเมนเล็กน้อยเนื่องจากแรงบิด

ของกระแสสปินที่กระทำกับแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนไม่ได้สูงจนไปทำลายโครงสร้างของกำแพงโดเมน โดยความกว้างของกำแพงโดเมนจะเปลี่ยนแปลงจนกระทั่งกำแพงโดเมนเคลื่อนที่เข้าสู่ระยะสมดุล นอกจากนี้จากผลการคำนวณในระดับอะตอมให้ผลที่สอดคล้องกับค่าทางทฤษฎี

ในลำดับถัดไปได้ทำการศึกษาผลของค่ากระแสสปินหรือค่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าพบว่า ถ้าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้ามีค่าสูงจะทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่ได้เร็ว ส่งผลให้อุปกรณ์นั้นทำงานได้เร็วขึ้น โดยจากการคำนวณพบว่า การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจะมีระยะเลื่อนมากและมีความเร็วของการเคลื่อนที่เพิ่มขึ้นตามค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าเพิ่มขึ้น ในขณะเดียวกันพบว่าค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่มีค่ามากจะทำให้กำแพงโดเมนใช้เวลาในการเข้าสู่ภาวะสมดุลได้เร็วกว่าค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่มีค่าน้อย ซึ่งหมายความว่าเมื่อป้อนกระแสมากจะทำให้หน่วยความจำนั้นทำงานได้เร็วขึ้น แต่อย่างไรก็ตามความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าที่สูงขึ้นจนเกินไปจะส่งผลให้เกิดความร้อนในเส้นลวดนาโนและจะทำลายโครงสร้างของแมกนีไทเซชันภายในหน่วยความจำ และในลำดับสุดท้ายจะทำการพิจารณาผลของอุณหภูมิร่วมกับการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน โดยเมื่อทำการส่งผ่านกระแสไฟฟ้าที่รวมผลของอุณหภูมิที่สูง พบว่าระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนเคลื่อนที่ด้วยความเร็วที่สูงกว่าในระบบที่มีอุณหภูมิที่ต่ำกว่า แต่กลับพบว่าเมื่อให้อุณหภูมิที่สูงมากจะส่งผลให้กำแพงโดเมนไม่สามารถเข้าสู่ภาวะสมดุลได้ ซึ่งเกิดจากการผันผวนของแมกนีไทเซชันเนื่องจากผลของอุณหภูมิในขณะที่เคลื่อนที่ภายในวัสดุแม่เหล็ก นอกจากนี้แล้วยังทำการพิจารณาค่ากระแสวิกฤตหรือปริมาณกระแสที่น้อยที่สุดที่สามารถทำให้กำแพงโดเมนเริ่มมีการเคลื่อนที่ จากการศึกษานี้ยังพบว่าที่ระบบที่มีอุณหภูมิที่สูงขึ้นค่าส่งกระแสวิกฤตจะมีค่าที่ต่ำกว่าหรือกว่าได้ว่าที่อุณหภูมิเพิ่มขึ้น เราสามารถลดปริมาณกระแสสปินในการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนนั่นเอง

จากการพิจารณาปัจจัยต่างๆ เช่น ค่าคงที่แอนไอโซโทรปีและค่ากระแสสปิน ที่พิจารณาผลของอุณหภูมิร่วมต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน เช่น ระยะการเคลื่อนที่ ความเร็ว กระแสวิกฤตพบว่าผลของความร้อนส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน โดยความเร็วในการเคลื่อนที่จะมีค่าสูงขึ้น สามารถลดค่าความหนาแน่นของกระแสในระบบ กระแสวิกฤตมีค่าที่ลดลง แต่อย่างไรก็ตามยังพบปัญหาคือการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจะใช้ระยะเวลาในการเข้าสู่สมดุลที่ยาวนานเมื่ออุณหภูมิมีค่าสูงมากหรือขาดความแม่นยำในการกำหนดการเคลื่อนที่ของโดเมนนั่นเอง ดังนั้นการพิจารณาผลของอุณหภูมิจำเป็นจะต้องทำการหาเงื่อนไขที่เหมาะสมร่วม ไม่ว่าจะเป็น วัสดุแม่เหล็กที่ใช้ ค่าความหนาแน่นกระแส และ อุณหภูมิเพื่อนำไปสู่การพัฒนาประสิทธิภาพอุปกรณ์ทางด้านสปินทรอนิกส์ โดยเฉพาะอย่างอุปกรณ์ racetrack memory ต่อไปในอนาคต

วัตถุประสงค์

งานวิจัยนี้มีจุดมุ่งหมายในการศึกษาผลกระทบของอุณหภูมิสำหรับการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนเนื่องจากการส่งผ่านของกระแสสปินในระบบโครงสร้าง 2 ชั้น และขบวนการหมุนกลับของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนผ่านรูปแบบจำลองระดับอะตอมร่วมกับรูปแบบจำลองการสะสมสปินที่รวมผลของพลังงานความร้อน

วิธีทดลอง

งานวิจัยนี้ได้ทำการพัฒนาแบบจำลองระดับอะตอม (atomistic spin model) ของวัสดุแม่เหล็กเพื่อใช้ในการศึกษาพลวัตของสปินหรือแมกนีไทเซชันต่อเวลาเนื่องจากผลของสนามประสิทธิผลซึ่งจะรวมผลของสนามที่เกิดขึ้นทั้งหมดในระบบได้แก่ สนามแม่เหล็กภายนอก สนามเอนไอโซโทรปี สนามแลกเปลี่ยน สนามหักล้าง และสนามอุณหภูมิ ในระดับอะตอม โดยจะทำการพิจารณาร่วมกับรูปแบบจำลองการสะสมสปิน (spin accumulation model) ซึ่งได้ทำการพัฒนารูปแบบจำลองการสะสมสปินขึ้นเพื่อใช้พิจารณาผลเนื่องจากอันตรกิริยาแลกเปลี่ยนที่เกิดขึ้นระหว่างการป้อนกระแสไฟฟ้าหรือกระแสสปินกับแมกนีไทเซชันหรือสปินของวัสดุแม่เหล็ก นำไปสู่การเกิดแรงบิดของสปิน (spin transfer torque, STT) โดยมีจุดมุ่งหมายในการพิจารณาผลการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน ความเร็วของการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน ค่ากระแสไฟฟ้าที่มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนและกระแสวิกฤต รวมถึงการพิจารณาผลของอุณหภูมิที่ส่งผลต่อปัจจัยต่างๆข้างต้น เพื่อนำไปใช้ในการพัฒนาเทคโนโลยีการบันทึกข้อมูลแบบใหม่ในอนาคตที่เรียกว่า racetrack memory ต่อไป

1. สมการ Landau–Lifshitz–Gilbert equation (LLG)

ในงานวิจัยนี้ได้ศึกษาพลวัตของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนที่เวลาใดๆ โดยใช้สมการแลนดาว ลิฟชิตซ์ กิลล์เบิร์ก (Landau–Lifshitz–Gilbert equation, LLG) [1] โดยเริ่มจากการพิจารณาสมการแลนดาวและลิฟชิตซ์ (Landau–Lifshitz equation, LL) [2] จากความสัมพันธ์ระหว่างโมเมนต์แม่เหล็กกับโมเมนต์ดัมเชิงมุม (angular momentum, $\vec{L}$) ของอิเล็กตรอนในทางกลศาสตร์ควอนตัมดังสมการ

$$\vec{\mu} = -\gamma \vec{L} \quad (1)$$

ดังนั้น อัตราการเปลี่ยนแปลงโมเมนต์ดัมเชิงมุมที่เกิดจากแรงบิดของสนามแม่เหล็กภายนอกกระทำต่อโมเมนต์แม่เหล็กสามารถพิจารณาได้ดังนี้

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{\mu} \times \mathbf{H} \quad (2)$$

เมื่อ $\mathbf{H}$ คือ สนามแม่เหล็กภายนอก เมื่อแทนสมการ (1) ลงใน (2) ทำให้ได้สมการที่อธิบายการเคลื่อนที่แบบหมุนวนของโมเมนต์แม่เหล็กรอบสนามแม่เหล็กภายนอก ซึ่งสามารถเขียนสมการ (2) ได้เป็น

$$\frac{\partial \vec{\mu}}{\partial t} = -\gamma \vec{\mu} \times \mathbf{H}_{eff} \quad (3)$$

เมื่อ $\mathbf{H}_{eff}$ คือ สนามแม่เหล็กประสิทธิผล (effective field) ซึ่งประกอบด้วยผลรวมของ สนามปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยน (exchange interaction field) สนามแอนไอโซโทรปี (anisotropy field) สนามแม่เหล็กภายนอก (applied magnetic field) สนามลดสภาพความเป็นแม่เหล็ก (demagnetizing field) และ สนามความร้อน (thermal field) ของโมเมนต์แม่เหล็กภายในวัสดุแม่เหล็ก ดังนั้นการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันซึ่งหมุนวนรอบสนามแม่เหล็กสามารถเขียนใหม่ได้เป็น

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \mathbf{H}_{eff} \quad (4)$$

เมื่อ $\vec{M}$ คือ แมกนีไทเซชัน

แต่อย่างไรก็ตาม พบว่า สมการ (4) สามารถอธิบายได้เฉพาะในสภาวะสมดุลที่มีเฉพาะการหมุนวนรอบสนามประสิทธิผลเท่านั้น โดยในความเป็นจริงแล้วการป้อนสนามแม่เหล็กประสิทธิผลไปยังวัสดุแม่เหล็กจะทำให้เกิดแรงบิดซึ่งมีทิศทางเข้าหาสนามแม่เหล็กภายนอก ส่งผลให้การเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันมีการจัดเรียงตัวตามสนามแม่เหล็กประสิทธิผลซึ่งการเคลื่อนที่ที่มีแรงบิดมากระทำเรียกว่า การเคลื่อนที่แบบหน่วง (damping motion) โดยความเร็วของการเคลื่อนที่แบบหน่วงถูกอธิบายด้วยค่าคงที่ความหน่วง ดังนั้น สมการ (4) ที่มีการพิจารณาผลของการเคลื่อนที่แบบหน่วงสามารถเขียนใหม่ได้ดังสมการ

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma_{LL} \vec{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\alpha_{LL}}{M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \mathbf{H}_{eff}) \quad (5)$$

เมื่อ α_{LL} เป็นค่าคงที่ความหน่วงที่ใช้ในสมการ LL

แต่อย่างไรก็ตามสมการ (5) ยังมีข้อจำกัดในการนำไปประยุกต์ใช้งาน เนื่องจาก สมการ LL สามารถอธิบายได้เฉพาะในกรณีที่ค่าคงที่ความหน่วงมีค่าน้อย ต่อมาทิลเบิร์ต ได้เสนอสมการที่สามารถอธิบายการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่ค่าคงที่ความหน่วงอยู่ในช่วง 0-1 [3] ซึ่งเรียกสมการใหม่นี้ว่าสมการแลนดาว ลิฟชิตซ์ ทิลเบิร์ต (Landau-Lifshitz-Gilbert ,LLG)

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma_G \vec{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha_G}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (6)$$

โดย γ_G เป็นอัตราส่วนไจโรแมกเนติกของทิลเบิร์ต และ α_G คือ ค่าคงที่ความหน่วงของทิลเบิร์ต

เมื่อพิจารณาสมการ (6) พบว่าสมการ LLG ในรูปของทิลเบิร์ตมีความยุ่งยากในการคำนวณเนื่องจากมีพจน์ของ $\partial \vec{M} / \partial t$ ทั้งสองข้างของสมการ จึงได้ทำการจัดรูปใหม่ของสมการ LLG ให้อยู่ในรูปแบบ LL ซึ่งทำให้ได้สมการ LLG ในรูปแบบที่ง่ายและสะดวกขึ้น ดังนี้ [4]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \frac{-\gamma_G}{(1+\alpha_G^2)} \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\gamma_G \alpha_G}{(1+\alpha_G^2)} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff})] \quad (7)$$

เมื่อ $\mathbf{M}$ คือ เวกเตอร์หนึ่งหน่วยของแมกนีไทเซชัน

จากสมการที่ (7) พบว่าพจน์แรกจะแสดงถึงแรงที่กระทำต่อแมกนีไทเซชันในทิศทางหมุนรอบสนามประสิทธิผลซึ่งเรียกว่าการเคลื่อนที่แบบหมุน (precession motion) และพจน์ที่สองคือการเคลื่อนที่แบบหน่วง (damping term) ซึ่งแสดงถึงแรงมากระทำต่อแมกนีไทเซชันให้มีทิศทางเดียวกับสนามประสิทธิผล การเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่เกิดจากผลของแรงบิดทั้งสองส่วนทำให้แมกนีไทเซชันมีการเคลื่อนที่วนแบบก้นหอยไปในทิศทางของสนามประสิทธิผล โดยที่ค่าแกมมาจะแสดงถึงความเร็วในการหมุนวนของแมกนีไทเซชันรอบสนามแม่เหล็กประสิทธิผล และค่าแอลฟาแสดงการเคลื่อนที่แบบหน่วงเข้าหาสนามประสิทธิผล แมกนีไทเซชันจะมีความเร็วในการเคลื่อนที่ได้มากหรือน้อยขึ้นอยู่กับค่าแอลฟา

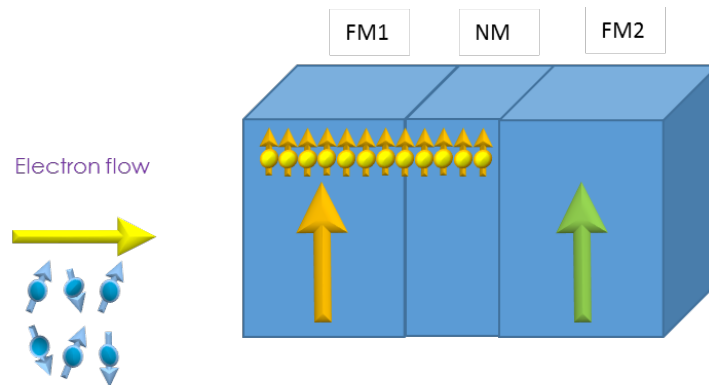
จากสมการ LLG equation ซึ่งเป็นการพิจารณาการเคลื่อนที่ของสปินหรือแมกนีไทเซชันเนื่องมาจากผลของสนามแม่เหล็กประสิทธิผลเพียงอย่างเดียวซึ่งยังไม่สามารถคิดผลเนื่องมาจากการป้อนกระแสไฟฟ้าร่วมซึ่งมีผลต่อการเปลี่ยนแปลงทิศทางหรือการเคลื่อนที่ของสปินด้วยเนื่องมาจากการป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอกเข้าไปในระบบ กระแสไฟฟ้าจะเหนี่ยวนำทำให้เกิดแรงบิดกระทำต่อสปินที่เรียกว่าสปินทอร์ก (spin torque) ทำให้มีแรงบิดเพิ่มเติมนอกเหนือจากแรงบิดที่เกิดจากสนามแม่เหล็กประสิทธิผลซึ่งทำให้ง่ายต่อการควบคุมทิศทางของแมกนีไทเซชัน ดังนั้นในการพิจารณาการเคลื่อนที่ของสปินที่คิดผลของสปินทอร์กจำเป็นจะต้องรวมผลของสนามสปินร่วมกับสมการ LLG ซึ่งจะอธิบายในหัวข้อถัดไป

2 ปรากฏการณ์สปินทอร์ก

ปรากฏการณ์สปินทอร์กเป็นปรากฏการณ์ที่เกิดจากอันตรกิริยาระหว่างสปินของอิเล็กตรอนกับแมกนีไทเซชันในวัสดุแม่เหล็กทำให้เกิดแรงบิดที่กระทำต่อแมกนีไทเซชันและส่งผลการเปลี่ยนแปลงทิศทางของแมกนีไทเซชัน และยังถูกนำมาประยุกต์ใช้ในการควบคุมการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน ด้วยเหตุนี้จึงมีความจำเป็นที่จะต้องศึกษาเกี่ยวกับการควบคุมทิศทางของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนซึ่งทำได้โดยวิธีป้อนกระแสไฟฟ้าจากภายนอกแล้วจะทำให้เกิดแรงบิดกระทำต่อแมกนีไทเซชันในกำแพงโดเมน ดังนั้นการศึกษาสปินทอร์กจึงมีความสำคัญต่อการพิจารณาผลของทิศทางแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมน

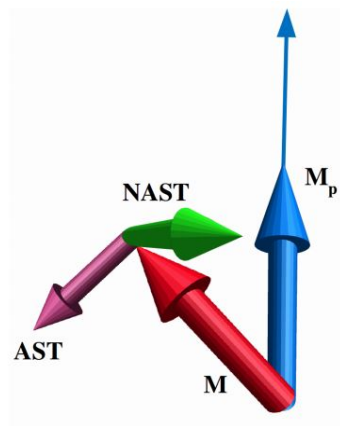
การป้อนกระแสเข้าไปในโครงสร้างวัสดุสามชั้นจะทำให้เกิดอันตรกิริยาระหว่างสปินของกระแสที่มีทิศทางแบบสุ่มกับแมกนีไทเซชันของชั้นพิน ส่งผลให้กระแสพินพยายามจัดเรียงตัวไปในแนวเดียวกันกับแมกนีไทเซชันของชั้นพิน ซึ่งเรียกระแสนี้ว่า กระแสสปินโพลารไรซ์ (spin polarized current) จากนั้นกระแสสปินโพลารไรซ์จะเคลื่อนที่ไปยังชั้นอิสระที่มีแมกนีไทเซชันที่สามารถเปลี่ยนแปลงได้ และจะเกิดอันตรกิริยาอีกครั้งระหว่างกระแสพินกับแมกนีไทเซชันในชั้นอิสระซึ่งส่งผลให้เกิดแรงบิดกระทำต่อสปินอิเล็กตรอน ในขณะเดียวกันจะเกิดแรงบิดกระทำกลับต่อแมกนีไท

เซชันเช่นกันส่งผลให้เกิดทอร์ก (torque) เป็นไปตามกฎการอนุรักษ์โมเมนตัมเชิงมุม หากแรงบิดดังกล่าวมีค่ามากพอจะส่งผลให้แมกนีไทเซชันในชั้นอิสระ มีทิศทางเดียวกันกับแมกนีไทเซชันในชั้นพิน แสดงดังรูปที่ 1



รูปที่ 1 กระบวนการที่เกิดขึ้นภายในชั้นวัสดุแม่เหล็กเมื่อมีการป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอก

ปรากฏการณ์สปินทอร์ก เกิดขึ้นจากปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยน s-d ระหว่างสปินของกระแสกับแมกนีไทเซชัน เนื่องจากผลของปฏิสัมพันธ์สปินทอร์กจึงทำให้เกิดแรงบิดสองแบบคือ อเดียบาติกทอร์ก (adiabatic spin torque, AST) และ นอนอเดียบาติกทอร์ก (nonadiabatic spin torque, NAST) [5] แสดงดังรูปที่ 2 และสามารถพิจารณาได้จากสมการต่อไปนี้



รูปที่ 2 อันตรกิริยาระหว่างแมกนีไทเซชันในชั้นแม่เหล็กเฟอร์โรแมกนีติกชั้นพิน (M_p) กับแมกนีไทเซชันในชั้นแม่เหล็กเฟอร์โรแมกนีติกชั้นอิสระ (M) ส่งผลให้เกิดคืออเดียบาติกทอร์ก (adiabatic spin torque, AST) และ นอนอเดียบาติกทอร์ก (nonadiabatic spin torque, NAST)

อเดียบาติกทอร์ก (adiabatic spin torque, AST) สามารถเป็นแหล่งที่มาของการเคลื่อนที่แบบหมุนวงที่ทำให้แมกนีไทเซชันของชั้นอิสระมีแนวโน้มเรียงตัวในทิศทางเดียวกันกับแมกนีไทเซชันในชั้นพิน แรงบิดนี้ถูกใช้อย่างกว้างขวางเพื่ออธิบายถึงกลไก ของแรงบิดหมุนในระบบวัสดุแม่เหล็ก และแรงบิดนี้จะขึ้นอยู่กับค่าสัมประสิทธิ์ a ดังสมการ [6]

$$\mathbf{T}_s = \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right) = \gamma a \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{M}_p) \quad (8)$$

โดยที่ $a = \hbar P I / M_s V e$ คือพารามิเตอร์ของสปินทอร์ก I คือกระแสไฟฟ้า P คือพารามิเตอร์ของกระแสสปินโพลาไรซ์ γ คืออัตราส่วนไจโรแมกเนติก (gyromagnetic ratio) M_s คือแมกนีไทเซชันอิ่มตัว V คือปริมาตรของตัวอย่างวัสดุ e คือประจุอิเล็กตรอน M_p และ M คือเวกเตอร์หนึ่งหน่วยของแมกนีไทเซชันในชั้นวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกชั้นพินและชั้นอิสระตามลำดับ

นอกเหนือจากอเดียบาติกทอร์กแล้วยังมีแรงบิดเพิ่มเติมที่เพิ่มขึ้นในระบบแม่เหล็กผ่านการแลกเปลี่ยน s-d ปฏิสัมพันธ์ ซึ่งจะทำให้แมกนีไทเซชันในชั้นอิสระมีทิศทางออกจากแนวของแมกนีไทเซชันในชั้นพิน เรียกว่า นอนอเดียบาติกทอร์ก (nonadiabatic spin torque, NAST) ซึ่งความแรงของแรงบิดนี้มีลักษณะตามพารามิเตอร์ b ดังสมการ [6]

$$\mathbf{T}_F = b(\mathbf{M} \times \mathbf{M}_p) \quad (9)$$

โดยที่ b คือพารามิเตอร์ของสปินทอร์ก

ในการพิจารณาการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนสามารถพิจารณาได้จากสมการ LLG ที่คิดผลของกระแสไฟฟ้าภายนอก ดังรายละเอียดต่อไปนี้

3. สมการ Landau-Lifshitz-Gilbert equation ที่คิดผลของกระแสไฟฟ้าภายนอก

การป้อนกระแสสปินผ่านโครงสร้างวัสดุแม่เหล็กและส่งผลทำให้เกิดแรงบิดกระทำต่อแมกนีไทเซชัน เนื่องจากปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยน s-d ระหว่างสปินของอิเล็กตรอนกับแมกนีไทเซชันภายในวัสดุแม่เหล็ก และมีพลังงานปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนดังสมการ

$$\mathcal{H}_{sd} = -J_{sd} \mathbf{m} \cdot \mathbf{M} \quad (10)$$

ซึ่งสามารถพิจารณาผลของแรงบิดสปินผ่านการสะสมสปินได้ในรูปของสนามได้ตามสมการ

$$\mathbf{H}_{sd} = -\frac{\partial \mathcal{H}_{sd}}{\partial \mathbf{M}_s} = J_{sd} \mathbf{m} \quad (11)$$

ดังนั้นจากสมการที่ (7) เพื่อที่จะคำนวณการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่พิจารณาผลของแรงบิดของสปินได้สามารถเขียนอยู่ในรูปของสมการดังต่อไปนี้

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \frac{-\gamma}{(1+\alpha^2)} \mathbf{M} \times (\mathbf{H}_{eff} + J_{sd} \mathbf{m}) - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times (\mathbf{H}_{eff} + J_{sd} \mathbf{m})) \quad (12)$$

เมื่อ $\mathbf{H}_{eff}$ คือ สนามแม่เหล็กประสิทธิผล

$\mathbf{M}$ คือ เวกเตอร์หนึ่งหน่วยของแมกนีไทเซชัน

γ คือ อัตราส่วนไจโรแมกเนติก (gyromagnetic ratio)

α คือ ค่าคงที่ความหน่วงของ Gilbert

$\mathbf{m}$ คือ การสะสมสปิน

J_{sd} คือ ค่าคงที่การแลกเปลี่ยน s-d ระหว่างสปินของอิเล็กตรอนและแมกนีไทเซชัน

จากสมการ LLG ที่คิดผลพลของกระแสไฟฟ้าภายนอกข้างต้นจะพบว่าแรงบิดของสปินจะขึ้นอยู่กับกระแสสปิน

4. วิธีการฮอยน์สกีม

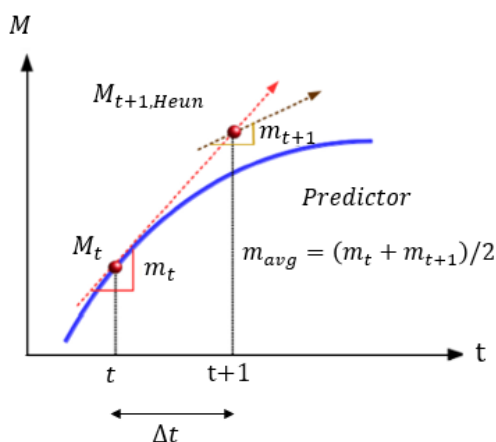
เนื่องจากในงานวิจัยนี้พิจารณาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่เวลาต่างๆที่ขับเคลื่อนด้วยสนามแม่เหล็กประสิทธิผลสามารถพิจารณาได้จากสมการ LLG โดยการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนมีการเปลี่ยนแปลงแบบไม่เชิงเส้น ดังนั้นจึงมีความจำเป็นที่จะต้องใช่วิธีการเชิงตัวเลข เนื่องจากการแก้สมการการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันเพื่อหาผลเฉลยทั่วไบนั้นทำได้ยาก โดยวิธีการเชิงตัวเลขที่ใช้สำหรับการคำนวณการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันมีหลายวิธี ซึ่งในงานวิจัยนี้เลือกใช้วิธีการฮอยน์สกีม (Heun scheme method) โดยการคำนวณการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันเริ่มต้นด้วยวิธีการคำนวณเชิงตัวเลขของออยเลอร์ (Euler) ซึ่งเป็นการสมมติการเปลี่ยนแปลงตำแหน่งของแมกนีไทเซชันแบบเชิงเส้นในช่วงเวลาสั้นๆ แต่อย่างไรก็ตามการประมาณค่าตำแหน่งด้วยวิธีการออยเลอร์ทำให้มีความคลาดเคลื่อนมาก ดังนั้นจึงมีการปรับปรุงวิธีการคำนวณเชิงตัวเลขของออยเลอร์เพื่อลดค่าความคลาดเคลื่อนและสามารถพิจารณาที่ช่วงเวลาที่กว้างขึ้นได้เรียกว่าวิธีการฮอยน์สกีม โดยมีขั้นตอนในการคำนวณเริ่มต้นจากวิธีการทำนายตำแหน่ง (Predictor algorithm) โดยใช้วิธีการคำนวณเชิงตัวเลขของออยเลอร์ ดังสมการ

$$M_{t+1,Euler} = M_t + \Delta t M'_t \quad (13)$$

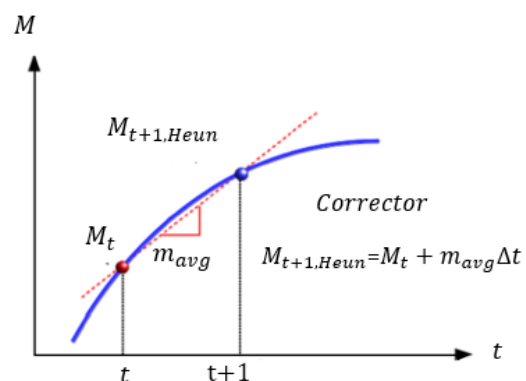
โดยค่าอนุพันธ์ของแมกนีไทเซชันที่คิดเฉพาะสนามแม่เหล็กประสิทธิผลที่เวลาที่จุดเริ่มต้น t สามารถพิจารณาได้จากสมการ LLG ดังนี้

$$M'_t = \frac{\partial M}{\partial t} = \frac{-\gamma}{(1+\alpha^2)} \left[M_t \times H_{eff} + \alpha M_t \times (M_t \times H_{eff}) \right] \quad (14)$$

จากสมการ 13 สามารถแสดงผลการคำนวณได้ดังรูปที่ 3 (ก) ซึ่งพบว่าความชันของเส้นตรงที่ได้จากการประมาณตำแหน่งแบบเชิงเส้นให้ตำแหน่งของแมกนีไทเซชันมีค่าสูงขึ้นหรือต่ำกว่าค่าจริง



(ก)



(ข)

รูปที่ 3 แสดงการคำนวณเชิงตัวเลขฮอยน์สกี (ก) การพิจารณาค่าประมาณของตำแหน่งถัดไปด้วยค่าอนุพันธ์ของจุดเริ่มต้นฮอยเลอร์ (ข) หาค่าอนุพันธ์เฉลี่ยของจุดเริ่มต้นและจุดไปทีประมาณด้วยฮอยเลอร์เพื่อหาค่าตำแหน่งสุดท้ายที่มีความถูกต้องมากขึ้น

จากนั้นพิจารณาค่าอนุพันธ์เฉลี่ยที่ได้จากสปินที่ตำแหน่ง M_t และ $M'_{t+1,Euler}$ เพื่อลดค่าความคลาดเคลื่อนที่เกิดจากวิธีการคำนวณเชิงตัวเลขฮอยเลอร์จะได้ว่า

$$M'_{avg} = \frac{1}{2} [M'_t + M'_{t+1,Euler}] \quad (15)$$

เมื่อ

$$M'_{t+1,Euler} = \frac{-\gamma}{(1+\alpha^2)} [M_{t+1,Euler} \times H_{eff}^{new} + \alpha M_{t+1,Euler} \times (M_{t+1,Euler} \times H_{eff}^{new})] \quad (16)$$

เมื่อ H_{eff}^{new} เป็นสนามแม่เหล็กประสิทธิผลที่ทำการคำนวณใหม่หลังจากขั้นตอนการทำนายตำแหน่ง เนื่องจากการเปลี่ยนแปลงทิศทางของแมกนีไทเซชันจะส่งผลให้ค่าสนามแม่เหล็กประสิทธิผลเปลี่ยนแปลงไป

ขั้นตอนสุดท้ายคือการหาค่าตำแหน่งของแมกนีไทเซชันที่เวลา $t+1$ เรียกว่า วิธีคอร์เรคเตอร์ (corrector algorithm) โดยการใช้ค่าอนุพันธ์หรือความชันเฉลี่ยในสมการ (15) จะได้ตำแหน่งสุดท้ายของแมกนีไทเซชันที่มีค่าความถูกต้องมากขึ้นดังนี้

$$M_{t+1,Euler} = M_t + \Delta t M'_{avg} \quad (17)$$

วิธีการเชิงตัวเลขที่ใช้สำหรับการคำนวณการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันโดยใช้วิธีฮอยน์สกี เป็นวิธีการที่ง่ายแต่มีประสิทธิภาพ โดยการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันด้วยวิธีนี้จะต้องทำให้แมกนีไทเซชันเป็นเวกเตอร์หนึ่งหน่วยทุกครั้งหลังจากขั้นตอนการทำนายตำแหน่ง และขั้นตอนคอร์เรคเตอร์ เนื่องจากวิธีการฮอยน์สกีจะไม่รักษาสภาพความเป็นเวกเตอร์หนึ่งหน่วยของแมกนีไทเซชัน และในลำดับถัดไปจะเป็นการศึกษาการสะสมสปินซึ่งเกิดขึ้นในโครงสร้างวัสดุแม่เหล็ก

6. แบบจำลองการสะสมสปิน

การป้อนกระแสไฟฟ้าเข้าสู่โครงสร้างของเส้นลวดแม่เหล็กเพื่อขับเคลื่อนกำแพงโดเมนจะทำให้เกิดการสะสมสปิน ซึ่งเป็นผลต่างของสปินขึ้นและสปินลงที่เกิดขึ้นภายในวัสดุ เมื่อป้อนกระแสเข้าไปสู่โครงสร้างวัสดุจะส่งผลให้จำนวนของสปินขึ้นและสปินลงจะเกิดการเปลี่ยนแปลงที่เกิดขึ้นบริเวณรอยต่อของวัสดุสองชนิด เช่น รอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกกับวัสดุที่ไม่มีคุณสมบัติความเป็นแม่เหล็กหรือรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกกับวัสดุกึ่งตัวนำ เป็นต้น จากนั้นเมื่อกระแสนี้เคลื่อนที่ไปยังชั้นอิสระ การสะสมสปินซึ่งมีทิศทางโน้มตามแมกนีไทเซชันในชั้นพินจะเกิดอันตรกิริยากับแมกนีไทเซชันในชั้นอิสระซึ่งทำให้เกิดสปินทอร์ค

โดยการส่งผ่านสปินในวัสดุแม่เหล็กในสถานะเริ่มต้นชั้นที่ไม่มีคุณสมบัติความเป็นแม่เหล็กจะอยู่ในสถานะสมดุล ซึ่งมีสปินขึ้นและลงเท่ากัน เมื่อให้กระแสสปินไหลจากชั้นวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกไปยังชั้นวัสดุที่ไม่มีคุณสมบัติความเป็นแม่เหล็กจำนวนสปินขึ้นและสปินลงจะเกิดการเปลี่ยนแปลง

โดยเริ่มต้นการศึกษาการสะสมสปินพิจารณาได้จากรูปแบบจำลองสองกระแส (two-current model) [4] ซึ่งเป็นแบบจำลองที่พิจารณาสภาพนำไฟฟ้าของอิเล็กตรอนที่แบ่งออกเป็น สภาพนำไฟฟ้าของสปินขึ้นและลงสำหรับการอธิบายการส่งผ่านสปินในวัสดุแม่เหล็ก ซึ่งสามารถเขียนในรูปแบบจำลองสองกระแสได้ดังสมการ [7]

$$\delta m = (n^\uparrow - n_{eq}^\uparrow) - (n^\downarrow - n_{eq}^\downarrow) \quad (18)$$

โดยที่ δm คือการสะสมสปิน $n^\uparrow$ และ $n^\downarrow$ คือความหนาแน่นของสปินขึ้นและสปินลงตามลำดับและ $n_{eq}^{\uparrow\downarrow}$ คือความหนาแน่นของสปินขึ้นและสปินลงที่สภาวะเสถียร

ต่อมา ชาง เลวี และเฟิร์ต (ZLF) ได้เสนอแบบจำลอง [8-9] เพื่อแสดงความสัมพันธ์ของการสะสมสปินและค่ากระแสสปิน และยังพิจารณาการเคลื่อนที่ของการสะสมสปินและกระแสสปินในระบบพิกัดฉาก (coordinate) แต่รูปแบบการจำลองดังกล่าวยังมีข้อจำกัดคือสามารถใช้พิจารณาได้เฉพาะกรณีที่แมกนีไทเซชันเรียงตัวในระนาบ $-yz$ และแมกนีไทเซชันของชั้นอิสระเรียงตัวไปในทิศทาง z ซึ่งในความเป็นจริงแมกนีไทเซชันสามารถมีทิศทางใดๆในโครงสร้างวัสดุแม่เหล็ก เพื่อแก้ปัญหาดังกล่าวจึงได้มีการปรับปรุงรูปแบบจำลอง ZLF ซึ่งทำให้สามารถพิจารณาจำนวนสปินที่สภาวะเสถียรในชั้นวัสดุแม่เหล็กที่แตกต่างกันได้ซึ่งมีค่าการสะสมสปินที่สภาวะเสถียรแตกต่างกันขึ้นอยู่กับชนิดของวัสดุ นอกจากนั้นในกรณีที่พิจารณาและไม่พิจารณาสปินที่สภาวะเสถียรสามารถคำนวณสปินทอร์กได้ค่าที่เท่ากัน

ในงานวิจัยนี้ใช้รูปแบบจำลองทั่วไปของการสะสมสปิน ซึ่งใช้นิยามของการสะสมสปินคือ $\delta m = n - n_{eq}$ เป็นปริมาณการสะสมสปินที่เวลาใดๆ โดยการสะสมสปินจะมีค่าลดลงเข้าสู่สภาวะสมดุลตามเวลาการคลายตัวของสปิน (spin relaxation time, τ_{sf}) [7] ซึ่งสามารถเขียนสมการปรับปรุงรูปแบบจำลอง ZLF ได้ดังนี้

$$\frac{dm}{dt} + (J/\hbar)m \times M = -\frac{m - m_\infty}{\tau_{sf}} \quad (19)$$

เมื่อ m เป็นการสะสมสปิน

J คือค่าการแลกเปลี่ยนพลังงาน (exchange energy) ของการสะสมสปินกับแมกนีไทเซชัน

$\hbar$ คือค่าคงที่ลดรูปของพลังค์

M คือเวกเตอร์หนึ่งหน่วยของแมกนีไทเซชันในวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนติก

m_∞ คือการสะสมสปินที่สภาวะเสถียร $m_\infty \equiv n_{eq}^\uparrow - n_{eq}^\downarrow$

τ_{sf} คือเวลาที่สปินใช้ในการกลับทิศทาง

จากสมการพจน์แรกอธิบายการเปลี่ยนแปลงการสะสมสปินที่เวลาใดๆ และเทอมที่สองเป็นการอธิบายอันตรกิริยาการแลกเปลี่ยน s-d ระหว่าง s อิเล็กตรอนของกระแสกับ d อิเล็กตรอนหรือแมกนีไทเซชันของชั้นวัสดุแม่เหล็ก นอกจากนี้ยังสามารถพิจารณากระแสสปินได้จากสมการ

$$\mathbf{j}_m = \beta j_e \mathbf{M} - 2D_0 \left[\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} - \beta \beta' \mathbf{M} \left(\mathbf{M} \cdot \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right) \right] \quad (20)$$

เมื่อ β และ β' คือพารามิเตอร์โพลาริเซชันของสปิน (spin polarisation) และ D_0 เป็นค่าคงที่การแพร่ (diffusion constant)

การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนสามารถเกิดได้โดยการป้อนสนามแม่เหล็กและการป้อนกระแสไฟฟ้า ซึ่งนิยมใช้การป้อนกระแสไฟฟ้าเนื่องจากสามารถเปลี่ยนแปลงทิศทางของแมกนีไทเซชันได้รวดเร็วกว่า ดังนั้นในงานวิจัยนี้จึงศึกษาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนโดยการป้อนกระแสเข้าไปในเส้นลวดนาโนซึ่งพิจารณาได้จากสมการ (20) เป็นสมการที่ใช้ศึกษาการส่งผ่านสปินเมื่อแมกนีไทเซชันภายในวัสดุมีทิศทางใดๆ ดังสมการ

$$\mathbf{M} = M_x \hat{e}_x + M_y \hat{e}_y + M_z \hat{e}_z \quad (21)$$

การพิจารณาผลเฉลยของการสะสมสปินจากสมการที่ 19 และสมการที่ 20 โดยการใช้เงื่อนไขขอบเขต คำตอบของการสะสมสปินจะประกอบไปด้วยสองส่วนคือส่วนที่ขนานกับทิศทางของแมกนีไทเซชัน และส่วนที่ตั้งฉากกับทิศทางแมกนีไทเซชัน

การแปลงระบบพิกัดด้วยเมตริกการแปลงทำให้สามารถพิจารณาการสะสมสปิน

$$m(x) = m_{\parallel}(x) + m_{\perp,2}(x) + m_{\perp,3}(x) \quad \text{ดังนี้}$$

$$m_{\parallel}(x) = [m_{\parallel}(\infty) + [m_{\parallel}(0) - m_{\parallel}(\infty)]e^{-x/\lambda_{sdl}}] \hat{b}_1 \quad (21)$$

$$m_{\perp,2}(x) = 2e^{-k_1 x} [u \cos(k_2 x) - v \sin(k_2 x)] \hat{b}_2 \quad (22)$$

$$m_{\perp,3}(x) = 2e^{-k_1 x} [u \sin(k_2 x) - v \cos(k_2 x)] \hat{b}_3 \quad (23)$$

เมื่อ $(k_1 \pm k_2) = \sqrt{\lambda_{sf}^{-2} + \lambda_J^{-2}}$ คือค่าคงที่ที่ขึ้นอยู่กับระยะการกลับทิศทางและการหมุนควงของสปิน โดย $\lambda_{sf} = \sqrt{2D_0 \tau_{sf}}$ เป็นระยะการกลับทิศทางของสปินภายในวัสดุระยะ $\lambda_J = \sqrt{2\hbar D_0 / J}$ ซึ่งขึ้นอยู่กับอัตราการแพร่ของสปิน และระยะการแพร่ของสปิน $\lambda_{sdl} = \sqrt{1 - \beta \beta' \lambda_{sf}}$ โดยที่ D_0 คือค่าคงที่การแพร่ของสปิน และค่าคงที่ $m_{\parallel}(x)$ μ และ v สามารถพิจารณาได้จากเงื่อนไขขอบเขตที่บริเวณรอยต่อที่มีความต่อเนื่อง

การพิจารณาการส่งผ่านสปินจำเป็นต้องคำนวณการสะสมสปิน กระแสสปินและพิจารณาผลของสปินทอร์ก โดยการเคลื่อนที่ของสปินที่คิดผลของสปินทอร์กพิจารณาได้จากสมการ LLG ซึ่งเป็นการอธิบายการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่เวลาต่างๆ ซึ่งแมกนีไทเซชันภายในวัสดุจะมีการจัดเรียงตัวในทิศทางเดียวกันหรือแตกต่างกันขึ้นอยู่กับชนิดของวัสดุ โดยบริเวณที่แมกนีไทเซชันมีทิศทางที่แตกต่างกันจะทำให้เกิดบริเวณที่เรียกว่า กำแพงโดเมน (domain wall) ดังนั้นจึงมีความจำเป็นต้องศึกษาโครงสร้างต่างๆของแมกนีไทเซชัน ก่อนที่จะพิจารณาการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่เวลาใดๆ จึงมีความจำเป็นต้องเข้าใจธรรมชาติของกำแพงโดเมน เพื่อที่จะไปประยุกต์ใช้งานในด้านต่างๆ โดยในงานวิจัยนี้สนใจที่จะศึกษากำแพงโดเมนในหน่วยความจำแบบ racetrack ซึ่งจะกล่าวถึงในหัวข้อถัดไป

7. การกำหนดโครงสร้างเพื่อคำนวณหาสถานะสมดุลของกำแพงโดเมน

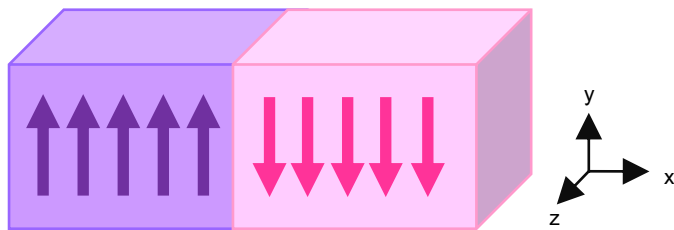
ในงานวิจัยนี้ต้องการศึกษาการเปลี่ยนแปลงของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนแบบ 2 มิติ ซึ่งแมกนีไทเซชันมีการจัดเรียงตัวในระนาบ xy หรือเรียกว่ากำแพงโดเมนแบบ Néel เพื่อกำหนดสถานะสมดุลของกำแพงโดเมนเริ่มต้นจะทำการคำนวณพลวัตของแมกนีไทเซชันที่ไม่คิดผลของสปินทอร์กที่เกิดจากการป้อนกระแสเข้าไปในโครงสร้างเส้นลวดนาโนโดยใช้สมการ LLG ดังต่อไปนี้

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \frac{-\gamma}{(1+\alpha^2)} \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff})] \quad (24)$$

จากสมการข้างต้นจะทำการกำหนดสนามแม่เหล็กประสิทธิผลเพื่อให้เกิดการสถานะสมดุลของแมกนีไทเซชันในโครงสร้างเส้นลวดนาโนโดยใช้สนามปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยน สนามแอนไอโซโทรปี สนามลดสภาพความเป็นแม่เหล็ก และหลีกเลี่ยงการพิจารณาทอร์กที่เกิดจากสนามแม่เหล็กภายนอกโดยสามารถเขียนสนามแม่เหล็กประสิทธิผลได้ใหม่ดังนี้

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{ani} + \mathbf{H}_{dip} + \mathbf{H}_{exch} \quad (25)$$

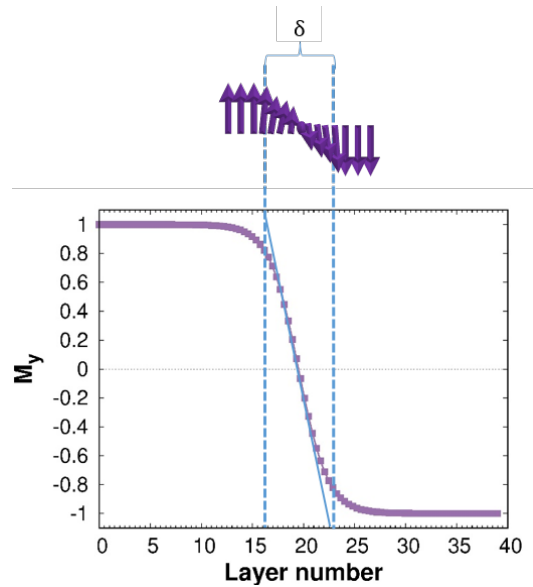
สมการที่ (24) และ (25) จะถูกใช้ในการคำนวณแมกนีไทเซชันของโครงสร้างเส้นลวดนาโน โดยในงานวิจัยจะกำหนดให้โครงสร้างเส้นลวดนาโนที่ทำจากวัสดุโคบอล ซึ่งเป็นโครงสร้างวัสดุสองชั้นที่ประกอบไปด้วยชั้นพินและชั้นอิสระ โดยชั้นพินจะแทนด้วยโดเมนที่ 1 ซึ่งกำหนดให้แมกนีไทเซชันอยู่ที่ทิศทาง y และชั้นอิสระจะแทนด้วยโดเมนที่ 2 ซึ่งกำหนดให้แมกนีไทเซชันอยู่ที่ทิศทาง -y ดังรูปที่ 4 ชั้นพินถูกแบ่งออกเป็นชั้นบางๆ 20 ชั้น ซึ่งถูกกำหนดให้มีค่าแอนไอโซโทรปีที่สูงเพื่อรักษาทิศทางของแมกนีไทเซชันไม่ให้เปลี่ยนแปลงเมื่อทำการป้อนกระแสสปินให้กับโครงสร้างเส้นลวดนาโน



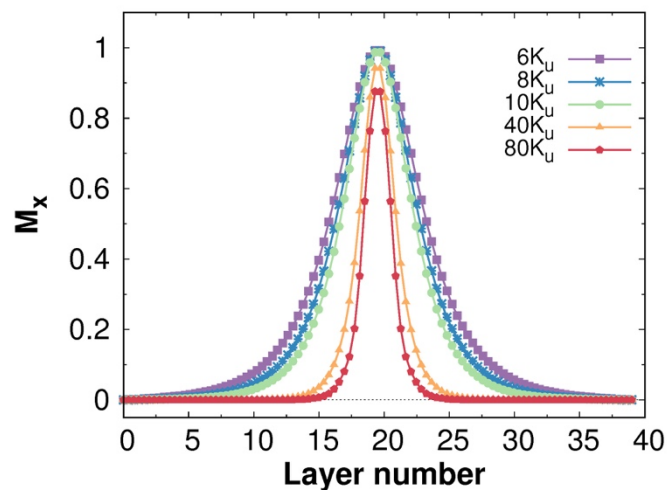
รูปที่ 4 การจัดเรียงตัวของโดเมน

ในขั้นตอนการคำนวณหาสถานะสมดุลของกำแพงโดเมนจะใช้จากสมการ LLG ข้างต้นที่ใช้ในการคำนวณ ซึ่งจะทำการศึกษาค่าแอนไอโซโทรปีต่างๆ ตั้งแต่ 6K - 80K โดย $K = 4.644 \times 10^{-24}$ J/atom จะได้กำแพงโดเมนเริ่มต้นในกรณีที่ยังไม่ป้อนกระแสไฟฟ้า รูปที่ 5 แสดงสถานะสมดุลของกำแพงโดเมนที่พิจารณาการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันในกรณีที่มีค่าแอนไอโซโทรปีเท่ากับ 6K โดยที่ความกว้างของกำแพงโดเมนสามารถพิจารณาจากความชันที่ตำแหน่งกึ่งกลางของกำแพงโดเมน แมกนีไทเซชันในแนวแกน y จะมีค่าเริ่มต้นเท่ากับ 1 จากนั้นจะลดลงจนถึง -1 ซึ่งจะ

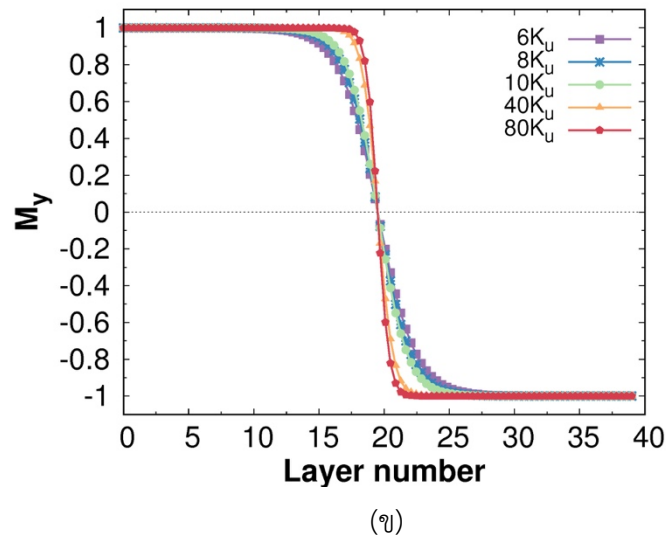
สามารถวัดความกว้างของกำแพงเมนได้จากชั้นที่ 16 ถึง 23 และการเคลื่อนที่แมกนีไทเซชันในแนวแกน x มีค่าเริ่มต้นเท่ากับ 0 และจะเพิ่มขึ้นเรื่อยๆจนเท่ากับ 1 จากนั้นค่าดังกล่าวจะลดลงจนถึงตำแหน่งเดิม ซึ่งจะเห็นได้ว่าการเปลี่ยนแปลงของแมกนีไทเซชันในระนาบ x และ y ซึ่งบ่งบอกว่าเกิดกำแพงโดเมนแบบ Néel



รูปที่ 5 สถานะสมดุลของกำแพงโดเมนแนวแกน y ที่พิจารณาค่าแอนไอโซโทรปีเท่ากับ $6K$



(ก)



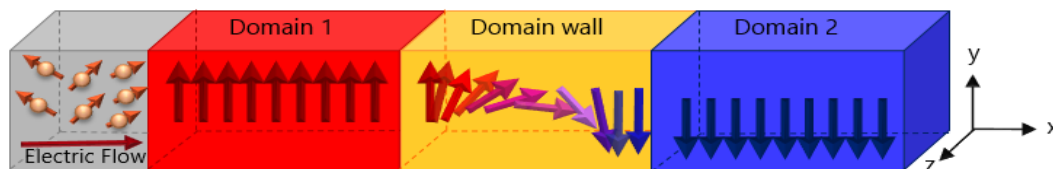
รูปที่ 6 สภาวะสมดุลของกำแพงโดเมน (ก) แนวแกน x (ข) แนวแกน y ที่พิจารณาค่าแอนไอโซโทรปีต่างๆ

จากการศึกษาสภาวะสมดุลของกำแพงโดเมนโดยเปลี่ยนแปลงค่าแอนไอโซโทรปี จะเห็นได้ว่าผลของแอนไอโซโทรปีส่งผลต่อขนาดของกำแพงโดเมน กล่าวคือค่าแอนไอโซโทรปีมีค่ามากกำแพงโดเมนก็จะแคบเนื่องจากค่าแอนไอโซโทรปีพยายามทำให้แมกนีไทเซชันกลับทิศทางได้เร็ว รูปที่ 6 (ก) เช่นเดียวกันกับรูปที่ 6 (ข) ซึ่งแสดงการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันในแนวแกน y จะเห็นได้ว่ายิ่งค่าแอนไอโซโทรปีมีค่าสูง กำแพงโดเมนจะแคบลง เมื่อเราได้ทราบสภาวะสมดุลของกำแพงโดเมนที่ค่าแอนไอโซโทรปีต่างๆแล้ว ในหัวข้อถัดไปจะเป็นการคำนวณพลวัตของแมกนีไทเซชันหรือการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนภายในโครงสร้างเส้นลวดนาโนโดยการป้อนกระแสจากภายนอก

8 การคำนวณพลวัตของแมกนีไทเซชันที่คิดผลของสปินทอร์ก

การป้อนกระแสไฟฟ้าเข้าสู่โครงสร้างเส้นลวดนาโนจะทำให้เกิดอันตรกิริยาระหว่างสปินของกระแสที่มีทิศทางแบบสุ่มกับแมกนีไทเซชันของชั้นพินส่งผลให้กระแสพินพยายามจัดเรียงตัวไปในแนวเดียวกันกับแมกนีไทเซชันของชั้นพิน ซึ่งเรียกระแสที่มีทิศทางเดียวกับชั้นพินนี้ว่ากระแสพินโพลาไรซ์ จากนั้นกระแสพินโพลาไรซ์จะเคลื่อนที่ไปยังชั้นอิสระที่มีแมกนีไทเซชันที่สามารถเปลี่ยนแปลงได้ และจะเกิดอันตรกิริยาอีกครั้งระหว่างกระแสพินโพลาไรซ์กับแมกนีไทเซชันในชั้นอิสระ ส่งผลให้เกิดการส่งผ่านแรงบิดจากแมกนีไทเซชันไปยังกระแสพินโพลาไรซ์ และจากกฎการอนุรักษ์โมเมนตัมเชิงมุมจะเกิดแรงบิดจากสปินส่วนโพลาไรซ์ไปยังแมกนีไทเซชันในชั้นอิสระซึ่งมีทิศทางบังคับให้แมกนีไทเซชันจัดเรียงตัวตามทิศทางของสปินโพลาไรซ์ หากแรงบิดดังกล่าวมีค่ามากพอจะส่งผลให้แมกนีไทเซชันในชั้นอิสระ มีทิศทางเดียวกันกับแมกนีไทเซชันในชั้นพิน ซึ่งจากการเปลี่ยนแปลงทิศทางดังกล่าวถูกนำมาประยุกต์ใช้ในการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน

ในงานวิจัยนี้ได้ทำการป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอกเข้าไปเข้าสู่โครงสร้างเส้นลวดนาโนเพื่อให้เกิดการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน โดยกระแสไฟฟ้าจะทำการเหนี่ยวนำทำให้เกิดแรงบิดกระทำต่อแมกนีไทเซชันในบริเวณที่เป็นกำแพงโดเมนและโดเมนที่ 2 ดังรูปที่ 7



รูปที่ 7 แสดงการจัดเรียงตัวของโดเมนและกำแพงโดเมน

โดยการป้อนกระแสสปีนผ่านโครงสร้างเส้นลวดนาโนและส่งผลทำให้เกิดแรงบิดกระทำต่อแมกนีไทเซชัน เนื่องจากปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยน s-d ระหว่างสปีนของอิเล็กตรอนกับแมกนีไทเซชันภายในวัสดุแม่เหล็กสามารถพิจารณาผลของแรงบิดสปีนผ่านการสะสมสปีนได้ในรูปของสนามได้ตามสมการ

$$\mathbf{H}_{sd} = -\frac{\partial \mathcal{H}_{sd}}{\partial \mathbf{M}_s} = J_{sd} \mathbf{m} \quad (26)$$

ดังนั้นจากสมการที่ 24 เมื่อพิจารณาแรงบิดที่เกิดจากการป้อนกระแสภายนอกจะสามารถคำนวณการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันหรือการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนได้ดังสมการ

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \frac{-\gamma}{(1+\alpha^2)} \mathbf{M} \times (\mathbf{H}_{eff} + J_{sd} \mathbf{m}) - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times (\mathbf{H}_{eff} + J_{sd} \mathbf{m})) \quad (27)$$

จากสมการข้างต้นพลวัตของแมกนีไทเซชันสามารถคำนวณได้ด้วยสมการ LLG ซึ่งในงานวิจัยนี้ต้องการศึกษาผลของความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่ป้อนเข้าสู่โครงสร้างเส้นลวดนาโนและผลของค่าแอนไอโซโทรปีที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน โดยการคำนวณเหล่านี้จะทำการคำนวณด้วยโปรแกรมที่ถูกพัฒนาขึ้นที่เรียกว่า VAMPIRE ซึ่งโปรแกรมสำเร็จรูปแวมไพร์ที่ประกอบด้วยวิธีการเชิงตัวเลขของสมการ LLG ซึ่งถูกพัฒนาด้วยกลุ่มวิจัยทางวัสดุแม่เหล็กในมหาวิทยาลัยยอร์ก (University of York) เพื่อคำนวณพลวัตของแมกนีไทเซชัน โดยในลำดับหัวข้อถัดไปจะอธิบายรายละเอียดการใช้โปรแกรม VAMPIRE ซึ่งสามารถกำหนดลักษณะโครงสร้างและคุณสมบัติทางแม่เหล็กของโครงสร้างเส้นลวดนาโนได้ดังต่อไปนี้

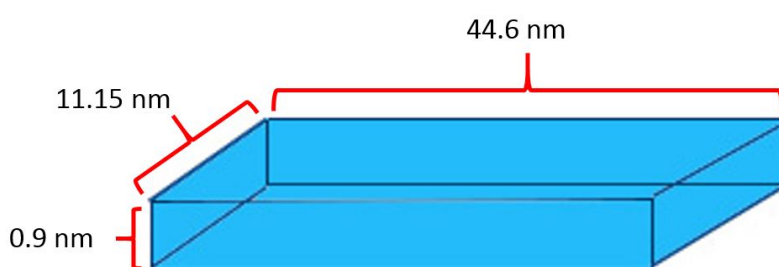
9. การใช้โปรแกรมที่ถูกพัฒนา VAMPIRE

โปรแกรมที่ถูกพัฒนามีชื่อเรียกว่า VAMPIRE เป็นโปรแกรมที่ใช้สำหรับคำนวณคุณสมบัติของวัสดุแม่เหล็กในระดับอะตอม โดยโปรแกรมหากล่าวสามารถคำนวณคุณสมบัติทางแม่เหล็กที่เกิดขึ้นที่จุดสมดุล (equilibrium) และคุณสมบัติที่เกิดขึ้นแบบพลวัต เช่น การคำนวณปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนระหว่างวัสดุ การคำนวณคุณสมบัติของชั้นฟิล์มแม่เหล็กหลายชั้น (magnetic multilayer films) เป็นต้น โปรแกรมสำเร็จรูป VAMPIRE แบ่งการกำหนดพารามิเตอร์ออกเป็นสองส่วนหลักคือ

1. อินพุตไฟล์ (input file) เป็นไฟล์ที่ใช้บรรจุคำสั่งส่วนใหญ่ซึ่งกำหนดคุณสมบัติของระบบที่จะถูกนำไปคำนวณเช่น รูปร่างของวัสดุ พารามิเตอร์สำหรับการคำนวณ และโปรแกรมที่ใช้ในการคำนวณ โดยคำสั่งในการกำหนดค่าพารามิเตอร์ในอินพุตไฟล์จะแบ่งออกเป็นสามส่วน คือ

1.1 การกำหนดโครงสร้าง

ในงานวิจัยนี้ ใช้โครงสร้างลูกบาศก์อย่างง่าย (simple cubic, sc) โดยกำหนดระยะห่างระหว่างอะตอมเท่ากับ 2.23 อังสตรอม ซึ่งขนาดของฟิล์มบางมีค่าเท่ากับ $44.16 \times 11.15 \times 0.9$ ลูกบาศก์เมตร ดังภาพประกอบ 3.4 และขนาดเซลล์มีค่าเท่ากับ 11.15 อังสตรอม ดังรูปที่ 8



รูปที่ 8 แสดงขนาดของโครงสร้าง

โดยสามารถกำหนดคำสั่งเพื่อสร้างโครงสร้างดังกล่าวในโปรแกรมสำเร็จรูป VAMPIRE ได้ดังนี้

create:crystal-structure="sc"	การกำหนดลักษณะการจัดเรียงอะตอม
dimensions:a=2.23 !A	การกำหนดระยะห่างระหว่างอะตอมภายในวัสดุ
dimensions:dx = x	} การกำหนดขนาดของฟิล์ม
dimensions:dy = y	
dimensions:dz = z	
dimensions:cell-size = 11.15 !A	การกำหนดขนาดเซลล์

1.2 การกำหนดตัวแปร

จากที่ได้กล่าวมาข้างต้น จะเห็นได้ว่าการที่กำแพงโดเมนจะเคลื่อนที่ได้ นั้น จำเป็นต้องป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอกเข้าไปในโครงสร้าง ดังนั้นจึงต้องมีการกำหนดความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้า ซึ่งในงานวิจัยนี้ได้ทำการป้อนกระแสไฟฟ้า 50 MA/cm^2 โดยสามารถกำหนดได้ในอินพุตไฟล์ นอกจากนี้ในส่วนของการกำหนดตัวแปรยังมีการกำหนดจำนวนชั้นของชั้นพิน การกำหนดอุณหภูมิที่ใช้ในการพิจารณา การกำหนดการพิจารณาพลังงานต่างๆภายในระบบ และการกำหนดเวลาในการคำนวณ โดยสามารถกำหนดคำสั่งได้ดังนี้

sim:num-pinned-layer=20	การกำหนดจำนวนชั้นของชั้นพิน
sim:exchange=true	การกำหนดการพิจารณาพลังงานต่างๆภายในระบบ
sim:anisotropy=true	
sim:thermal=true	
sim:dipolar=true	
sim:applied=false	
sim:temperature=0.0	การกำหนดค่าอุณหภูมิ
sim:spin-current-density=5.0e11	การกำหนดค่ากระแสไฟฟ้า
sim:partial-time=1000	การกำหนดเวลาในการคำนวณ
sim:total-time=30000000	
sim:dt=1.0E-16	

1.3 กำหนดโปรแกรมสำหรับใช้คำนวณ

ในส่วนที่สามของไฟล์อินพุตจะเป็นการกำหนดโปรแกรมสำหรับใช้คำนวณ โดยในงานวิจัยนี้จะใช้โปรแกรมสปินทอร์กที่พิจารณาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนโดยใช้สมการแลนดาว ลิฟชิตซ์ กิลเบิร์ต ในการพิจารณา

sim:program=ST-DW	การกำหนดโปรแกรมสำหรับใช้คำนวณ
sim:integrator=LLG-ST	การกำหนดวิธีการคำนวณ

2. ไฟล์ดอตแมท (file.mat) เป็นไฟล์ที่ใช้กำหนดพารามิเตอร์ของวัสดุที่เป็นกำหนดคุณสมบัติของอะตอมภายในวัสดุเช่น ค่าคงที่ความหน่วง ค่าคงที่ปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยน ค่าคงที่แอนไอโซโทรปี เป็นต้น โดยการใช้คำสั่งในการกำหนดพารามิเตอร์ของวัสดุ สามารถกำหนดได้ดังนี้

material[0]:alpha=0.1	การกำหนดค่าคงที่ความหน่วงของวัสดุ
material[0]:Jij_matrix[0]=-1.12e-20	การกำหนดค่าปฏิสัมพันธ์การแลกเปลี่ยนของวัสดุ
material[0]:mu_s=1.44 !muB	การกำหนดค่าโมเมนต์แม่เหล็ก
material[0]:Ku1=-27.864e-24 !J/atom	การกำหนดค่าแอนไอโซโทรปี
material[0]:element="Co"	การกำหนดวัสดุที่ใช้ในการศึกษา
material[0]:min=0.0	การกำหนดความหนาของวัสดุ
material[0]:max=1.0	

จากการกำหนดค่าพารามิเตอร์ข้างต้นทำให้สามารถคำนวณการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนภายในโครงสร้างเส้นลวดนาโนซึ่งนำไปสู่การนำมาประยุกต์ใช้งานในการออกแบบหน่วยความจำแบบ racetrack โดยงานวิจัยนี้จะศึกษาค่าคงที่แอนไอโซโทรปี และความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่มี

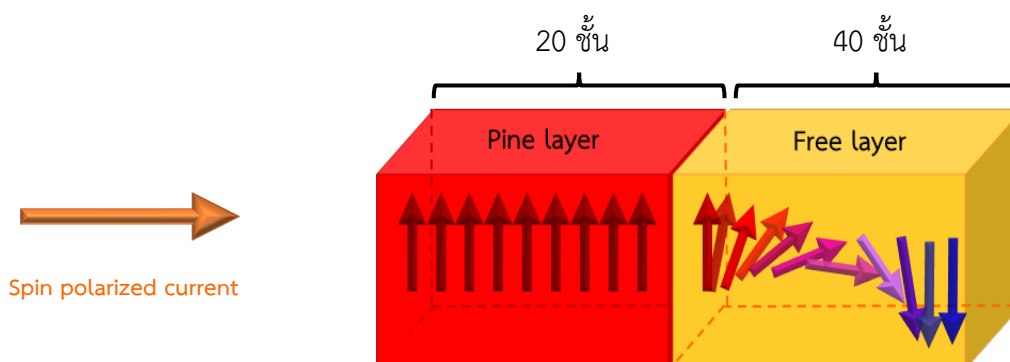
การคิดผลของความร้อนด้วย ซึ่งเป็นพารามิเตอร์ที่สำคัญที่ใช้บ่งบอกในการกลับทิศทางการไหลของกระแสไฟฟ้าในโดเมน โดยผลการคำนวณการเคลื่อนที่ของกระแสไฟฟ้าในโดเมนดังกล่าวจะถูกกล่าวไว้ในบทถัดไป

ผลการทดลอง

งานวิจัยนี้จะทำการศึกษาการเคลื่อนที่ของกระแสไฟฟ้าในโดเมนภายในโครงสร้างเส้นลวดนาโนซึ่งทำจากวัสดุแม่เหล็กโคบอลต์เมื่อมีการป้อนกระแสไฟฟ้าจากภายนอกด้วยแบบจำลองระดับอะตอม เมื่อทำการป้อนกระแสไฟฟ้าจากภายนอกจะส่งผลให้เกิดสปินทอร์กกระทำกับแมกนีไทเซชันภายในวัสดุแม่เหล็ก โดยสปินทอร์กจะส่งผลให้เกิดการเคลื่อนที่ของกระแสไฟฟ้าในโดเมนภายในโครงสร้างเส้นลวดนาโน การเคลื่อนที่ของกระแสไฟฟ้าในโดเมนขึ้นอยู่กับปัจจัยหลายอย่าง เช่น ค่าแอมไพอิสโทรปี ความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าและอุณหภูมิ เป็นต้น ดังนั้นจึงจำเป็นต้องศึกษาปัจจัยที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกระแสไฟฟ้าในโดเมนเหล่านี้เพื่อให้สามารถนำผลการศึกษาไปประยุกต์ใช้ในการออกแบบอุปกรณ์การบันทึกข้อมูลในอนาคตได้อย่างเหมาะสม โดยงานวิจัยนี้ได้ทำการศึกษาผลของค่าแอมไพอิสโทรปี ผลของค่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้า และผลของค่ากระแสวิกฤตที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกระแสไฟฟ้าในโดเมนโดยจำแนกเป็นแบบไม่พิจารณาผลของอุณหภูมิ $T = 0$ เคลวิน และ การพิจารณาผลของอุณหภูมิ โดยผลการคำนวณมีรายละเอียดดังต่อไปนี้

1. การศึกษาการเคลื่อนที่ของกระแสไฟฟ้าในโดเมนที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน

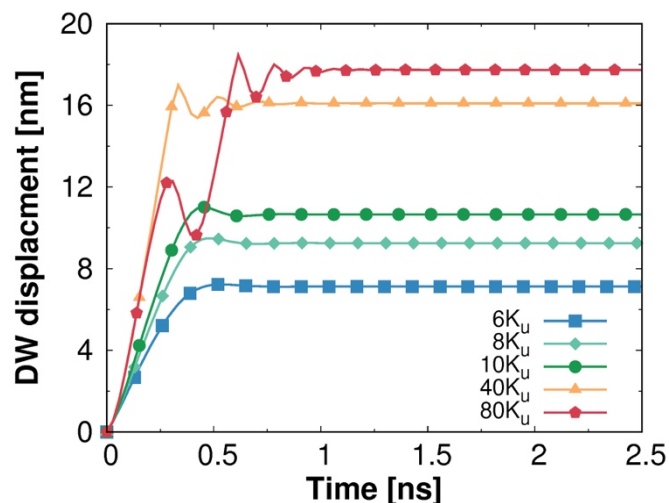
งานวิจัยนี้จะทำการศึกษาโครงสร้างเส้นลวดนาโนที่ทำจากวัสดุโคบอลต์ (Co) ที่มีโครงสร้างผลึกแบบลูกบาศก์อย่างง่ายประกอบด้วยโดเมนแม่เหล็กที่มีกระแสไฟฟ้าในโดเมนคั่นกลาง โดยภายในกระแสไฟฟ้าในโดเมนจะถูกแบ่งออกเป็นชั้นบางๆ 20 ชั้นแต่ละชั้นมีความหนา 1.65 นาโนเมตร (nm) ค่าปฏิสัมพันธ์แลกเปลี่ยนเท่ากับ -1.12×10^{20} J/atom และกำหนดให้แมกนีไทเซชันที่ตำแหน่งขอบ (pinning sites) มีทิศทางไปตามแกนง่ายคือแกน $\pm y$ จากนั้นทำการป้อนกระแสไฟฟ้าจากภายนอกเข้าไปในโครงสร้างเส้นลวดนาโน ดังรูปที่ 9 จากโครงสร้างดังกล่าวจะทำการศึกษาผลของค่าแอมไพอิสโทรปีที่มีต่อการเคลื่อนที่ของกระแสไฟฟ้าในโดเมนที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน



รูปที่ 9 โครงสร้างเส้นลวดนาโนและการจัดเรียงตัวของแมกนีไทเซชัน

1.1) ผลของค่าแอนไอโซโทรปีที่มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน

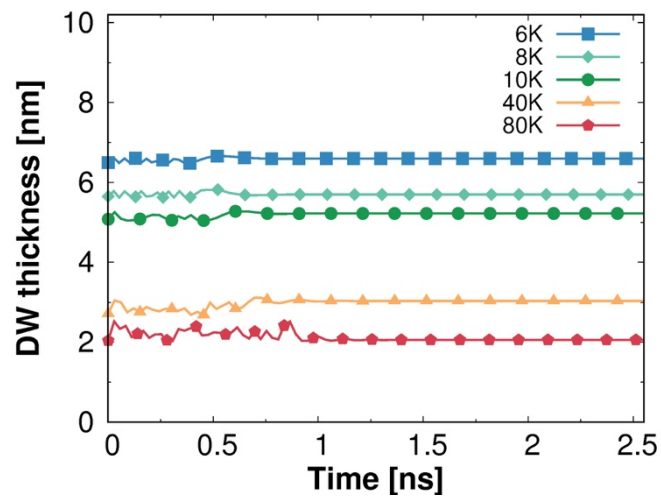
ค่าคงที่แอนไอโซโทรปีเป็นพารามิเตอร์ที่สำคัญที่เกี่ยวข้องกับการกลับทิศทางของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมน ซึ่งถ้าค่าคงที่แอนไอโซโทรปีมีค่าสูงจะทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่ได้เร็วและกลับทิศทางได้เร็วขึ้น ส่งผลให้หน่วยความจำสามารถบันทึกและเขียนข้อมูลได้ดี ดังนั้นจึงจำเป็นต้องศึกษาผลของค่าแอนไอโซโทรปีที่มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน เพื่อให้เข้าใจลักษณะการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน โดยในงานวิจัยนี้จะพิจารณาผลของค่าแอนไอโซโทรปีที่มีค่าต่างๆที่มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน โดยจะกำหนดให้ค่าแอนไอโซโทรปีมีค่าอยู่ระหว่าง $6K_u - 80K_u$ เมื่อ K_u มีค่าเท่ากับ $4.644 \times 10^{-24} \text{ J/atom}$ และทำการศึกษาที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน โดยการป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอกที่มีความหนาแน่นเท่ากับ 50 MA/cm^2 พบว่าระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนที่เวลาใดใด แสดงดังรูปที่ 10



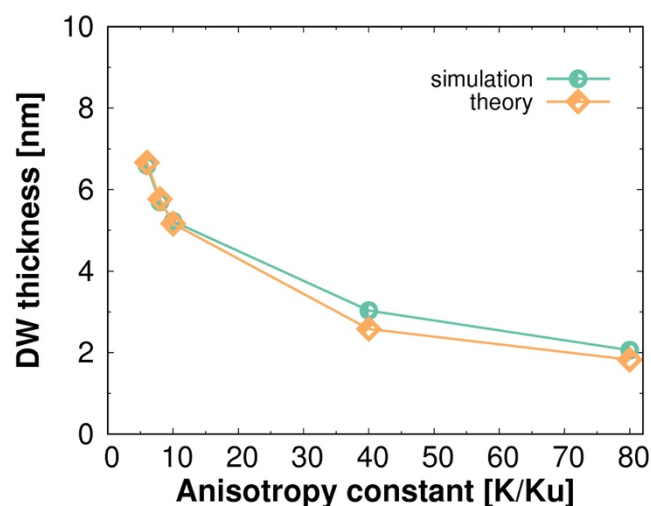
รูปที่ 10 ระยะการเลื่อนของกำแพงโดเมนที่เวลาใดๆ

จากผลการคำนวณแสดงระยะการเลื่อนของกำแพงโดเมนที่เวลาใดๆ ในโครงสร้างที่มีค่าแอนไอโซโทรปีที่แตกต่างกัน พบว่ากำแพงโดเมนที่มีค่าแอนไอโซโทรปีที่สูงจะทำให้เกิดระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนที่มากเนื่องจากค่าแอนไอโซโทรปีสูงส่งผลให้เกิดมุมระหว่างแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนซึ่งมีค่าแปรผันตรงกับสปินทอร์กที่กระทำกับแมกนีไทเซชันทำให้เกิดระยะเลื่อนที่สูง อย่างไรก็ตามยังพบว่า กำแพงโดเมนที่มีค่าแอนไอโซโทรปีที่สูงมาก ($40K_u$ และ $80K_u$) กำแพงโดเมนจะเกิดการเคลื่อนที่กลับไปมาก่อนเข้าสู่สภาวะสมดุล เนื่องจากการจำกัดระยะการเคลื่อนที่ได้ของตำแหน่งขอบซึ่งสังเกตได้จากการกวัดแกว่งของระยะเลื่อนกำแพงโดเมนที่มีค่ามาก ในขณะที่กำแพงโดเมนที่มีค่าแอนไอโซโทรปีน้อยจะมีระยะการเลื่อนของกำแพงโดเมนน้อยเนื่องจากกำแพงโดเมนกว้างและมีค่าพลังงานแลกเปลี่ยนสูง ดังนั้นถ้าต้องการให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่ที่จะต้องทำการป้อนด้วยกระแสที่มีความหนาแน่นที่มากขึ้นเพื่อทำให้เกิดสปินทอร์กที่มากพอที่จะเอาชนะพลังงานแลกเปลี่ยน ในทางตรงกันข้ามกำแพงโดเมนที่มีค่าแอนไอโซโทรปีสูงจะมีระยะการเลื่อนของกำแพง

โดเมนมากเนื่องจากความกว้างของกำแพงโดเมนที่แคบทำให้กำแพงโดเมนเข้าสู่สภาวะสมดุลได้ช้า เนื่องจากกำแพงโดเมนไปชนกับแมกนีไทเซชันที่ตำแหน่งขบ (pinning sites)



(ก)



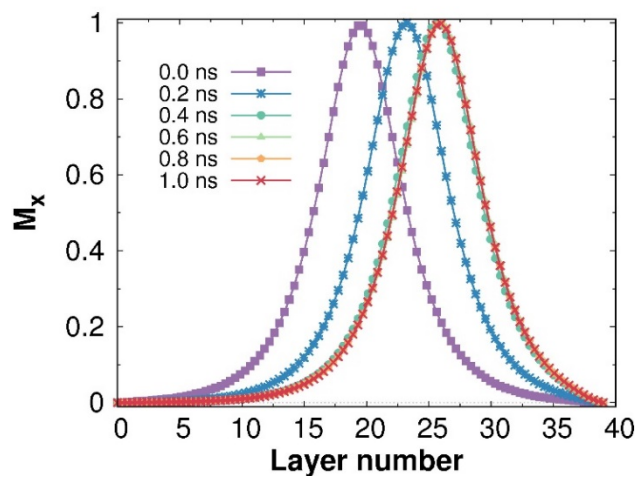
(ข)

รูปที่ 11 ความกว้างของกำแพงโดเมนที่มีค่าแอนไอโซโทรปีต่างๆ (ก) ที่เวลาต่างๆ (ข) ที่สภาวะสมดุล ที่เวลา 2ns

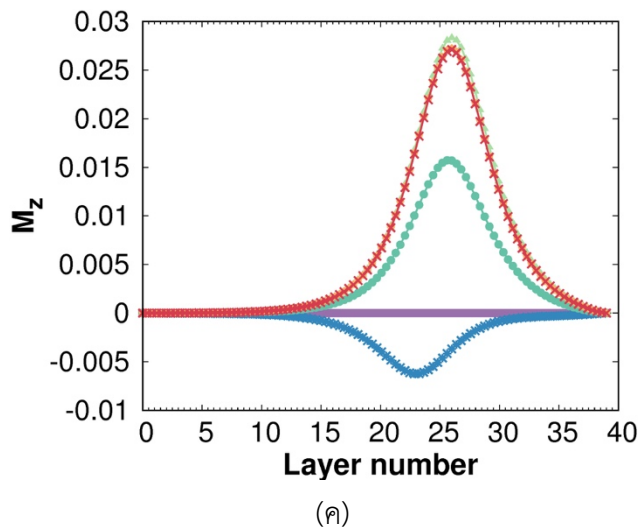
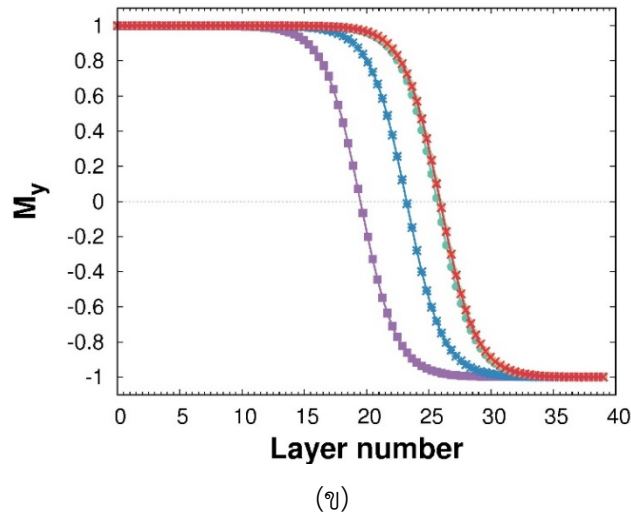
เมื่อทำการเปรียบเทียบความกว้างของกำแพงโดเมนที่เวลาใดๆแสดงดังรูปที่ 11 (ก) โครงสร้างที่มีค่าแอนไอโซโทรปีต่างกันพบว่าค่าความกว้างจะมีค่าขึ้นอยู่กับค่าแอนไอโซโทรปี กล่าวคือ ค่าแอนไอโซโทรปีจะทำให้เกิดสปินทอร์คที่ต่ำเนื่องจากแมกนีไทเซชันจะพยายามจัดเรียงตัวตามทิศทางแกนง่ายซึ่งทำให้มุมระหว่างแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนมีค่าสูงที่ระยะเวลาก่อนเข้าสู่สภาวะสมดุลกำแพงโดเมนเกิดการกวัดแกว่งเนื่องจากผลของสปินทอร์คที่กระทำกับแมกนีไทเซชันซึ่งระยะของการกวัดแกว่งมีค่าแปรผันตรงกับค่าแอนไอโซโทรปี นอกจากนี้พบว่าความกว้างของกำแพง

โดเมนจะมีค่าคงที่เมื่อเข้าสู่สภาวะสมดุลเนื่องจากผลของสปินทอร์กที่กระทำกับแมกนีไทเซชันภายใน
 กำแพงโดเมนทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่แต่ไม่ได้ทำลายโครงสร้างของกำแพงโดเมน ค่าความ
 กว้างของกำแพงโดเมนจะมีค่าลดลงเมื่อค่าแอนไอโซโทรปีมีค่าเพิ่มสูงขึ้นทำให้แมกนีไทเซชันพยายาม
 เปลี่ยนแปลงทิศทางเข้าสู่แกนง่าย ซึ่งทำให้กำแพงโดเมนมีค่าลดลง ดังรูปที่ 11 (ข) ซึ่งแสดงการ
 เปลี่ยนแปลงค่ากำแพงโดเมนที่เป็นฟังก์ชันของค่าแอนไอโซโทรปีระหว่างผลการคำนวณและผลการ
 คำนวณเชิงทฤษฎี โดยลักษณะการเปลี่ยนแปลงของค่าแอนไอโซโทรปีจากผลการคำนวณให้ผลที่
 สอดคล้องเป็นอย่างดีกับผลการคำนวณเชิงทฤษฎี

ลำดับถัดมาจะทำการพิจารณาการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนที่มี
 ค่า $6K_u$ เมื่อป้อนกระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นเท่ากับ $50 \text{ MA} / \text{cm}^2$ พบว่าที่เวลาเริ่มต้น $t = 0 \text{ ns}$
 จุดกึ่งกลางของกำแพงโดเมนจะอยู่ตรงกลางของโครงสร้าง นอกจากนี้พบว่าที่ระยะเวลาเริ่มต้น M_z
 สังเกตได้จากตำแหน่งที่ $M_x = 1$ และ $M_y = 0$ โดยที่กำแพงโดเมนมีการเคลื่อนที่ไปทางขวาซึ่งเป็น
 ทิศทางของกระแสไฟฟ้าที่ป้อนเข้าสู่ระบบเนื่องจากแมกนีไทเซชันจะเริ่มกลับทิศทางไปตามแกน y ซึ่ง
 เป็นทิศทางของสปินโพลารไรซ์ที่ป้อนเข้าไป และมีแนวโน้มที่จะหยุดเคลื่อนที่ในเวลา $t = 0.8 \text{ ns}$ ซึ่ง
 เป็นสภาวะสมดุล ดังรูปที่ 12 (ก) และ (ข) โดยเฉพาะอย่างยิ่งแมกนีไทเซชันในแนวแกน z ที่เวลา
 เริ่มต้นแมกนีไทเซชันจะมีเป็นศูนย์และมีขนาดเพิ่มขึ้นตามระยะเวลาที่เปลี่ยนแปลงไปดังรูปที่ 12 (ค)
 เนื่องจากผลของสปินทอร์กที่ทำให้กำแพงโดเมนเปลี่ยนรูปแบบจากกำแพงโดเมนสองมิติเป็นสามมิติ

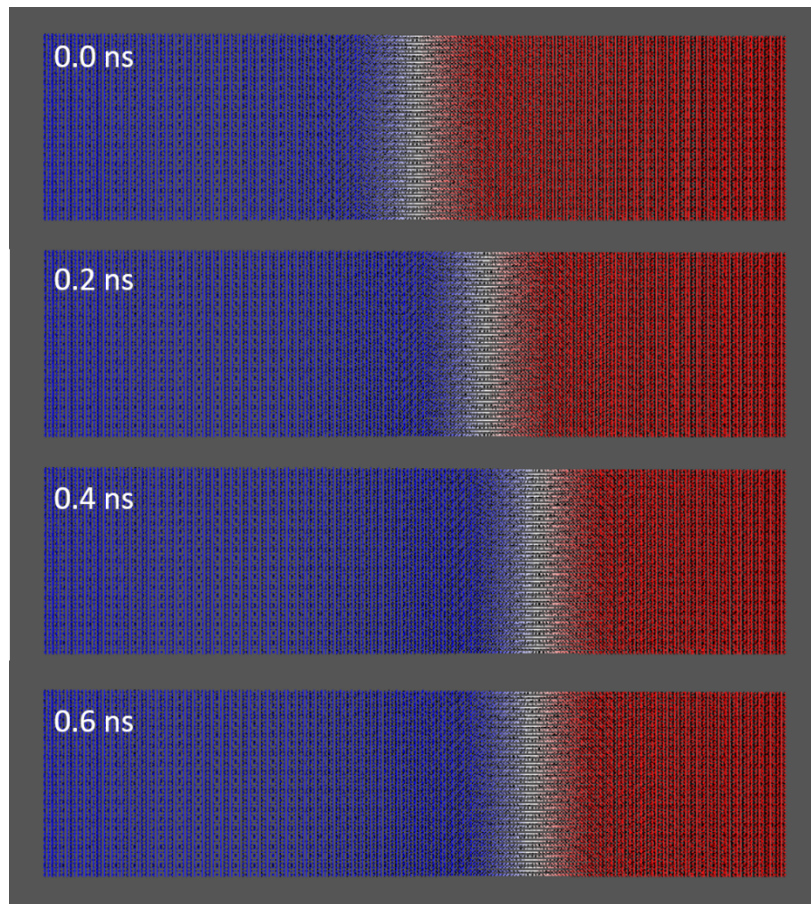


(ก)



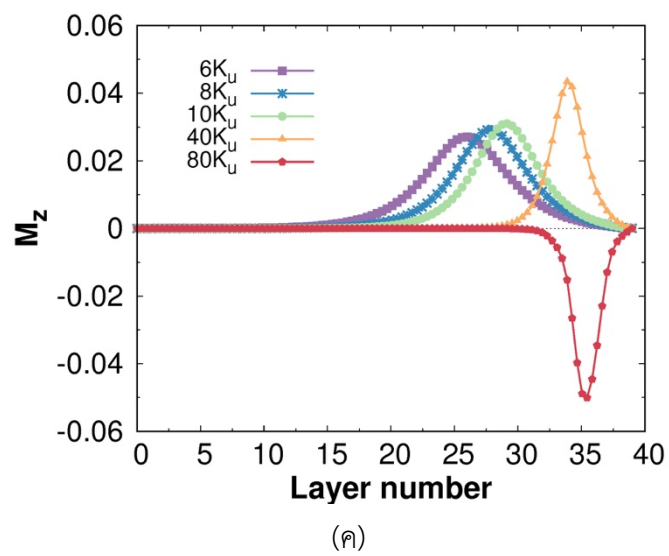
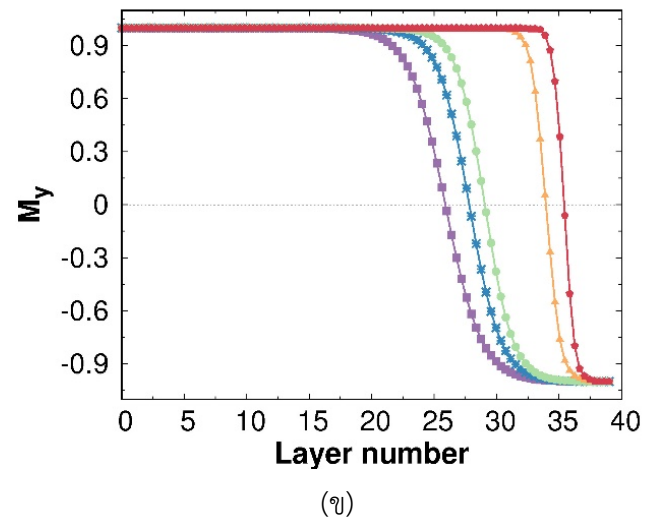
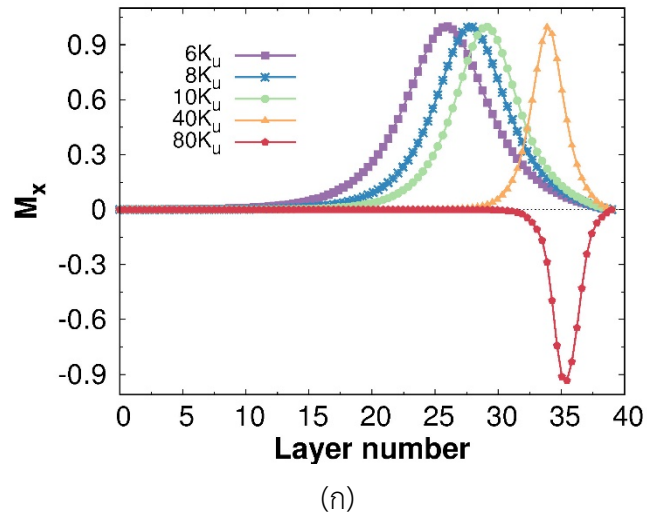
รูปที่ 12 การเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชัน (ก) แนวแกน x (ข) แนวแกน y (ค) แนวแกน z ที่พิจารณา
ค่าแอนไอโซโทรปีเท่ากับ 6K ที่เวลาใดๆ

นอกจากนี้เพื่อช่วยต่อการพิจารณาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่ขับเคลื่อนด้วยสปิน
ทอร์กดังรูปที่ 13 เราสามารถพิจารณาภาพเสมือนจริง โดยในที่นี้จะยกตัวอย่างการเคลื่อนที่ของ
กำแพงโดเมนที่มีค่าแอนไอโซโทรปีเท่ากับ $6K_u$ และป้อนกระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่น
เท่ากับ $50 \text{ MA} / \text{cm}^2$ จากรูปสี่เหลี่ยมและสีแดงหมายถึงทิศทางของแมกนีไทเซชันไปตามทิศทาง y และ -
y ตามลำดับ บริเวณสีขาวแสดงถึงขอบเขตของกำแพงโดเมน โดยพบว่ากำแพงโดเมนเคลื่อนที่จาก
ตำแหน่งกึ่งกลางไปยังขอบของเส้นลวดนาโนตามทิศทางการเคลื่อนที่ของกระแสสปินโพลาไรซ์



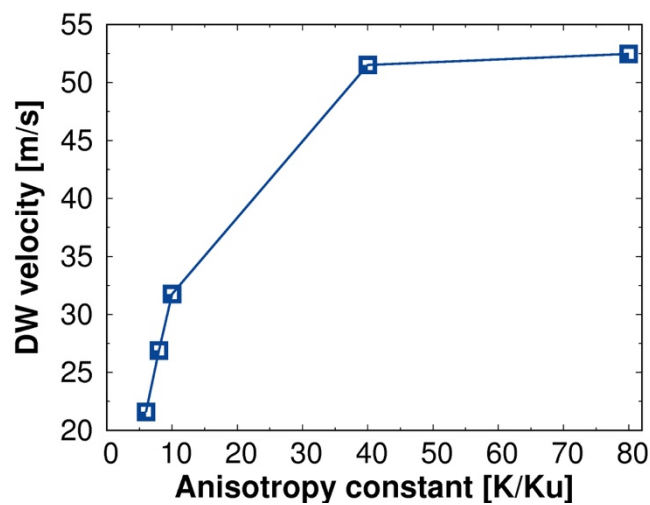
รูปที่ 13 การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่พิจารณาค่าแอมโวลต์ที่เท่ากับ 6K ที่เวลา 0 ns จนเข้าสู่สภาวะสมดุลที่เวลา 0.6 ns

ในลำดับถัดมาจะทำการศึกษาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่มีค่าแอมโวลต์ที่ต่างๆ พบว่ากำแพงโดเมนจะเริ่มเคลื่อนที่จะเกิดขึ้นหลังจากป้อนกระแสสปีนเข้าสู่ระบบ เราจะทำการพิจารณากำแพงโดเมนที่ $t=0.8$ ns ซึ่งเป็นเวลาที่กำแพงโดเมนที่มีค่าแอมโวลต์ต่างๆ เข้าสู่สภาวะสมดุลแล้ว และจุดกึ่งกลางของกำแพงโดเมนที่มีค่าแอมโวลต์สูงจะอยู่ห่างจากจุดเริ่มต้นมากกว่าค่าแอมโวลต์น้อยๆ ซึ่งแสดงว่าเกิดระยะเลื่อนมาก กำแพงโดเมนจะเคลื่อนที่จากตำแหน่งเริ่มต้นไปตามทิศทางของการป้อนกระแสสปีน ดังรูปที่ 14 (ก) และ (ข) นอกจากนี้พบว่าแมกนีไทเซชันเกิดการเคลื่อนที่ออกนอกกระนาบ xy ซึ่งเป็นผลเกิดขึ้นเนื่องจากนอนอะเดียบาติกทอร์ก โดยเมื่อเพิ่มค่าแอมโวลต์จะทำให้ขนาดของการเคลื่อนที่ออกนอกกระนาบมีค่าเพิ่มมากขึ้นดังรูปที่ 14 (ค)

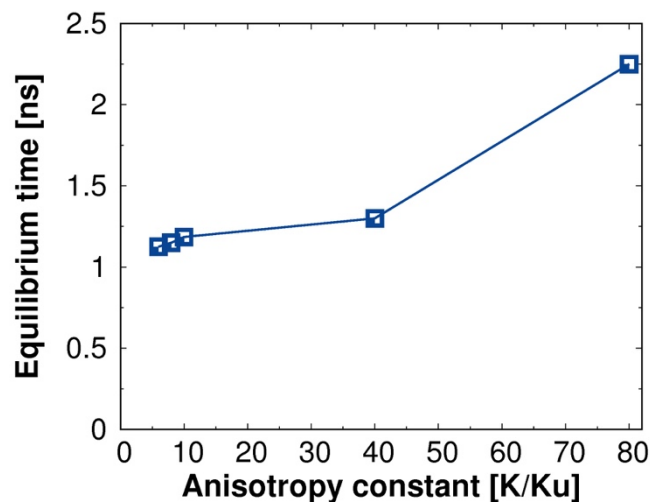


รูปที่ 14 ส่วนประกอบของแมกนีไทเซชัน (ก) แนวแกน x (ข) แนวแกน y (ค) แนวแกน z ที่พิจารณา
ค่าแอมไพลิจูดต่างๆ เมื่อเวลาเท่ากับ 2 ns

จากรูปที่ 15 ก) แสดงความเร็วในการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่พิจารณาค่าแอนไอโซโทรปีต่างๆ ที่เวลา 20 ps จะเห็นได้ว่าความเร็วในการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจะมีค่าเพิ่มขึ้นตามค่าแอนไอโซโทรปีที่เพิ่มสูงขึ้น เนื่องจากค่าแอนไอโซโทรปีมากกำแพงโดเมนจะแคบลงส่งผลให้เกิดค่าสปินทอร์คที่สูงซึ่งทำให้กำแพงโดเมนเคลื่อนที่ได้เร็ว จากการศึกษาพบว่าความเร็วในการเข้าสู่สภาวะสมดุลจะมีค่าแปรผันตรงกับค่าแอนไอโซโทรปีดังแสดงตามรูปที่ 15 (ข) เนื่องจากการเพิ่มขึ้นของค่าแอนไอโซโทรปีส่งผลต่อการเพิ่มขึ้นของมุมระหว่างแมกนีไทเซชันกับค่าสปินทอร์ค



(ก)



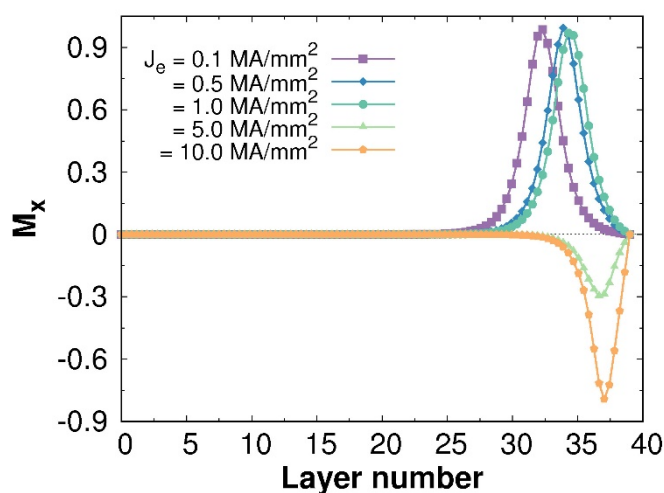
(ข)

รูปที่ 15 (ก) ความเร็วในการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่พิจารณาค่าแอนไอโซโทรปีต่างๆ ที่เวลา 20 ps (ข) แสดงเวลาในการเข้าสู่สภาวะสมดุลของความเร็วในการเคลื่อนที่กำแพงโดเมน ที่ค่าแอนไอโซโทรปีต่างๆ

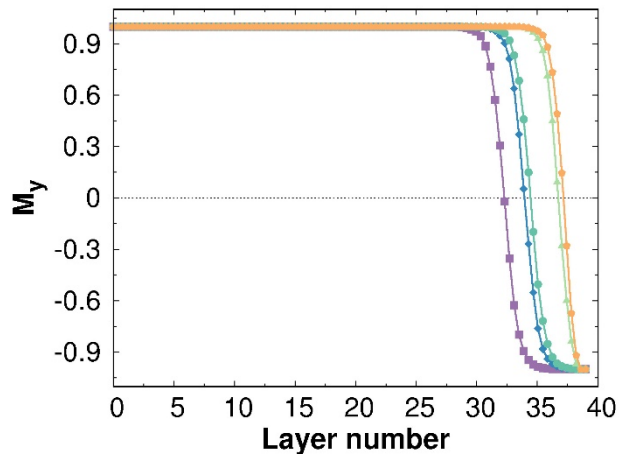
ในลำดับถัดไปจะเป็นการศึกษาผลของกระแสและผลของอุณหภูมิที่มีต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน โดยใช้การพิจารณากำแพงโดเมนที่มีค่าแอนไอโซโทรปีเท่ากับ $40K_u$ โดยรายละเอียดการศึกษาดังต่อไปนี้

1.2) ผลความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าที่มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน

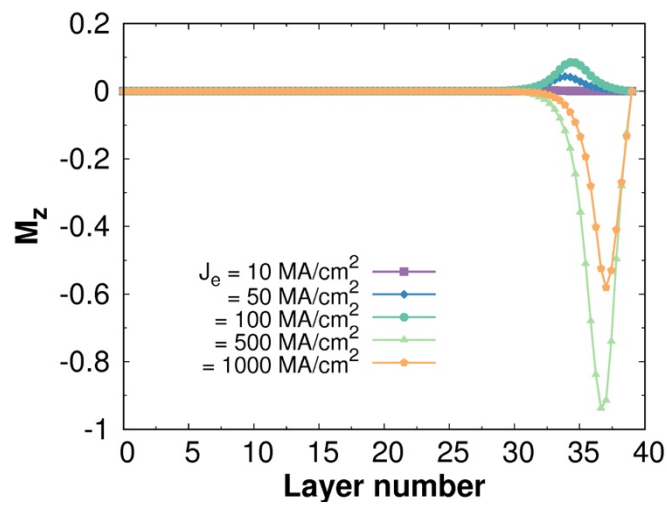
ในงานวิจัยนี้ทำการศึกษาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนโดยการขับเคลื่อนด้วยกระแสไฟฟ้า ความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าเป็นพารามิเตอร์ที่สำคัญที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน เนื่องจากขนาดของสปินทอร์กมีค่าแปรผันตรงกับขนาดของกระแสไฟฟ้าภายนอก ดังที่กล่าวมาแล้วในบทที่ 2 ถ้าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้ามีค่าสูงจะทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่ได้เร็วส่งผลให้อุปกรณ์นั้นทำงานได้เร็วขึ้น แต่ในอุปกรณ์หน่วยความจำ racetrack มีข้อจำกัดเกี่ยวกับการป้อนกระแสไฟฟ้าคือ ถ้าป้อนกระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นสูง จะทำให้เกิดความร้อนขึ้นในระบบ ซึ่งความร้อนเกิดจากอันตรกิริยาระหว่างกระแสสปินกับแมกนีไทเซชัน โดยพบว่าความหนาแน่นของกระแสแปรผันตรงกับอุณหภูมิ เรียกปรากฏการณ์นี้ว่า Joule heating แสดงความสัมพันธ์ดังสมการ $J_{\uparrow,\downarrow} = -\sigma_{\uparrow,\downarrow} \left(\frac{1}{e} \nabla \mu_{\uparrow,\downarrow} - S_{\uparrow,\downarrow} \Delta T \right)$ [10] ซึ่งถ้าความร้อนมีค่าสูงจะทำให้เกิดการผันผวนของแมกนีไทเซชันภายในวัสดุแม่เหล็ก ส่งผลให้แมกนีไทเซชันมีการจัดเรียงตัวแบบสุ่ม นำไปสู่การลดลงของประสิทธิภาพของการบันทึกและเขียนข้อมูลของอุปกรณ์ซึ่ง ซึ่งส่งผลต่อเสถียรภาพทางความร้อนและความผันผวนของแมกนีไทเซชันภายในหน่วยความจำ ดังนั้นการเลือกค่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าที่เหมาะสมกับการทำงานของหน่วยความจำจึงมีความจำเป็นเพื่อที่จะให้อุปกรณ์มีประสิทธิภาพการทำงานที่ดี ซึ่งในงานวิจัยนี้จะพิจารณาผลของค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าต่างๆที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่มีค่าคงที่แอนไอโซโทรปีเท่ากับ $40K_u$ ทำการป้อนกระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นระหว่าง $10-1000 \text{ MA/cm}^2$ ที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน ส่วนประกอบของแมกนีไทเซชันตามแนวแกน x, y และ z ที่เป็นฟังก์ชันของความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าแสดงตามรูปที่ 16 (ก), (ข), และ (ค) ตามลำดับ



(ก)



(ข)

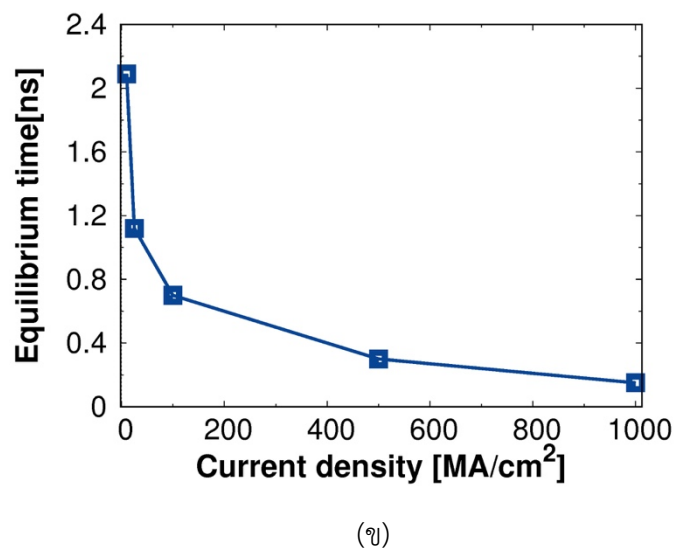
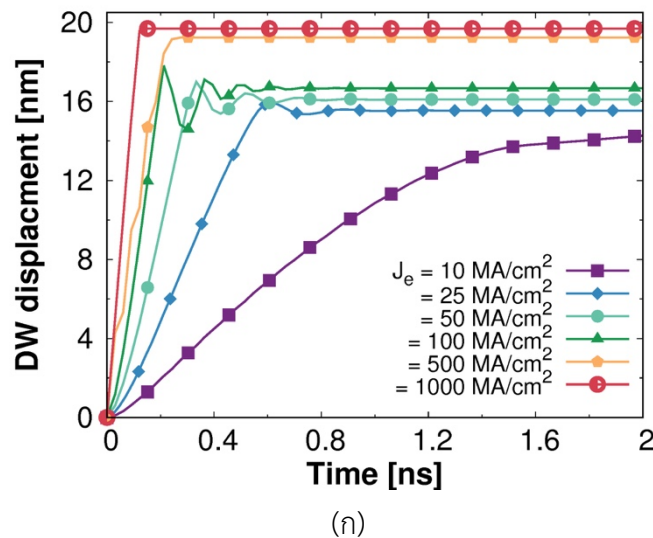


(ค)

รูปที่ 16 การเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชัน (ก) แนวแกน x (ข) แนวแกน y (ค) แนวแกน z ที่พิจารณา ค่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าต่างๆ เมื่อเวลาเท่ากับ 2 ns

เมื่อพิจารณาการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันที่มีความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าต่างๆ ที่สภาวะ สมดุลที่เวลาเท่ากับ 2 ns พบว่าค่าแรงแทคเมนต์จะเกิดการเคลื่อนที่ไปทางซ้ายตามทิศทางของ กระแสไฟฟ้าที่ป้อนสู่ระบบ ในขณะเดียวกันพบว่ากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นสูงจะมีการเคลื่อนที่ ที่มากกว่ากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นต่ำและมีแนวโน้มที่จะหยุดการเคลื่อนที่ที่กระแส 1000 MA / cm² ดังแสดงในรูปที่ (ก) และ (ข) ตามลำดับ นอกจากนี้พบว่าแมกนีไทเซชันเกิดการ เคลื่อนที่ออกนอกกระนาบ xy ซึ่งเป็นผลเกิดขึ้นเนื่องจากนอนอะเดียบาติกทอร์ก โดยเมื่อเพิ่มค่าความ หนาแน่นของกระแสไฟฟ้าจะทำให้ขนาดของการเคลื่อนที่ออกนอกกระนาบมีค่าเพิ่มมากขึ้นดังรูปที่ 16 (ค)

ในลำดับถัดไปจะเป็นการศึกษาระยะเลื่อนของกำแพงโดเมน โดยพิจารณาค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้ามีค่าระหว่าง $10\text{-}1000\text{ MA/cm}^2$ ศึกษาที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน และกำหนดค่าคงที่แอนไอโซโทรปีเท่ากับ $40K_u$ โดยได้ผลดังรูปที่ 17

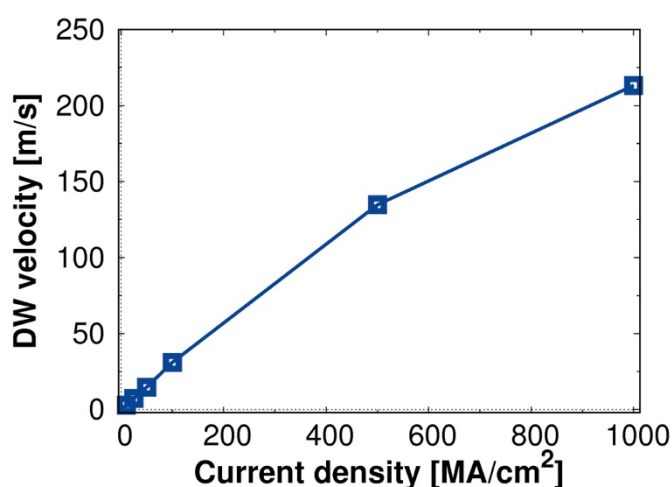


รูปที่ 17 (ก) ระยะเวลาเลื่อนของกำแพงโดเมนที่เวลาใดๆ ในโครงสร้างที่มีการป้อนค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่แตกต่างกัน (ข) การเปรียบเทียบเวลาในการเข้าสู่สภาวะสมดุลของระยะการเคลื่อนที่กำแพงโดเมนที่ความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าต่างๆ

การเปรียบเทียบระยะเวลาเลื่อนของกำแพงโดเมนที่เวลาใดๆ ในโครงสร้างที่มีค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าแตกต่างกันดังแสดงในรูปที่ 17 (ก) พบว่าในกรณีที่กระแสไฟฟ้ามีความหนาแน่นมากจะทำให้เกิดระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนที่สูงเนื่องจากผลของสปินทอร์กที่กระทำกับแมกนีไทเซชัน ซึ่งอันตรกิริยาระหว่างทั้งสองจะพยายามทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่ ปรากฏ

การณีสปินทอร์ค และระยะการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจะลดลงตามค่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าที่ลดลง ในขณะเดียวกันพบว่ากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นมากจะทำให้กำแพงโดเมนใช้เวลาในการเข้าสู่สภาวะสมดุลได้เร็วกว่าค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่มีค่าน้อยเนื่องจากขนาดของสปินทอร์คมีค่าแปรผันตรงกับความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่ป้อนเข้า ดังแสดงในรูปที่ 17 (ข)

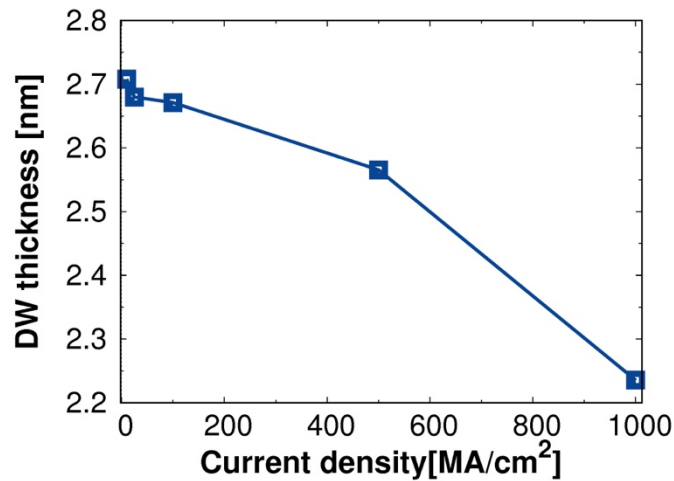
การพิจารณาระยะเลื่อนของกำแพงโดเมน นำไปสู่การพิจารณาความเร็วของกำแพงโดเมนได้โดยตรงจากความสัมพันธ์ของการเปลี่ยนแปลงตำแหน่งของกึ่งกลางของกึ่งกลางกำแพงโดเมนกับเวลาที่เปลี่ยนไปดังสมการ $v = \frac{\Delta x}{\Delta t}$ ซึ่งมีรายละเอียดดังต่อไปนี้



รูปที่ 18 ความเร็วของการเคลื่อนที่กำแพงโดเมนที่ค่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าต่างๆ

เมื่อพิจารณาความเร็วของการเคลื่อนที่กำแพงโดเมนที่ค่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าต่างๆ ดังแสดงในรูปที่ 18 พบว่าความเร็วของกำแพงโดเมนมีค่าแปรผันตรงกับความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าซึ่งสอดคล้องกับผลของงานวิจัยที่ผ่านมา [11] เนื่องจากเมื่อป้อนกระแสไฟฟ้าเข้าไปเหนี่ยวนำทำให้เกิดการเปลี่ยนแปลงทิศทางของแมกนีไทเซชัน ส่งผลให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่ด้วยความเร็วค่าหนึ่งซึ่งในกรณีจะสัมพันธ์กับระยะเลื่อนของกำแพงโดเมน ดังที่กล่าวมาแล้วในข้างต้น

ในลำดับถัดไปเป็นการศึกษาค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่ส่งผลต่อความกว้างของกำแพงโดเมนที่มีค่าแอนไอโซโทรปีเท่ากับ $40K_u$ โดยพิจารณากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นระหว่าง $10-1000 \text{ MA/cm}^2$ ที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน และ ซึ่งมีรายละเอียดดังต่อไปนี้



รูปที่ 19 ความกว้างของกำแพงโดเมน

เมื่อพิจารณาความกว้างของกำแพงโดเมนที่ความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าแตกต่างกัน แสดงในรูปที่ 19 พบว่ากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นสูงส่งผลให้กำแพงโดเมนมีความกว้างที่ลดลง เนื่องจากการเพิ่มขึ้นของการส่งผ่านสปินทอร์คที่กระทำกับแมกนีไทเซชันภายในวัสดุ ซึ่งการเพิ่มขึ้นของสปินทอร์คทำให้มุมระหว่างแมกนีไทเซชันมีค่าสูงขึ้น ในขณะเดียวกันพบว่ากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นสูงจะใช้เวลาในการเข้าสู่สภาวะสมดุลได้เร็วกว่ากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นต่ำ

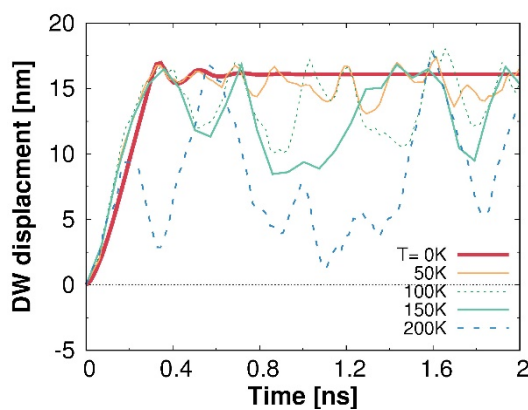
จากการศึกษาความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน สามารถสรุปได้ว่าระยะเลื่อนและความเร็วของกำแพงโดเมนแปรผันตรงกับความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าและความกว้างของกำแพงโดเมนแปรผกผันกับความหนาแน่นกระแสไฟฟ้า เมื่อทราบผลของความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้า ในลำดับต่อไปจะเป็นการศึกษาผลของอุณหภูมิต่างๆ เนื่องจากกระแสที่ป้อนเข้าส่งผลให้เกิดความร้อนต่อระบบ ซึ่งมีรายละเอียดดังต่อไปนี้

2 การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่อุณหภูมิต่างๆ

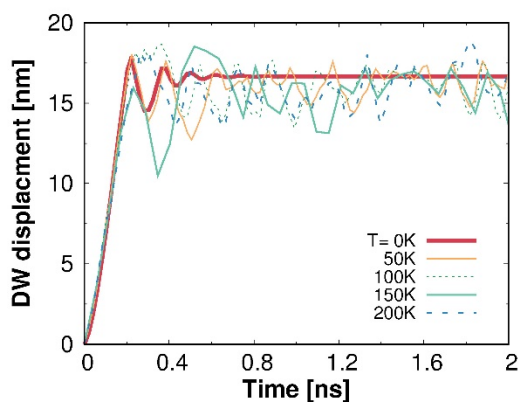
การศึกษาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจำเป็นต้องพิจารณาผลของอุณหภูมิ เนื่องจากเมื่อป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอกเข้าไปในโครงสร้างแม่เหล็กจะส่งผลให้เกิดความร้อนเนื่องจากการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน ซึ่งถ้าความร้อนมีค่าสูงจะทำให้เกิดการผันผวนของแมกนีไทเซชันภายในวัสดุแม่เหล็ก ส่งผลให้แมกนีไทเซชันมีการจัดเรียงตัวแบบสุ่ม นำไปสู่การลดลงของประสิทธิภาพของการบันทึกและเขียนข้อมูลของอุปกรณ์ความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าและอุณหภูมิสามารถอธิบายได้จากปรากฏการณ์นี้ว่า Joule heating [10] ดังนั้นการศึกษาผลของความร้อนที่มีต่อการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันจึงมีความสำคัญเป็นอย่างมาก โดยในงานวิจัยนี้จะพิจารณาผลของอุณหภูมิต่างๆ ที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนและค่าคงที่แอนไอโซโทรปีเท่ากับ $40K_u$ ซึ่งจะกำหนดให้ค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้ามีค่าเท่ากับ $50-500 \text{ MA} / \text{cm}^2$ โดยผลการศึกษาที่มีรายละเอียดดังต่อไปนี้

2.1 ผลของอุณหภูมิที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน

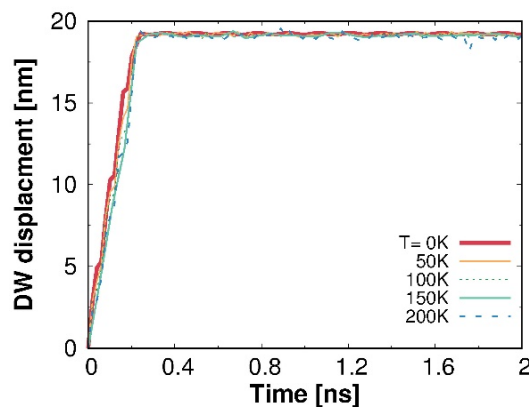
การเปรียบเทียบระยะการเลื่อนของกำแพงโดเมนที่เวลาใดๆ โดยพิจารณาอุณหภูมิที่ต่างกันแสดงดังรูปที่ 20 ก) จากการศึกษาพบว่าอุณหภูมิที่ต่ำระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนจะเคลื่อนที่ได้เร็วและเข้าสู่สภาวะสมดุลได้เร็วกว่าอุณหภูมิที่สูง เนื่องจากอุณหภูมิที่สูงจะเกิดการกวัดแกว่งของแมกนีไทเซชันมากกว่าอุณหภูมิที่ต่ำและอุณหภูมิที่สูงกำแพงโดเมนจะไม่สามารถเคลื่อนที่เข้าสู่สมดุลได้เนื่องจากแมกนีไทเซชันภายในระบบถูกรบกวนด้วยความร้อนทำให้เกิดความผันผวนของแมกนีไทเซชันส่งผลให้เกิดการเคลื่อนที่แบบสุ่มหรือ random walk ในขณะเดียวกันเมื่อพิจารณาเปรียบเทียบผลของอุณหภูมิที่กระแสเพิ่มขึ้น พบว่าที่อุณหภูมิมีค่าเท่ากันระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนของกระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นสูงกว่าจะเคลื่อนที่ได้เร็วกว่ากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นต่ำ เนื่องจากค่าพลังงานของกระแสที่สูงจะเอาชนะพลังงานของอุณหภูมิดังรูปที่ 20 (ข) (ค) ตามลำดับ



(ก)



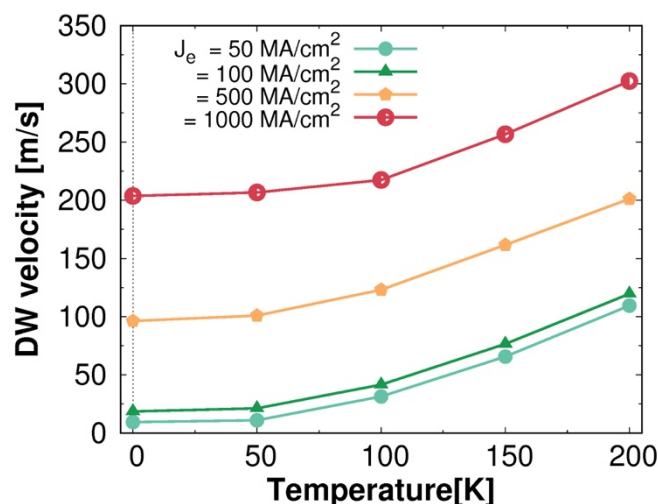
(ข)



(ค)

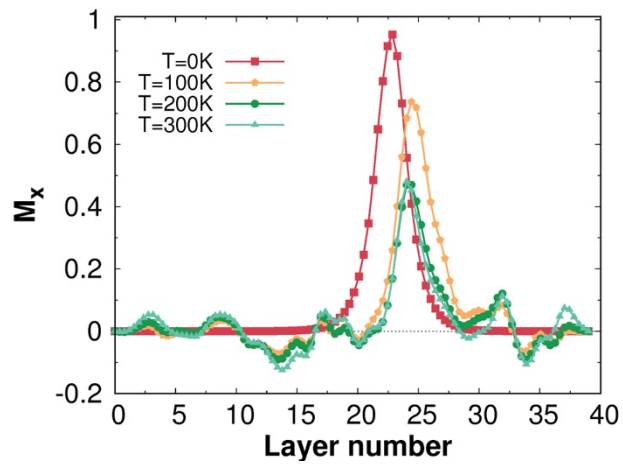
รูปที่ 20 ระยะการเลื่อนของกำแพงโดเมนที่เป็นฟังก์ชันของเวลาที่อุณหภูมิต่างๆ (ก) ค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าเท่า $50 \text{ MA} / \text{cm}^2$ (ข) ค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าเท่า $100 \text{ MA} / \text{cm}^2$ (ค) ค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าเท่า $500 \text{ MA} / \text{cm}^2$

ในลำดับถัดไปจะเป็นการศึกษาผลของความเร็วที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนซึ่งจะกำหนดให้ค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้ามีค่าเท่ากับ $50\text{-}500\text{ MA/cm}^2$ และค่าคงที่แอนไอโซโทปีเท่ากับ $40K_u$ โดยผลการศึกษาพบว่ากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นเท่ากัน ความเร็วของกำแพงโดเมนจะเคลื่อนที่ได้เร็วตามอุณหภูมิที่เพิ่มขึ้น แสดงดังรูปที่ 21 ซึ่งผลการคำนวณสอดคล้องกับผลงานวิจัยที่ผ่านมา [12] เนื่องจากการกวัดแกว่งทางความร้อนของแมกนีไทเซชันทำให้เกิดมุมระหว่างสปินของกระแสไฟฟ้ากับแมกนีไทเซชันของกำแพงโดเมนซึ่งส่งผลให้เกิดสปินทอร์กที่เพิ่มขึ้น ในขณะเดียวกันพบว่ากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นเท่ากับ 50 MA/cm^2 ความเร็วของกำแพงโดเมนมีค่าน้อยกว่าค่ากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นสูงกว่า ซึ่งเกิดขึ้นเนื่องจากผลของสปินทอร์ก แต่อย่างไรก็ตามแม้ว่ากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นสูงจะทำให้กำแพงโดเมนเคลื่อนที่ได้เร็วแต่กระแสที่สูงจะเกิดการกวัดแกว่งของแมกนีไทเซชันมากกว่ากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นต่ำและกำแพงโดเมนมีการกวัดแกว่งรอบจุดสมดุล

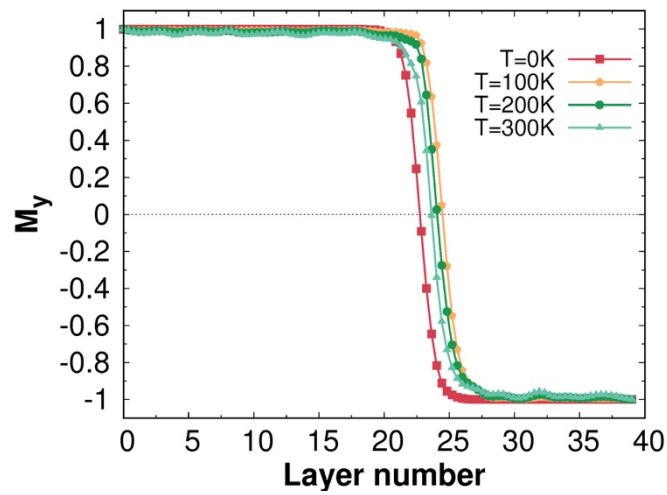


รูปที่ 21 แสดงความเร็วของการเคลื่อนที่กำแพงโดเมนที่อุณหภูมิต่างๆ

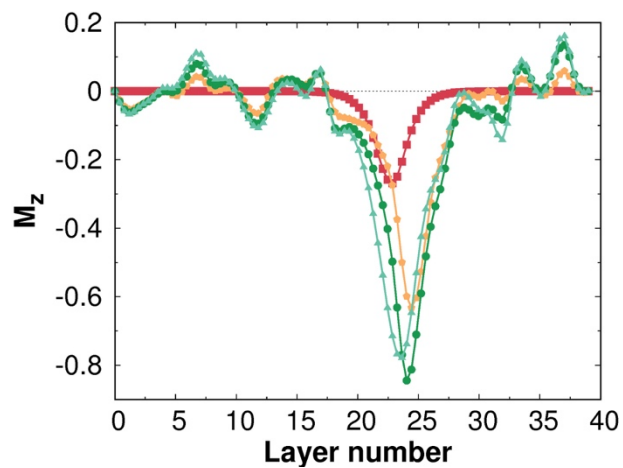
ในลำดับถัดไปจะเป็นการศึกษาลักษณะของแมกนีไทเซชันซึ่งจะกำหนดให้ค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้ามีค่าเท่ากับ $50\text{-}500\text{ MA/cm}^2$ และค่าคงที่แอนไอโซโทปีเท่ากับ $40K_u$ โดยผลการศึกษาพบว่าส่วนประกอบของแมกนีไทเซชันที่พิจารณาอุณหภูมิต่างๆ เมื่อเวลาเท่ากับ 0.1 ns ซึ่งเป็นเวลาที่กำแพงโดเมนเริ่มเคลื่อนที่ ดังรูปที่ 22 แมกนีไทเซชันตามแนวแกน x มีขนาดลดลงตามอุณหภูมิที่เพิ่มขึ้นเนื่องจากอุณหภูมิส่งผลให้เกิดการผันผวนของแมกนีไทเซชันดังแสดงในดังรูปที่ 22 (ก) โดยเมื่ออุณหภูมิเพิ่มสูงขึ้นก็จะเกิดการผันผวนมากขึ้นและกำแพงโดเมนจะเกิดการเคลื่อนที่ไปกลับ เช่นเดียวกันกับแมกนีไทเซชันในแนวแกน y ดังรูปที่ 22 (ข) การเพิ่มขึ้นของอุณหภูมิจะทำให้เกิดการเคลื่อนที่แบบสุมของแมกนีไทเซชันรวมถึงการเคลื่อนที่ออกจากนอกระนาบ xy ซึ่งส่งผลให้ แมกนีไทเซชันในแนวแกน z มีขนาดเพิ่มขึ้นตามรูปที่ 22 (ค)



(ก)



(ข)



(ค)

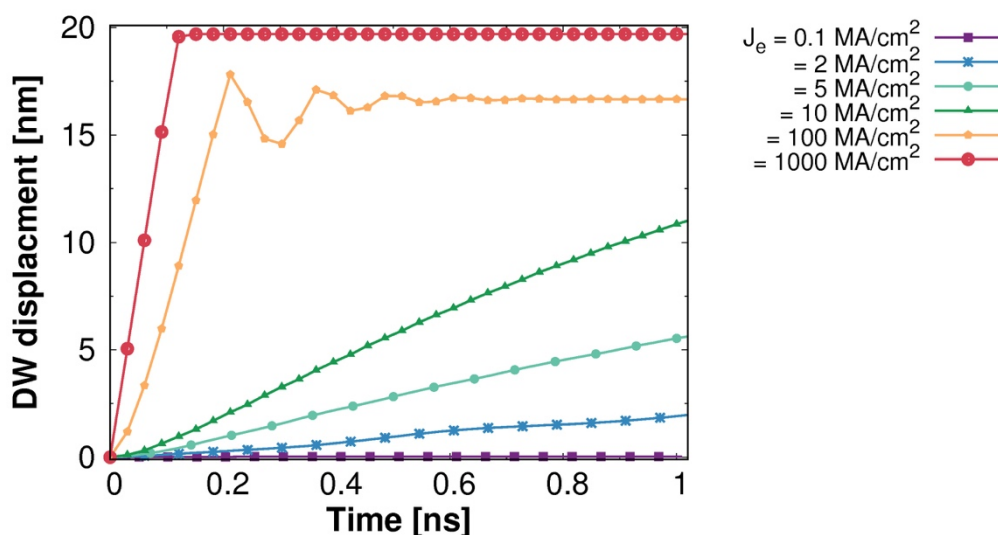
รูปที่ 22 ส่วนประกอบของแมกนีไทเซชัน (ก) แนวแกน x (ข) แนวแกน y (ค) แนวแกน z ที่พิจารณาอุณหภูมิต่างๆเมื่อเวลาเท่ากับ 0.1 ns

3 ผลของอุณหภูมิที่มีต่อค่ากระแสวิกฤต

กระแสวิกฤตคือค่ากระแสที่น้อยที่สุดที่ทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่กล่าวคือค่ากระแสที่น้อยที่สุดที่ทำให้บิตข้อมูลในหน่วยความจำ racetrack เกิดการเคลื่อนที่จากข้อเขียนไปยังหัวอ่าน โดยถ้าใช้ค่ากระแสน้อยในการขับเคลื่อนกำแพงโดเมนจะทำให้อุปกรณ์ประหยัดพลังงาน ดังนั้น การศึกษากระแสวิกฤตจึงมีความสำคัญอย่างมากสำหรับการนำไปประยุกต์ใช้ในหน่วยความจำแบบ racetrack ในงานวิจัยนี้จะทำการพิจารณาค่ากระแสวิกฤตของวัสดุที่มีค่าแอนไอโซโทรปีเท่ากับ $40K_u$ ที่อุณหภูมิต่างๆ ตั้งแต่ 0 ถึง 300 เคลวินโดยมีรายละเอียดของผลการศึกษาดังนี้

3.1 การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่อุณหภูมิ 0 องศาเซลเซียส

การเปรียบเทียบการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่ 0 เคลวิน โดยทำการป้อนกระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นต่างๆ เพื่อการเปรียบเทียบระยะการเลื่อนของกำแพงโดเมนที่ดังรูปที่ 23 (ก) จากการศึกษาพบว่าระยะการเลื่อนของกำแพงโดเมนจะขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าโดยมีการเพิ่มขึ้นแบบเชิงเส้นในช่วงเวลาแรกก่อนจะเข้าสู่สภาวะสมดุล โดยที่เวลาในการเข้าสู่สภาวะสมดุลจะลดลงเมื่อความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าเพิ่มมากขึ้นซึ่งสอดคล้องกับความเร็วของกำแพงโดเมนที่เพิ่มขึ้น ดังที่ได้กล่าวมาก่อนหน้านี้



(ก)

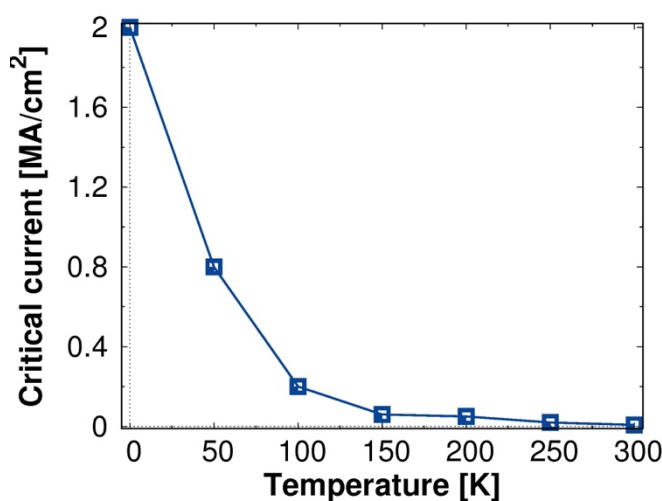


จากรูปที่ 23 (ก) จะเห็นได้ว่าที่กระแส $2\text{ MA} / \text{cm}^2$ กำแพงโดเมนเริ่มเกิดการเคลื่อนที่ นั้นหมายความว่าค่ากระแส $2\text{ MA} / \text{cm}^2$ คือค่ากระแสวิกฤตที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน ดังนั้นเมื่อเราพิจารณาความเร็วของกำแพงโดเมนดังรูปที่ 23 (ข) จะเห็นได้ว่าถ้าให้กระแสไฟฟ้าเข้าไปในเส้นลวดนาโนที่ต่ำกว่า กระแส $2\text{ MA} / \text{cm}^2$ จะไม่ทำให้ตำแหน่งของกำแพงโดเมนเกิดการเปลี่ยนแปลง โดยเมื่อให้กระแสตั้งแต่ $2\text{ MA} / \text{cm}^2$ ขึ้นไปกำแพงโดเมนจะเกิดการเคลื่อนที่ซึ่งเป็นกระแสที่ทำให้ปิดข้อมูลภายในหน่วยความจำแบบ racetrack สามารถเคลื่อนที่ออกจากตำแหน่งหัวเขียนได้

จากที่กล่าวมาจะพบว่าอุณหภูมิมีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนซึ่งทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่เร็วขึ้น ในลำดับถัดไปคือการศึกษาค่ากระแสวิกฤตที่อุณหภูมิต่างๆ จากการศึกษาแสดงให้เห็นว่าค่ากระแสวิกฤตมีค่าลดลงเมื่ออุณหภูมิมีค่ามากขึ้น ซึ่งแสดงตามรูปที่ 24 ผลของอุณหภูมิส่งผลต่อการผันกลับของแมกนีไทเซชันเนื่องจากผลของความร้อนทำให้ค่าพลังงานอุปสรรคของระบบมีค่าลดลงซึ่งทำให้เกิดแมกนีไทเซชันเบี่ยงเบนออกจากแนวแกนง่าย ส่งผลให้เกิดการส่งผ่านสปินทอร์คระหว่างกระแสสปีนและแมกนีไทเซชันที่สูง

จากการศึกษาผลของกระแสวิกฤตที่อุณหภูมิตั้งแต่ 0 ถึง 300 เคลวิน พบว่ากระแสวิกฤตจะขึ้นอยู่กับผลของอุณหภูมิ แสดงให้เห็นว่าความหนาแน่นกระแสวิกฤตสำหรับการเคลื่อนที่เริ่มต้นของกำแพงโดเมนจะลดลงตามอุณหภูมิ ซึ่งกระแสวิกฤตเป็นตัวบ่งชี้ที่สำคัญสำหรับการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน การที่กระแสวิกฤตมีค่าลดลงนั้นหมายความว่ากระแสไฟฟ้าที่ป้อนเข้าสู่ระบบมีค่าน้อยลงจากการศึกษาผลของอุณหภูมิ พบว่าอุณหภูมิมีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน ซึ่งอุณหภูมิที่

พอเหมาะจะทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่เร็วขึ้น แต่ถ้าอุณหภูมิสูงเกินไปจะส่งผลต่อโครงสร้างของกำแพงโดเมนและการเข้าสู่สภาวะสมดุล



รูปที่ 24 ผลของกระแสวิกฤตที่อุณหภูมิต่างๆ

จากผลการวิเคราะห์ข้อมูลการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน จะเห็นได้ว่าค่าความเร็วในการเคลื่อนที่และระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนมีค่าแปรผันตรงกับค่าคงที่แอนไอโซโทรปีและความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้า เนื่องจากการเพิ่มขึ้นของแรงบิดสปริงที่กระทำกับแมกนีไทเซชัน เมื่อพิจารณาผลของอุณหภูมิพบว่าผลของความร้อนจะทำให้ความเร็วของกำแพงโดเมนมีค่าเพิ่มสูงขึ้น อย่างไรก็ตามการเพิ่มขึ้นของอุณหภูมิภายในระบบ ส่งผลให้เกิดความผันผวนของแมกนีไทเซชัน ซึ่งทำให้กำแพงโดเมนไม่สามารถเคลื่อนที่เข้าสู่สมดุลได้ และค่ากระแสวิกฤตมีค่าลดลง โดยค่ากระแสวิกฤตที่ทำให้เกิดการเคลื่อนที่เริ่มต้นของกำแพงโดเมนที่อุณหภูมิ 0 เคลวินของวัสดุที่มีค่าแอนไอโซโทรปีเท่ากับ $40K_u$ มีค่าเท่ากับ 2 MA/cm^2 ซึ่งมิต้านน้อยกว่าค่าความหนาแน่นกระแสวิกฤตที่อุณหภูมิห้อง 3 เทา โดยมีค่าใกล้เคียงกับค่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าที่ใช้ในอุปกรณ์จริง จากผลการศึกษาสามารถนำไปประยุกต์ใช้และออกแบบหน่วยความจำแบบ racetrack ที่มีประสิทธิภาพสูงขึ้นได้ ดังนั้นในการออกแบบหน่วยความจำ racetrack จำเป็นต้องควบคุมปัจจัยต่างๆที่ส่งผลต่อการทำงานของอุปกรณ์ โดยควรเลือกวัสดุที่มีค่าคงที่แอนไอโซโทรปีที่เหมาะสม นอกจากนี้ยังพิจารณาความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่ป้อนรวมทั้งผลของอุณหภูมิที่เหมาะสมเพื่อให้หน่วยความจำทำงานได้มีประสิทธิภาพสูงสุด

สรุปและวิจารณ์ผลการทดลอง

หน่วยความจำแบบ racetrack เป็นหน่วยความจำชนิดใหม่ที่มีประสิทธิภาพสูง มีขนาดเล็ก บรรจุข้อมูลได้มาก และเข้าถึงข้อมูลได้เร็วกว่าฮาร์ดดิสก์และหน่วยความจำชั่วคราว หน่วยความจำแบบ racetrack ประกอบด้วยสามส่วนหลักคือ หัวอ่าน หัวเขียนและเส้นลวดแม่เหล็กนาโน หลักการทำงานของหน่วยความจำแบบ racetrack อาศัยการเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนภายในเส้นลวดนาโนจากการป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอกเพื่อทำการบันทึกและอ่านข้อมูล การเคลื่อนที่ของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนขึ้นอยู่กับปัจจัยหลายอย่าง เช่น คุณสมบัติภายในวัสดุแม่เหล็ก การป้อนกระแสไฟฟ้า ความร้อน เป็นต้น ในงานวิจัยนี้ได้ทำการศึกษาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนภายในเส้นลวดนาโนโคบอลต์จากการพิจารณาพลวัตของแมกนีไทเซชันภายในเส้นลวดแม่เหล็กนาโน โดยทำการศึกษาผลของค่าแอนไอโซโทรปี ค่าอุณหภูมิ และความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน ซึ่งผลการศึกษาปัจจัยต่างๆที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนสามารถสรุปได้ดังนี้

1 ผลของค่าแอนไอโซโทรปีที่มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน

ค่าคงที่แอนไอโซโทรปีเป็นพารามิเตอร์ที่สำคัญที่เกี่ยวข้องกับการกลับทิศทางของแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมน ซึ่งถ้าค่าคงที่แอนไอโซโทรปีมีค่าสูงจะทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่ได้เร็วและกลับทิศทางได้เร็วขึ้น ส่งผลให้หน่วยความจำสามารถบันทึกและเขียนข้อมูลได้ดี ดังนั้นจึงจำเป็นต้องศึกษาผลของค่าแอนไอโซโทรปีที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน โดยจะกำหนดให้ค่าแอนไอโซโทรปีมีค่าอยู่ระหว่าง $6K_u - 80K_u$ เมื่อ K_u มีค่าเท่ากับ $4.644 \times 10^{-24} \text{ J/atom}$ และทำการศึกษาที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน โดยการป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอกที่มีความหนาแน่นเท่ากับ 50 MA/cm^2 จากการศึกษาพบว่าระยะการเลื่อนและความเร็วในการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจะมีค่าเพิ่มขึ้นตามค่าแอนไอโซโทรปีที่เพิ่มสูงขึ้น ซึ่งกำแพงโดเมนที่มีค่าแอนไอโซโทรปีน้อยจะมีระยะการเลื่อนของกำแพงโดเมนน้อยเนื่องจากกำแพงโดเมนกว้างและมีค่าพลังงานแลกเปลี่ยนสูง ดังนั้นถ้าต้องการให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่ที่จะต้องทำการป้อนด้วยกระแสที่มีความหนาแน่นที่มากขึ้นเพื่อทำให้เกิดสปินทอร์กที่มากพอที่จะเอาชนะพลังงานแลกเปลี่ยน ในทางตรงกันข้ามกำแพงโดเมนที่มีค่าแอนไอโซโทรปีสูงจะมีระยะการเลื่อนของกำแพงโดเมนมากเนื่องจากความกว้างของกำแพงโดเมนที่แคบทำให้กำแพงโดเมนเข้าสู่สภาวะสมดุลได้ช้าเนื่องจากกำแพงโดเมนไปชนกับแมกนีไทเซชันที่ตำแหน่งขอบ นอกจากนี้ยังพบว่าเมื่อป้อนกระแสไฟฟ้าให้กับโครงสร้างเส้นลวดนาโนจะทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่และเกิดการเปลี่ยนแปลงความกว้างของกำแพงโดเมนเล็กน้อยเนื่องจากแรงบิดของกระแสสปินที่กระทำกับแมกนีไทเซชันภายในกำแพงโดเมนไม่ได้สูงจนไปทำลายโครงสร้างของกำแพงโดเมน โดยความกว้างของกำแพงโดเมนจะเปลี่ยนแปลงจนกระทั่งกำแพงโดเมนเคลื่อนที่เข้าสู่ระยะสมดุล ยิ่งไปกว่านั้นเมื่อเปรียบเทียบผลระหว่างการคำนวณเชิงตัวเลขกับผลเฉลยทั่วไปพบว่าความกว้างของกำแพงโดเมนมีค่าใกล้เคียงกัน

2 ผลความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าที่มีผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน

กระแสไฟฟ้าเป็นพารามิเตอร์ที่สำคัญที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนเนื่องจากขนาดของสปินทอร์กมีค่าแปรผันตรงกับขนาดของกระแสไฟฟ้าภายนอก ถ้าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้ามีค่าสูงจะทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่ได้เร็วส่งผลให้อุปกรณ์นั้นทำงานได้เร็วขึ้น ดังนั้นงานวิจัยนี้จึงศึกษาผลของค่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าโดยกำหนดกระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นระหว่าง $50 - 1000 \text{ MA} / \text{cm}^2$ โดยศึกษาที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน และกำหนดค่าคงที่แอนไอโซโทรปีเท่ากับ $40K_u$ จากการศึกษาพบว่า การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจะมีระยะเลื่อนมากและมีความเร็วของการเคลื่อนที่เพิ่มขึ้นตามค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าเพิ่มขึ้น ในขณะเดียวกันพบว่าค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่มีค่ามากจะทำให้กำแพงโดเมนใช้เวลาในการเข้าสู่สภาวะสมดุลได้เร็วกว่าค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าที่มีค่าน้อย ซึ่งหมายความว่า เมื่อป้อนกระแสมากจะทำให้หน่วยความจำนั้นทำงานได้เร็วขึ้น แต่อย่างไรก็ตาม ความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าที่สูงขึ้นจะส่งผลให้เกิดความร้อนในเส้นลวดนาโนและจะทำลายโครงสร้างของแมกนีไทเซชันภายในหน่วยความจำ เมื่อพิจารณาความกว้างของกำแพงโดเมน พบว่าความกว้างจะเพิ่มขึ้นตามค่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าที่ลดลง ซึ่งถ้าความกว้างของกำแพงโดเมนมีขนาดเล็ก ทำให้แมกนีไทเซชันกลับทิศทางได้เร็วขึ้น ส่งผลให้หน่วยความจำสามารถบันทึกและเขียนข้อมูลได้เร็ว แต่อย่างไรก็ตาม ความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าที่สูงจะส่งผลให้จะทำลายโครงสร้างของแมกนีไทเซชันและทำให้หน่วยความจำต้องใช้พลังงานเพิ่มขึ้นในการอ่านและเขียนข้อมูล

3 ผลของอุณหภูมิที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน

การศึกษาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจำเป็นต้องพิจารณาผลของอุณหภูมิ เนื่องจากเมื่อป้อนกระแสไฟฟ้าภายนอกเข้าไปในโครงสร้างแม่เหล็กจะส่งผลให้เกิดความร้อนเนื่องจากการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน ซึ่งถ้าความร้อนมีค่าสูงจะทำให้เกิดการผ่นผวนของแมกนีไทเซชันภายในวัสดุแม่เหล็ก ส่งผลให้แมกนีไทเซชันมีการจัดเรียงตัวแบบสุ่ม นำไปสู่การลดลงของประสิทธิภาพของการบันทึกและเขียน ดังนั้นการศึกษาค่าผลของอุณหภูมิที่มีต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนจึงมีความสำคัญเป็นอย่างมาก โดยงานวิจัยนี้ศึกษาผลของอุณหภูมิตั้งแต่ $0-300$ เคลวิน ซึ่งจะกำหนดให้ค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้ามีค่าเท่ากับ $50 - 1000 \text{ MA} / \text{cm}^2$ และกำหนดค่าคงที่แอนไอโซโทรปีเท่ากับ $40K_u$ โดยพบว่าที่ค่ากระแสไฟฟ้าที่มีความหนาแน่นเท่ากับ $50 \text{ MA} / \text{cm}^2$ อุณหภูมิที่สูงเป็นผลให้ระยะเลื่อนของกำแพงโดเมนเคลื่อนที่ได้เร็วกว่าอุณหภูมิที่ต่ำนอกจากนี้ยังพบว่าอุณหภูมิที่สูงจะทำให้แมกนีไทเซชันไม่สามารถเข้าสู่สภาวะสมดุลได้ ซึ่งเกิดจากการผ่นผวนของแมกนีไทเซชันในขณะที่เคลื่อนที่ภายในวัสดุแม่เหล็ก ส่งผลให้กำแพงโดเมนมีทิศทางการเคลื่อนที่แบบสุ่ม กล่าวคือ กำแพงโดเมนมีทิศทางการเคลื่อนที่ในทิศทางเดียวกับการป้อนกระแสและในทิศทางตรงข้ามกับการป้อนกระแส โดยการเคลื่อนที่ในลักษณะนี้ นำไปสู่การลดประสิทธิภาพของการบันทึกและเขียนข้อมูลของอุปกรณ์ ดังนั้นจึงมีการศึกษาในกรณีที่กระแสไฟฟ้ามีความหนาแน่นที่สูงกว่า พบว่ากระแสไฟฟ้าที่สูงจะส่งผลกำแพง

โดเมนเคลื่อนที่ได้เร็วขึ้นและเข้าสู่สภาวะสมดุลได้เร็วขึ้นเนื่องจากผลของสปินทอร์กที่มากกว่า ซึ่งนำไปสู่การทำงานที่ดีขึ้นของบิตภายในหน่วยความจำ

4 ผลของอุณหภูมิที่ส่งผลต่อค่ากระแสวิกฤต

กระแสวิกฤตคือค่ากระแสที่น้อยที่สุดที่ทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่ กล่าวคือค่ากระแสที่น้อยที่สุดที่ทำให้บิตข้อมูลในหน่วยความจำ racetrack เกิดการเคลื่อนที่จากข้อเขียนไปยังหัวอ่าน โดยถ้าใช้ค่ากระแสน้อยในการขับเคลื่อนกำแพงโดเมนจะทำให้อุปกรณ์ประหยัพลังงาน ดังนั้นจึงมีความจำเป็นอย่างมากที่ต้องศึกษากระแสวิกฤต ในงานวิจัยนี้จะทำการศึกษาค่ากระแสวิกฤตของวัสดุที่มีค่าแอนไอโซโทรปีเท่ากับ $40K_u$ ที่อุณหภูมิต่างๆ ตั้งแต่ 0 ถึง 300 เคลวิน จากการศึกษาผลของค่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าต่างๆ ที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนเพื่อดูผลของค่ากระแสวิกฤตที่อุณหภูมิ 0 ถึง 300 เคลวิน โดยกำหนดค่าคงที่แอนไอโซโทรปีเท่ากับ $40K_u$ จากการศึกษาค่ากระแสวิกฤตที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน พบว่าที่กระแส $2MA/cm^2$ เป็นกระแสวิกฤตซึ่งเป็นกระแสที่น้อยที่สุดที่ทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่ กล่าวคือถ้าให้กระแสไฟฟ้าเข้าไปในเส้นลวดนาโนที่ต่ำกว่ากระแส $2MA/cm^2$ จะไม่ทำให้ตำแหน่งของกำแพงโดเมนเกิดการเปลี่ยนแปลง โดยเมื่อให้กระแสตั้งแต่ $2MA/cm^2$ ขึ้นไป กำแพงโดเมนจะเกิดการเคลื่อนที่ซึ่งเป็นกระแสที่ทำให้บิตข้อมูลภายในหน่วยความจำแบบ racetrack สามารถเคลื่อนที่ออกจากตำแหน่งหัวเขียนได้ จากนั้นได้ทำการศึกษาผลของกระแสวิกฤตที่อุณหภูมิตั้งแต่ 0 ถึง 300 เคลวิน พบว่ากระแสวิกฤตจะขึ้นอยู่กับผลของอุณหภูมิ แสดงให้เห็นว่าความหนาแน่นกระแสวิกฤตสำหรับการเคลื่อนที่เริ่มต้นของกำแพงโดเมนจะลดลงตามอุณหภูมิ ซึ่งอุณหภูมิที่พอเหมาะจะทำให้กำแพงโดเมนเกิดการเคลื่อนที่เร็วขึ้น แต่ถ้าอุณหภูมิสูงเกินไปจะส่งผลต่อโครงสร้างของกำแพงโดเมนและการเข้าสู่สภาวะสมดุล

ข้อเสนอแนะ

งานวิจัยนี้ได้ทำการศึกษาการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนของวัสดุแม่เหล็กภายในเส้นลวดนาโน ซึ่งได้พิจารณาผลของค่าคงที่แอนไอโซโทรปี ผลของค่าความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้า ผลของอุณหภูมิ และผลของค่ากระแสวิกฤต โดยพบว่า ผลการวิจัยมีความสอดคล้องกับงานวิจัยอื่นๆ แต่อย่างไรก็ตาม งานวิจัยนี้ได้ทำการศึกษาเฉพาะวัสดุแม่เหล็กโคบอลต์และเส้นลวดนาโนที่มีขนาดจำกัด ซึ่งยังไม่เพียงพอในการนำไปประยุกต์ใช้กับหน่วยความจำแบบ racetrack ได้ หากต้องการดำเนินการศึกษาเพิ่มเติม จำเป็นต้องมีการเลือกวัสดุแม่เหล็กชนิดอื่น และเพิ่มขนาดของระบบให้ใกล้เคียงกับงานในเชิงการทดลองมากขึ้น

เอกสารอ้างอิง

- [1] Bartels S, Ko J, Prohl A. “Numerical analysis of an explicit approximation scheme for the Landau-Lifshitz-Gilbert equation”. *Mathematics of Computation* 2008;77(262):773-788.
- [2] Guo B, Hong M-C. “The Landau-Lifshitz equation of the ferromagnetic spin chain and harmonic maps”. *Calculus of Variations and Partial Differential Equations* 1993;1(3):311-334.
- [3] Lenz K, Wende H, Kuch W, Baberschke K, Nagy K, Jánossy A. “Two-magnon scattering and viscous Gilbert damping in ultrathin ferromagnets”. *Physical Review B* 2006;73(14):144424.
- [4] Xiao J, Zangwill A, Stiles MD. “Spin-transfer torque for continuously variable magnetization”. *Physical Review B* 2006;73(5):054428.
- [5] DeSimone A, Kohn RV, Müller S, Otto F. “Repulsive interaction of Néel walls, and the internal length scale of the cross-tie wall”. *Multiscale Modeling & Simulation* 2003;1(1):57-104.
- [6] DeJong M, Livesey K. “Analytic theory for the switch from Bloch to Néel domain wall in nanowires with perpendicular anisotropy”. *Physical Review B* 2015;92(21):214420.
- [7] Zhang S and Li Z. “Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferrimagnets”. *Physical Review Letters* 2004;93(12):127204.
- [8] Mott NF. “The electrical conductivity of transition metals”. *Proc. R. Soc. Lond. A* 1936;153(880):699-717.
- [9] Chureemart P, Cuadrado R, D’Amico I, Chantrell R. “Modeling spin injection across diffuse interfaces”. *Physical Review B* 2013;87(19):195310.
- [10] Khvalkovskiy A, Zvezdin K, Gorbunov YV, Cros V, Grollier J, Fert A, et al. “High domain wall velocities due to spin currents perpendicular to the plane”. *Physical review letters* 2009;102(6):067206.
- [11] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R, Torres L, Carpentieri M, Finocchio G. “A strategy for the design of skyrmion racetrack memories”. *Scientific reports* 2014;4:6784.
- [12] Slachter A, Bakker FL, Adam J-P, van Wees BJ. “Thermally driven spin injection from a ferromagnet into a non-magnetic metal”. *Nature Physics* 2010;6(11):879.

ภาคผนวก

ผลงานตีพิมพ์ในวารสารวิชาการนานาชาติ

1. Hybrid Design for advanced magnetic recording media: Combining exchange coupled composite media with coupled granular continuous media, P. Chureemart, R.F.L. Evands, R. W. Chantrell, P.-W. Huang, K. Wang, G. Ju and J. Chureemart^{*} (corresponding), Physical review applied, 8, 024016, 2017. (ISI Quartile 1, IF = 4.808)
2. Multiscale modeling of spin transport across a diffuse interface, J. Chureemart, R. Cuadrado, P. Chureemart^{*} and R. W. Chantrell, Journal of magnetism and magnetic materials, 443, 287 2017. (ISI Quartile 2, IF = 2.63)

2. การนำผลงานวิจัยไปใช้ประโยชน์

จากผลการดำเนินการโครงการ “การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนที่คิดผลของแรงบิดสปินและผลของความร้อน” ด้วยวิธีการคำนวณทางคอมพิวเตอร์ผ่านรูปแบบจำลองระดับอะตอมและรูปแบบจำลองสะสมสปิน สามารถเข้าใจกลไกการเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมนในโครงสร้างเส้นลวดนาโน และสามารถอธิบายพฤติกรรมการหมุนกลับของแมกนีไทเซชันของกำแพงโดเมน ซึ่งโครงการนี้สามารถสร้างองค์ความรู้ใหม่ (Journal papers) โดยการตีพิมพ์ในวารสารระดับนานาชาติ “Multiscale modeling of spin transport across a diffuse interface”, J. Chureemart, R. Cuadrado, P. Chureemart and R. W. Chantrell, Journal of magnetism and magnetic materials, 443, 287 2017. (ISI Quartile 2, IF = 2.63) และสามารถต่อยอดองค์ความรู้โดยนำวิธีคำนวณรูปแบบจำลองระดับอะตอมไปศึกษาออกแบบแผ่นบันทึกข้อมูลทางแม่เหล็กแบบใหม่ และได้ทำการตีพิมพ์ในวารสารระดับนานาชาติ “Hybrid Design for advanced magnetic recording media: Combining exchange coupled composite media with coupled granular continuous media”, P. Chureemart, R.F.L. Evands, R. W. Chantrell, P.-W. Huang, K. Wang, G. Ju and J. Chureemart* (corresponding), Physical review applied, 8, 024016, 2017. (ISI Quartile 1, IF = 4.808) นอกจากนี้งานวิจัยนี้ยังใช้เป็นส่วนหนึ่งของหัวข้อวิจัยและโครงการสำหรับนิสิตในภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัย มหาสารคาม เพื่อพัฒนาเป็นบุคลากรที่มีความเชี่ยวชาญทางด้านแม่เหล็กต่อไปในอนาคต

3. อื่นๆ

1. ผลงานตีพิมพ์ในวารสารวิชาการระดับชาติ

“การเคลื่อนที่กำแพงโดเมนที่ขับเคลื่อนด้วยสปินทอร์กในโครงสร้างแม่เหล็ก” Domain wall motion driven by conventional spin torque in magnetic structure” ปวีณา วงษาสืบ,พรรณวดี จูรีมาศ และ เจษฎา จูรีมาศ วารสารวิชาการระดับชาติวารสารวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยีมหาวิทยาลัย มหาสารคาม ปี 2560

2. เข้าร่วมนำเสนอผลงานวิชาการระดับนานาชาติและระดับชาติ

1. นำเสนอผลงานวิจัยแบบโปสเตอร์ “Thermally assisted domain wall motion in the presence of spin torque” งานประชุมวิชาการ International Magnetic Conference (INTERMAG) 2018 at Marina Bay Sands Convention Center Singapore, Singapore ระหว่างวันที่ 23-27 เมษายน 2561
2. นำเสนอผลงานวิจัยแบบโปสเตอร์ “Thermally assisted domain wall motion driven by spin torque” งานประชุมวิชาการ The first materials research

society of Thailand international conference 1st MRS Thailand at Convention Center, Chiang Mai ระหว่างวันที่ 3 ตุลาคม 2560 ถึง 3 พฤศจิกายน 2561

3. นำเสนอผลงานวิจัยแบบบรรยาย “การเคลื่อนที่กำแพงโดเมนที่ขับเคลื่อนที่ด้วยสปินทอร์กในโครงสร้างแม่เหล็ก” งานประชุมวิชาการระดับชาติ มหาวิทยาลัยมหาสารคาม วิจัย ครั้งที่ 13 ระหว่างวันที่ 17-18 กรกฎาคม 2560



Research articles

Multiscale modeling of spin transport across a diffuse interface

J. Chureemart^a, R. Cuadrado^{b,c,d}, P. Chureemart^{a,*}, R.W. Chantrell^b^a Computational and Experimental Magnetism Group, Department of Physics, Mahasarakham University, Mahasarakham 44150, Thailand^b Department of Physics, University of York, York YO10 5DD, United Kingdom^c Catalan Institute of Nanoscience and Nanotechnology (ICN2), CSIC and BIST, Campus UAB, Bellaterra, 08193 Barcelona, Spain^d Universitat Autònoma de Barcelona, 08193 Bellaterra (Cerdanyola del Valles), Spain

ARTICLE INFO

Article history:

Received 20 December 2016

Received in revised form 10 July 2017

Accepted 21 July 2017

Available online 25 July 2017

Keywords:

Spin transport

Multiscale model

Diffuse interface

ABSTRACT

We present multiscale calculations to describe the spin transport behavior of the Co/Cu bilayer structure including the effect of the interface. The multiscale approach introduces the connection between the *ab initio* calculation used to describe the electronic structure of the system and the generalized spin accumulation model employed to describe the spin transport behavior. We have applied our model to atomically smooth and diffuse interfaces. The results demonstrate the huge importance of the use of first principle calculations, not only due to the interfacial coordinates optimization but also the magnetic and electronic properties obtained through the electronic structure. The system including the effect of interface with and without the charge fluctuation are studied. The results indicate that changes of electronic structure at the Co/Cu interface give rise to an interfacial resistance distributed over several atomic planes, similar to the effect of interface diffusion. We argue that even atomically smooth Co/Cu interfaces have properties analogous to a diffuse interface due to the variation of electronic structure at the interface.

© 2017 The Authors. Published by Elsevier B.V. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Introduction

The understanding of spin transport and spin torque is of increasing importance for spintronic device applications since the discovery of giant magnetoresistance (GMR) [1,2] and tunnelling magnetoresistance (TMR) [3,4]. These phenomena have opened a new path for spintronic device design such as magnetic tunnelling junction (MTJ) sensors [5] and magneto-resistive random access memory (MRAM) [6] leading to the development of new generations of computer architecture. In addition, read sensors for conventional magnetic recording rely on transport properties to achieve the desired functionality. Both spin transport and spin torque are phenomena strongly affected by the interface structure and properties which will therefore play a crucial role in determining resistance arising from spin-dependent scattering at the interface [7–11]. From the theoretical point of view, the simulation of a general interface between two different materials is of great complexity. The usual and easiest way to proceed is to have both alloys in contact locating the atoms of one of the materials *top*, *hollow*, *bridge* of the other. A more general situation would be when the atoms of both materials are allowed to move across to the interface

leading to interdiffusion within the interfacial region. This diffusion leads in a different degrees of roughness depending on how much the alloys have mixed. Roughness at interfaces as well as the interfacial and intralayer scattering is of huge importance in relation to the objective of achieving high magnetoresistance (MR) [12,11,9].

The calculation of resistance and spin transport behavior across the diffuse interface can be investigated by injecting spin current into the magnetic system which subsequently gives rise to the spin accumulation (SA) close to the interface region. Various theoretical models have been proposed to describe the effect of interfacial roughness on the magnetoresistance [13–15], indicating that the nature of interfaces is an increasingly significant factor in the spin torque phenomenon. Theoretical approaches to spin torque are often based on the SA model of Zhang, Levy and Fert (ZLF) [16]. The ZLF theory is essentially a drift-diffusion model which only applies to incoherent systems much larger than the mean free path. However, it is important to note that macroscopic models of the effects of a spin-polarized current are based [17] on the simple addition of spin-torque terms in the Landau-Lifshitz-Gilbert equation and, as shown by Claudio-Gonzalez et al. [18] and Chureemart et al. [19], the phenomenological constants representing the strength of the adiabatic and non-adiabatic terms are not spatially invariant; self-consistent solution of the spin accumulation

* Corresponding author.

E-mail address: phanwadee.c@msu.ac.th (P. Chureemart).

and the magnetization is physically a better choice, and an advanced numerical implementation for micromagnetics has been recently presented by Abert et al. [20]. The proper treatment of interface effects was considered by Brataas et al. [21] who introduced the concept of spin mixing conductance. Here we consider a further important effect of the nature of the interface, firstly related to the electronic properties and secondly to the presence of interfacial roughness; practically inevitable in sputtered devices.

The ZLF model has recently been generalized to allow the investigation of diffuse interfaces [22]. The magnetic ion concentration at any given position of the system, determined via Fick's law, gives rise to a spatial variation of the transport parameters within the interface. The model described in Ref. [22] is based on an approach which allows treatment of systems with spatially varying magnetization structures by calculating the SA in a rotated coordinate system based on the direction of the local magnetization [19]. A feature of the model given in Ref. [19] is the calculation of the SA via the local spin polarization $\mathbf{m}$, equal to the local value of $(n^\uparrow - n^\downarrow)$ where the $n^{(\uparrow\downarrow)}$ represents the density of states (DOS) at the Fermi level, E_F , as follows

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} + (J/h)\mathbf{m} \times \mathbf{M} = -\frac{\mathbf{m} - \mathbf{m}_\infty}{\tau_{sf}} \quad (1)$$

where $\mathbf{M}$ is a unit vector along the local magnetization direction, J is the s–d exchange integral and τ_{sf} is the spin-flip scattering time. Calculation of $\mathbf{m}$ is convenient for the case of a current flowing between materials with different m_∞ [22]. We note that $m_\infty = (n_{eq}^\uparrow - n_{eq}^\downarrow)$, where the n_{eq} is the equilibrium bulk value which can be obtained via *ab initio* calculation. Further, the spin accumulation, denoted here δm , is usually defined as the deviation of the local spin polarization from equilibrium, i.e. $\delta\mathbf{m} = (n^\uparrow - n^\downarrow) - (n_{eq}^\uparrow - n_{eq}^\downarrow) = (\mathbf{m} - \mathbf{m}_\infty)$. We use Eq. (1) because, although an additional dephasing term has been introduced by Petitjean et al. [23], it has been shown that this can be absorbed into the damping term used in Eq. (1). The model derives stationary solutions for $\mathbf{m}$ and subsequently the SA $\delta\mathbf{m}$ under the assumption that changes in the magnetization are much slower than the variation of the SA.

In this work, we focus on interface properties and their effect on the spin accumulation. First, we consider an atomically flat interface between two different materials. By means of Density Functional Theory (DFT) calculations we investigate the interface electronic structure and its effect on the spin accumulation. The interface is constructed as a periodic bcc structure (See Fig. 1-A1 and B) without any roughness. This multiscale approach will be applied to Co/Cu interface to investigate the spin transport behavior as well as evaluate the interfacial resistance. Secondly, we investigate the properties of a diffuse interface created by modelling interdiffusion between the layers. Interestingly it is demonstrated that the interface resistance is spread over several atomic planes in both cases, showing that modification of the interface electronic structure has a similar effect to that of a diffuse interface. The paper is structured as follows. We first describe the spin accumulation model including the calculation of m_∞ . We then proceed to investigate the spin accumulation an atomically smooth interface, firstly under the simple assumption of an abrupt change of material properties at the interface. This contrasts strongly with the accumulation calculated for the realistic case taking into account the spatial dependence of m_∞ from the DFT calculations. Finally we present calculations of the spin accumulation for a diffuse interface, which shows a delocalization of the interface resistance similar to that arising from the spatial variation of m_∞ .

2. Model description

2.1. Spin accumulation model

The full understanding of the mechanism behind GMR and TMR becomes important for the development of spin electronic technologies. The interface resistance can be calculated from the spin accumulation and subsequently gives rise to GMR. Consequently, the calculation of SA is required in order to gain insight into the spin transport behavior. Here, the SA is defined as the difference of spin-up and spin-down electron populations available from *ab initio* calculations. This is essential to deal with multiple layers with different equilibrium value of SA. The general solution of spin accumulation is solved from Eq. (1) consisting of longitudinal ($\mathbf{m}_\parallel$) and transverse components ($\mathbf{m}_{\perp,2}$ and $\mathbf{m}_{\perp,3}$) [22] following the equations

$$\begin{aligned} \mathbf{m}_\parallel(x) &= [m_\parallel(\infty) + [m_\parallel(0) - m_\parallel(\infty)]e^{-x/\lambda_{sd}}]\hat{\mathbf{b}}_1 \\ \mathbf{m}_{\perp,2}(x) &= [G_2e^{-x/L_+} + G_3e^{-x/L_-}]\hat{\mathbf{b}}_2 \\ \mathbf{m}_{\perp,3}(x) &= [-iG_2e^{-x/L_+} + iG_3e^{-x/L_-}]\hat{\mathbf{b}}_3, \end{aligned} \quad (2)$$

in a rotated basis system whose axes $\hat{\mathbf{b}}_1$, $\hat{\mathbf{b}}_2$ and $\hat{\mathbf{b}}_3$ are parallel ($\hat{\mathbf{b}}_1$) and perpendicular ($\hat{\mathbf{b}}_2$ and $\hat{\mathbf{b}}_3$) to the local magnetization. The coefficients $m_\parallel(0)$, G_2 and G_3 are calculated by imposing continuity of the spin current at the interface [16] and $1/L_\mp = \sqrt{(1/\lambda_{sf}^2) \pm (i/\lambda_j^2)}$. The equilibrium value $m_\parallel(\infty)$ is the difference between the spin-up and spin-down density of states (DOS) at the Fermi energy obtained from *ab initio* calculations,

$$m_\parallel(\infty) = \frac{[DOS_\uparrow(E_F) - DOS_\downarrow(E_F)]k_B T}{V} \quad (3)$$

where k_B is the Boltzmann constant, T is the temperature, e is the electron charge and V is the unit cell volume.

2.2. Ab-initio calculation of interface electronic properties

In principle, a model that describes the most general geometry of Co/Cu interface would be composed of a diffuse interface, i.e., a geometry where the atoms belonging to both alloys are “transferred” – after performing a molecular dynamics (MD) simulation, for example – from one alloy to the other, having semi-infinite materials on both sides composed of hundreds of atoms. Unfortunately, to model interfaces in this fashion is of extreme difficulty using pure *ab initio* MD calculations due to the huge number of atoms that would be involved. One possibility would be the use of classical MD simulations but the information regarding the electronic structure would be lost. The reduction of the system size is then mandatory. In the present work, we study interface effects by the simulation of three different model systems. In case 1, the interface is taken as atomically smooth and the material properties change abruptly at the interface. In case 2 the interface is again taken as atomically smooth but the SA will be calculated using atomic layer resolved values of m_∞ determined by DFT calculations on systems with relaxed atomic positions. The layers will be patterned by means of the contact of Co and Cu alloys with the same 2D periodicity and repeated periodically out-of-plane (001) as shown in Fig. 1-B2.

Finally, in case 3 we will create a simple model of a diffuse interface by the replacement of one Co atom within the interface plane by one Cu (see Fig. 1-A2). Again, atomic layer-resolved values of m_∞ , calculated by DFT methods after relaxation, are used for the calculation of the SA. In this case, there is a computational price to pay, in which we require large sizes of the simulation supercells, having more atoms in the simulation. However, we can minimize

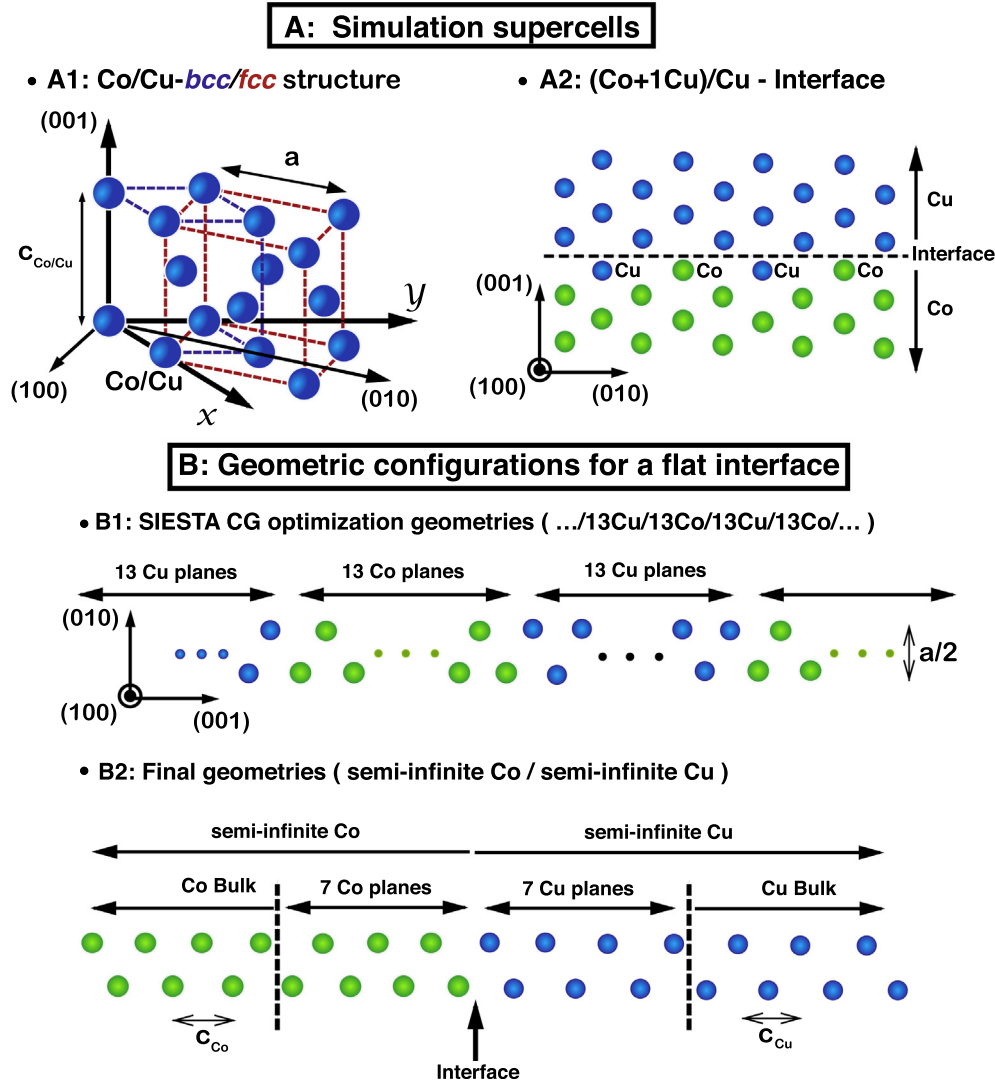


Fig. 1. (A1) Schematic representation of the Co and Cu *bcc/fcc* bulk unit cells; (A2) Side view of the modeled diffusion interface employed in the present work; (B1) Periodic .../13Co/13Cu/... geometric configuration used in the conjugate gradient relaxation method; (B2) Final interface geometry between two semi-infinite Co and Cu bulk alloys after extract 7Co + 7Cu slice from B1 relaxed coordinates.

the computational tasks by choosing conveniently the unit cell. To this end, we observe that in our system the atomic stacking is along the (001) direction and if we inspect the Fig. 1-A1, we can select either *bcc* or *fcc* to describe the physical systems since both unit cells depict the same structure. The choice of structure will be relevant because of the number of atoms per supercell will be different. Consequently we choose the *bcc* structure due to its reduced number of atoms and because the diffusive interface model will be straightforward to simulate. Subsequently, the spatial magnetic ion concentration is considered from the spatial variation of magnetic moment achieved from the *ab initio* calculations and it is then used to model the spatial diffusive transport parameters. The geometry optimization and the electronic self-consistent (SC) calculations have been performed by means of Density Functional Theory (DFT) using the SIESTA code [24]. As exchange correlation (XC) potential we employed the generalized gradient approximation (GGA) [25]. We used double- ζ polarized (DZP) strictly localized numerical atomic orbitals as basis set. We ensured the convergence of the magnetic moment as well as DOS used in the spin transport calculations by considering 196 k-points.

Fig. 1-B describes schematically the construction process of the final ...Co/Cu... geometry used in this work and its main geometric parameters. Each one of these materials have their own bulk lattice constants and to obtain them we optimized the geometry individually. In doing so the Co and Cu lattice values were 3.54 Å and 3.68 Å, respectively. We assume that Co and Cu have the same *bcc* structure and that they share the same in-plane lattice constant a , so we chose the mean value to be able to overcome the 4% mismatch between them. On the other hand, in bulk phases $a = c$, however, when a changes the out-of-plane structure will change and $c_{Co} \neq c_{Cu}$. We performed conjugate gradient relaxation (CG) to determine these out-of-plane parameters ensuring that the final forces between atoms were less than 0.05 eV/Å. As an initial guess we constructed the configuration shown in 1-B1 for the periodic out-of-plane .../13Co/13Cu/13Co/13Cu/... structure. Due to the z periodicity no vacuum is needed and each Co/Cu interface experiences the same environment on both sides. This permits to avoid the use of any constraint in the calculation and we were able to select at the end of the optimization 7Co + 7Cu planes for the construction of the final geometry 1-B2. In between each two Co/Cu interfaces we ensured with high level of precision that either

Co or Cu plane exhibits bulk properties and hence we can join the slab on both sides to the semi-infinite parts. Finally, the resulting out-of-plane values were: $c_{\text{Co}}/a = 0.96$, $c_{\text{Cu}}/a = 1.06$ and for the common in-plane a , 3.61 Å. For the diffuse interface optimization, the same procedure was followed.

The diffusion of the magnetic ion concentration at any position for the $\cdots\text{Co}/\text{Cu}\cdots$ ferromagnetic/non-magnetic (FM–NM) structure is considered from the spatial variation of magnetic moment achieved from the *ab initio* calculations. The spatial concentration of magnetic ion (Co) at any given position x of the system can be modeled as the following equation,

$$C_{\text{Co}}(x) = \frac{N_{\text{Co}}(x)\mu_{\text{Co}} + N_{\text{Cu}}(x)\mu_{\text{Cu}}}{[N_{\text{Co}}(x) + N_{\text{Cu}}(x)]\mu_{\text{Co}}} \quad (4)$$

where $N_{\text{Co,Cu}}(x)$ is the number of local ion of Co or Cu at any position x and $\mu_{\text{Co,Cu}}$ denotes the magnetic moment of Co or Cu. The calculated concentration from Eq. (4) is used to model the spatial variation of the diffusive transport parameters, $P(x)$, taken as a linear combination of the bulk parameters weighted by the local concentrations given by,

$$P(x) = P_{\text{Co}}C_{\text{Co}}(x) + P_{\text{Cu}}[1 - C_{\text{Co}}(x)] \quad (5)$$

where $P_{\text{Co,Cu}}$ is the diffusive transport parameters of Co or Cu.

3. Results

To describe the physical mechanism of spin transport including the diffuse interface, we study the structure of the bilayer system of Co/Cu by employing the multiscale model, which calculates the SA with $\mathbf{m}_{\infty}$ determined from layer resolved *ab initio* information. We consider the bilayer system of Co/Cu with three different interfaces as described earlier. Our general solution of SA is then applied to each system discretized into many thin layers to investigate the spin transport behavior and the interfacial resistance at any position in the system. In the following we consider each case in turn before giving an overall interpretation and drawing conclusions.

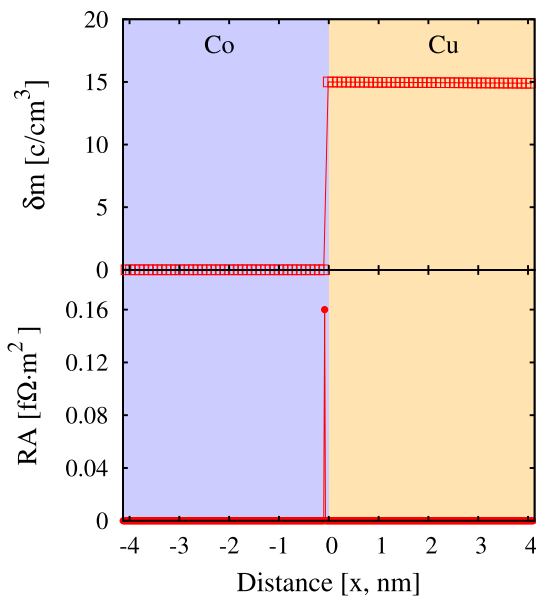


Fig. 2. (Top) Spatial spin accumulation and (Bottom) Interfacial resistance of the Co/Cu system with an ideal interface, i.e. atomically sharp with a step change of magnetic and transport parameters.

3.1. Case 1: ideal interface with step change in properties

We first consider the system with an ideal interface by assuming that the concentration of magnetic ion is constant throughout the Co layer. This case further assumes that the transport properties are spatially invariant in the Co and Cu layers. Specifically, we assume that the equilibrium value of SA, $\mathbf{m}_{\parallel}(\infty)$, varies discontinuously from the bulk value of Co to that of Cu which is zero. The SA is then investigated by using our modified solution in Ref. [22]. The system is discretized into many thin layers in order to calculate and observe the development of SA and spin current by applying the generalized formalism, which propagates the SA solution layer by layer throughout the system.

As expected, the spin accumulation is not changed throughout Co layers with collinear magnetization as clearly shown in Fig. 2 (top). In addition, we focus on the spin transport behavior at the interface between layers. The SA is discontinuous at the interface corresponding to the discontinuity of the spin transport parameters of Co and Cu layers at the interface. We note that $\mathbf{m}$ in the Co layer decays very slowly in the Cu consistent with experiment, due to its large spin diffusion length [26]. The spatial resistance-area product (RA) can be calculated directly from the SA (δm) and spin current (j_m) as follows,

$$RA = \frac{|\Delta\delta m|a^2k_B T t_F}{j_m e^2} \quad (6)$$

where $\Delta\delta m$ is the difference of SA across the layers, $k_B T$ is 10 meV or 1.6×10^{-21} J, a is the lattice constant of material, t_F is the thickness between planes and e is the electron charge. We calculated RA between each plane using Eq. (6) as shown in Fig. 2 (bottom). In the Co the corresponding resistance is zero due to the constant value of SA. Similarly in the Cu layer the slow variation of SA leads to essentially zero resistance. The interface resistance is confined to the boundary layer due to the discontinuity in the SA which is consistent with previous study by A. Fert et al. [27]. The total resistance-area product of the structure, a sum of bulk and interface resistances, can be obtained by summing the resistance along the direction of injected spin current. The interface resistance becomes dominant the resistance of the system. The total interface resistance for ideal Co/Cu interface is $0.16 \text{ f}\Omega \cdot \text{m}^2$ which gives reasonable agreement with both the existing experimental and theoretical values of $0.227 \text{ f}\Omega \cdot \text{m}^2$ [28–30].

3.2. Case 2: atomically sharp interface with *ab initio* parameterization.

In this case, we study more realistic behavior of spin transport for an atomically structured interface of Co/Cu system by means of the multiscale approach which proceeds by relaxation of the interface and calculation of the DOS. Subsequently it leads to the calculation of the equilibrium value of spin polarization from $\text{DOS}_{\uparrow(\downarrow)}(E_F)$ [22]. The result in Fig. 3(a) depicts the equilibrium value $\mathbf{m}_{\parallel}(\infty)$ from the *ab initio* calculations. Variations in the DOS close to the interface give rise firstly to a slight polarization of the Cu and secondly to oscillatory behavior in the Co layer close to the interface. The oscillations are due to the interfacial charge rearrangement between both Co and Cu species at the interface. The oscillations in the Co vanish for layers at distances greater than 1 nm, corresponding to the region where the coordinates are similar to those in the Co bulk phase. Using the *ab initio* values of $\mathbf{m}_{\parallel}(\infty)$ we next calculate the SA as a function of position illustrated in Fig. 3(b). The SA closely follows the equilibrium value since the incoming spin current is fully polarized in the Co layer. Across the interface, the SA exhibits discontinuous behavior due to the different transport properties of the material of Co/Cu, gradually decreasing to zero associated with the spin diffusion length of

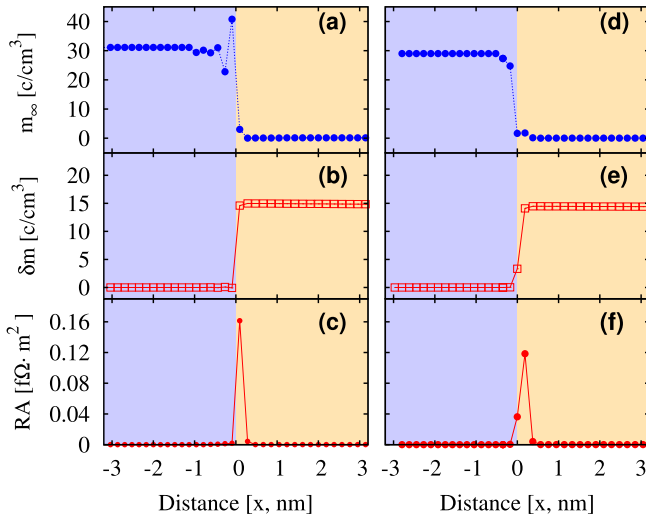


Fig. 3. (a) (d) Spatial equilibrium value of spin accumulation (b) (e) Spin accumulation and (c) (f) Interfacial resistance of Co/Cu system for Case 2 (sharp interface with *ab initio* parameterization) and Case 3 (rough interface) respectively.

Cu, (600 nm). Due to the oscillations in the electronic DOS in the Co, one also observes discontinuous behavior of the SA within the Co atomic layers close to the interface with the Cu.

The layer resolved RA is further calculated from SA and the spin current according to Eq. (6) as shown in Fig. 3(c). The results contrast strongly with that of case 1: the atomically sharp interface with an assumed step change in transport properties, where the interface resistance is fully localized to the interface layer. In Fig. 3(c) it can be seen that the interface resistance is no longer localized to the Co/Cu boundary. Instead RA is distributed over several atomic planes around the interface. The phenomenon originates as a result of changes in the electronic structure of Co/Cu close to the boundary. In case 1 we made an implicit assumption that there are no charge fluctuations around the interface region. On the contrary, in the realistic case for Co/Cu interface it is also observable that, even though without species (atoms) transferred between alloys, the properties of a real interface are quite different from those predicted by the simplified model of case 1. The electronic structure modification after the geometry optimization, such as the hybridization between different *s-d* orbitals, indicates that our multiscale model, introducing interfacial effects through the *ab initio* calculations within the atomistic model plays an important role in the prediction of the spin transport for any system involving interfaces such as studied here. The interface resistance for this case is $0.172 \text{ f}\Omega \cdot \text{m}^2$ which is closer to the experimental result [28,29].

3.3. Case 3: Simple model of a diffuse interface

In practice, sharp interfaces are not expected in real spintronic devices since the sputtering process generally builds diffuse interfaces. As previously mentioned, it is of extreme complexity to perform DFT calculations of these real systems because of the simulation supercell size and hence the large amount of atoms involved. One step forward, compared to the previously studied cases 1 and 2, is the construction of a simple rough interface, where only one atom of one material is replaced by one of the other (see Fig. 1-A2). In doing so, we take the first step to understand more realistic diffuse interfaces. As in case 2, the rough interface was optimized by means of CG method followed by the self-consistent calculation of the layer resolved DOS. Subsequently $\mathbf{m}_{\parallel}(\infty)$ is determined. In order to compare the present case with

previous ones the layer resolved $\mathbf{m}_{\parallel}(\infty)$ values are shown in Fig. 3 (d). It reveals that the polarization extends further into the Cu due to an enhancement of the magnetic moment, and that the rough Co/Cu interface, considerably damps out the oscillations of $\mathbf{m}_{\parallel}(\infty)$ present in the atomically sharp interface. The physical explanation of the reduction in the oscillatory behavior of $\mathbf{m}_{\parallel}(\infty)$ in the present case compared to cases 1 and 2 is lies in the smooth chemical transition between both materials which favors the gradual charge transfer between Co and Cu at the mixed Co/Cu plane.

The transport parameters are estimated from the concentration of magnetic ions. The values of the layer resolved SA is given in Fig. 3(e). We observe that the SA exhibits discontinuous behavior close to the interface and shows damped oscillations compared to case 2. However, the spatial variation of the SA is again delocalized from the interface due to the combination of interface roughness and the spatial dependence on the electronic structure. This is reflected in the layer resolved interface resistance RA as is shown in Fig. 3(f). Similar to case 2 we note that the interface resistance is delocalized from the interface region. For the rough Co/Cu interface, the total RA is approximately $0.175 \text{ f}\Omega \cdot \text{m}^2$ which is higher than that of ideal interface and consistent with previous studies [28,29].

4. Conclusions

In conclusion, we employed a recent developed formalism of SA that allows to describe its behavior at any position of any FM–NM interface configuration. In addition, the model makes the possibility for the treatment of systems with sharp variation of SA and also smoothly spatial magnetization concentrations. Furthermore, it is possible to use m_{∞} defined as the difference of the $\text{DOS}_{\downarrow}$ and $\text{DOS}_{\uparrow}$ at Fermi level, E_F , quantities readily available from the *ab initio* calculations. Hence, we proposed a multiscale model to give rise the possibility to study the spin transport behavior at any given position of any material through the quantum mechanical calculations and atomistic simulations.

We have applied the multiscale spin accumulation (MSA) model to the Co/Cu interface for 3 cases. Firstly, we considered the ideal case of an atomically smooth interface with a step change in properties at the interface. This system exhibits discontinuous behavior of the spin accumulation and an interface resistance localized to the Co/Cu boundary. We then investigated two more realistic cases, namely, case 2 assuming an atomically smooth interface but with equilibrium polarization calculated from *ab initio* models and case 3 which introduced a first approximation to a rough interface. Both case 2 and case 3 give rise to similar delocalisation of the interface resistance, which is significant over a few lattice spacings. Interestingly, the rough interface gives rise to a smoother variation of the polarization close to the Co/Cu interface. Both case 2 and case 3 exhibit significantly increase values of interface resistance over and above the simplified model of case 1.

Clearly the presence of surface roughness; expected in practice due to the nature of the sputtering process by means of which most systems and devices are produced, has a significant effect on the transport properties as characterized here by the interface resistance. The result of a rough interface is to give rise to an increase of interface resistance which is delocalized from the Co/Cu boundary and extends over a few lattice spacings. Interestingly, a similar effect is predicted for an atomically smooth interface which might be obtained by MBE. In this case the increased interface resistance and delocalization from the Co/Cu interface results from the modification of the electronic properties of the Co and Cu due to the presence of the interface. The simple model of a bilayer as atomically smooth with a step change in properties is not sufficient, certainly to describe the properties of a Co/Cu bilayer. The

properties are determined by a complex mixture of the electronic density of states which gives rise to an oscillatory polarization in the Co and the interface roughness which, although it tends to damp out the DOS oscillations, still results in an increased interface resistance delocalised from the Co/Cu boundary.

Acknowledgements

PC and JC would like to acknowledge financial support from Mahasarakham University (Thailand), the Newton Fund: researcher links travel grant 2015 and Thailand research fund Grant No. IAPP/151633. Financial support of the Samsung SGM program is gratefully acknowledged. This work made use of the facilities of N8 HPC provided and funded by the N8 consortium and EPSRC (Grant No. EP/K000225/1) co-ordinated by the Universities of Leeds and Manchester and the EPSRC Small items of research equipment at the University of York ENERGY (Grant No. EP/K031589/1). RC acknowledges the funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under the Marie Skłodowska–Curie grant agreement no. 665919 and also the support of ICN2 by the Severo Ochoa program from Spanish MINECO (Grant No. SEV-2013-0295) also the funding by the CERCA Programme/Generalitat de Catalunya.

References

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F.N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices, *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988) 2472–2475.
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange, *Phys. Rev. B* 39 (1989) 4828–4830.
- [3] S.S.P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P.M. Rice, B. Hughes, M. Samant, S.-H. Yang, Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with mgo (100) tunnel barriers, *Nat. Mater.* 3 (2004) 862–867.
- [4] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, K. Ando, Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/mgo/Fe magnetic tunnel junctions, *Nat. Mater.* 3 (2004) 868–871.
- [5] D.W. Guo, F.A. Cardoso, R. Ferreira, E. Paz, S. Cardoso, P.P. Freitas, Mgo-based magnetic tunnel junction sensors array for non-destructive testing applications, *J. Appl. Phys.* 115 (17) (2014).
- [6] K. Ando, S. Fujita, J. Ito, S. Yuasa, Y. Suzuki, Y. Nakatani, T. Miyazaki, H. Yoda, Spin-transfer torque magnetoresistive random-access memory technologies for normally off computing (invited), *J. Appl. Phys.* 115 (17) (2014).
- [7] S. Zhang, P.M. Levy, Enhanced spin-dependent scattering at interfaces, *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996) 916–919.
- [8] M.D. Stiles, D.R. Penn, Calculation of spin-dependent interface resistance, *Phys. Rev. B* 61 (2000) 3200–3202.
- [9] L. Wang, W.J. McMahon, B. Liu, Y.H. Wu, C.T. Chong, Interface or bulk scattering in the semiclassical theory for spin valves, *Phys. Rev. B* 69 (2004) 214403.
- [10] T.M. Nakatani, T. Furubayashi, K. Hono, Interfacial resistance and spin-dependent scattering in the current-perpendicular-to-plane giant magnetoresistance using $\text{Co}_2\text{Fe}(\text{Al}_{0.5}\text{Si}_{0.5})$ Heusler alloy and Ag, *J. Appl. Phys.* 109 (7) (2011).
- [11] M. Ishikawa, H. Sugiyama, T. Inokuchi, K. Hamaya, Y. Saito, Effect of the interface resistance of CoFe/mgo contacts on spin accumulation in silicon, *Appl. Phys. Lett.* 100 (25) (2012).
- [12] R.Q. Hood, L.M. Falicov, D.R. Penn, Effects of interfacial roughness on the magnetoresistance of magnetic metallic multilayers, *Phys. Rev. B* 49 (1994) 368–377.
- [13] J. Barnaś, G. Palasantzas, Interface roughness effects in the giant magnetoresistance in magnetic multilayers, *J. Appl. Phys.* 82 (8) (1997) 3950–3956.
- [14] S. Agrawal, M.B.A. Jalil, S.G. Tan, K.L. Teo, T. Liew, Self-consistent ballistic and diffusive spin transport across interfacial resistances in a hybrid ferromagnet-semiconductor trilayer, *Phys. Rev. B* 72 (2005) 075352.
- [15] N.L. Chung, M.B.A. Jalil, S.G. Tan, S. Bala, Kumar, Interfacial resistance and spin flip effects on the magnetoresistance of a current perpendicular to plane spin valve, *J. Appl. Phys.* 103 (7) (2008) 070000.
- [16] S. Zhang, P.M. Levy, A. Fert, Mechanisms of spin-polarized current-driven magnetization switching, *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 236601.
- [17] J. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, N. Suzuki, *Europhys. Lett.* 69 (1993) 990.
- [18] D. Claudio-Gonzalez, A. Thiaville, J. Miltat, *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012) 227208.
- [19] P. Chureemart, I. D'Amico, R.W. Chantrell, Model of spin accumulation and spin torque in spatially varying magnetisation structures: limitations of the micromagnetic approach, *J. Phys. Condensed Matter* 27 (14) (2015) 146004.
- [20] C. Abert, M. Ruggeri, F. Bruckner, C. Vogler, G. Hrkac, D. Praetorius, D. Suess, *Europhys. Lett.* 5 (2015) 14855.
- [21] A. Brataas, G. Bauer, P. Kelly, *Phys. Rep.* 427 (2006) 157.
- [22] P. Chureemart, R. Cuadrado, I. D'Amico, R.W. Chantrell, Modeling spin injection across diffuse interfaces, *Phys. Rev. B* 87 (2013) 195310.
- [23] C. Petitjean, D. Luc, X. Waintal, Unified drift-diffusion theory for transverse spin currents in spin valves, domain walls, and other textured magnets, *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012) 117204.
- [24] J.M. Soler, E. Artacho, J.D. Gale, A. García, J. Junquera, P. Ordejón, D. Sánchez-Portal, The siesta method for ab initio order- n materials simulation, *J. Phys. Condensed Matter* 14 (11) (2002) 2745.
- [25] J.P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof, Generalized gradient approximation made simple, *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996) 3865–3868.
- [26] M.R. Sears, W.M. Saslow, Spin accumulation at ferromagnet/nonmagnetic material interfaces, *Phys. Rev. B* 85 (2012) 014404.
- [27] A. Fert, H. Jaffrès, Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor, *Phys. Rev. B* 64 (2001) 184420.
- [28] K.M. Schep, J.B.A.N. van Hoof, P.J. Kelly, G.E.W. Bauer, J.E. Inglesfield, Interface resistances of magnetic multilayers, *Phys. Rev. B* 56 (1997) 10805–10808.
- [29] K. Xia, P.J. Kelly, G.E.W. Bauer, I. Turek, J. Kudrnovský, V. Drchal, Interface resistance of disordered magnetic multilayers, *Phys. Rev. B* 63 (2001) 064407.
- [30] J. Kimling, R.B. Wilson, K. Rott, J. Kimling, G. Reiss, D.G. Cahill, Spin-dependent thermal transport perpendicular to the planes of Co/Cu multilayers, *Phys. Rev. B* 91 (2015) 144405.

Hybrid Design for Advanced Magnetic Recording Media: Combining Exchange-Coupled Composite Media with Coupled Granular Continuous Media

P. Chureemart,¹ R. F. L. Evans,² R. W. Chantrell,² P.-W. Huang,³
K. Wang,³ G. Ju,³ and J. 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*Seagate Technology, Fremont, California 94538, USA*

(Received 31 January 2017; revised manuscript received 8 June 2017; published 21 August 2017)

In order to enhance the performance of advanced granular recording media and understand the physics behind the mechanism of the reversal process, an atomistic spin-dynamics simulation is used to investigate theoretically the magnetic properties and the magnetization-reversal behavior for a composite media design. This model allows us to investigate the effect of the magnetostatic interaction and inter- and intralayer exchange coupling for a realistic system. The composite granular medium investigated consists of hard and soft composite layers in which the grains are well segregated with a continuous capping layer deposited to provide uniform exchange coupling. We present a detailed calculation aimed to reveal the reversal mechanism. In particular, the angular dependence of the critical field is investigated to understand the switching process. The calculations show a complex reversal mechanism driven by the magnetostatic interaction. It is also demonstrated, at high sweep rates consistent with the recording process, that thermal effects lead to a significant and irreducible contribution to the switching field distribution.

DOI: [10.1103/PhysRevApplied.8.024016](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.8.024016)

I. INTRODUCTION

Hard disk drives with high areal density and low cost are a significant requirement in the marketplace. It is a technical and scientific challenge for hard drive technology. In order to achieve the required high capacity, the key factor to fulfill this aim is reducing the grain size as much as possible ($D < 7$ nm [1–5]) while sustaining a sufficiently large signal-to-noise ratio (SNR) and thermal stability of written information withstanding the demagnetizing field for ten years [6]. This problem leads to the criterion $K_U V \geq 60 k_B T$, where K_U is the uniaxial anisotropy constant, V is the grain volume, k_B is Boltzmann's constant, and T is the temperature. The increasing values of K_U cause the writability of information to become an issue, and the conflicting requirements of stability, writability, and SNR have become known as the media trilemma [7].

There are several alternative approaches to overcome these limitations such as heat-assisted magnetic recording (HAMR) [8], a technology based on using a laser-delivered heat assist for the writing process on very high anisotropy materials, i.e., FePt alloys [9,10]. Moreover, bit-patterned media [11] and microwave-assisted magnetic recording [12] technologies have been also proposed as key ideas. Unfortunately, there are several limitations to these technologies, which are not only a type of write head design but also the nanofabrication process for industry. Therefore,

new designs of conventional perpendicular recording media (PRM) are still the favored option, and perpendicular magnetic recording remains the only technology currently used in hard disk drives.

Conventional PRM have faced several problems, mainly with writability and SNR when the grain size decreases, requiring increasingly large values of K_U . In order to address these problems, there are two main composite media proposed. The first is exchange-coupled composite (ECC) media [13,14] consisting of a low anisotropy material which is known as the switching layer overlaid on a granular high anisotropy layer to reduce the switching field H_S via the magnetization-reversal mechanism. The second is coupled granular continuous (CGC) media [15–17] introducing the continuous layer to control intergranular exchange coupling, which can enhance the performance of the medium for high thermal stability and SNR.

Recently, a hybrid granular recording media design [18–20] has been introduced, combining the advantages of ECC and CGC media to improve the performance of recording media in order to achieve an areal density beyond 1 Tbit/in² in conventional perpendicular recording. The stacked structure of the design consists of a trilayer system comprising a hard layer, M_{L1} (very high K_U), a soft layer M_{L2} , and a continuous layer (M_{L3}) as a capping layer. The medium comprises small columnar grains which are completely segregated by SiO₂, while the continuous capping layer provides a highly uniform exchange coupling. The key advantage of the magnetic multilayer design

*jessada.c@msu.ac.th

is the high reduction of the switching field due to the presence of the ultrathin magnetic soft layer leading to dramatically improved writing efficiency and thermal stability. Moreover, the design feature of a continuous capping layer has a significant advantage by creating a strong pinning to achieve the narrow switching field distribution. In order to better understand the magnetization-reversal mechanisms behind the complex structure of PRM, the impact of the exchange coupling among the individual magnetic thin layers affecting to the reversal process and magnetic performance of the whole structure need to be exposed. Certainly, it is difficult to discover experimentally the detailed reversal processes of each layer in ultrathin magnetic film. Therefore, the atomistic spin simulation can describe the information on the magnetization-reversal process of each layer including the effect of intra- and interexchange coupling at the atomic level and also the demagnetizing field which are significant factors for perpendicular complex recording media. The effect of the magnetic parameters such as the uniaxial anisotropy, the atomic exchange interaction, and film thickness on magnetic properties of recording media can be studied. Meanwhile, the experimental work suffers to control these parameters. The atomistic model is a tool worth investigating to determine the factors affecting the performance of recording media before looking at the detail experimentally.

In previous experimental and theoretical works [21–25], it was reported that the presence of interactions media in granular and ECC media can lead to a deviation of the switching behavior, in particular, the angular dependence of magnetic properties, from the coherent Stoner-Wohlfarth theory [26]. Studies of the reversal process of such complex structures as ECC+CGC media are lacking and are still required in experiment and theory. Hence, it is important to investigate the effects of the complicated interaction as the hybrid ECC+CGC media in order to better understand the complex physics in such media design. Complex media with relatively thin layers are not necessarily amenable to micromagnetic calculations with a relatively crude spatial discretization. In this paper, atomistic spin simulation [27] based on the Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation of motion is chosen to study the complex reversal mechanisms for hybrid ECC+CGC media due to the reduction of the magnetic granular grain and the layer thickness almost to the atomic level. We show that the quantitative intra- or interexchange coupling between spins becomes very significant in terms of the reversal behavior. The magnetization curve and the angular dependence of the critical field H_{cr} are investigated to study the magnetic properties and the reversal process for the complex structure. The effect of time dependence on the switching field, which is significant for the writing process, is also studied in this work. Finally, we study the reversal behavior at field sweep rates comparable to those during the recording process. This is shown to give rise to a significant and irreducible

contribution to the switching field distribution from thermal activation. It is important to note that the atomistic model becomes an important tool to investigate the complex behavior of magnetic nanomaterials. It will be very useful for other potential application areas as well. This model can be applied to further investigations of complex magnetic structure leading to not only the development of magnetic recording media leading to media architectures such as heat-assisted magnetic recording, bit-patterned media, and microwave-assisted magnetic recording media, but also other applications such as spintronics device designs, spin torque, surface anisotropy in magnetic nanoparticles, the exchange bias in spin valves of read elements, and the interface effect of nanomagnetic devices.

II. ATOMISTIC MODEL

An atomistic spin-dynamics model based on the LLG approach is used to investigate theoretically the magnetic properties of the ECC+CGC medium, including the angular dependence of the critical field (H_{cr}) and the magnetization-reversal process for the advanced PRM. The energy of the system is described by a classical spin Hamiltonian with the parameters of the CoPt-based alloys commonly used as PRM. The spin Hamiltonian with the Heisenberg form of exchange is written for spin i as

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{exc}} + \mathcal{H}_{\text{ani}} + \mathcal{H}_{\text{app}}, \quad (1)$$

where $\mathcal{H}_{\text{exc}}$ is the exchange energy which is written in Heisenberg form as $\sum_{j \neq i} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$. J_{ij} is the exchange coupling between the spin i and j , the sum running over nearest neighbors, and $\mathbf{S}_i, \mathbf{S}_j$ is the local normalized spin moment on sites i and j , respectively. $\mathcal{H}_{\text{ani}}$ is the uniaxial magnetic anisotropy energy expressed as $k_U (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{e})^2$, where k_U is the uniaxial anisotropy constant per spin, and $\mathbf{e}$ is the unit vector of the easy-axis orientation. The last term of Eq. (1) is the energy of an external applied magnetic field, which is simply given by $-\mu_s \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{H}_{\text{app}}$, where $|\mu_s|$ is the magnitude of the spin moment, and $\mathbf{H}_{\text{app}}$ is the external applied field. It is noted that the spin Hamiltonian ($\mathcal{H}$) is expressed as energies per atom and used to determine a field contribution at site i , $H_i = -\partial \mathcal{H} / \partial \mu_i$, where μ_i is the moment on site i . Furthermore, the thermal fluctuation field $\mathbf{H}_{\text{ther}}$ is included by using Langevin dynamics in the formalism of Brown [28], converting the LLG into the (stochastic) Langevin equation of the problem. Finally, the dipolar field $\mathbf{H}_{\text{dip}}$ is also taken into account in the atomistic model by using a macrocell technique developed by Boerner *et al.* [29]. The dipolar field is estimated by dividing the system into macrocells (MC). The demagnetization field within each macrocell p of moment $\mathbf{m}_{\text{MC}}^q$ is given by

$$\mathbf{H}_{\text{demag}}^{\text{MC},p} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\sum_{q \neq p} \frac{3(\mathbf{m}_{\text{MC}}^q \cdot \hat{\mathbf{r}})\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{m}_{\text{MC}}^q}{r^3} \right) - \frac{\mu_0}{3} \frac{\mathbf{m}_{\text{MC}}^q}{V_{\text{MC}}^p}, \quad (2)$$

where r is the separation between dipoles p and q , $\hat{\mathbf{r}}$ is a unit vector in the direction $p \rightarrow q$, and V_{MC}^p is the volume of the macrocell p . The first term in Eq. (2) is the usual dipole term arising from all *other* macrocells in the system, while the second term is the self-demagnetization field of the macrocell taken here as having a demagnetization factor $1/3$. Further details of the $\mathbf{H}_{\text{ther}}$ and $\mathbf{H}_{\text{dip}}$ calculations can be found in Refs. [27,30]. Finally, the total field or the net effective local field $\mathbf{H}_{\text{eff}}^i$ acting on each spin is the summation of the negative first derivative of the spin Hamiltonian including the effect of the thermal field and dipolar field expressed as

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}^i = -\frac{1}{\mu_s} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{S}_i} + \mathbf{H}_{\text{dip}} + \mathbf{H}_{\text{ther}}. \quad (3)$$

The dynamic motion of magnetization in advanced PRM at the atomic level is determined by using a LLG approach. This equation consists of the precessional term of the normalized spin moment around the effective field and the spin-relaxation term which is controlled by the damping parameter λ in the damping term of the LLG equation, which is given by

$$\frac{\partial \mathbf{S}_i}{\partial t} = -\frac{\gamma}{(1 + \lambda^2)} [\mathbf{S}_i \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^i + \lambda \mathbf{S}_i \times (\mathbf{S}_i \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^i)], \quad (4)$$

where $\mathbf{S}_i$ is the unit vector of the spin moment i to represent the direction of spin, γ is the gyromagnetic ratio, and λ is the Gilbert damping constant which is used as 1.0 for this system. We note that all atomic simulations are done using the VAMPIRE software package [27].

III. ECC+CGC RECORDING MEDIA DESIGN

The structure of the ECC+CGC recording medium is designed with a trilayer system to drive a high areal density beyond 1 TB per square inch with a high anisotropy constant (H_k) and small grains. The aim is to achieve a medium with reduced coercivity while minimizing the reduction of the zero-field energy barrier responsible for long-term stability. The details of the material parameters used in our atomistic spin-dynamics calculation are determined experimentally for the future granular recording media which are provided by Seagate Technology of Fremont. Because of this calculation based on the spin Hamiltonian shown as Eq. (1), the magnetic parameters such as anisotropy constant k_U , saturation magnetization, and exchange inter- and intralayer coupling are necessary to parametrize in terms of the atomic level. The trilayer media design consists of a storage layer with a high anisotropy field H_{k1} of 22 kOe, the uniaxial anisotropy constant $k_{U1} = 5 \times 10^{-23}$ J/atom, saturation magnetization $M_s = 4.4\mu_B$ (700 emu/cc), and a thickness of 21 atomic layers (approximately 7 nm). The second layer is a softer layer with a lower H_{k2} of 16 kOe, $k_{U2} = 4.2 \times 10^{-23}$ J/atom, $M_s = 5\mu_B$ (800 emu/cc), and a thickness of

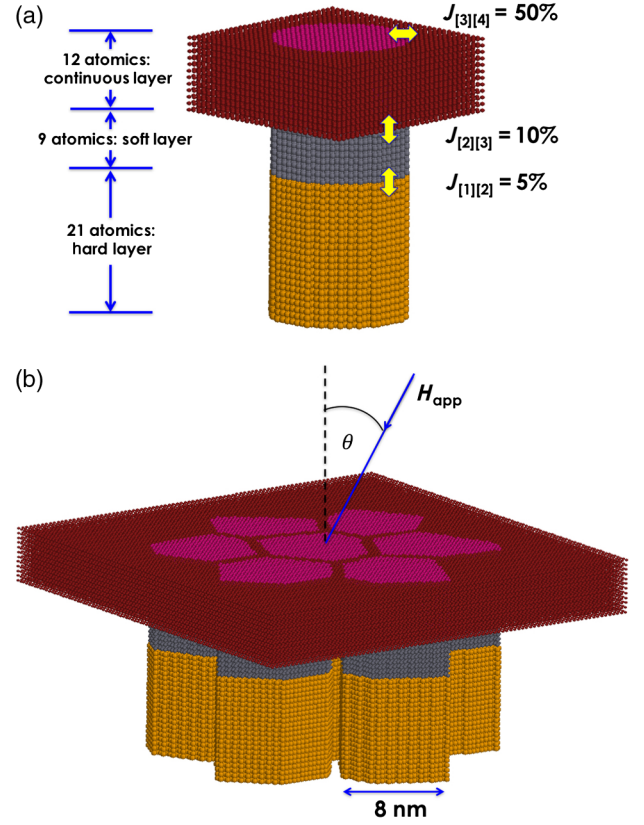


FIG. 1. (a) A single-grain structure. (b) The few-grain structure for advanced media design.

nine atomic layers (approximately 3 nm). The third layer is the continuous capping layer, the granular medium having the lowest H_{k3} of 10 kOe, $k_{U3} = 2 \times 10^{-23}$ J/atom, $M_s = 3.8\mu_B$ (600 emu/cc), and a thickness of 12 atomic layers (approximately 4 nm). It is noted that our magnetic parameters used in this work agree well with the previous experimental works for future granular recording media with HAMR and MAMR technologies reported by Saito *et al.* [31] and Tham *et al.* [32,33].

The composite materials for all layers are based on a common CoPt-based alloy with the Curie temperature of 1000 K. The grain size of the first and second layers is set as 8 nm with wide nonmagnetic grain boundaries of 1 nm in order to remove the intergranular exchange coupling. The top layer is modeled as a continuous film with no grain boundaries in which the exchange intralayer coupling is set at 50% of J_{ij} , where J_{ij} is the exchange-coupling strength between atoms $J_{ij} = 9.86 \times 10^{-21}$ J/link. Meanwhile, the exchange interlayer coupling strength between the first and second layers and second and third layers is set at 5% and 10% of J_{ij} , respectively. Figures 1(a) and 1(b) present a visualization of the atomic structure of a single grain (approximately 23 000 atoms) and few grains (approximately 175 000 atoms) with 1.0-nm spacing, respectively, employed to examine the impact of media architectures

on the magnetization-reversal process and the angular-dependent critical field.

IV. MAGNETIC CHARACTERIZATION

We present an investigation of the magnetic properties of hybrid EEC CGC media, first showing the basic hysteretic behavior. In the following, the magnetic properties are calculated using the atomic model for two cases: first, a small system comprising seven grains using a $34 \times 34 \times 16 \text{ nm}^3$ system as Fig. 1(b), and second, a multigrain structure using a $50 \times 50 \times 16 \text{ nm}^3$ system containing 27 grains.

In order to investigate the magnetic properties of ECC CGC composite media, we first show a typical hysteresis loop for the small system at an angle between the applied field and the normal direction to the film plane $\theta = 0^\circ$. Hysteresis loops are calculated for a reversal time of 20 ns. The impacts of the dipolar field and thermal activation are investigated. Figure 2 shows the normalized hysteresis loops with and without the dipolar field at 0 K for the ECC CGC medium described earlier. It is clear that the $\mathbf{H}_{\text{dip}}$ has a significant effect on the magnetic properties, especially the coercivity H_c . The value of H_c reduces significantly from 15 to 10 kOe on inclusion of the dipolar field. The result shows the strong impact of dipolar field on coercivity due to the effect of the large demagnetizing field reversing the continuous layer for the ECC+CGC structure. The reduction essentially arises from the onset of a nucleation and propagation mechanism driven by the dipolar field. This is investigated later in detail with the comparative visualization of the reversal process with and without $\mathbf{H}_{\text{dip}}$.

Moreover, the composite design of the trilayer structure can improve the performance of recording media, as expected. The hysteresis loop in Fig. 2 shows a significant reduction of the switching field to a value of H_c of 10 kOe, while the H_k of the hard or storage layer is a very high value of 22 kOe. The results also indicate the effect of the

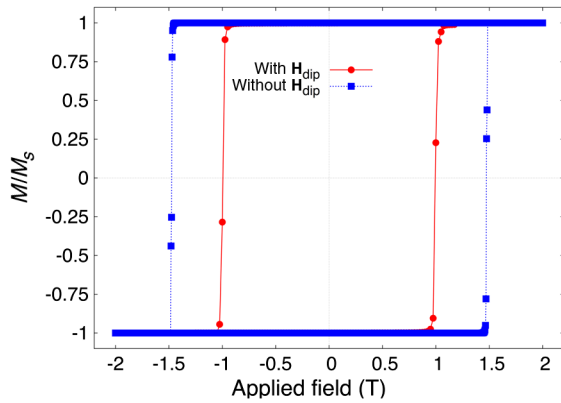


FIG. 2. Hysteresis loops of a single-grain structure with and without dipolar interaction showing the dipole field gives rise to a significant reduction in coercivity.

parameters used in the model. The reduction of H_c is probably due to the presence of the softer layer with a low anisotropy constant and a low exchange interlayer coupling (5% of J_{ij}). Moreover, the shape of the hysteresis loop is very square due to the presence of the third layer with a strong intralayer coupling strength (50% of J_{ij}). This result coupled with the effects of the saturation magnetization and anisotropy of the layers means that a complete optimization of the media properties is beyond the scope of the current work. The optimization of the properties is probably best done by using the atomistic approach to parametrize simplified models, possibly with one spin per layer, in order to lower the computational cost. Here, we concentrate on developing an understanding of the basic reversal mechanisms involved, including the effects of interactions, of which an investigation follows.

We now turn to the set of interacting grains. The initial hysteresis loop calculations are made using the small system of seven grains; this is due to the necessity of long run times to achieve equilibrium loops. Figure 3 shows the impact of the thermal activation at 300 K on the loops and coercivity in comparison with the 0-K behavior with the reversal of each individual layer as an inset. The thermal energy directly reduces the value of the coercivity and saturation magnetization of the whole system. However, it does not affect the form of the hysteresis loop, which remains very square in both cases. Moreover, information on the magnetization-reversal process can be obtained from the net magnetization curve of each layer. The insets of Fig. 3 show the layer-resolved magnetization behavior as M_{L1} (hard layer), M_{L2} (soft layer), and M_{L3} (continuous layer) around the switching state at a field H_s and temperature of 0 K (top) and 300 K (bottom). The results for both temperatures display similar behavior. The H_s of the M_{L1} layer is the highest value, while the H_s of M_{L2} is slightly higher than the top layer M_{L3} at the reversal state.

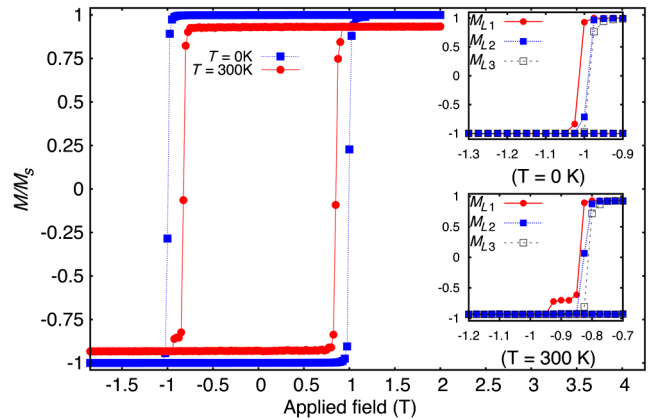


FIG. 3. Hysteresis loop measured at 0° with $\mathbf{H}_{\text{dip}}$ and calculated with a reversal time of 20 ns at different temperatures. The insets show the magnetization curve of each magnetic layer around the H_s at $T = 0$ (top) and 300 K (bottom).

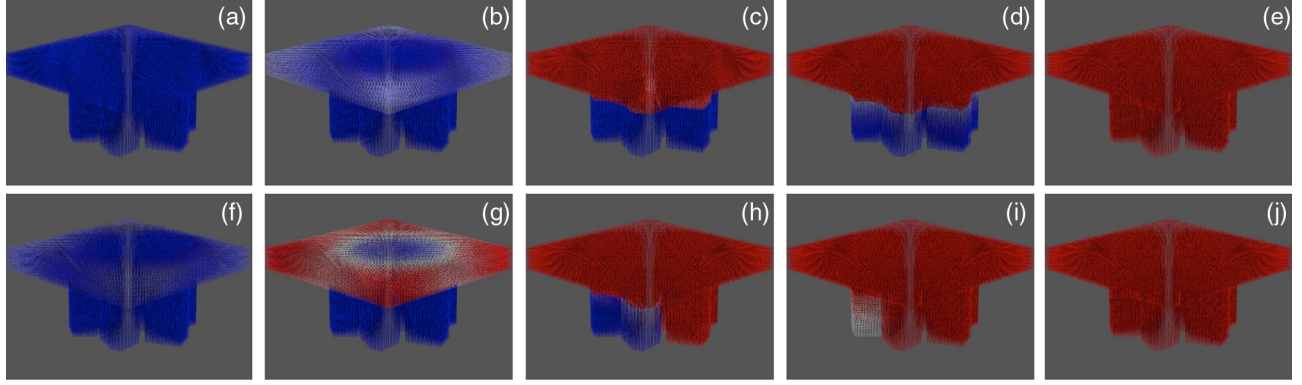


FIG. 4. Visualization of atomic magnetization reversal for the few-grain system at $T = 0$ K and 0° for exclusion of $\mathbf{H}_{\text{dip}}$ (a)–(e) and inclusion of $\mathbf{H}_{\text{dip}}$ (f)–(j).

This indicates that the reversal process probably initiates in the top layer and propagates through the bottom layer. This is confirmed by the visualization of the switching process at the atomic level as shown in Fig. 4, where the nucleation and propagation can clearly be seen. An interesting feature of the inset of Fig. 3 is the step in magnetization observable close to saturation in the negative-going loop at $T = 300$ K. This result is associated with the late switching of one of the grains due to stabilization of the positively oriented grain by the magnetostatic field.

The effect of the magnetostatic interaction field on the reversal behavior for hybrid ECC+CGC media referred to earlier is further investigated by observation of the atomic reversal process for the few-grain system. Figure 4 displays the visualizations of the atomistic reversal process for the exclusion and inclusion of the magnetostatic field, respectively, at 0 K. For the exclusion of $\mathbf{H}_{\text{dip}}$ case, Figs. 4(a)–4(e) show the subsequent reversal process of each layer. The top layer initially reverses when the applied field is higher than H_{k3} . Subsequently, the whole stack of continuous layers and soft layers reverses followed finally by the hard layer. For the case including $\mathbf{H}_{\text{dip}}$ as shown in Figs. 4(f)–4(j), it is clearly seen that the partial region of the top layer reverses initially. This is due to the strong effect of the dipolar field to initiate a collective nucleation and propagation mechanism, especially on a continuous layer having a high exchange-coupling interaction. The reversal of spins is transmitted to neighboring spins leading to the reversal of all grains almost simultaneously. This result may cause the reduction of the coercivity and confirms that the dipolar field becomes an important factor for the magnetic properties of complex recording media. We note that Fig. 4 shows a subtle effect of the magnetostatic field on the reversal mechanism. A comparison between Figs. 4(a)–4(e) and 4(f)–4(j) shows that the reversal is much more uniform in the absence of the magnetostatic field. Figures 4(a)–4(e) show similar time propagation of reversal in each of the grains, whereas Figs. 4(f)–4(j) show that individual grains switch at different times. This result is an effect which we

attribute to spatial variations of the magnetostatic field arising from slight differences in the grain morphology and which could contribute to the width of the thermal switching field distribution (SFD) that we describe later.

V. ANGULAR DEPENDENCE OF H_{cr}

One of the main aims of this work is to understand the switching behavior of the multilayer structure. The inclusion of the magnetostatic interaction field is taken into account in the atomistic calculation to demonstrate its significant effect on the magnetic properties. The angular dependence of the critical field H_{cr} defined as the field at which the magnetization flips irreversibly from one stable state to another is used to investigate the reversal process. The influence of thermal effects at room temperature 300 K is modeled by including the thermal fluctuation field H_{ther} . In this atomistic calculation, the magnetic properties of each layer such as the magnetocrystalline anisotropy field, layer thickness, grain diameter, and exchange inter- or intralayer coupling are given in Sec. III. All calculations are done for the small (seven-grain) system.

The normalized hysteresis loop is calculated as a function of θ ranging from 0° to 90° with the field step of 5° in order to explore H_{cr} . The angular dependence of the critical field is calculated with and without magnetostatic interactions at temperatures of 0 and 300 K. Figures 5(a) and 5(b) demonstrate typical hysteresis loops at 0 K for the angular ranges of 0° to 45° and 50° to 90° , respectively. The loops are calculated for a reversal time of 20 ns. The results show that the H_{cr} has a maximum value at 0° and reduces to a minimum value with increasing angle at 45° . Subsequently, the critical field increases as the angle approaches 90° . It is interesting to note that the hysteresis loops without H_{dip} for large angles display the crossover effect resulting from irreversible switching between minima as shown in Fig. 5(b). This feature and the general form of the switching behavior suggest that in the absence of magnetostatic interaction the magnetization reverses coherently as the Stoner-Wohlfarth

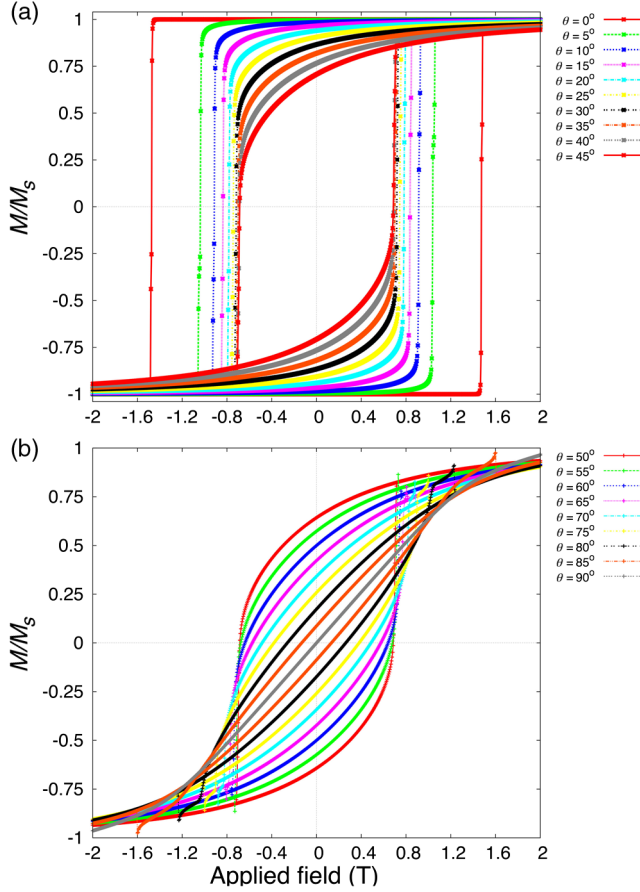


FIG. 5. The typical hysteresis loops at 0 K calculated for a reversal time of 20 ns without the inclusion of magnetostatic interactions: (a) the angular ranges from 0° to 45° and (b) from 50° to 90°.

behavior [26] as observed and reported by Tannous and Gieraltowski [34].

Calculations of the $H_{cr}(\theta)$ normalized by $H_{cr}(\theta = 0)$ as a function of the applied field angle θ are performed at 0 and 300 K to determine the magnetization-reversal mechanism. In order to investigate the effects of the magnetostatic interaction field and thermal activation on the switching process, comparisons of the variation of the normalized $H_{cr}(\theta)/H_{cr}(0)$ with angles are shown in Fig. 6 for calculations with and without the magnetostatic interaction field.

Figure 6(a) shows the angular dependence of H_{cr} for the noninteracting case for both temperatures. It is clearly observed that the minimum of the critical field is close to half the $H_{cr}(0)$ value at 45° for both absolute temperatures. The change of the normalized H_{cr} with the angle shows the similar behavior of the Stoner-Wohlfarth theory [26], also included in Fig. 6(a), for both temperatures, which is a good indication of coherent magnetization reversal for the system without magnetostatic fields. Further evidence can be observed from the visualization of the atomic reversal process given in Figs. 4(a)–4(e). However, coherent reversal behavior is not expected to occur in such a complex

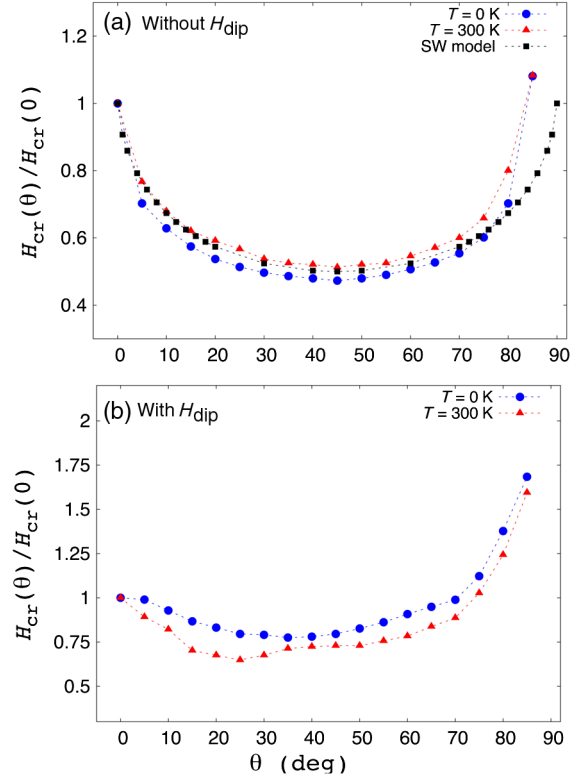


FIG. 6. Variation of the normalized critical field $H_{cr}(\theta)/H_{cr}(0)$ as a function of angle and temperature (0 and 300 K). (a) No H_{dip} effect and (b) including H_{dip} effect.

structure [23,24], suggesting that noncoherent behavior is induced by magnetostatic interactions.

We now proceed to investigate the angular dependence of H_{cr} for more realistic calculations by including the effect of the magnetostatic interaction field into the system. Interestingly, it is found that the inclusion of interactions strongly influences the reversal mechanism of the ECC +CGC media observed from the transformation of the variation of H_{cr} in Fig. 6(b). The trend of angular dependence for both temperatures shows that the reversal behavior clearly deviates from coherent Stoner-Wohlfarth theory [26]. The curve is asymmetric with minimum critical field at 35° and 25° for $T = 0$ and 300 K, respectively. The form of the variation is closer to the characteristic of domain-wall motion initiated and driven by the magnetostatic interaction.

The trend of the variation of H_{cr} with the angle demonstrates the incoherent magnetization reversal during the switching process. The incoherent reversal causes the appearance of several reversal modes such as cooperative reversal between grains, collective nucleation, and propagation and pinning at the interface layer due to the lateral exchange interaction. This outcome can be clearly seen in Figs. 4(f)–4(j). The continuous layer starts to reverse as an incoherent reversal process. The continuous layer initiates a collective domain-wall nucleation due to the strong exchange between layers. Magnetization reversal in the granular layer cannot occur

until the domain wall propagates through the bottom as in Figs. 4(h)–4(j). This reversal behavior is completely different from the Stoner-Wohlfarth (SW) model [26]. Significantly, the results confirm that the magnetostatic interaction effect is the crucial factor driving the reversal behavior for complicated advanced recording media in simulation, which cannot be neglected.

Figure 6 must be considered alongside the nature of the switching, as illustrated by the transient magnetization configurations shown in Fig. 4. Figure 6(a) apparently shows classic SW behavior; however, inspection of Figs. 4(a)–4(e) shows that reversal is preceded by nucleation and propagation. A possible interpretation of this is that nucleation involves a similar form of energy barrier as the SW model. Investigation of this prospect will be interesting, but it requires the calculation of energy barriers using the constrained Monte Carlo method [35], which is beyond the scope of the current work. As expected, the magnetostatic field has a strong bearing on the reversal mechanism. Figure 6(b) shows an angular variation consistent with domain-wall nucleation and propagation. However, as noted earlier, the transient states shown in Fig. 4(f)–4(j) show individual grain reversal at different times. It seems likely that this is an important contribution to the thermal SFD that we consider shortly.

Moreover, our angular-dependence calculations agree well with the previous experimental works which observed the irreversible behavior of advanced recording media. The variation of the H_{cr} technique was used by Saharan *et al.* [23,24] to study the magnetization-reversal behavior in a trilayer structure based on exchange spring media [13] separated with the additional interface layer. They found that the minimum angle of the critical field is about 30°–35°, which is consistent with our calculations for hybrid media design including the magnetostatic field case. The similar trend of variation of H_{cr} with the angle of the segregated granular recording based on CoCrPt-SiO₂ media is also observed experimentally by Morrison *et al.* [25]. They found that the asymmetry of the variation of the critical field and the breakdown of Stoner-Wohlfarth behavior occurred in cases of strong magnetostatic field and weak exchange coupling.

VI. TIME DEPENDENCE OF H_c IN ECC+CGC MEDIA

A critical parameter in advanced recording media is the switching field of the medium. The significant feature of this field is the time or frequency dependence of the switching field described by the well-known Sharrock equation [36,37] as

$$H_c(t) = H_K \left\{ 1 - \left[\frac{k_B T}{K_U V} \ln \left(\frac{f_o t}{0.693} \right) \right]^n \right\}, \quad (5)$$

where $H_c(t)$ is the time dependence of the coercivity, t is the time scale, H_K is the anisotropy field, and f_o is a frequency factor. From the Sharrock equation, short time scales give rise to large values of the switching field.

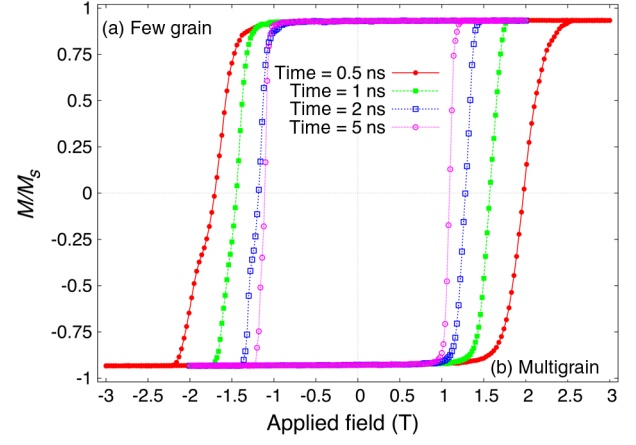


FIG. 7. Half-hysteresis-loop (a) few-grain system (half left) and (b) multigrain system (half right) as a function of different loop times 0.5, 1, 2, and 5 ns at 300 K.

Of particular importance is the fact that the writing process operates at extremely high frequency (gigahertz) or short time scale (< 0 ns) [37]. Consequently, the write field must be larger than the switching field at the write frequency.

The time dependence of H_c is investigated for both small and multigrain systems as a function of the different loop times of 0.5, 1, 2, and 5 ns with the external field applied normal to the plane at 300 K. The aim of this investigation is to study the properties of the system in the transition region into the subnanosecond time scale of magnetic recording. In particular, we are interested in the form of the hysteresis loop and also the thermal SFD [38], which represents an irreducible minimum SFD for the system. For computational efficiency, the small system is used for initial investigations, and the multigrain structure is used for the detailed calculations of the thermal switching field distribution that we describe later.

Figures 7(a) and 7(b) show the half (left) hysteresis loop for the small system and the half (right) hysteresis loop for the multigrain system at the different loop times, respectively. The results for both systems exhibit the expected significant reduction of coercivity with increasing loop time, which is consistent with the Sharrock equation. The value of H_c is similar at each loop time for both systems. There is an obvious kink in the magnetization curve at a short loop time for the seven-grain system, which disappears for the multigrain system due to more statistical data. The feature arises from the tendency noted earlier for delayed switching of some grains; it leads to a kink in the small system but a smooth magnetization curve for the multigrain case.

Finally, the SFD is calculated from the gradient of the magnetization curve and presented for the different loop times in Fig. 8. The results show that a reduction of the loop time significantly increases the SFD. According to the SFD width (σ_{SFD}), the inset of Fig. 8 shows the decreasing of σ_{SFD} with the increasing of the loop time. This effect arises from the reduction of the energy barrier at which switching

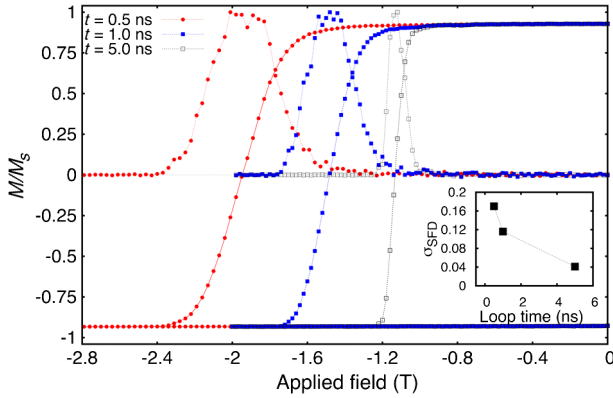


FIG. 8. Switching field distribution obtained at different loop times 0.5, 1, and 5.0 ns by differentiation of the hysteresis loop, and the inset shows the SFD width σ_{SFD} versus loop times.

occurs for small reversal times [38], which broadens the field dependence of the switching probability.

VII. CONCLUSION

In this work, we perform atomistic calculations based on the Landau-Lifshitz-Gilbert equation of motion to study the magnetic properties and the magnetization-reversal behavior of the composite trilayer system as advanced recording media. The design of hybrid granular recording media [18–20] is introduced using the advantage of ECC and CGC media. The structure of the medium consists of a trilayer system of a hard layer, soft layer, and continuous layer. From magnetic characterization, the hybrid ECC+CGC media demonstrate the enhancements of the recording performance such as thermal stability and SNR by reducing the switching field and narrowing the switching field distribution.

The variation of the critical field as a function of applied field angle is investigated to understand the magnetization-reversal mechanism. We also report a significant effect of the magnetostatic interaction field on the simulation. The inclusion of H_{dip} is taken into account in the atomistic calculation to demonstrate its strong effect on the reversal process of a realistic system. The feature of the angular dependence of H_{cr} without the effect of H_{dip} shows the coherent reversal behavior like the Stoner-Wohlfarth model [26], which does not describe the mechanism of a complex structure. Meanwhile, the calculations, including the effect of H_{cr} , indicate the incoherent reversal process due to the appearance of several complex reversal modes. Therefore, it confirms that the magnetostatic interaction field is a crucial factor which cannot be neglected for simulations to reveal realistic properties.

ACKNOWLEDGMENTS

J.C. gratefully acknowledges financial support from Division of Research, Mahasarakham University, Thailand and Development and Promotion of Science and Technology Talents (DPST) Research Grant No. 23/2557.

- [1] S. Piramanayagam and K. Srinivasan, Recording media research for future hard disk drives, *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 485 (2009).
- [2] J. Chureemart, P. Chureemart, R. Evans, R. W. Chantrell, and K. O'Grady, Magnetic orientation in advanced recording media, *J. Phys. D* **44**, 455002 (2011).
- [3] J. Chureemart, L. Lari, T. P. Nolan, and K. O'Grady, The effect of SiO_2 content on activation volumes in exchange coupled composite media, *J. Appl. Phys.* **114**, 083907 (2013).
- [4] V. Mehta, T. Wang, Y. Ikeda, K. Takano, B. D. Terris, B. Wu, C. Graves, H. A. Durr, A. Scherz, J. Stohr, and O. Hellwig, Extracting magnetic cluster size and its distributions in advanced perpendicular recording media with shrinking grain size using small angle x-ray scattering, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 202403 (2015).
- [5] C. Papusoi, M. Desai, and R. Acharya, Evaluation of intergranular exchange coupling and magnetic domain size in CoCrPt-SiO_x thin films with perpendicular anisotropy, *J. Phys. D* **48**, 215005 (2015).
- [6] S. Charap, P.-L. Lu, and Y. He, Thermal stability of recorded information at high densities, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 978 (1997).
- [7] H. J. Richter, The transition from longitudinal to perpendicular recording, *J. Phys. D* **40**, R149 (2007).
- [8] R. Rottmayer, S. Batra, D. Buechel, W. Challener, J. Hohlfeld, Y. Kubota, L. Li, B. Lu, C. Mihalcea, K. Mountfield, K. Pelhos, C. Peng, T. Rausch, M. A. Seigler, D. Weller, and X. Yang, Heat-assisted magnetic recording, *IEEE Trans. Magn.* **42**, 2417 (2006).
- [9] D. Weller, O. Mosendz, G. Parker, S. Pisana, and T. S. Santos, $L1_0$ FePtX-Y media for heat-assisted magnetic recording, *Phys. Status Solidi A* **210**, 1245 (2013).
- [10] S. Granz, K. Barmak, and M. Kryder, Granular $L1_0$ FePt:X ($X = \text{Ag, B, C, SiO}_x, \text{TaO}_x$) thin films for heat assisted magnetic recording, *Eur. Phys. J. B* **86**, 81 (2013).
- [11] B. D. Terris and T. Thomson, Nanofabricated and self-assembled magnetic structures as data storage media, *J. Phys. D* **38**, R199 (2005).
- [12] J. G. Zhu, X. Zhu, and Y. Tang, Microwave assisted magnetic recording, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 125 (2008).
- [13] R. Victora and X. Shen, Composite media for perpendicular magnetic recording, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 537 (2005).
- [14] D. Suess, T. Schrefl, S. Fahler, M. Kirschner, G. Hrkac, F. Dorfbauer, and J. Fidler, Exchange spring media for perpendicular recording, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 012504 (2005).
- [15] Y. Sonobe, D. Weller, Y. Ikeda, M. Schabes, K. Takano, G. Zeltzer, B. Yen, M. E. Best, S. Greaves, H. Muraoka, and Y. Nakamura, Thermal stability and SNR of coupled granular/continuous media, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 1667 (2001).
- [16] G. Choe, M. Zheng, B. R. Acharya, E. N. Abarra, and J. N. Zhou, Perpendicular recording CoPtCrO composite media with performance enhancement capping layer, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 3172 (2005).
- [17] J. Yasumori, Y. Sonobe, S. J. Greaves, and K. K. Tham, Approach to high-density recording using CGC structure, *IEEE Trans. Magn.* **45**, 850 (2009).
- [18] T. P. Nolan, B. F. Valcu, and H. J. Richter, Effect of composite designs on writability and thermal stability of perpendicular recording media, *IEEE Trans. Magn.* **47**, 63 (2011).

- [19] K. K. Tham, S. Saito, D. Hasegawa, N. Itagaki, S. Hinata, S. Ishibashi, and M. Takahashi, Effect of inhomogeneous microstructure of granular layer on inter granular/inter layer exchange coupling in stacked perpendicular recording media, *J. Appl. Phys.* **112**, 093917 (2012).
- [20] J. Chureemart, P. Chureemart, J. Pressesky, T. Nolan, and K. O'Grady, Media design and orientation in perpendicular media, *IEEE Trans. Magn.* **49**, 3592 (2013).
- [21] C. Morrison, L. Saharan, G. Hrkac, T. Schrefl, Y. Ikeda, K. Takano, J. J. Miles, and T. Thomson, Inter/intra granular exchange and thermal activation in nanoscale granular magnetic materials, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 132507 (2011).
- [22] L. Saharan, C. Morrison, J. J. Miles, T. Thomson, T. Schrefl, and G. Hrkac, Angle dependence of the switching field of recording media at finite temperatures, *J. Appl. Phys.* **110**, 103906 (2011).
- [23] L. Saharan, C. Morrison, Y. Ikeda, K. Takano, J. J. Miles, T. Thomson, T. Schrefl, and G. Hrkac, Grain boundaries in granular materials—A fundamental limit for thermal stability, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 142402 (2013).
- [24] L. Saharan, C. Morrison, J. J. Miles, T. Thomson, T. Schrefl, and G. Hrkac, Modelling interfacial coupling in thin film magnetic exchange springs at finite temperature, *J. Appl. Phys.* **114**, 153908 (2013).
- [25] C. Morrison, L. Saharan, Y. Ikeda, K. Takano, G. Hrkac, and T. Thomson, Quantifying exchange coupling in segregated granular materials, *J. Phys. D* **46**, 475002 (2013).
- [26] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **240**, 599 (1948).
- [27] R. F. L. Evans, W. J. Fan, P. Chureemart, T. A. Ostler, M. O. A. Ellis, and R. W. Chantrell, Atomistic spin model simulations of magnetic nanomaterials, *J. Phys. Condens. Matter* **26**, 103202 (2014).
- [28] W. F. Brown, Thermal fluctuations of a single-domain particle, *J. Appl. Phys.* **34**, 1319 (1963).
- [29] E. Boerner, O. Chubykalo-Fesenko, O. Mryasov, R. Chantrell, and O. Heinonen, Moving toward an atomistic reader model, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 936 (2005).
- [30] P. Chureemart, R. F. L. Evans, and R. W. Chantrell, Dynamics of domain wall driven by spin-transfer torque, *Phys. Rev. B* **83**, 184416 (2011).
- [31] S. Saito, S. Hinata, and M. Takahashi, Evaluation of atomic layer stacking structure and Curie temperature of magnetic films for thermally assisted recording media (invited), *IEEE Trans. Magn.* **50**, 102 (2014).
- [32] K. K. Tham, S. Hinata, S. Saito, and M. Takahashi, Successful fabrication of high K_u columnar CoPt-SiO₂ granular film sputtered under high substrate temperature, *J. Appl. Phys.* **115**, 17B752 (2014).
- [33] K. K. Tham, S. Hinata, and S. Saito, Effect of topological bumpy surface underlayer on compositionally modulated atomic layer stacking in high K_u hcp Co₈₀Pt₂₀ film with (00.2) crystallographic texture orientation, *IEEE Trans. Magn.* **51**, 3202404 (2015).
- [34] C. Tannous and J. Gieraltowski, The Stoner-Wohlfarth model of ferromagnetism: Static properties, *Eur. J. Phys.* **29**, 475 (2008).
- [35] P. Asselin, R. F. L. Evans, J. Barker, R. W. Chantrell, R. Yanes, O. Chubykalo-Fesenko, D. Hinzke, and U. Nowak, Constrained Monte Carlo method and calculation of the temperature dependence of magnetic anisotropy, *Phys. Rev. B* **82**, 054415 (2010).
- [36] M. Sharrock and J. McKinney, Kinetic effects in coercivity measurements, *IEEE Trans. Magn.* **17**, 3020 (1981).
- [37] M. P. Sharrock, Time dependence of switching fields in magnetic recording media (invited), *J. Appl. Phys.* **76**, 6413 (1994).
- [38] O. Hovorka, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, and A. Berger, Rate-dependence of the switching field distribution in nanoscale granular magnetic materials, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 062504 (2010).