

ความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปินของโครงสร้าง
ผสมโลหะ/ฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก/เฟอร์โรแมกเนติก
TUNNELING MAGNETORESISTANCE OF A NORMAL
METAL/FERROMAGNETIC INSULATOR/FERROMAGNETIC
HETEROSTRUCTURE

วรินทร์ วงษ์ไกร¹ และ เอก จันทะยอด^{1,2,*}

Warintorn Wongwai¹, and Aek Jantayod^{1,2,*}

ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยนเรศวร

¹Department of Physics, Faculty of Science, Naresuan University

²Research Center for Academic Excellence in Applied Physics, Faculty of Science, Naresuan University

*corresponding author e-mail: aekj@nu.ac.th

(Received: 31 May 2021; Revised: 1 November 2021; Accepted: 3 November 2021)

บทคัดย่อ

งานวิจัยนี้คำนวณหาค่าความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปิน (Tunneling magnetoresistance; TMR) ของโครงสร้างผสมเป็นแบบหนึ่งมิติ ประกอบด้วยโลหะ/ฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก/เฟอร์โรแมกเนติก (N/FI/FM) ซึ่งจำลองการเคลื่อนที่ของอนุภาคและสปินแบบอิสระและใช้วิธีการกระเจิง พบว่า การเพิ่มความสูงหรือความหนาของชั้นฉนวนส่งผลให้การทะลุผ่านของความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปินมีค่าสูงขึ้น นอกจากนี้ ฉนวนที่มีความแรงของการแลกเปลี่ยนพลังงานที่สูงสามารถเพิ่มค่าความต้านทานแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปินให้สูงขึ้น ผลการวิจัยดังกล่าวสามารถนำไปเป็นแนวทางในการพัฒนาหรือออกแบบอุปกรณ์สปินทรอนิกส์ในอนาคต

คำสำคัญ: ความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปิน โครงสร้างผสม ฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก

Abstract

This work calculated the tunneling magnetoresistance resistance (TMR) of a normal metal/ferromagnetic insulator/ferromagnetic (N/FI/FM) junction by using the scattering method and the free-electron approximation in one dimensional system. It was found that the TMR can be enhanced when either barrier high or the thickness of ferromagnetic insulator increased. In addition, the ferromagnetic insulator with a large exchange coupling energy can also increase TMR. This result can be developed or designed the spintronics device in future.

Keywords: Tunneling magnetoresistance (TMR), Heterostructure, Ferromagnetic insulator

บทนำ

ปัจจุบันนี้อุปกรณ์ทางอิเล็กทรอนิกส์เป็นส่วนหนึ่งที่สำคัญต่อการสื่อสารในชีวิตประจำวันของมนุษย์เรา หากเราสามารถพัฒนาอุปกรณ์เหล่านี้ให้มีประสิทธิภาพดียิ่งขึ้นก็จะส่งผลต่อความสะดวก รวดเร็ว แม่นยำ ในการสื่อสารด้วยเช่นกัน หลักการทำงานของอุปกรณ์ทางอิเล็กทรอนิกส์มีพื้นฐานมาจากความรู้ความเข้าใจฟิสิกส์ของสสารประเภทต่างๆ เช่น โลหะ (Metal) สารเฟอร์โรแมกเนติก (Ferromagnetic) สารกึ่งตัวนำ (Semiconductor) และสารตัวนำยิ่งยวด (Superconductor) เป็นต้น นักฟิสิกส์ พบว่า หากสร้างระบบโครงสร้างผลึกที่ประกอบด้วยสสารดังกล่าวจะสามารถเพิ่มประสิทธิภาพการนำไฟฟ้าของอุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์ให้ดียิ่งขึ้น (Miyazaki, Yaoi & Ishio, 1991; Moodera et al., 1995; Moodera & Kinder, 1996; Oestreich, 1999; Wolf et al., 2001; Zutic, Fabian & Sarma, 2004) ซึ่งความเข้าใจเกี่ยวกับการขนส่งถ่ายเทประจุไฟฟ้าและสปินข้ามรอยต่อระหว่างสสารเหล่านี้มีความจำเป็นอย่างยิ่ง เพื่อนำไปสู่การออกแบบ พัฒนาอุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์ต่างๆ ให้มีประสิทธิภาพ

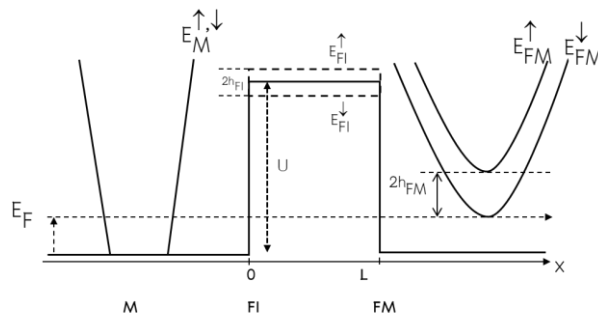
ที่ผ่านมาได้มีการนำเสนองานวิจัยทางทฤษฎีของพาหะนำไฟฟ้าข้ามรอยต่อของ โลหะ/เฟอร์โรแมกเนติก (M/FM) ในหนึ่งมิติ สองมิติ และ สามมิติ (Pasanaei & Pairor, 2011) ซึ่งกลุ่มวิจัยนี้พบว่า โครงสร้างความเป็นมิติของรอยต่อดังกล่าวมีผลต่อสภาพนำไฟฟ้าที่ได้แตกต่างกัน รวมถึงโครงสร้างผลึก FM/I/FM เมื่อ I คือ ฉนวนบางที่พิจารณาเป็นฟังก์ชันดิแรก-เดลตา (MacLaren, Zhang & Butler, 1997) โดยจำลองการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนแบบต่อเนื่องเพื่อพิจารณาค่าสภาพนำไฟฟ้าที่ลู่ผ่านรอยต่อ FM/I/FM ได้ถูกนำเสนอโดย Julliere, (1975); Slonczewski, (1989) ซึ่งกลุ่มวิจัยนี้พบว่าเมื่อทิศทางของแมกเนโตเซชันของเฟอร์โรแมกเนติกทั้งสองข้างขนานกัน (Parallel) จะเกิดการไหลของกระแสไฟฟ้าที่มีค่าความต้านทานต่ำมากซึ่งแตกต่างจากกรณี que ทิศทางของแมกเนโตเซชันทั้งสองข้างตรงข้ามกัน (Anti-parallel) ซึ่งจะเกิดการไหลของ

กระแสไฟฟ้าที่มีความต้านทานสูงมาก โดยเรียกปรากฏการณ์นี้ว่า ความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปิน (Tunneling magnetoresistance; TMR) นอกจากฉนวนที่บริเวณรอยต่อของเฟอร์โรแมกเนติกทั้งสองแล้วยังมีฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก (FI) ที่ส่งผลต่อค่าความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปิน เนื่องจากอิเล็กตรอนใน FI จะมีทิศของสปินขนานหรือตรงกันข้ามกับทิศทางของแมกเนโตเซชัน ซึ่งทำให้กำแพงศักย์แบบนี้เกิดความไม่เป็นอิสระของสปินคล้ายกับเฟอร์โรแมกเนติกแบบปกติ (Egues, 1998; Egues et al., 2001; Jin et al., 2006; Li et al., 1998) รวมถึงงานวิจัยที่เสนอแนะว่าควรพิจารณาความไม่เป็นอิสระของสปินบริเวณรอยต่อที่ส่งผลต่อ TMR (Blonder, Tinkham & Klapwijk, 1982; Gu, Xing & Dong, 1996) เช่น การค้นพบสารที่มีการคู่ควบกันของสปินกับวงโคจรแบบรัชบา (Rashba spin-orbit coupling) (Bychkhov & Rashba, 1984; Rashba, 1960) ซึ่งเกิดจากความไม่สมมาตรกันของโครงสร้างสสาร เมื่อพิจารณาคุณสมบัติของสสารนี้ที่รอยต่อของโครงสร้างผสม เช่น สารเฟอร์โรแมกเนติก/สารตัวนำยวดยิ่ง (Lv, 2011; Wu & Samokhin, 2010) มีผลทำให้จุดสูงสุดของสภาพนำไฟฟ้าเปลี่ยนแปลงหรือรอยต่อของโลหะ/ระบบที่มีการคู่ควบสปินกับวงโคจรแบบรัชบา (Jantayod & Pairor, 2013; Srisongmuang, Pairor & Berciu, 2008) โลหะ/ระบบที่มีการคู่ควบสปินกับวงโคจรแบบเดรสเซลฮอส (Dresselhaus spin-orbit coupling) (Jantayod, 2013) โลหะ/เฟอร์โรแมกเนติก (Jantayod, 2017; Pasanai & Pairor, 2011) พบว่า เมื่อการพิจารณารอยต่อที่มีทั้งการกระเจิงของสปินแบบปรับเปลี่ยนทิศทางได้และปรับเปลี่ยนทิศทางไม่ได้ ด้วยขนาดที่ใกล้เคียงกันจะทำให้สภาพนำไฟฟ้ามีค่าสูงสุด จะเห็นว่าการพิจารณาผลกระทบที่รอยต่อมีความสำคัญต่อประสิทธิภาพของสภาพนำไฟฟ้าและสปินโพลาริเซชันของระบบอย่างมาก และปัจจุบันก็ยังไม่มียานวิจัยที่สามารถเพิ่มประสิทธิภาพการไหลของอิเล็กตรอนและสปินได้อย่างสมบูรณ์ ซึ่งก็ยังเป็นปัญหาที่นักวิจัยต้องคิดค้นและพัฒนาต่อไป

ดังนั้นในงานวิจัยนี้จึงศึกษาถึงประสิทธิภาพการไหลของอิเล็กตรอนที่มีสปินโดยพิจารณาจากค่าความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปินผ่านโครงสร้างผสมของโลหะ/ฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก/เฟอร์โรแมกเนติก โดยพิจารณาผลของความสูงและความหนาของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกต่อการส่งผ่านของประจุไฟฟ้าและสปิน ซึ่งจะใช้ความรู้พื้นฐานทางกลศาสตร์ควอนตัมอธิบายการเคลื่อนที่ของอนุภาคผ่านสิ่งกีดขวางแบบต่อเนื่องหรือแบบอิสระ โดยแสดงผลการคำนวณเชิงตัวเลขที่อุณหภูมิศูนย์เคลวิน

วิธีดำเนินการวิจัย

งานวิจัยนี้ออกแบบโครงสร้างผสม ประกอบด้วย โลหะ/ฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก/เฟอร์โรแมกเนติก โดยจำลองการเคลื่อนที่ของอนุภาคและสปีนแบบอิสระ (Free electron model) และใช้วิธีการกระเจิง (Scattering method) คำนวณหาโอกาสของการทะลุผ่านของอนุภาคและสปีนเพื่อนำไปคำนวณหาค่าสภาพนำไฟฟ้าและค่าความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปีน โดยกำหนดให้โลหะอยู่ที่ตำแหน่ง $x = 0$ ฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกอยู่ตรงกลาง $0 \leq x \leq L$ และเฟอร์โรแมกเนติกอยู่ที่ตำแหน่ง $x = L$ ดังภาพที่ 1



ภาพที่ 1 รูปวาดของโครงสร้างผสมและแถบพลังงานของโลหะ/ฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก/เฟอร์โรแมกเนติก ซึ่งระบุตัวแปรต่างๆ ตามที่กำหนด

1. ฮามิลโทเนียนของระบบ N/FI/FM

เริ่มต้นจากการพิจารณาฮามิลโทเนียนของระบบ (Jin et al., 2006) ดังสมการที่ 1 คือ

$$H = \frac{\hat{p}^2}{2m^*} + U(x), \quad U(x) = \begin{cases} -E_F, & x < 0, \\ U + h_{FI}\sigma_z, & 0 \leq x \leq L, \\ h_{FM}\sigma_z, & x > L, \end{cases} \quad (1)$$

เมื่อ m^* คือ มวลยังผลในงานวิจัยนี้กำหนดให้มีค่าเท่ากับมวลของอิเล็กตรอน

U คือ ความสูงของชั้นฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก

h_{FI} และ h_{FM} คือ พลังงานแลกเปลี่ยน (Exchange energy) ในฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกและเฟอร์โรแมกเนติก **หมายเหตุ** ผู้วิจัยได้พิจารณาความหนาของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกที่มีขนาดน้อยมาก ดังนั้นจึงประมาณว่าค่า h_{FI} ไม่ขึ้นกับตำแหน่ง

σ_z คือ เมทริกซ์เพาลี (Pauli spin matrices)

2. พลังงานและเวกเตอร์คลื่น

จากฮามิลโทเนียนของระบบสามารถนำไปคำนวณหาพลังงานของแต่ละบริเวณ ดังนี้

ที่ $x < 0$ มีพลังงาน คือ $E_M = \frac{\hbar^2 q^2}{2m} - E_F$, โดยมีเวกเตอร์คลื่น $q = \sqrt{\frac{2m(E + E_F)}{\hbar^2}}$ ที่บริเวณ

$0 < x < L$ มีพลังงาน คือ $E_{FI}^{\uparrow,\downarrow} = \frac{\hbar^2 k_{\uparrow,\downarrow}^2}{2m} + U \pm \hbar_F$ และมีเวกเตอร์คลื่น คือ

$k_{\uparrow,\downarrow} = \sqrt{\frac{2m(E - U \mp \hbar_F)}{\hbar^2}}$ และที่บริเวณ $x > L$ มีพลังงาน คือ $E_{FM}^{\uparrow,\downarrow} = \frac{\hbar^2 p_{\uparrow,\downarrow}^2}{2m} \pm \hbar_{FM}$

และมีเวกเตอร์คลื่น คือ $p_{\uparrow,\downarrow} = \sqrt{\frac{2m(E \mp \hbar_{FM})}{\hbar^2}}$

3. ฟังก์ชันคลื่นและโอกาสของการทะลุผ่านของอนุภาคและสปิน

เมื่อได้ปริมาณสำคัญต่างๆ แล้วสามารถเขียนฟังก์ชันคลื่นในแต่ละบริเวณ ดังสมการที่ 2

และสมการที่ 3 โดยที่บริเวณ $x < 0$ คือ

$$\psi_M^1 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{iqx} + \begin{bmatrix} r_{\uparrow}^1 \\ r_{\downarrow}^1 \end{bmatrix} e^{-iqx} \quad (2)$$

$$\psi_M^2 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{iqx} + \begin{bmatrix} r_{\uparrow}^2 \\ r_{\downarrow}^2 \end{bmatrix} e^{-iqx} \quad (3)$$

โดยหมายเลข 1 และ 2 หมายถึง การยิงอนุภาคที่มีทิศของสปินชี้ขึ้นและชี้ลงตามลำดับ ที่บริเวณ

$0 \leq x \leq L$ ในกรณีนี้ต้องพิจารณาฟังก์ชันคลื่นที่มีพลังงานต่ำกว่า U ดังสมการที่ 4

$$\psi_{FI}^{1,2} = \begin{bmatrix} a_{\uparrow}^{1,2} \\ 0 \end{bmatrix} e^{k_{\uparrow}^{1,2}x} + \begin{bmatrix} 0 \\ a_{\downarrow}^{1,2} \end{bmatrix} e^{k_{\downarrow}^{1,2}x} + \begin{bmatrix} b_{\uparrow}^{1,2} \\ 0 \end{bmatrix} e^{-k_{\uparrow}^{1,2}x} + \begin{bmatrix} 0 \\ b_{\downarrow}^{1,2} \end{bmatrix} e^{-k_{\downarrow}^{1,2}x} \quad (4)$$

และสมการที่ 5 คือ ที่บริเวณ $x > L$

$$\psi_{FM}^{1,2} = \begin{bmatrix} t_{\uparrow}^{1,2} \\ 0 \end{bmatrix} e^{ip_{\uparrow}^{1,2}x} + \begin{bmatrix} 0 \\ t_{\downarrow}^{1,2} \end{bmatrix} e^{ip_{\downarrow}^{1,2}x} \quad (5)$$

เมื่อ $r_{\uparrow}^{1,2}, r_{\downarrow}^{1,2}, b_{\uparrow}^{1,2}, b_{\downarrow}^{1,2}$ คือ สัมประสิทธิ์การสะท้อนกลับ ส่วน $a_{\uparrow}^{1,2}, a_{\downarrow}^{1,2}, t_{\uparrow}^{1,2}, t_{\downarrow}^{1,2}$ คือ สัมประสิทธิ์การทะลุผ่าน ซึ่งสัมประสิทธิ์ต่างๆ สามารถคำนวณได้จากเงื่อนไขที่บริเวณรอยต่อ ดังสมการที่ 6 และสมการที่ 7

$$\psi_M^{1,2}(x=0) = \psi_{FI}^{1,2}(x=0), \quad \psi_M^{1,2}(x=0^+) = \psi_{FI}^{1,2}(x=0^-) \quad (6)$$

และ

$$\psi_{FI}^{1,2}(x=L) = \psi_{FM}^{1,2}(x=L), \quad \psi_{FI}^{1,2}(x=L^+) = \psi_{FM}^{1,2}(x=L^-) \quad (7)$$

จากนั้นนำสัมประสิทธิ์ต่างๆ ไปคำนวณหาค่าโอกาสของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับ ตามลำดับดังนี้ $T_{\uparrow}^{1,2} = \frac{p_{\uparrow}^{1,2}}{q} |t_{\uparrow}^{1,2}|^2$, $T_{\downarrow}^{1,2} = \frac{p_{\downarrow}^{1,2}}{q} |t_{\downarrow}^{1,2}|^2$, $R_{\uparrow}^{1,2} = |r_{\uparrow}^{1,2}|^2$ และ $R_{\downarrow}^{1,2} = |r_{\downarrow}^{1,2}|^2$

4. สภาพนำไฟฟ้าของอนุภาคและสปิน (Conductance)

ที่อุณหภูมิศูนย์เคลวินสามารถหาสภาพนำไฟฟ้าของโครงสร้างผสม แบ่งตามทิศของ แมกเนโตเซชันในวัสดุฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกดังนี้ เมื่อพิจารณาทิศสปินของอิเล็กตรอน ในฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก **ขนาน** กับทิศสปินของเฟอร์โรแมกเนติก (Parallel) ดังภาพที่ 1 จะได้ค่าสภาพนำไฟฟ้าแบบ Parallel ดังสมการที่ 8

$$G_{\uparrow\uparrow}^{1,2} \equiv \frac{e^2}{2\pi} (T_{\uparrow}^{1,2} + T_{\downarrow}^{1,2}) \quad (8)$$

เมื่อพิจารณาทิศสปินของอิเล็กตรอนในฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก **ตรงข้าม** กับทิศสปินของ เฟอร์โรแมกเนติก (Anti-Parallel) โดยเปลี่ยนจาก $E_{FI}^{\uparrow}$ เป็น $E_{FI}^{\downarrow}$ และ เปลี่ยนจาก $E_{FI}^{\downarrow}$ เป็น $E_{FI}^{\uparrow}$ ซึ่งจะได้ค่าสภาพนำไฟฟ้าแบบ Anti-Parallel ดังสมการที่ 9

$$G_{\uparrow\downarrow}^{1,2} \equiv \frac{e^2}{2\pi} (T_{\uparrow}^{1,2} + T_{\downarrow}^{1,2}) \quad (9)$$

5. ค่าความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปิน (Tunneling magnetoresistance; TMR)

การหาค่าความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปิน (TMR) สามารถคำนวณได้จากสมการที่ 10 (Saffarzadeh, 2004; Slonczewski, 1989)

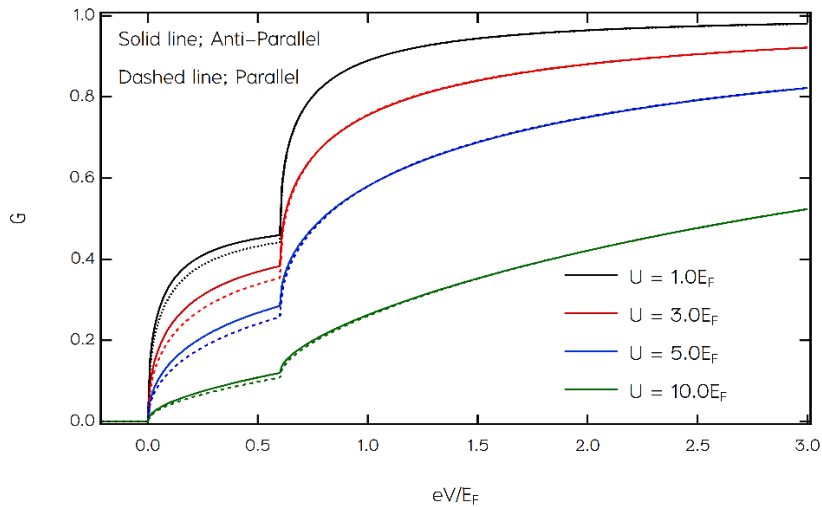
$$TMR = \frac{G_{\uparrow\uparrow}^{1,2} - G_{\uparrow\downarrow}^{1,2}}{G_{\uparrow\uparrow}^{1,2}} \quad (10)$$

เมื่อ $G_{\uparrow\uparrow}^{1,2}$ คือ ค่าสภาพนำไฟฟ้าแบบขนาน และ $G_{\uparrow\downarrow}^{1,2}$ คือ ค่าสภาพนำไฟฟ้าแบบตรงข้าม ซึ่งสามารถหาได้จากสมการที่ 8 และสมการที่ 9 ตามลำดับ

ผลการวิจัย

1. ผลการคำนวณของสภาพนำไฟฟ้าของอนุภาคและสปิน (G) ในหน่วย $e^2/2\pi$

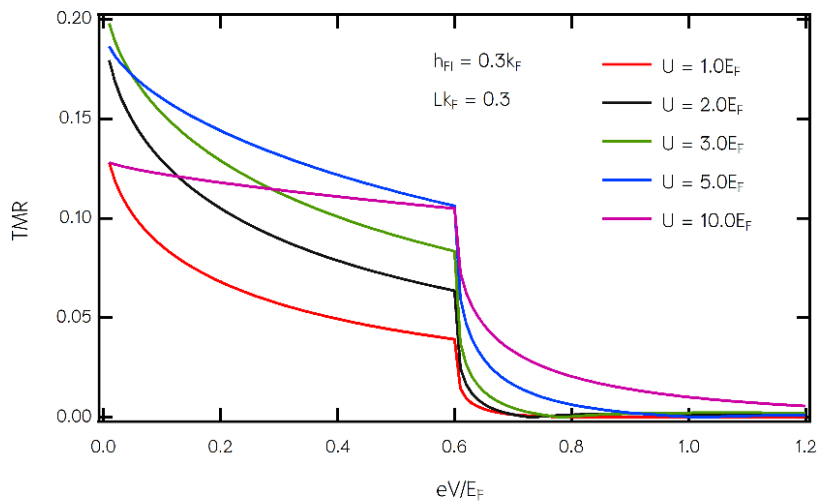
จากสมการที่ 8 ค่าสภาพนำไฟฟ้าแบบขนาน (เส้นทึบ) และสมการที่ 9 ค่าสภาพนำไฟฟ้าแบบขนานตรงข้าม (เส้นประ) โดยแสดงผลเป็นฟังก์ชันของพลังงานเมื่อความสูงของชั้นฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกมีขนาดต่างๆ กัน ดังภาพที่ 2 ซึ่งกำหนดให้ตัวแปรต่างๆ เป็นดังนี้ ค่าการแลกเปลี่ยนพลังงานของเฟอร์โรแมกเนติกด้านขวามือ: $h_{FM} = 0.3k_F$ ของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกตรงกลาง: $h_{FI} = 0.3k_F$ และความหนา $Lk_F = 0.3$ จะเห็นว่าเมื่อความสูงของชั้นฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกมีขนาดสูงขึ้นส่งผลให้ค่าสภาพนำไฟฟ้าลดลง และเมื่อเปรียบเทียบระหว่างค่าสภาพนำไฟฟ้าแบบขนานและแบบตรงกันข้ามจะมีค่าที่แตกต่างกันบริเวณที่พลังงานต่ำกว่าชั้นแถบนำไฟฟ้าของพลังงานส่วนน้อยของเฟอร์โรแมกเนติก นั่นคือ พลังงานต่ำกว่า $0.6E_F$ นอกจากนั้นค่าสภาพนำไฟฟ้าจะเริ่มเกิดขึ้นเมื่อการไบแอสพลังงานมาถึงจุดต่ำสุดของชั้นนำไฟฟ้าของพลังงานส่วนใหญ่ของเฟอร์โรแมกเนติก



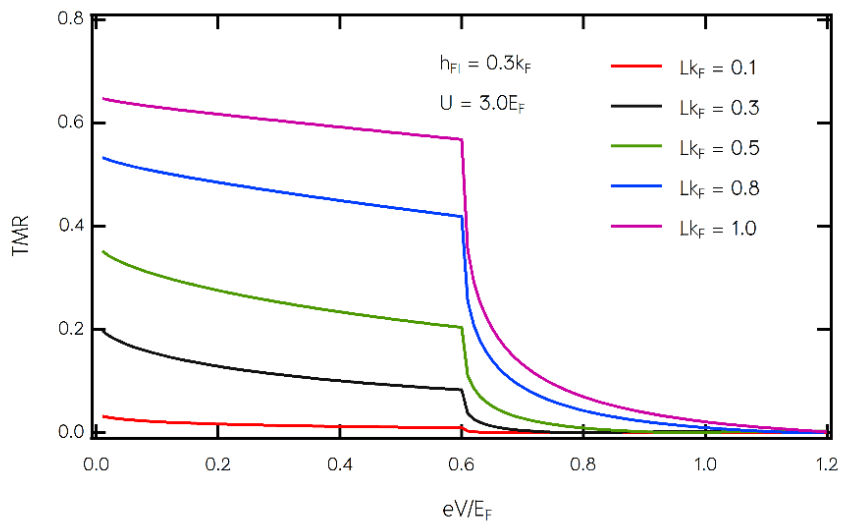
ภาพที่ 2 สภาพนำไฟฟ้าแบบขนาน (เส้นทึบ) ค่าสภาพนำไฟฟ้าแบบขนานตรงข้าม (เส้นประ) ที่เป็นฟังก์ชันของพลังงานโดยมีค่าความสูงของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกขนาดต่างๆ ซึ่งจำกัดความหนา; $Lk_F = 0.3$ และค่าพลังงานแลกเปลี่ยนของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก; $h_{FI} = 0.3k_F$ ค่าพลังงานแลกเปลี่ยนของเฟอร์โรแมกเนติก; $h_{FM} = 0.3k_F$

2. ผลการคำนวณหาค่า TMR ของโครงสร้างผสม

จากนิยามของค่าความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปิน (TMR) ดังสมการที่ 10 บอกถึงความสามารถของอนุภาคที่มีสปินทะลุผ่านกำแพงศักย์ระหว่างโครงสร้างผสมโลหะและเฟอร์โรแมกเนติก ซึ่งจะแสดงผลการคำนวณออกมาในเชิงตัวเลข ดังภาพที่ 2 คือความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปินที่เป็นฟังก์ชันของพลังงานที่ความสูงของฉนวนขนาดต่างๆ จะเห็นว่าเมื่อความสูงของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกที่อยู่ระหว่างโลหะและเฟอร์โรแมกเนติกมีค่าสูงขึ้น ส่งผลให้ค่า TMR มีค่าเพิ่มขึ้น แต่เมื่อมีค่าสูงมากเกินไปจะทำให้ค่า TMR ลดลงได้เช่นกัน

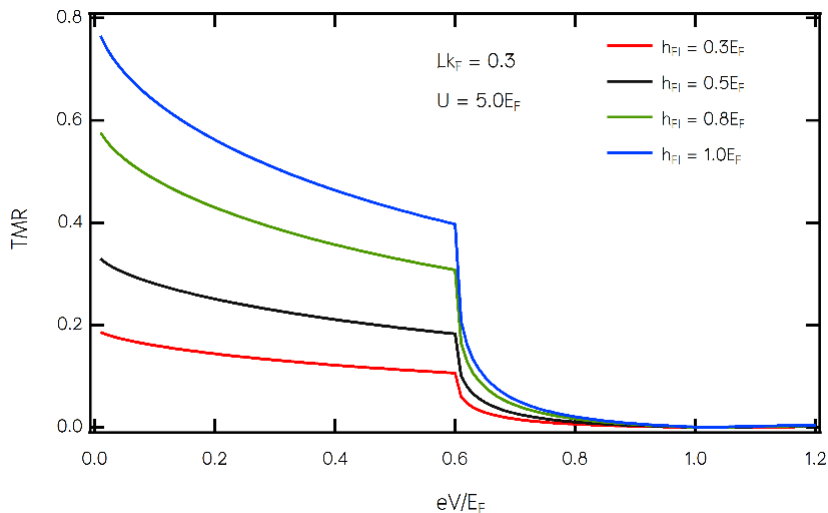


ภาพที่ 3 ความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปินที่เป็นฟังก์ชันของพลังงานโดยมีค่าความสูงของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกขนาดต่างๆ ซึ่งจำกัดความหนา; $Lk_F = 0.3$ และค่าพลังงานแลกเปลี่ยน; $h_{FI} = 0.3k_F$



ภาพที่ 4 ความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปินที่เป็นฟังก์ชันของพลังงานโดยมีค่าความหนาของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกขนาดต่างๆ ซึ่งจำกัดความสูงของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก; $U = 3.0E_F$ และ ค่าพลังงานแลกเปลี่ยน; $h_{FI} = 0.3k_F$

ภาพที่ 4 แสดงผลของค่าความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปินที่เป็นฟังก์ชันของพลังงานที่ความหนาของฉนวนขนาดต่างๆ โดยกำหนดให้ค่าการแลกเปลี่ยนพลังงานในฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก $h_{FI} = 0.3k_F$ และความสูงของฉนวน $U = 0.3E_F$ ผลจากการศึกษาจะเห็นว่าเมื่อความหนาของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกที่อยู่ระหว่างโลหะและเฟอร์โรแมกเนติกมีค่าสูงขึ้น ส่งผลให้ค่า TMR มีค่าเพิ่มขึ้น



ภาพที่ 5 ความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปิน ที่เป็นฟังก์ชันของพลังงาน โดยมีค่าพลังงานแลกเปลี่ยนที่แตกต่างกัน ซึ่งจำกัดความสูงของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก; $U = 5.0E_F$ และ ความหนา; $Lk_F = 0.3$

ผลของค่าความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปินที่เป็นฟังก์ชันของพลังงานเมื่อพลังงานแลกเปลี่ยนของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกมีขนาดต่างๆ โดยกำหนดให้ค่าความหนาของฉนวน $Lk_F = 0.3$ และความสูงของฉนวน $U = 5.0E_F$ ดังภาพที่ 5 จากการศึกษพบว่า เมื่อขนาดของการแลกเปลี่ยนพลังงานในฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกสูงขึ้น ส่งผลให้ค่า TMR สูงขึ้นด้วย

อภิปรายผล

ในโครงสร้างผลึมนี้นกำหนดให้การแลกเปลี่ยนพลังงานของเฟอร์โรแมกเนติก $h_{FM} = 0.3k_F$ จะทำให้พลังงานชั้นแถบนำไฟฟ้า (Conduction band) มีการแยกออกเป็นสองระดับชั้นโดยมีช่องว่างระหว่างพลังงานเป็นสองเท่าของพลังงานแลกเปลี่ยน ($2h_{FM}$) จะเห็นได้ว่าค่าสภาพนำ

ไฟฟ้าจะเริ่มเกิดขึ้นเมื่อการไบแอสพลังงานมาถึงจุดต่ำสุดของแถบพลังงานส่วนใหญ่ (Majority band) ของเฟอร์โรแมกเนติก และจะเกิดการเพิ่มขึ้นแบบทันทีทันใดที่พลังงานมาถึงจุดต่ำสุดของแถบพลังงานส่วนน้อยของเฟอร์โรแมกเนติก ดังภาพที่ 2 ซึ่งสอดคล้องกับผลการวิจัยของ Pasanai & Pairor (2011) แม้ว่าการวิจัยนี้จะพิจารณาโครงสร้างผลึกที่กำแพงศักย์มีความหนาแต่ถ้าความหนาของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกมีขนาดบางมาก ผลของสภาพนาไฟฟ้าที่ได้ออกมาจะมีพฤติกรรมคล้ายกับโครงสร้างผลึกที่มีกำแพงศักย์แบบฟังก์ชันดิแรก-เดลต้า (Pasanai, 2016)

นอกจากนั้นจะเห็นว่าบริเวณพลังงานที่ต่ำกว่าแถบพลังงานส่วนน้อย (Minority band) เกิดความแตกต่างกันของค่าสภาพนาไฟฟ้าแบบขนานและแบบตรงข้ามอย่างชัดเจนเนื่องจากบริเวณนี้อิเล็กตรอนที่สามารถทะลุผ่านไปได้ส่วนมากจะต้องมีสปินที่มีทิศเดียวกับชั้นฉนวนและเฟอร์โรแมกเนติกซึ่งอาจจะส่งผลให้ค่า TMR ของระบบนี้เป็นที่น่าสนใจมากขึ้น รวมถึงขนาดของความสูงของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกที่เพิ่มขึ้นส่งผลให้ค่าสภาพนาไฟฟ้าลดลง เนื่องจากความสูงของกำแพงศักย์สูงขึ้นจะขัดขวางการทะลุผ่านของอนุภาคผ่านโครงสร้างผลึก (Jantayod, 2015; Li et al., 1998; Mooder & Kinder, 1996) ซึ่งในงานวิจัยนี้สนใจที่ศึกษาผลของความสูงของชั้นฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกที่ส่งผลต่อค่าความต้านทานทางแม่เหล็กเนื่องจากการทะลุผ่านของสปิน (TMR) ซึ่งพบว่า ค่า TMR จะลดลงเมื่อให้ความต่างศักย์ไฟฟ้าหรือการไบแอสพลังงานที่มากขึ้น และเมื่อพิจารณาผลกระทบของความสูงของกำแพงศักย์ พบว่า ค่า TMR จะเพิ่มขึ้นเมื่อความสูงของกำแพงศักย์ที่กั้นระหว่างสสารทั้งสองชนิดมีค่าเพิ่มขึ้น ดังภาพที่ 3 ทั้งนี้เป็นที่ทราบดีอยู่แล้วว่าเมื่อความสูงของกำแพงศักย์สูงขึ้นจะขัดขวางการทะลุผ่านของอนุภาคผ่านโครงสร้างผลึก ซึ่งในสารที่มีคุณสมบัติเป็นเฟอร์โรแมกเนติกจะมีความแตกต่างของสถานะสปินที่แยกชั้นพลังงานกันอย่างชัดเจน เมื่อฉนวนที่มีคุณสมบัติเป็นเฟอร์โรแมกเนติกมีทิศของสปินที่ขนานกับเฟอร์โรแมกเนติกที่อยู่ด้านขวามือของโครงสร้างผลึกจึงทำให้โอกาสของการทะลุผ่านออกมามากกว่าฉนวนที่มีทิศของสปินตรงกันข้ามกับเฟอร์โรแมกเนติกด้านขวามือ อย่างไรก็ตามเมื่อความสูงของกำแพงศักย์มากเกินไปก็จะทำให้ค่า TMR ลดลงได้เช่นกัน เนื่องจากความสูงของกำแพงที่สูงขึ้นมากๆ จะส่งผลให้อนุภาคไม่สามารถทะลุผ่านกำแพงศักย์ได้

จากพื้นฐานทางกลศาสตร์ควอนตัมเป็นที่ทราบกันดีอยู่แล้วว่าเมื่อมีกำแพงศักย์ที่มีความหนากันระหว่างพื้นที่สองบริเวณจะทำให้โอกาสของการทะลุผ่านของอนุภาคมีลักษณะสั้น แต่ถ้าหากความหนาน้อยมากๆ เมื่อเทียบกับขนาดของความสูงของกำแพงศักย์ ผลของโอกาสของการทะลุผ่านจะเกิดการสั้นที่น้อยมากซึ่งได้เผยแพร่ในงานวิจัยของ Pasanai (2016) ในงานวิจัยนี้พิจารณาผลของความหนาของฉนวนที่รอยต่อขนาดต่างๆ ซึ่งน้อยกว่าขนาดของความสูงมากๆ ดังภาพที่ 4 จะเห็นได้ว่าความหนาของฉนวนที่เพิ่มขึ้นทำให้ค่า TMR เพิ่มขึ้นเช่นเดียวกันกับความสูงของฉนวน ทั้งนี้หากฉนวนมีความหนามากๆ ก็จะทำให้อนุภาคไม่สามารถทะลุผ่านไปได้เช่นกัน

ถึงแม้ว่าในงานวิจัยนี้ได้กำหนดให้ความสูงของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกเป็นแบบคงที่ไม่ขึ้นอยู่กับตำแหน่ง แต่อย่างไรก็ตามความหนาของฉนวนที่บางมากก็ให้ผลที่สอดคล้องกับค่าความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านด้วยการกรองสปิน โดยให้ฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกอยู่ระหว่างเฟอร์โรแมกเนติกสองตัว (FM/FI/FM) (Jin et al., 2006; Li et al., 1998) ซึ่งค่า TMR มีค่าบวกหรือลบเปลี่ยนไปตามการปรับเปลี่ยนค่าแมกเนโตเซชันหรือมุมในการหมุนของของแมกเนโตเซชันในฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก รวมถึงหากค่าแมกเนติกมีขนาดความสูงมากกว่าค่าการแลกเปลี่ยนพลังงานจะส่งผลให้ค่า TMR ลดลง รวมถึงสามารถวัดผลพฤติกรรมของ TMR ได้มากกว่าโครงสร้างผสมแบบ FM/FI/FM (Julliere, 1975; Slonczewski, 1989)

ภาพที่ 5 แสดงค่า TMR ที่เป็นฟังก์ชันของการไบแอสแรงดันไฟฟ้า eV โดยกำหนดให้ความสูงของค่าแมกเนติกและความหนาตามลำดับ คือ $U = 5.0E_F$ และ $L_K = 0.3$ พบว่า เมื่อเพิ่มความแรงของพลังงานแลกเปลี่ยนในฉนวนทำให้ค่า TMR เพิ่มขึ้น ดังนั้นจะเห็นได้ว่าการเพิ่มขนาดของค่า TMR นั้น สามารถใช้ฉนวนที่มีคุณสมบัติเป็นเฟอร์โรแมกเนติกโดยการเพิ่มความสูงและความหนาของฉนวนให้สอดคล้องกับระดับพลังงานในแต่ละช่วง รวมถึงการเลือกใช้ฉนวนที่มีคุณสมบัติเป็นเฟอร์โรแมกเนติกที่มีพลังงานแลกเปลี่ยนสูงๆ แต่อย่างไรก็ตามขนาดของความสูงของฉนวนต้องไม่มากกว่าค่าพลังงานแลกเปลี่ยนมากนักเนื่องจากขนาดของความสูงของค่าแมกเนติกมีอิทธิพลอย่างมากต่อการทะลุผ่านของอนุภาค กล่าวคือ หากค่าแมกเนติกที่กั้นระหว่างสสารในโครงสร้างผสมมีค่าสูงมากขึ้นอนุภาคก็สามารถทะลุผ่านได้น้อยลง ถึงแม้จะมีค่าแมกเนติกการแลกเปลี่ยนพลังงานที่สูงก็ตาม เมื่ออนุภาคสามารถทะลุผ่านมาได้น้อยก็ส่งผลให้ค่า TMR มีค่าน้อยลง ดังภาพที่ 3 จากผลการวิจัยในโครงสร้างผสมนี้สามารถอธิบายผลการทดลองในโครงสร้างผสมของ $Fe/GdO_x/Fe$ (Nowak & Rauluszkievicz, 1992)

ข้อสังเกตอีกอย่างหนึ่ง คือ ค่า TMR จะมีการเปลี่ยนแปลงอย่างชัดเจนที่พลังงาน $eV = 0.6E_F$ เนื่องจากระดับพลังงานนี้คือระดับพลังงานต่ำสุดของพลังงานชั้นแถบนำไฟฟ้า ในเฟอร์โรแมกเนติกที่มีทิศสปินส่วนน้อยชี้ขึ้น ดังภาพที่ 1 แสดงว่าพลังงานที่สูงกว่าระดับพลังงานนี้จะมีทั้งอิเล็กตรอนที่มีทิศของสปินส่วนน้อยชี้ขึ้น (Minority spin) และสปินส่วนใหญ่ชี้ลง (Majority spin) จึงทำให้ผลต่างของพาหะนำไฟฟ้าที่ลดลง ในทางตรงกันข้ามระดับพลังงานที่ต่ำกว่านี้ประกอบไปด้วยอิเล็กตรอนที่มีทิศของสปินส่วนใหญ่ชี้ลงเพียงอย่างเดียวหรือชี้ขึ้นเพียงอย่างเดียวจึงส่งผลต่อค่า TMR ที่มากกว่าอย่างเห็นได้ชัด ในส่วนของการทดลองนั้นหากไบแอสพลังงานที่ต่ำๆ แล้วสามารถให้กระแสไฟฟ้าออกมาได้สูงเป็นสิ่งที่นักทดลองคาดหวัง ซึ่งจะเห็นว่าการคำนวณในงานวิจัยนี้สามารถแสดงให้เห็นว่าที่พลังงานต่ำๆ ($eV < 0.6E_F$) ให้ค่า TMR ที่สูง นั่นคือ การใช้ฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกเป็นค่าแมกเนติกกั้นระหว่างโลหะและเฟอร์โรแมกเนติกสามารถควบคุมหรือ

จัดการประสิทธิภาพของค่า TMR ได้ซึ่งเป็นอีกแนวทางหนึ่งที่สามารถนำไปออกแบบหรือพัฒนาอุปกรณ์สปินทรอนิกส์ได้

ในการวิจัยงานทางทฤษฎีเกี่ยวกับการคำนวณสภาพนำไฟฟ้าและค่าความต้านทานแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปินนี้จะเห็นว่ามีความซับซ้อนที่ต้องจัดการและควบคุมอยู่หลากหลาย ซึ่งแต่ละตัวแปรมีอิทธิพลต่อปริมาณที่ต้องการศึกษาแตกต่างกัน ดังนั้นการกำหนดตัวแปรต่างๆ จึงมีความสำคัญอย่างมาก เพื่อให้ทราบถึงผลกระทบที่ส่งผลต่อปริมาณการทะลุผ่านของอนุภาคและสปินผ่านโครงสร้างผลมอย่างละเอียดผู้สนใจศึกษาอาจจะต้องวิเคราะห์เพิ่มเติม เช่น มวลยังผลของสสารที่พิจารณา ปริมาณการแลกเปลี่ยนพลังงานที่แตกต่างกันของแต่ละสสาร ลักษณะทางกายภาพของสสาร มิติของโครงสร้างผลม รวมคุณสมบัติโดดเด่นเฉพาะด้านของสสาร เป็นต้น

สรุปผลการวิจัย

งานวิจัยนี้ศึกษาทางทฤษฎีของค่าความต้านทานทางแม่เหล็กจากการทะลุผ่านของสปินที่ทะลุผ่านรอยต่อของโครงสร้างผลมโลหะ/ฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติก/เฟอร์โรแมกเนติกแบบหนึ่งมิติ โดยจำลองการเคลื่อนที่ของอนุภาคและสปินแบบต่อเนื่องและใช้วิธีการกระจะเงา เพื่อดูผลกระทบของกำแพงศักย์แบบสี่เหลี่ยมที่บริเวณรอยต่อที่มีต่อค่า TMR พบว่า ถ้าเพิ่มความสูงหรือความหนาของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกจะส่งผลให้ค่า TMR มีค่าเพิ่มขึ้น ทั้งนี้ หากเพิ่มความสูงของฉนวนมากเกินไปก็จะทำให้ค่า TMR ลดลงเนื่องจากอนุภาคไม่สามารถทะลุผ่านกำแพงศักย์นี้ได้ นอกจากนั้นการออกแบบอุปกรณ์สปินทรอนิกส์ที่มีส่วนประกอบของฉนวนแบบเฟอร์โรแมกเนติกที่มีพลังงานแลกเปลี่ยนมากจะทำให้ TMR เพิ่มขึ้นอีกด้วย ซึ่งสามารถนำไปใช้เป็นแนวทางในการพัฒนาหรือออกแบบอุปกรณ์สปินทรอนิกส์ได้ต่อไปในอนาคต

กิตติกรรมประกาศ

งานวิจัยนี้ขอขอบคุณคณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยนเรศวร เป็นอย่างยิ่งที่ให้การสนับสนุนทุนวิจัยให้สำเร็จไปด้วยดี

เอกสารอ้างอิง

- Blonder, G.E. Tinkham, M., & Klapwijk, T.M. (1982). Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion. *Physical Reviews B*, 25, 4515–4532.
- Bychov, Y.A., & Rashba, E.I. (1984). Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 17, 6039–6045.

- Egues, J.C. (1998). Spin-Dependent Perpendicular Magnetotransport through a Tunable Heterostructure: A Possible Spin Filter?. **Phys. Rev. Lett.**, **80**, 4578–4581.
- Egues, J.C., Gould, C., Richter, G., & Molenkamp, L.W. (2001). Spin filtering and magnetoresistance in ballistic tunnel junctions. **Physical Reviews B**, **64**, 195319(1–5).
- Gu, R.Y., Xing, D.Y., & Dong, J. (1996). Spin-polarized tunneling between ferromagnetic films. **Journal of Applied Physics**, **80**, 7163–7165.
- Jantayod, A., & Pairor, P. (2013). Charge and spin transport across two-dimensional non-centrosymmetric semiconductor/metal interface. **Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures**, **48**, 111–117.
- Jantayod, A. (2013). Charge conductance and spin-polarized current across a metal/cubic semiconductor with Dresselhaus spin-orbit coupling junction. **Superlattices and Microstructures**, **64**, 78–87.
- Jantayod, A. (2017). Tight binding calculation of tunneling conductance of a metal/ferromagnetic junction. **Physica B: Condensed Matter**, **525**, 7–11.
- Jin, D., Ren, Y., Li, Z.-Z., Xiao, M.-W., Jin, G., & Hu, A. (2006). Spin-filter tunneling magnetoresistance in a magnetic tunnel junction. **Physical Reviews B**, **73**, 012414(1–4).
- Julliere, M. (1975). Tunneling between ferromagnetic films. **Physics Letter A**, **54**, 225–226.
- Li, Y., Li, B.Z., Zhang, W.S., & Dai, D.S. (1998). Tunneling conductance and magnetoresistance of ferromagnet/ferromagnetic insulator (semiconductor)/ferromagnet junctions. **Physical Reviews B**, **57**, 1079–1084.
- Lv, B. (2011). Spin triplet Andreev reflection induced by interface spin-orbit coupling in half-metal/superconductor junctions. **The European Physical Journal B**, **83**, 493–497.
- MacLaren, J.M., Zhang, X.-G., & Butler, W.H. (1997). Validity of the Julliere model of spin-dependent tunneling. **Physical Reviews B**, **56**, 11827–11832.
- Miyazaki, T., Yaoi, T., & Ishio, S. (1991). Large magnetoresistance effect in 82Ni-Fe/Al-Al₂O₃/Co magnetic tunneling junction. **J. Magn. Magn. Mater**, **98**, L7–L9.
- Moodera, J.S., Kinder, L.R., Wong, Terrilyn M., & Meservey, R. (1995). Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions. **Phys. Rev. Lett**, **74**, 3273–3276.
- Moodera, J.S., & Kinder, L.R. (1996). Ferromagnetic-insulator-ferromagnetic tunneling: Spin-dependent tunneling and large magnetoresistance in trilayer junctions. **J. Appl. Phys**, **79**, 4724–4729.
- Nowak, J., & Rauluszkiewicz, J. (1992). Spin dependent electron tunneling between ferromagnetic films. **J. Magn. Magn. Mater**, **109(1)**, 79–90.
- Oestreich, M. (1999). Injecting spin into electronics. **Nature (London)**, **402**, 735–736.
- Pasanai, K., & Pairor, P. (2011). Spin-flip scattering and dimensional effect on transport of charge and spin across metal/ferromagnet material interfaces. **Physical Reviews B**, **84**, 224432(1–12).

- Pasanai, K. (2016). Similarities of coherent tunneling spectroscopy of ferromagnet/ferromagnet junction within two interface models: Delta potential and finite width model. **J. Magn. Magn. Mater**, **401**, 463–471.
- Rashba, E.I. (1960). Properties of semiconductors with an extremum loop I: Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop. **Fizika tverdogo tela** **2**, 1224.
- Saffarzadeh, J. (2004). Spin–filter magnetoresistance in magnetic barrier junctions. **J. Magn. Magn. Mater**, **269**, 327–332.
- Slonczewski, J.C. (1989). Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. **Physical Reviews B**, **39**, 6995–7002.
- Srisongmuang, B., Pairor, P., & Berciu, M. (2008). Tunneling conductance of a two–dimensional electron gas with Rashba spin–orbit coupling. **Physical Reviews B**, **78**, 155317(1–7).
- Wolf, S.A., Wolf, S.A., Awschalom, D.D., Buhrman, R.A., Daughton, J.M., Molnár, S.V., Roukes, M.L., Chtchelkanova, A.Y., & Treger, D.M. (2001). Spintronics: A Spin–Based Electronics Vision for the Future. **Science**, **294**, 1488–1495.
- Wu, S., & Samokhin, K.V. (2010). Effects of interface spin–orbit coupling on tunneling between normal metal and chiral p–wave superconductor. **Physical Reviews B**, **81**, 214506(1–6).
- Zutic, I., Fabian, J., & Sarma, S.D. (2004). Spintronics: Fundamentals and applications. **Reviews Modern. Physics**, **76**, 323–410.