

สเปกตรัมความนำไฟฟ้าของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างโลหะและโลหะ

Tunneling conductance spectrum of metal and metal junction system

ปัทมา เร่งพิมาย^{1*}, กฤษกร ปาสาไน²

Pattama Rangpimai^{1*}, Kritsakron Pasanai²

Received: 14 September 2014 ; Accepted: 21 December 2014

บทคัดย่อ

งานวิจัยนี้ได้ศึกษาสเปกตรัมความนำไฟฟ้าเนื่องจากการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างโลหะกับโลหะ ในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ ภายใต้การประมาณแบบอิเล็กตรอนอิสระกล่าวคือ ระบบที่อิเล็กตรอนมีอิสระในการเคลื่อนที่ด้วยพลังงานจลน์ โดยปราศจากพลังงานศักย์ นอกจากนี้ ณ ที่รอยต่อมีการกำหนดให้กำแพงศักย์เป็นแบบฟังก์ชันเดลต้า ซึ่งจะปรากฏค่าความแรงเฉพาะ ณ ที่รอยต่อเท่านั้น จากการศึกษาพบว่า ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ มีลักษณะแตกต่างกันอย่างมีนัยสำคัญ อย่างไรก็ตามค่าดังกล่าวจะลดลงในลักษณะเดียวกันเมื่อเพิ่มค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ โดยค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้ามากที่สุดเมื่อไม่มีกำแพงศักย์ที่รอยต่อ เมื่อพิจารณาผลของมวลอิเล็กตรอนในโลหะพบว่า ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้ามากที่สุดเมื่อมวลอิเล็กตรอนในโลหะทั้งสองมีขนาดประมาณเท่ากัน สำหรับผลของพลังงานขีดเริ่มพบว่ามีลักษณะเส้นกราฟของสเปกตรัมความนำไฟฟ้าไม่มีการเปลี่ยนแปลงเพียงแต่จุดเริ่มต้นของกราฟจะเปลี่ยนไปตามพลังงานขีดเริ่มที่กำหนด

คำสำคัญ: สเปกตรัมความนำ รอยต่อระหว่างโลหะ โลหะ การส่งผ่านของอิเล็กตรอน

Abstract

The aim of this research was to study the conductance spectrum of electron transfer in 1, 2 and 3 dimensions for a metal/metal junction using free electron approximation, which is a system that has free electrons moving, so the kinetic energy is affected but not the potential energy. Furthermore, the delta function potential wall was set and the potential strength will only occur at the junction. The results revealed that the conductance of the 1, 2 and 3-dimensions were significantly different from each other. However, it was found that they all had the same character of decreasing conductance with increasing potential strength. The maximum conductance was obtained when the barriers was zero. The effect of the electron effective mass was also determined. It was found that electrons of the same effective mass in both of the metals provided the maximum conductance. The results from an off-set energy did not affect the conductance spectrum, but did change the starting point of the conductance spectrum.

Keywords: Conductance spectrum; Metal/Metal junctions; Tunneling electron

¹ นิสิตปริญญาโท, ²ผู้ช่วยศาสตราจารย์, หน่วยวิจัยฟิสิกส์ทฤษฎี สสารควบแน่น, ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยมหาสารคาม ตำบล ขามเรียง อำเภอกันทรวิชัย จังหวัดมหาสารคาม 44150

¹ Graduate Student, ²Assist. Prof., Theoretical Condensed Matter Physics Research Unit, Department of Physics, Faculty of Science, Mahasarakham University, Kham Rieng, Kantharawichai, Mahasarakham, 44150, Thailand.

* Corresponding author: Pattama Rangpimai, Department of Physics, Faculty of Science, Mahasarakham University, Kham Rieng Kantharawichai Mahasarakham, 44150, Thailand.

บทนำ

ในการศึกษาทฤษฎีการทะลุผ่านทางด้านกลศาสตร์ควอนตัม เป็นการศึกษาพฤติกรรมของอนุภาคขนาดเล็กซึ่งต่างจากในระบบกลศาสตร์ดั้งเดิมที่ไม่สามารถอธิบายปรากฏการณ์บางอย่างทางฟิสิกส์ของอนุภาคดังกล่าวได้ เช่น การศึกษาคุณสมบัติการเป็นคลื่นและอนุภาคของอิเล็กตรอนที่สามารถเคลื่อนที่ผ่านสิ่งกีดขวางได้ ปรากฏการณ์นี้เกิดขึ้นเมื่ออิเล็กตรอนเคลื่อนที่ไปพบสิ่งกีดขวางหรือกำแพงศักย์ที่อาจจะมีขนาดความหนาต่าง ๆ หลังจากนั้นคลื่นดังกล่าวสามารถส่งผ่านออกไปยังอีกฝั่งหนึ่งของสิ่งกีดขวางได้¹⁻³ ใน Figure 1 แสดงถึงอิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่ผ่านกำแพงศักย์ โดยแบ่งออกเป็น 2 กรณี คือ กรณีที่ 1 เมื่ออนุภาคมีพลังงานมากกว่ากำแพงศักย์ (ฝั่งซ้ายมือ) และกรณีที่ 2 เมื่ออนุภาคมีพลังงานน้อยกว่ากำแพงศักย์ (ฝั่งขวามือ) โดยประกอบด้วยคลื่นตกกระทบ คลื่นสะท้อน และคลื่นส่งผ่าน

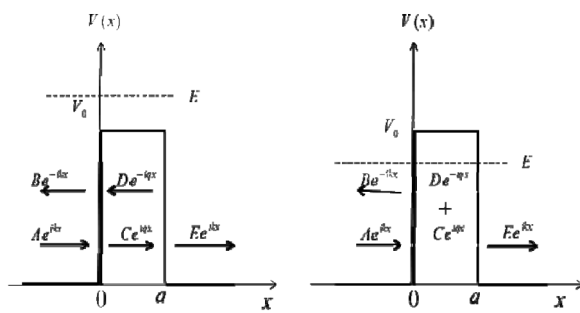


Figure 1 Potential barrier and propagation directions of the incident, reflected and transmitted waves.

นอกจากนั้นการศึกษาด้านทฤษฎีการทะลุผ่านทางด้านกลศาสตร์ควอนตัม ยังถูกประยุกต์เพื่ออธิบายพฤติกรรมของอิเล็กตรอนในการทะลุผ่านระหว่างรอยต่อของวัสดุ ซึ่งมีทั้งระบบหนึ่งรอยต่อและมากกว่าหนึ่งรอยต่อ เช่น ในรอยต่อระบบอิเล็กตรอนแก๊สเมื่อมีอันตรกิริยาคู่ควบแบบ Dresselhaus/โลหะ⁴⁻⁵ และระบบรอยต่อระหว่างอิเล็กตรอนแก๊สเมื่อมีอันตรกิริยาคู่ควบแบบ Rashba/โลหะ⁶⁻⁷ โดยเป็นการศึกษาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าที่เกิดจากผลของปฏิกริยาคู่ควบที่ส่งผลต่อค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้า ส่วนการศึกษาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้ารอยต่อของวัสดุจำพวกโลหะกับเฟอร์โรแมกเนต⁸⁻¹⁸ โดยใช้แบบจำลองการประมาณค่าพลังงานแบบ 1 แถบพลังงาน และ 2 แถบพลังงานที่มีการคู่ควบกัน

จากการประมาณค่าพลังงานข้างต้น เพื่อนำมาใช้เปรียบเทียบค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าที่เกิดจากทั้ง 2 แบบจำลอง พบว่าการใช้แบบจำลองแบบ 2 แถบพลังงาน เมื่อ

พิจารณาผลของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าลดลงเมื่อค่ากำแพงศักย์ที่รอยต่อมากขึ้น ซึ่งเป็นผลที่ได้โดยปกติในการศึกษาเรื่องการทะลุผ่านระหว่างรอยต่อนอกจากนี้ค่ากำแพงศักย์ที่รอยตอยังส่งผลถึงการคู่ควบระหว่างพลังงานในรอยต่อ กล่าวคือ ลักษณะการคู่ควบที่ปรากฏในเส้นสเปกตรัมความนำไฟฟ้าจะลดลง (เลื่อนหาย) เมื่อรอยต่อมีค่ากำแพงศักย์สูง ในทางกลับกัน ลักษณะการคู่ควบจะปรากฏชัดเจนเมื่อรอยต่อมีค่ากำแพงศักย์ที่ต่ำ

นอกจากนี้ยังมีงานวิจัยที่พบว่าวิธีที่สามารถเพิ่มลดค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าของรอยต่อคือการใส่แผ่นฉนวนบางระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต โดยแผ่นฉนวนที่ใส่เข้าไปนี้จะไปทำหน้าที่เป็นกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดอิเล็กตรอนมีการกระเจิงโดยทำให้สปินพลิก จากตัวอย่างนี้แสดงให้เห็นว่าพารามิเตอร์ฉนวนสามารถเลือกค่าของสเปกตรัมความนำไฟฟ้าให้มีค่าลดลงหรือเพิ่มขึ้นตามแรงดันไฟฟ้าได้ ด้วยเหตุนี้จะเห็นว่าคุณสมบัติของรอยต่อมีความสำคัญมากในการปรับปรุงประสิทธิภาพการขนส่งประจุและสปิน เป็นต้น อย่างไรก็ตามในการประยุกต์ใช้งานรอยต่อระหว่างวัสดุในอุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์ส่วนใหญ่ประกอบด้วยรอยต่อระหว่างวัสดุที่มากกว่าหนึ่งรอยต่อ ซึ่งในปัจจุบันได้มีการนำมาใช้อย่างแพร่หลายและรวดเร็ว ตั้งแต่มีการค้นพบค่าความต้านทานเชิงแม่เหล็กขนาดใหญ่ (Giant magnetoresistance ; GMR) ในปี ค.ศ. 2007 โดย ปีเตอร์ กรูเนอเบิร์ก ค้นพบ GMR ในรอยต่อระหว่างวัสดุเหล็ก/โครเมียม/เหล็ก¹⁹ และอัลเบิร์ต เฟรท พบในรอยต่อระหว่างเหล็ก/โครเมียมแบบ 60 รอยต่อ²⁰ ซึ่งนำมาสู่การศึกษาทางด้านอิเล็กทรอนิกส์ยุคใหม่ที่ว่า สปินทรอนิกส์ที่เกี่ยวข้องกับการควบคุมการไหลของอิเล็กตรอนข้ามรอยต่อระหว่างวัสดุที่มีคุณสมบัติเชิงแม่เหล็ก

จากการอธิบายข้างต้นจะเห็นความสำคัญของงานวิจัยด้านรอยต่อ ด้วยเหตุนี้ในงานวิจัยนี้ได้ทำการศึกษาทฤษฎีการส่งผ่านของพาหะในรอยต่อระหว่างโลหะและโลหะซึ่งถือเป็นวัสดุพื้นฐานเพื่อทำความเข้าใจฟิสิกส์ของรอยต่อระหว่างวัสดุที่มีโครงสร้างซับซ้อนขึ้น โดยการใช้วิธีกระเจิงกล่าวคือ เป็นวิธีพิจารณาการกระเจิงของอิเล็กตรอนที่ระดับพลังงานและโมเมนตัมเดียวกันในรอยต่อของวัสดุ ด้วยเหตุนี้พลังงานและโมเมนตัมจึงอนุรักษ์โดยการคำนวณค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในรอยต่อซึ่งถือเป็นปริมาณทางกายภาพที่สามารถวัดได้จริงในเชิงทดลอง

อย่างไรก็ตามประเด็นที่น่าสนใจในงานวิจัยนี้คือ ที่บริเวณรอยต่อของวัสดุถูกกำหนดและนิยามโดยใช้ฟังก์ชันเดลตาของดิแรค $\delta(x)$ โดยมีนิยามดังนี้ $\delta(x) = 0$ ทุกที่ ยกเว้นที่ $x = 0$ จะมีค่าอนันต์ นั่นคือ กำหนดให้มีกำแพงศักย์เฉพาะที่

รอยต่อเท่านั้นและไม่คิดผลของระยะปลอดพาหะ นอกจากนี้ยังพิจารณาผลของพารามิเตอร์ที่สำคัญในรอยต่อค่าสเปกตรัมข้างต้น เช่น มิติของระบบ มวลยังผลของอิเล็กตรอน พลังงานขีดเริ่มและกำแพงศักย์ ณ ที่รอยต่อ โดยมีขั้นตอนและวิธีการคำนวณแสดงอย่างละเอียดอยู่ในหัวข้อวิธีการศึกษาใน ส่วนของผลและการอภิปรายผล ได้มีการอธิบายผลของพารามิเตอร์ต่างๆ ที่ส่งผลต่อค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้า และในส่วนสุดท้ายจะเป็นสรุปผลการคำนวณ

วิธีการศึกษา

กระบวนการการศึกษาสเปกตรัมความนำไฟฟ้าเนื่องจากการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างโลหะและโลหะ ได้ใช้แบบจำลองการส่งผ่านของพาหะ สิ่งที่จะต้องศึกษาเป็นส่วนแรก คือการพิจารณาโครงสร้างแถบพลังงานของระบบเพื่อใช้ในการเขียนแฮมิลโทเนียนของระบบ จากแฮมิลโทเนียนจะสามารถเขียนฟังก์ชันคลื่นในแต่ละบริเวณได้นอกจากนี้เมื่อพิจารณาฟังก์ชันคลื่นพบว่า ประกอบด้วยสัมประสิทธิ์การส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ซึ่งต้องใช้เงื่อนไขขอบเขต สำหรับการแก้สมการเพื่อหาค่าสัมประสิทธิ์ดังกล่าวเพื่อนำไปคำนวณความนำจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนได้ หลังจากนั้นจะได้นำผลการส่งผ่านของอิเล็กตรอนไปคำนวณหาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าซึ่งเป็นปริมาณที่สามารถวัดได้จากการทดลอง

ในการศึกษานี้พิจารณาทั้งหมด 3 กรณี ได้แก่ ระบบรอยต่อใน 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ แสดงได้ดัง Figure 2

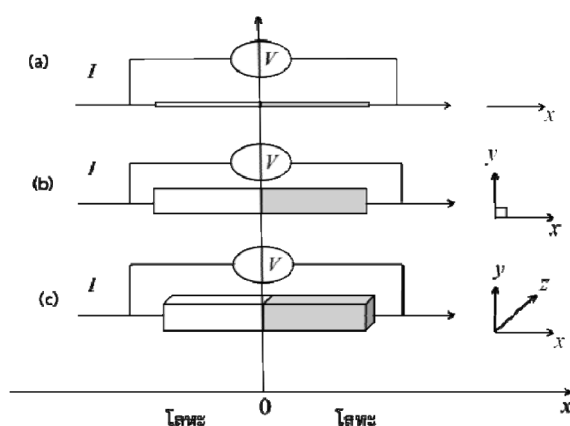


Figure 2 Geometries of (a) 1D, (b) 2D and (c) 3D M/M junctions.

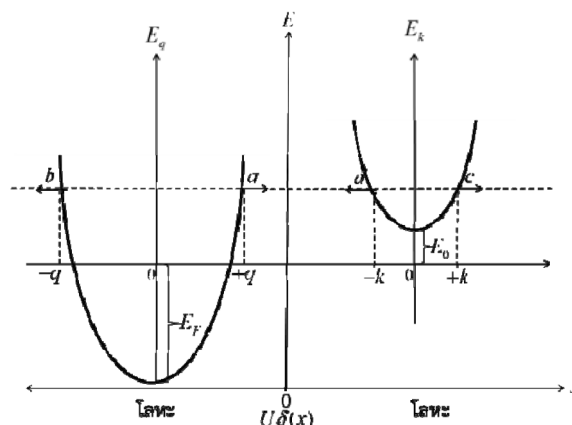


Figure 3 Energy spectra of electrons in a Metal/Metal junction. E_F is the Fermi energy of the metal(left) and E_0 is the Off-set energy.

จาก Figure 3 แสดงถึง เส้นสเปกตรัมพลังงานของรอยต่อระหว่างโลหะและโลหะ โดยมี E_F คือ พลังงานเฟอร์มี E_0 คือ ค่าพลังงานขีดเริ่ม a และ b หมายถึง สัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของคลื่นตกกระทบและคลื่นสะท้อนในโลหะฝั่งซ้ายมือ ส่วน c และ d หมายถึง สัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของคลื่นส่งผ่านและคลื่นสะท้อนในโลหะฝั่งขวามือ q และ k คือ ขนาดของเวกเตอร์คลื่นของโลหะทางฝั่งซ้ายมือและขวามือตามลำดับ E_q และ E_k คือ พลังงานของอิเล็กตรอนในโลหะทางฝั่งซ้ายมือและขวามือ ตามลำดับ

แฮมิลโทเนียนของระบบ

การคำนวณหาค่าพลังงานรวมและฟังก์ชันคลื่นที่ใช้ในการคำนวณปริมาณต่างๆ ทางฟิสิกส์ จากการศึกษาด้านกลศาสตร์ควอนตัม การหาพลังงานรวมสามารถพิจารณาได้จากตัวดำเนินการแฮมิลโทเนียนของระบบรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะและโลหะ ดังนี้

$$\hat{H} = \hat{p} \frac{1}{m^*(x)} \hat{p} + V(x) \quad (1)$$

เมื่อ $\hat{p}$ คือ ตัวดำเนินการโมเมนตัม ซึ่งสามารถเขียนได้เป็น $\hat{p} = -i\hbar \nabla$ และ $m^*(x)$ คือ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในระบบที่ขึ้นอยู่กับตำแหน่ง x ในรอยต่อ ดังนี้

$$\frac{1}{m^*(x)} = \frac{1}{m_L^*} \Theta(-x) + \frac{1}{m_R^*} \Theta(x) \quad (2)$$

$\Theta(\pm x)$ คือ ฟังก์ชันขั้นบันได m_L^* และ m_R^* คือมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทางฝั่งซ้ายมือและขวามือ ตามลำดับ $V(x)$ คือ พลังงานศักย์ต่างๆในรอยต่อซึ่งประกอบด้วย กำแพงศักย์ที่รอยต่อ $U\delta(x)$ พลังงานเฟอร์มิ และพลังงานขีดเริ่ม โดยสามารถเขียนเป็นสมการได้ดังนี้

$$V = U\delta(x) + E_0\Theta(x) - E_F\Theta(-x) \quad (3)$$

จากการแก้สมการหาพลังงานเจาะจงและฟังก์ชันคลื่นเจาะจงจะได้ดังนี้

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - E_F \quad (4)$$

$$\psi(x) = ae^{ikx} + be^{-ikx} \quad (5)$$

ฟังก์ชันคลื่นในแต่ละบริเวณ

จากการแก้ปัญหาค่าเจาะจงโดยใช้แฮมิลโทเนียนของระบบ พบว่าจะได้ฟังก์ชันคลื่นของรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะและโลหะในแต่ละบริเวณดังนี้

ฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนบริเวณที่ 1 ($x < 0$)

$$\psi_L(x) = (e^{iqx} + be^{-iqx})e^{i\vec{q}_\perp \cdot \vec{r}_\perp} \quad (6)$$

ฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนบริเวณที่ 2 ($x > 0$)

$$\psi_R(x) = (ce^{ikx} + de^{-ikx})e^{i\vec{k}_\perp \cdot \vec{r}_\perp} \quad (7)$$

เนื่องจากระบบที่พิจารณาทั้ง 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ อย่างไรก็ตาม ในการคำนวณสามารถลดจำนวนพารามิเตอร์ที่เกี่ยวข้องกับมุมต่างๆโดยใช้ความสัมพันธ์ของมุม ดังแสดงใน Figure 4 และ Figure 5

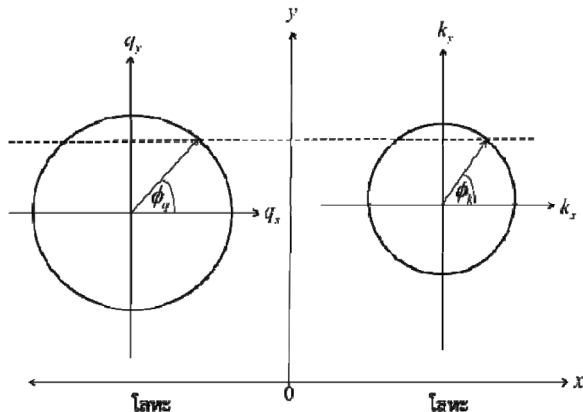


Figure 4 Energy Contours of metal/metal junction for 2D

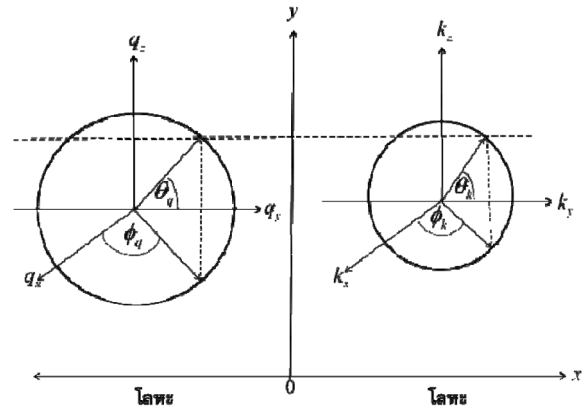


Figure 5 Energy Contours of metal/metal junction for 3D

ในกรณี 2 มิติสามารถพิจารณาได้จากกฎอนุรักษ์โมเมนตัมในแนวนอน นั่นคือ $\vec{q}_\parallel = \vec{k}_\parallel$ จะได้

$$q \sin \phi_q = k \sin \phi_k \quad (8)$$

ด้วยเหตุนี้จะสามารถเขียนสมการให้อยู่ในรูปของมุมตกกระทบได้ดังนี้

$$\phi_q = A \operatorname{rcsin} \left(\frac{k}{q} \sin \phi_k \right) \quad (9)$$

ในกรณี 3 มิติ สามารถพิจารณาได้จากกฎอนุรักษ์โมเมนตัมในแนวนอนนั่นคือ $\vec{q}_\parallel = \vec{k}_\parallel$ จะได้

$$\vec{q}_\perp = q_y + q_z = \hat{z}q \cos \theta_q + \hat{y}q \sin \theta_q \sin \phi_q$$

$$\vec{k}_\perp = k_y + k_z = \hat{z}k \cos \theta_k + \hat{y}k \sin \theta_k \sin \phi_k$$

$$\left. \begin{aligned} q \cos \theta_q &= k \cos \theta_k \\ q \sin \theta_q \sin \phi_q &= k \sin \theta_k \sin \phi_k \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

สามารถเขียนสมการให้อยู่ในรูปของมุมตกกระทบได้ดังนี้

$$\theta_q = A \operatorname{rccos} \left(\frac{k}{q} \cos \theta_k \right) \quad (11)$$

$$\phi_q = A \operatorname{rcsin} \left[\frac{k \sin \theta_k \sin \phi_k}{q \sin \left(A \operatorname{rccos} \left(\frac{k}{q} \cos \theta_k \right) \right)} \right] \quad (12)$$

เงื่อนไขขอบเขต

การคำนวณหาสัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับ และการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจะใช้เงื่อนไขขอบเขต 2 ข้อ ดังนี้

$$\psi_L(x=0) = \psi_R(x=0) \equiv \psi(0) \quad (13)$$

$$\left(\frac{d\psi_2}{dx} - \eta \frac{d\psi_1}{dx} \right) \Big|_{x=0} = 2q_F Z \psi(0) \quad (14)$$

เมื่อ $\frac{m_L^*}{m} = \eta$ คือ อัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนใน โลหะทางฝั่งซ้ายมือและโลหะทางฝั่งขวามือ $Z = \frac{m_R U}{h^2 q_F^2}$ คือ ค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ

และ $q_F = \sqrt{\frac{2m_R E_F}{h^2}}$ คือ ขนาดของเวกเตอร์คลื่นของ พลังงานเฟอร์มิของโลหะฝั่งซ้ายมือ จากเงื่อนไขขอบเขตข้อที่ 1 และ 2 จะได้

$$1 + b = c \equiv \psi(0) \quad (15)$$

$$ikc - \eta (iq - iqb) = 2q_F Z \psi(0) \quad (16)$$

สัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน มีค่าเท่ากับ

$$b = \frac{(2q_F Z - ik + iq)}{(-2q_F Z + ik + iq)} \quad (17)$$

$$c = \frac{(2iq)}{(-2q_F Z + ik + iq)} \quad (18)$$

ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและสะท้อนกลับของ อิเล็กตรอนการคำนวณค่าสัมประสิทธิ์การส่งผ่านและการ สะท้อนกลับของอิเล็กตรอน สามารถคำนวณได้จากสมการ ฟังก์ชันคลื่นรวมในแต่ละบริเวณ โดยใช้เงื่อนไขขอบเขต ซึ่ง ความสำคัญของสัมประสิทธิ์เหล่านี้คือใช้ในการคำนวณค่า ความน่าจะเป็นการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน โดยสามารถหาได้จากสมการความหนาแน่นความน่าจะเป็น ของกระแส ดังสมการต่อไปนี้

$$j = \frac{-i\hbar}{2m} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) \quad (19)$$

เมื่อ ψ^* คือ สังกะยัฒน์ของฟังก์ชันคลื่น

จากรอยต่อของวัสดุโลหะและโลหะ เมื่อเกิดการ กระเจิงของคลื่น ณ บริเวณรอยต่อพบว่าความหนาแน่นความ

น่าจะเป็นของกระแสประกอบไปด้วย ความหนาแน่นความน่าจะเป็นของกระแสของอิเล็กตรอนตกกระทบ (j_{in}) ความหนาแน่นความน่าจะเป็นของกระแสของอิเล็กตรอนสะท้อนกลับ (j_{re}) และความหนาแน่นความน่าจะเป็นของกระแสของ อิเล็กตรอนส่งผ่าน (j_{tr}) ดังนี้

$$j_{in} = \frac{\hbar q}{m_L} \quad (20)$$

$$j_{re} = \frac{\hbar q}{m_L} |b|^2 \quad (21)$$

$$j_{tr} = \frac{\hbar k}{m_R} |c|^2 \quad (22)$$

ซึ่งความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและส่งผ่าน ของอิเล็กตรอน มีค่าดังสมการต่อไปนี้²¹

$$R = \left| \frac{j_{re}}{j_{in}} \right| \quad (23)$$

$$T = \left| \frac{j_{tr}}{j_{in}} \right| \quad (24)$$

จากสมการความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและ ส่งผ่านของอิเล็กตรอนข้างต้น สามารถคำนวณหาค่าดังกล่าว ได้โดยการนำค่าสัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการสะท้อน กลับและสัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของ อิเล็กตรอนมาคำนวณได้ดังนี้

$$\frac{4q^2}{4q_F Z^2 + (k - q)^2} \eta \quad (25)$$

$$\frac{4q_F Z^2 + (k - q)^2}{4q_F Z^2 + (k + q)^2} \quad (26)$$

ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้า

การคำนวณหาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในรอยต่อของวัสดุ สามารถคำนวณหาได้จากการหาอนุพันธ์ความหนาแน่นของ กระแสเทียบกับความต่างศักย์ไฟฟ้า ดังนี้¹⁰

$$G(eV) = \frac{edJ(eV)}{d(eV)} \quad (27)$$

สำหรับในกรณี 1 มิติ

$$G_{1D}(eV) = \frac{Le^2}{h} T(eV) \quad (28)$$

ในกรณี 2 มิติ

$$\left. \begin{aligned} G_{2D}(eV) &= \frac{L^2 e^2}{2\pi h} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) d\theta \\ &\times \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2} + q_F^2} T(eV, \theta) \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

และในกรณี 3 มิติ

$$\left. \begin{aligned} G_{3D}(eV) &= \frac{L^3 e^2}{4\pi^2 h} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos(\phi) d\phi \\ &\times \int_0^\pi \sin^2(\theta) d\theta \left(\frac{2mE}{\hbar^2} + q_F^2 \right) T(eV, \theta, \phi) \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

ผลและการอภิปรายผล

ในงานวิจัยนี้ได้ศึกษาค่าสเปกตรัมการนำไฟฟ้าของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะและโลหะ โดยศึกษาผลของพารามิเตอร์ต่อสเปกตรัมการนำไฟฟ้า ประกอบไปด้วย ผลของมิติของระบบ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะ กำแพงศักย์ ณ ที่รอยต่อ และพลังงานขีดเริ่ม โดยจะมีผลดังต่อไปนี้

ผลของมิติต่อสเปกตรัมการนำไฟฟ้า

การศึกษาผลของมิติต่อสเปกตรัมการนำไฟฟ้า โดยกำหนดให้ไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะเท่ากันและพลังงานขีดเริ่มถูกกำหนดไว้ที่ $eV = 0$ โดยสเปกตรัมการนำไฟฟ้าเป็นฟังก์ชันของพลังงานในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ แสดงได้ดัง Figure 6

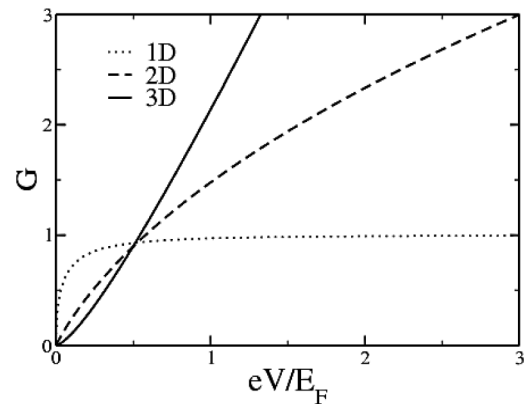


Figure 6 Plots of total conductance spectra G for 1D (dotted), 2D (dashed) and 3D (solid) systems. We set $Z = 0$, $\eta = 1$ and $E_0 = 0$.

จาก Figure 6 พบว่า เมื่อค่าความต่างศักย์มีค่าเพิ่มขึ้นค่าสเปกตรัมการนำไฟฟ้าจะเพิ่มขึ้น นั่นคือเมื่อพลังงานเพิ่มขึ้นจะทำให้อิเล็กตรอนได้รับพลังงานมากพอที่จะเคลื่อนที่ผ่านกำแพงศักย์ได้ ดังนั้นความน่าจะเป็นของการส่งผ่านจึงเพิ่มขึ้นด้วย เมื่อเกิดการส่งผ่านมากค่าสเปกตรัมการนำไฟฟ้าจะมากตามไปด้วย นอกจากนี้เมื่อพิจารณาที่ระดับพลังงานต่ำ ($eV < E_F$) พบว่า ในทุกมิติของรอยต่อ จะมีการเปลี่ยนแปลงความชันของสเปกตรัมการนำไฟฟ้ารวม ดังแสดงใน Figure 6 ซึ่งการเปลี่ยนแปลงความชันจะเห็นได้ชัดเจนในกรณี 1 มิติ และจะเห็นการเปลี่ยนแปลงน้อยที่สุดในกรณี 3 มิติ

เมื่อพิจารณาที่ระดับพลังงานสูง ($eV > E_F$) นั่นคือการให้ความต่างศักย์ที่สูง สำหรับกรณี 1 มิติค่าสเปกตรัมการนำไฟฟ้ารวมจะมีค่าเข้าหาค่าคงที่ค่าหนึ่ง ส่วนกรณี 2 มิติ มีค่าแปรผันตาม $(eV)^{\frac{1}{2}}$ และกรณี 3 มิติ มีค่าแปรผันตาม $(eV)^1$ ด้วยเหตุนี้จากการศึกษาข้างต้นมีข้อสรุปที่สำคัญคือ ความเป็นมิติของระบบส่งผลต่อสเปกตรัมการนำไฟฟ้าค่อนข้างน้อย ในกรณีที่ eV มีค่าน้อย ส่วนในกรณีที่ eV มีค่ามาก มิติจะส่งผลต่อสเปกตรัมการนำไฟฟ้าได้อย่างชัดเจน ซึ่งผลการศึกษาวิจัยสอดคล้องกับผลการวิจัยในรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะและวัสดุเฟอร์โรแมกเนต ด้วย

ผลของกัมพางค์กั๋ต่อสเปกตรั้ความนำไฟฟ้า

การศึกษาคผลของกัมพางค์กั๋ต่อสเปกตรั้ความนำไฟฟ้า ซึ่งกำหนดให้มัลยั้ผลของอิลั้กตรอนในโลหะเท่ากัน พลังงานขั้ดเริ่มยังค้ถูกกำหนดไว้ที่ $eV = 0$ และกำหนดให้ค่าความแรงของกัมพางค์กั๋ที่ร่อยต่อ มีค่าเพิ่มขั้นเป็น 0, 0.5, 1.0, 1.5 และ 2.0 ตามลำดับ โดยสเปกตรั้ความนำไฟฟ้าเป็นฟังก์ชันของพลังงานในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ แสดงได้ดัง Figure 7

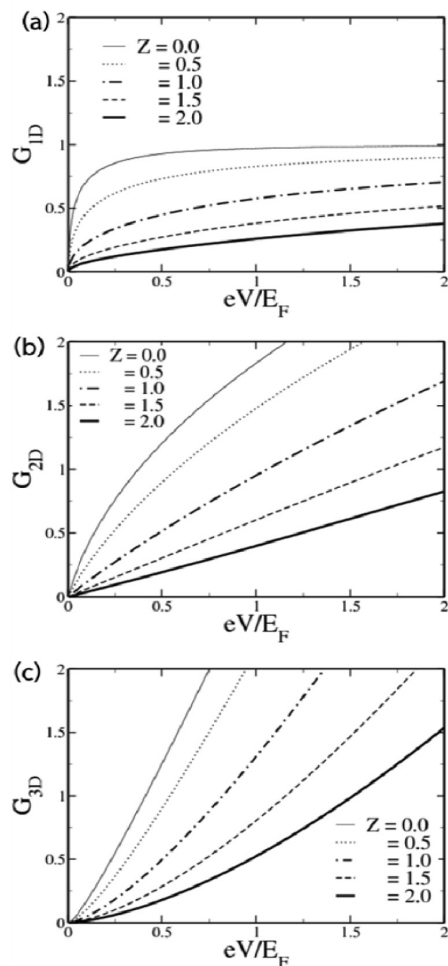


Figure 7 Plots of total conductance G for (a) 1D, (b) 2D and (c) 3D systems as a function of eV . We set $\eta = 1$, $E_0 = 0$ and varied the parameter Z between 0 to 2.

จาก Figure 7 เมื่อพิจารณาที่ระดับพลังงานเดียวกัน เช่น $eV = E_F$ เมื่อความแรงของกัมพางค์กั๋เพิ่มขั้น มีผลทำให้สเปกตรั้ความนำไฟฟ้ามีค่าลดลง โดยพบว่า มีลักษณะการลดลงเหมือนกันทั้งในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ อย่างไร

ก็ตามลักษณะรูปร่างของค่าสเปกตรั้ความนำไฟฟ้าดังกล่าว มีความแตกต่างกันเนื่องจากความเป็นมิติของร่อยต่อดังได้อธิบายในหัวข้อก่อนหน้า ซึ่งจะไปตามทฤษฎีพื้นฐานทางกลศาสตร์ควอนตัม ทั้งนี้เนื่องจากถ้าความแรงของกัมพางค์กั๋ที่ร่อยต่อสูงขั้น อิลั้กตรอนจะถูกส่งผ่านร่อยต่อไปได้น้อย อย่างไรก็ตามพบว่า ค่าสเปกตรั้ความนำไฟฟ้ามีค่ามากที่สุดเมื่อ $Z = 0.0$ ซึ่งหมายความว่าไม่มีกัมพางค์กั๋ปรากฏที่ร่อยต่อ ด้วยเหตุนี้้อิลั้กตรอนจึงสามารถทะลุนร่อยต่อได้ทั้งหมด นอกจากนี้เพื่อให้เห็นลักษณะการลดลงของค่าสเปกตรั้ความนำไฟฟ้า เมื่อเปลี่ยนค่าความแรงของกัมพางค์กั๋ที่ร่อยต่อ จึงได้มีการเขียนกราฟใน Figure 8 โดยพบว่าลักษณะการลดลงของสเปกตรั้ความนำไฟฟ้าทั้ง 3 กรณี จะลดลงในลักษณะเดียวกัน เพียงแต่แอมพลิจูดของสเปกตรั้ความนำไฟฟ้าจะมีลักษณะแตกต่างกันขั้นอยู่กับความเป็นมิติ

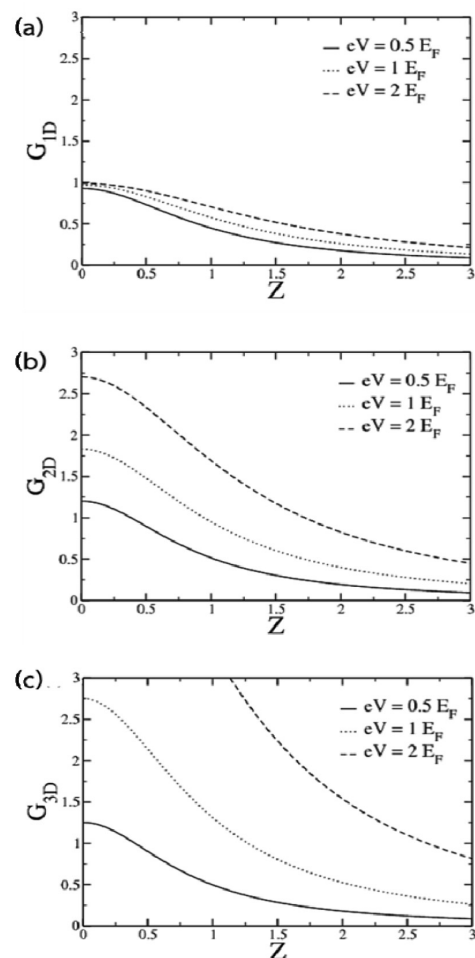


Figure 8 Plots of total conductance G for (a) 1D, (b) 2D and (c) 3D systems as a function of Z . We set $\eta = 1$, $E_0 = 0$ and varied the parameter eV between 0.5, 1 and 2.

ผลของอัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า

การศึกษาผลของอัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า ซึ่งกำหนดให้ไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ พลังงานขีดเริ่มยังคงถูกกำหนดไว้ที่ $eV = 0$ และกำหนดให้อัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอน

($\eta = \frac{m_L}{m_P}$) ในโลหะ มีค่าเพิ่มขึ้นเป็น 0.5, 1.0, 1.5 และ 2.0 ตามลำดับ โดยสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ แสดงได้ดัง Figure 9

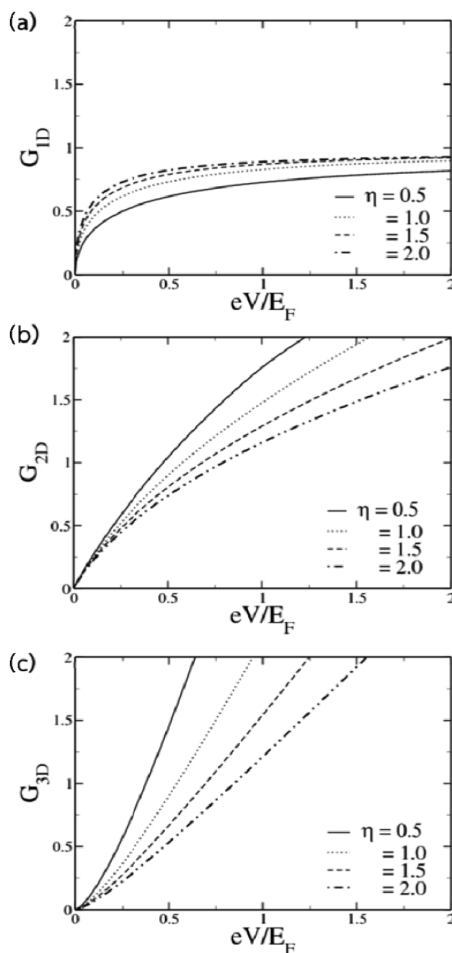


Figure 9 Plots of total conductance G for (a) 1D, (b) 2D and (c) 3D systems. We set $Z = 0$, $E_0 = 0$ and varied the parameter η between 0.5 to 2.0.

จาก Figure 9 ตามหลักกลศาสตร์ควอนตัมพบว่า เมื่อไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ อิเล็กตรอนจะสามารถส่งผ่านไปได้ทั้งหมด สเปกตรัมความนำไฟฟ้าจะมีค่ามาก เมื่อพิจารณาอัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะที่ส่งผลต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า โดยพิจารณาจากความเป็นมิติพบว่า ในกรณี 1 มิติ สเปกตรัมความนำไฟฟ้ามีการเปลี่ยนแปลงเล็กน้อยเมื่ออัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะมีค่าเปลี่ยนแปลง ส่วนในกรณี 2 มิติและ 3 มิติ พบว่า สเปกตรัมความนำไฟฟ้าเปลี่ยนแปลงค่อนข้างชัดเจน กล่าวคือเมื่ออัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะมีค่าเพิ่มขึ้น ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าจะลดลงและค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าต่ำสุด เมื่อ $\eta = 2$ การอธิบายปรากฏการณ์นี้สามารถพิจารณาได้จากความสัมพันธ์ระหว่างมวลยังผลของ

อิเล็กตรอนในโลหะกับความเร็วกลุ่ม ($V_g = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k}$) ด้วยเหตุนี้ ทำให้ส่งผลต่อการสะสมของประจุและนำไปสู่การเกิดกำแพงศักย์เนื่องจากการสะสมประจุดังกล่าว ดังนั้นความไม่ต่อเนื่องของอัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะมีผลกระทบที่คล้ายกับผลของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ

นอกจากนี้พบว่า ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าสูงสุด ในกรณี 2 มิติและ 3 มิติ เกิดเมื่อ $\eta = 0.5$ ซึ่งเป็นผลคำนวณที่ค่อนข้างน่าสนใจ ทั้งนี้เนื่องจากค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าสูงสุดไม่ได้เกิดเมื่อ $\eta = 1$ แต่เกิดในกรณีที่มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะฝั่งซ้ายมีค่าน้อยกว่าฝั่งขวามีค่าน้อย ซึ่งผลการคำนวณนี้จะช่วยให้นักทดลองสามารถออกแบบรอยต่อให้มีค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าสูงได้จากการเลือกวัสดุที่มีขนาดมวลยังผลของอิเล็กตรอนที่เหมาะสม

ผลของพลังงานขีดเริ่มต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า

การศึกษาผลของพลังงานขีดเริ่มต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า ซึ่งกำหนดให้ไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะเท่ากัน และกำหนดให้พลังงานขีดเริ่ม มีค่าเพิ่มขึ้นเป็น 0.0, 0.5, 1.0 และ 1.5 ตามลำดับ โดยสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ แสดงได้ดัง Figure 10

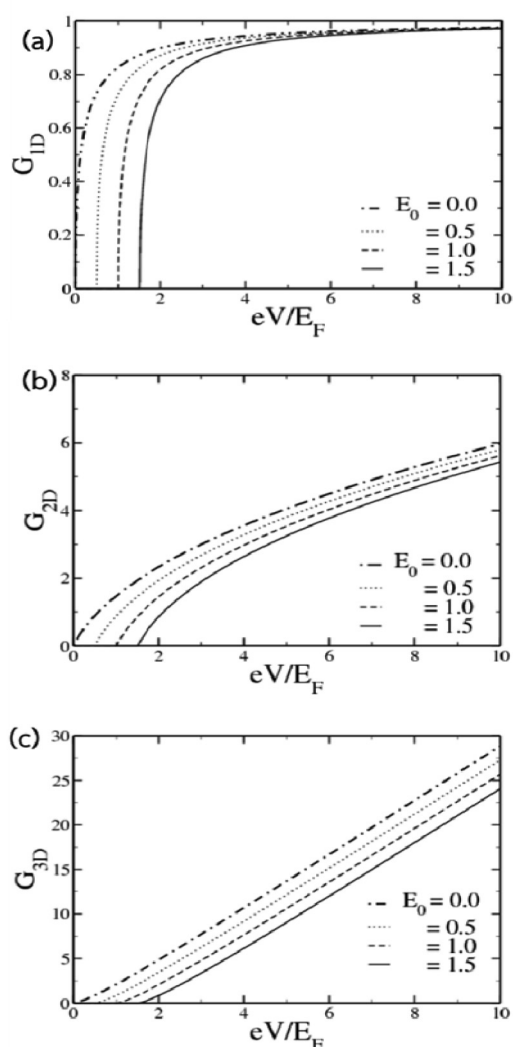


Figure 10 Plots of total conductance G for (a) 1D, (b) 2D and (c) 3D systems. We set $Z = 0$, $\eta = 1$ and varied the parameter E_0 between 0.0 to 1.5.

จาก Figure 10 เมื่อพิจารณาในกรณีไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อและมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทั้งสองมีค่าเท่ากันพบว่า ลักษณะเส้นกราฟของสเปกตรัมความนำไฟฟ้าไม่มีการเปลี่ยนแปลงแต่อย่างใด เมื่อค่าพลังงานขีดเริ่มเปลี่ยนแปลง อย่างไรก็ตามพบว่า จุดเริ่มต้นของกราฟเปลี่ยนไปตามพลังงานขีดเริ่มที่กำหนด นั่นคือพลังงานขีดเริ่มจะมีผลกับสถานะเริ่มต้นที่อิเล็กตรอนจะสามารถอยู่ได้ อย่างไรก็ตาม การกำหนดค่าพลังงานขีดเริ่มนี้มีข้อดีคือสามารถใช้ในการเลือกศึกษาช่วงของสเปกตรัมความนำไฟฟ้าได้ตามความสนใจ

สรุปผลการศึกษา

การศึกษาสเปกตรัมความนำไฟฟ้าเนื่องจากการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างโลหะและโลหะ เมื่อพิจารณาผลของมิติต่อค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าพบว่า มีรูปร่างลักษณะแตกต่างกัน โดยค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ จะมีค่าจากมากไปน้อย อย่างไรก็ตามสเปกตรัมดังกล่าวจะมีค่าลดลงในลักษณะเดียวกัน เมื่อเพิ่มค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ ซึ่งมีผลทำให้ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีค่าลดลง โดยค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้ามากที่สุดเกิดเมื่อ $Z = 0$ เมื่อพิจารณาผลของอัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะพบว่า ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้ามากที่สุดเมื่อมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะฝั่งซ้ายมีค่าน้อยกว่าฝั่งขวามือเล็กน้อย สำหรับผลของพลังงานขีดเริ่มพบว่า ลักษณะของสเปกตรัมความนำไฟฟ้าไม่มีการเปลี่ยนแปลง เพียงแต่จุดเริ่มต้นของกราฟจะเปลี่ยนไปตามพลังงานขีดเริ่มที่กำหนด

กิตติกรรมประกาศ

ขอขอบคุณมหาวิทยาลัยมหาสารคาม ที่ให้การสนับสนุนทุนวิจัยโครงการวิจัยงบประมาณเงินรายได้ ประจำปีงบประมาณ 2557

เอกสารอ้างอิง

- Shankar R. Principles of Quantum mechanics. 2nd ed. New York: 1980 Plenum Press; 1994. p.107-113.
- Zettili N. Quantum mechanics concepts and applications. 2nd ed. New York: John Wiley & Sons; 1997. p. 225.
- Esposito G, Marmo G, Sudarshan E. C. G. From Classical to Quantum Mechanics. London: Cambridge University Press; 2004. p.3-5.
- Srisongmuang B, Ka-Oey A. Tunneling conductance of a two-dimensional electron gas with Dresselhaus spin-orbit coupling). J. Mag Magn Mater 2012;324.4: 475-478.
- Jantayod A. Charge conductance and spin-polarized current across a metal/cubic semiconductor with
- Dresselhaus spin-orbit coupling junction. Superlattices and Microstructures 2013; 64:78-87.
- Wang H B, et al. Interfacial charge current in the ferromagnet/two-dimensional electron gas junction with Rashba spin orbital interaction. Phys. Rev. B 2010;78.3:405-409.

8. Srisongmuang, B. Charge and spin transport through the two-dimensional electrongas/ferromagnet junctions with Rashbaspin-orbit coupling. *Physica E* 2013;54:167-170.
9. Pasanai K, Pairor P. Spin-flip scattering and dimensional effect on transport of charge and spin across metal/ferromagnet material interfaces, *Phys. Rev. B* 2011;84(22):224432.
10. Pasanai K, Pairor P. Tunneling conductance spectra of a metal/ ferromagnet junction within a two-band model. *J. Mag. Magn. Mater* 2013;328: 35-40.
11. Pasanai k. Multiband coupling effect on density of states and tunneling conductance spectra of ferromagnetic material. *J. Mag. Magn. Mater* 2014;357: 35-40.
12. Xing Qi Y, D. Y, Dong J. Relation between Julliere and Slonczewski models of tunneling magnetoresistance. *Phys. Rev. B* 1998;58:2783-2787.
13. Li F-F, Zhong Li Z, Wen Xiao M, Du J, Xuand W, Hu A. Bias dependence and inversion of the tunneling magnetoresistance in ferromagnetic junctions. *Phys. Rev. B* 2004;69:054410.
14. Beletskii N N, Bishop G PA R, Borysenko S A, Yakovenko V M. Magnetoresistance and spin polarization of electron current in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B* 2007;75:174418.
15. Van Son P C, Van Kempen H, Wyder P. Boundary Resistance of the Ferromagnetic - Nonferromagnetic Metal Interface. *Phys. Rev. Lett* 1987;58(21): 2271-2273.
16. Jedema F J, Nijboer M S, Filip A T, van Wees B J. Spin injection and spin accumulation in all-metal mesoscopic spin valves. *Phys. Rev. B* 2003;67(8): 085319.
17. Zutic I, Fabian J, Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications. *Rev. Mod. Phys* 2004;76(2):323-410.
18. Yokoyama T, Tanaka Y. Theory of the tunneling spectroscopy of ferromagnetic superconductors. *Phys. Rev. B* 2007;75: 132503.
19. Xiaowei Li, Shenb R, Xing D Y. Conductance in normal metal/insulator/ ferromagnetic superconductor tunnel junctions. *Solid State Communications* 2003;128:315-319.
20. Binasch G, Grunberg P, Saurenbach F, Zinn F. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B* 1989;39(7):4828-4830.
21. Baibich M N, et al. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. B* 1988;61(21):2472-2475.