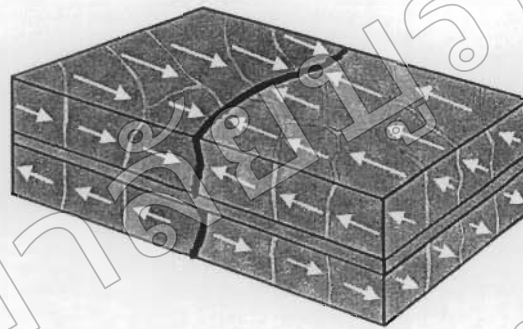


## บทที่ 2

### เอกสารและงานวิจัยที่เกี่ยวข้อง

#### 2.1 อันตรกิริยาคู่ควมแม่เหล็กแบบแอนติเฟอร์โร



ภาพที่ 1 แสดงชั้นวัสดุที่มีสมบัติทางแม่เหล็กแบบ AFC (Fullerton et al., 2003, p. 639)

วัสดุที่มีสมบัติทางแม่เหล็กแบบ AFC ประกอบไปด้วยชั้นวัสดุแม่เหล็ก FM สองชั้นที่มีแมกนีไทเซชันที่สวนทางกันถูกแทรกด้วยชั้นวัสดุแบบ NM ที่มีความหนาที่เหมาะสม ซึ่งแสดงลักษณะทั่วไปได้ดังภาพที่ 1 ความหนาของชั้นวัสดุแบบ NM เช่น Ru, Cr (Gavrila, 2004, p.893) และ Os (Chen, Yao, & Wu, 2006, 2007) จะมีอิทธิพลต่อค่าคงที่ของความแรงคู่ควม  $J$  ของอันตรกิริยาแบบ AFC เป็นอย่างมาก จากงานวิจัยของ Jiang, Tezuka, and Inomata (2006) พบว่า  $J$  ในวัสดุฟิล์มบางของ FePt/Ru/Fe จะมีค่าที่เปลี่ยนไปตามค่าความหนาของชั้น NM ที่เปลี่ยนแปลงไป ซึ่งสอดคล้องกับผลการวิจัยของ Parkin, More, and Roche (1990) นอกจากนี้พบว่าค่า  $J$  ของวัสดุที่มีอันตรกิริยาแบบ AFC นั้นสามารถพิจารณาได้จากค่าสนามแม่เหล็กอิ่มตัว (Saturation field;  $H_s$  เป็นสนามแม่เหล็กจากภายนอกที่ทำให้วัสดุแม่เหล็กมีแมกนีไทเซชันสูงสุด) และค่าแมกนีไทเซชันอิ่มตัวของชั้นวัสดุแบบ FM ทั้งสอง ( $M_{s1,s2}$ ) ดังสมการ

$$J = -\mu_0 H_s M_{s1} t_1 M_{s2} t_2 / (M_{s1} t_1 + M_{s2} t_2) \quad (1)$$

เมื่อ  $\mu_0$  คือค่าสภาพซึมได้ทางแม่เหล็กในสุญญากาศ (Vacuum permeability) และ  $t_{1,2}$  คือค่าความหนาของชั้น FM ทั้งสอง (Guo et al., 2010, p. 46) และจากรายงานวิจัยที่ผ่านมาได้มี

การศึกษาหาค่า  $J$  ของวัสดุฟิล์มบาง CoFe/Os/CoFe (Chen et al., 2006) และ FePt/Os/FePt (Chen et al., 2007) ซึ่งชั้นวัสดุ FM ทั้งสองเป็นวัสดุชนิดเดียวกัน ( $M_{s1} = M_{s2} = M_s$ ) และมีความหนาเท่ากัน ( $t_1 = t_2 = t$ ) ทำให้สามารถคำนวณค่า  $J$  ได้ในรูปของ

$$J = -\mu_0 H_s M_s t / 2 \quad (2)$$

วัสดุที่มีสมบัติแม่เหล็กแบบ AFC นั้นได้ถูกนำไปประยุกต์ใช้ในอุปกรณ์ทางแม่เหล็กที่สำคัญโดยเฉพาะทางด้านอุปกรณ์บันทึกข้อมูลชนิดแม่เหล็ก ซึ่งได้แก่ การนำไปใช้เป็นเซนเซอร์แม่เหล็ก และชั้นสื่อบันทึกข้อมูลชนิดแม่เหล็ก จากงานวิจัยของ Engel et al. (2005) พบว่าการนำวัสดุแบบ AFC ไปใช้เป็นชั้น free layer แทนชั้นวัสดุแม่เหล็กแบบชั้นเดียวใน Magnetic tunnel junction (MTJ) ซึ่งเป็นองค์ประกอบของเซนเซอร์แม่เหล็กใน MRAM จะทำให้การอ่านและบันทึกข้อมูลมีประสิทธิภาพที่สูงขึ้น ในเวลาต่อมาพบว่าวัสดุแบบ AFC จะช่วยพัฒนาการอ่านสัญญาณด้วยการทำให้ค่าสัดส่วน Tunnel magnetoresistance (TMR) สูงขึ้น โดยจะมีค่าสูงถึง 70% ใน MTJ ที่มีชั้น  $\text{AlO}_x$  เป็นชั้นรอยต่อ (barrier) และ 472% ใน MTJ ที่มีชั้น  $\text{MgO}$  เป็นชั้นรอยต่อ (Wiese et al., 2007, p. 61002-p2) ในกรณีของสปีนวาล์วซึ่งได้ถูกนำไปใช้เป็นเซนเซอร์แม่เหล็กของหัวอ่านข้อมูลในฮาร์ดดิสก์นั้น พบว่าการนำวัสดุแม่เหล็กแบบ AFC ไปใช้เป็นชั้นวัสดุในสปีนวาล์วจะช่วยทำให้การอ่านข้อมูลในฮาร์ดดิสก์มีค่าสัญญาณที่ดี โดย Qiu et al. (2006) พบว่าเมื่อนำ CoPt/Ru/CoFe ไปใช้เป็นชั้น Pinning/Pinned ในสปีนวาล์วจะทำให้ค่าสัดส่วน MR มีค่าสูงถึง 10.68%

เมื่อพิจารณาวัสดุแม่เหล็กที่มีอันตรกิริยาแบบ AFC ซึ่งมีชั้นฟิล์มอยู่ในรูปแบบของ  $\text{FM}_1/\text{NM}/\text{FM}_2$  นั้นพบว่าจะมีค่า Magnetic energy barrier  $(K_u V)_{eff}$  ที่สูงขึ้นเมื่อเปรียบเทียบกับฟิล์มแม่เหล็ก  $\text{FM}_1$  หรือ  $\text{FM}_2$  เพียงชั้นเดียวโดยสามารถสังเกตได้จากความสัมพันธ์  $(K_u V)_1 < (K_u V)_{eff} < (K_u V)_1 + (K_u V)_2$  ซึ่งปรากฏอยู่ในงานวิจัยของ Fullerton et al. (2000, 2003) โดยที่  $(K_u V)_1$  และ  $(K_u V)_2$  คือ Magnetic energy barrier ของชั้น  $\text{FM}_1$  และ  $\text{FM}_2$  ตามลำดับ การที่วัสดุดังกล่าวมีค่า  $K_u V$  ที่สูงทำให้มีเสถียรภาพทางความร้อนที่ดี จึงเหมาะต่อการนำวัสดุแบบ AFC ไปใช้เป็นชั้นสื่อบันทึกข้อมูลชนิดแม่เหล็กแบบตามยาว (Longitudinal magnetic recording media; LMR) ในฮาร์ดดิสก์ โดยที่ชั้นสื่อดังกล่าวจำเป็นต้องใช้วัสดุที่มีค่า  $K_u V > 40k_B T$  (เมื่อ  $k_B$  คือ ค่าคงที่ของโบลทซ์มานน์ และ  $T$  คือ อุณหภูมิสัมบูรณ์) เพื่อจะสามารถใช้บันทึกเก็บรักษาข้อมูลได้นานมากกว่า 10 ปี โดยปราศจากการเกิดสถานะชูปเปอร์

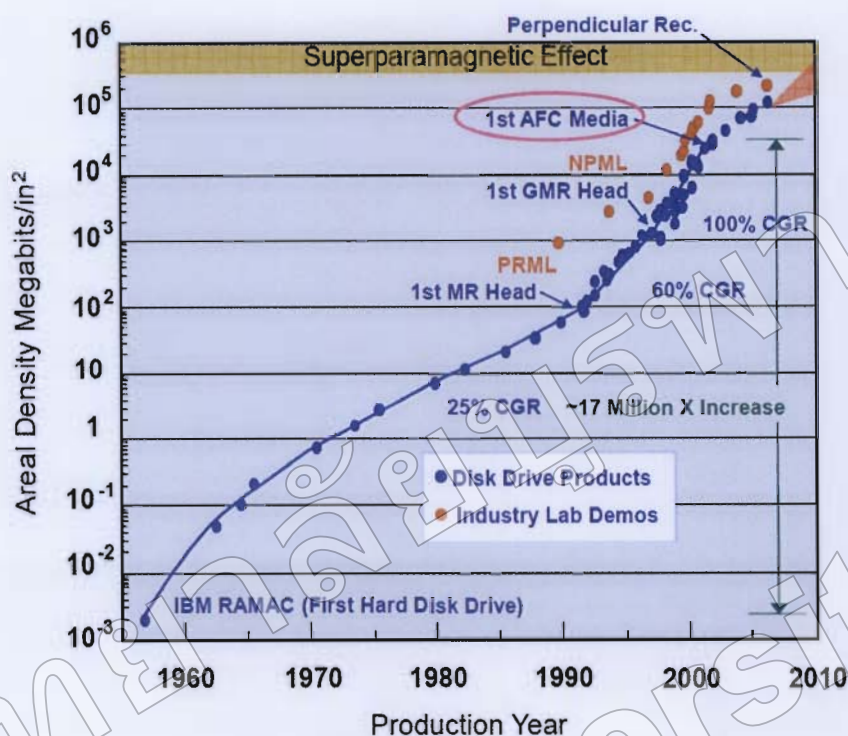
พาราแมกเนติก (Superparamagnetism) และจากบทความวิจัยของ Gavrilu (2004, pp. 891-897) ได้แสดงให้เห็นว่า นอกจากเสถียรภาพทางความร้อนที่ดีขึ้น วัสดุแบบ AFC ยังมีค่าความหนาทางแม่เหล็ก (Magnetic thickness;  $M_r t$ ) ที่ลดลงเมื่อเปรียบเทียบกับชั้นวัสดุ FM<sub>1</sub> เพียงชั้นเดียวตามสมการ

$$(M_r t)_{eff} = (M_r t)_1 - (M_r t)_2 \quad (3)$$

เมื่อ  $(M_r t)_1$  และ  $(M_r t)_2$  คือความหนาทางแม่เหล็กของชั้นวัสดุ FM<sub>1</sub> และ FM<sub>2</sub> ตามลำดับ การลดค่า  $M_r t$  ของชั้นสื่อบันทึกข้อมูลชนิดแม่เหล็กนั้น จะช่วยทำให้อัตราส่วนของสัญญาณข้อมูลต่อสัญญาณรบกวน (Signal to noise ratio; SNR) มีค่าที่สูง ซึ่งเกิดจากการลดลงของค่า Transition parameter ( $a$ ) ตามสมการ

$$a \cong \sqrt{\frac{(M_r t)}{H_c} \left( d + \frac{t}{2} \right) C} \quad (4)$$

เมื่อ  $H_c$  คือ ค่าสนามแม่เหล็กหักล้าง (Coercivity) ของชั้นสื่อบันทึกข้อมูลชนิดแม่เหล็ก,  $d$  คือ ระยะห่างระหว่างหัวบันทึกกับชั้นสื่อบันทึกข้อมูล และ  $C$  คือ ค่าคงที่ซึ่งกำหนดจากตัวแปรอื่น ๆ ของการบันทึกข้อมูล จากคุณสมบัติทางด้านเสถียรภาพทางความร้อนและค่าความหนาแม่เหล็กของวัสดุแบบ AFC ที่ได้กล่าวมานั้น วัสดุดังกล่าวจึงถูกนำไปใช้เป็นชั้นสื่อบันทึกข้อมูลชนิดแม่เหล็กที่มีประสิทธิภาพสูงและส่งผลให้เกิดความเจริญก้าวหน้าในอุตสาหกรรมการผลิตฮาร์ดดิสก์ในเวลาต่อมา ซึ่งสามารถสังเกตได้จากพัฒนาการของอุตสาหกรรมการผลิตฮาร์ดดิสก์ที่แสดงดังภาพที่ 2



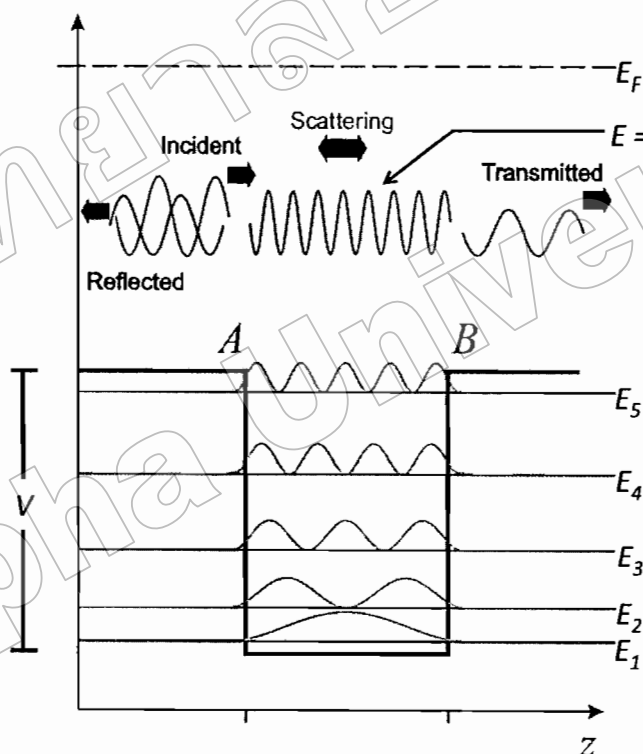
ภาพที่ 2 แสดงพัฒนาการของอุตสาหกรรมการผลิตฮาร์ดดิสก์ (Kobayashi, Dolivo, & Eleftheriou, slide, 2007, p. 6)

## 2.2 อันตรกิริยาแลกเปลี่ยนคู่ควมแม่เหล็กระหว่างชั้นฟิล์ม

อันตรกิริยาแลกเปลี่ยนคู่ควมแม่เหล็ก (Interlayer exchange coupling; IEC) ที่เกิดขึ้นระหว่างแมกนีไตเซชันของชั้นฟิล์ม FM ที่ถูกแทรกด้วยชั้นฟิล์ม NM นั้น จะมีรูปแบบของการเกิดอันตรกิริยาที่เปลี่ยนแปลงไปตามความหนาของชั้น NM โดยการเปลี่ยนแปลงดังกล่าวจะเป็นการสลับกันระหว่าง การเกิดอันตรกิริยาแบบ AFC ซึ่งเป็นสถานะที่แมกนีไตเซชันของชั้น FM ทั้งสองวางตัวอยู่ในทิศทางตรงกันข้าม และการเกิดอันตรกิริยาแบบ FC ซึ่งเป็นสถานะที่แมกนีไตเซชันของชั้น FM ทั้งสองวางตัวอยู่ในทิศทางเดียวกัน ปรากฏการณ์ดังกล่าวมีลักษณะที่คล้ายกับอันตรกิริยาแบบ RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida interaction) ที่ถูกค้นพบในปี 1950 (Korkin & Rosei, 2008, pp. 65-68) ซึ่งเป็นอันตรกิริยาที่เกิดขึ้นในก้อนวัสดุแม่เหล็กที่มีความบริสุทธิ์ต่ำ โดยความไม่บริสุทธิ์ในวัสดุดังกล่าวจะทำหน้าที่เป็นสาร NM คั่นแทรกกลางระหว่างอะตอมหรือโมเลกุลของสาร FM ทำให้เกิดอันตรกิริยาแลกเปลี่ยนคู่ควมแม่เหล็กระหว่างโมเมนต์แม่เหล็กในอะตอมหรือโมเลกุลของสาร FM ในก้อนวัสดุดังกล่าวขึ้น ต่อมาเมื่อเทคโนโลยีในการสังเคราะห์ฟิล์มบางมีการพัฒนาขึ้น จนสามารถเตรียมฟิล์มที่มีความสมบูรณ์ทางโครงสร้างสูง และมีความหนา

ในระดับนาโนเมตรได้ ทำให้ Grünberg ค้นพบการเกิดอันตรกิริยาแบบ AFC ในฟิล์มแบบหลายชั้น Fe/Cr/Fe ในปี 1986 (Grünberg, Schreiber, Pang, Brodsky, & Sowers, 1986) ซึ่งเป็นจุดเริ่มต้นที่สำคัญของการวิจัยปรากฏการณ์ของอันตรกิริยา IEC ในเวลาต่อมา และจากงานวิจัยที่ผ่านมา (Kaiser, 2009, pp. 15-18; Mills & Bland, 2006, pp. 51-76; Ortega, Himpsel, Mankey, & Willis, 1993; Stiles, 2002) นั้น ได้มีการอธิบายถึงปรากฏการณ์ของการเกิดอันตรกิริยา IEC ในฟิล์มบาง FM/NM/FM โดยใช้แบบจำลองของอิเล็กตรอนอิสระ (Free electron model) ในบ่อศักย์แบบควอนตัม (Quantum well; QW)

### 2.2.1 บ่อศักย์แบบควอนตัม



ภาพที่ 3 แสดงระดับชั้นพลังงานของอิเล็กตรอนในบ่อศักย์ที่มีความกว้าง  $L$  (Kyselov, 2010, p. 19)

บ่อศักย์แบบควอนตัม คือ ปรากฏการณ์ที่อนุภาคถูกกักอยู่ในบ่อศักย์มีพลังงานที่ไม่ต่อเนื่อง โดยจะเกิดขึ้นในกรณีที่อนุภาคดังกล่าวมีขนาดเล็กมาก จนลักษณะความเป็นคลื่นของอนุภาคแสดงออกมาได้อย่างเด่นชัด เช่น การถูกกักอยู่ในบ่อศักย์ของอิเล็กตรอน นอกจากนี้ขนาดของบ่อศักย์จะต้องมีค่าที่ใกล้เคียงกับความยาวคลื่นเดอบรอยล์ (De Broglie wave length;  $\lambda_{dB}$ ) ของอนุภาคที่ถูกกักอยู่ภายใน เมื่อพิจารณาการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนผ่านบ่อศักย์กึ่งอนันต์ (Semi-

infinite) ใน 1 มิติที่มีความกว้าง  $L$  ใกล้เคียงกับค่า  $\lambda_{dB}$  ของอิเล็กตรอน และพลังงานศักย์ภายในบ่อมีค่าน้อยมาก ในภาพที่ 3 พบว่า ในกรณีของอิเล็กตรอนที่มีพลังงานต่ำกว่าพลังงานศักย์ของบ่อ ( $E < V$ ) อิเล็กตรอนจะถูกกักอยู่ภายในบ่อศักย์ โดยมีการสะท้อนและเคลื่อนที่ไปชนกับผนังของบ่อศักย์อย่างต่อเนื่อง คลื่นของอิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่อยู่ภายในบ่อศักย์จะเกิดการแทรกสอดกัน และมีการปรากฏคลื่นนิ่งของอิเล็กตรอนขึ้น โดยที่ฟังก์ชันคลื่น ( $\psi$ ) ของคลื่นนิ่งของอิเล็กตรอนในบ่อศักย์ถึงอนันต์ สามารถหาได้จากการพิจารณาสมการชเรอดิงเงอร์ของอนุภาคในกล่อง (Particle in a box) ซึ่งมีค่าเท่ากับ

$$\psi_n = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \quad \text{เมื่อ } n = 1, 2, 3, \dots \quad (5)$$

ผลจากการแทรกสอดของคลื่นอิเล็กตรอนจะทำให้ค่าพลังงานของอนุภาคดังกล่าวในบ่อศักย์เกิดความไม่ต่อเนื่อง และมีการแบ่งออกเป็นระดับชั้นดังภาพที่ 3 ซึ่งสามารถคำนวณได้จากความสัมพันธ์

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m_e L^2} \quad (6)$$

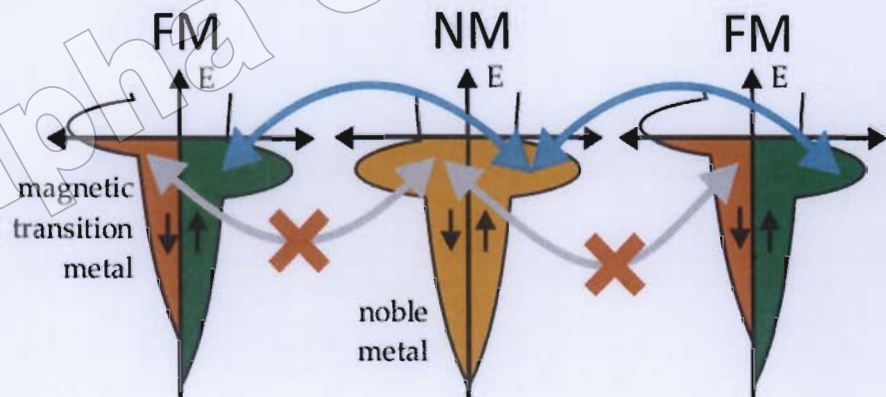
เมื่อ  $n = 1, 2, 3, \dots$  และ  $m_e$  คือมวลของอิเล็กตรอน โดยสถานะพลังงานของอิเล็กตรอนที่ถูกกักอยู่ภายในบ่อศักย์ เรียกว่า สถานะผูกมัด (Bound state) สำหรับอิเล็กตรอนที่มีพลังงานสูงกว่าพลังงานศักย์ของบ่อ ( $E > V$ ) เมื่อเคลื่อนที่ผ่านบ่อศักย์จะไม่ถูกกักอยู่ภายในบ่อ แต่จะเกิดการแทรกสอดกับคลื่นของอิเล็กตรอนที่เกิดการสะท้อนกับขอบด้านบนของบ่อศักย์และเคลื่อนที่กลับมา ทำให้ปรากฏคลื่นนิ่งขึ้นเหนือบ่อศักย์ดังกล่าว การแทรกสอดของคลื่นของอิเล็กตรอนเนื่องจากการเคลื่อนที่ผ่านบ่อศักย์นั้น มีทั้งการแทรกสอดแบบเสริมและการแทรกสอดแบบหักล้าง การแทรกสอดแบบเสริมจะเกิดขึ้น เมื่อคลื่นของอิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่มาแทรกสอดมีเฟสตรงกันหรือต่างกัน  $2n\pi$  ซึ่งทำให้คลื่นนิ่งที่เกิดขึ้นมีแอมพลิจูดที่สูงและสถานะของพลังงานใน QW มีค่าเพิ่มขึ้น ในการพิจารณาค่าความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน (Transmission probability;  $T$ ) ของอิเล็กตรอนในการเคลื่อนที่ผ่านบ่อศักย์ดังกล่าวพบว่า จะมีค่าดังสมการ



$$T = \left| \frac{4e^{iqL}kq}{(k+q)^2 - 4e^{izqL}(k-q)^2} \right|^2 \quad (7)$$

เมื่อ  $k$  คือเลขคลื่นของอิเล็กตรอนที่อยู่ภายในบ่อศักย์ โดย  $k = \sqrt{2mE}/\hbar$  และ  $q$  คือเลขคลื่นของอิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่ผ่านออกจากบ่อศักย์ โดย  $q = \sqrt{2m(E-V)}/\hbar$  (Mills & Bland, 2006, pp. 56-57) ปรากฏการณ์ของการเกิดคลื่นนิ่งเหนือบ่อศักย์ เนื่องจากการแทรกสอดแบบเสริมที่ทำให้  $T$  มีค่าเท่ากับ 1 นั้น เรียกว่า การสั่นพ้อง (Resonance) ของบ่อศักย์แบบควอนตัม สภาวะดังกล่าวจะทำให้พลังงานโดยรวมใน QW มีค่าสูงที่สุด และเมื่อพิจารณาจากสมการที่ (7) พบว่ากรณีดังกล่าวจะเกิดขึ้นเมื่อ  $2qL = 2n\pi$  หรือ  $L = n\pi/q$  โดยสถานะของพลังงานของคลื่นนิ่งอิเล็กตรอนที่เกิดขึ้นเหนือบ่อศักย์ดังกล่าว จะมีค่าเท่ากับสถานะพลังงานของอิเล็กตรอนที่อยู่สูงถัดขึ้นมาจากสถานะผูกมัด ยกตัวอย่างเช่น ในภาพที่ 3 สถานะพลังงานของคลื่นนิ่งอิเล็กตรอนที่เกิดจากการสั่นพ้องเหนือบ่อศักย์จะมีค่าเท่ากับ  $E_6$  เมื่อเปรียบเทียบกับพลังงานของอิเล็กตรอนที่ถูกกักอยู่ใน

#### 2.2.2 อิทธิพลของทิศทางของสปินอิเล็กตรอนที่มีผลต่อการเคลื่อนที่ข้ามระหว่างชั้นฟิล์ม NM และ FM ของอิเล็กตรอน



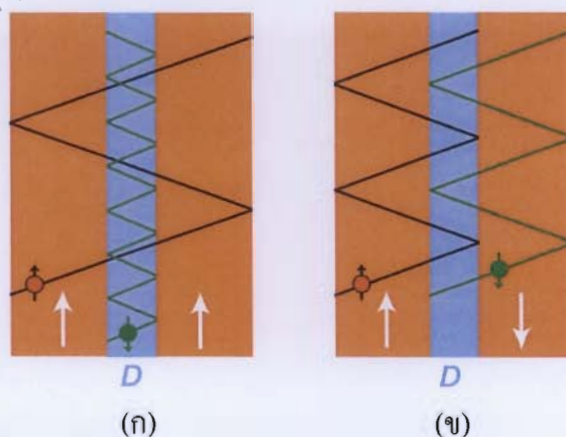
ภาพที่ 4 แสดงโครงสร้างของแถบพลังงานในชั้นวัสดุแบบ FM และ NM (Kaiser, 2009, p. 16)

เมื่อพิจารณาโครงสร้างของแถบพลังงาน (Band structure) ของวัสดุแบบ NM และ FM ในฟิล์มแบบหลายชั้น FM/NM/FM โดยที่ชั้น FM ทั้งสองมีแมกนีโตเซชันวางตัวอยู่ในทิศเดียวกัน แสดงดังภาพที่ 4 พบว่า ความหนาแน่นของสถานะพลังงาน (Density of state; DOS) ของ

อิเล็กตรอนที่มีสปินอัพ (Up) และสปินดาวน์ (Down) ในชั้นวัสดุ NM จะมีค่าเท่ากันทำให้แมกนีไทเซชันโดยรวมมีค่าเป็นศูนย์ แต่ในชั้นวัสดุแบบ FM โดยเฉพาะในกลุ่มโลหะทรานซิชันพบว่า DOS ของอิเล็กตรอนที่มีสปินอัพ มีค่าสูงกว่าอิเล็กตรอนที่มีสปินดาวน์ ทำให้ชั้น FM ทั้งสองมีค่าแมกนีไทเซชันโดยรวมที่ไม่เป็นศูนย์และมีทิศ Up ตามอิเล็กตรอนส่วนใหญ่ (Majority electron) ในชั้นวัสดุ FM ดังกล่าว สำหรับอิเล็กตรอนที่มีสปิน Down นั้น เนื่องจากมีจำนวนที่น้อยกว่าและมีทิศตรงกันข้ามกับอิเล็กตรอนส่วนใหญ่ จึงถูกเรียกว่า อิเล็กตรอนส่วนน้อย (Minority electron) ในชั้นวัสดุ NM นั้น อิเล็กตรอนจะถูกแบ่งออกเป็นสองประเภทเช่นกัน โดยพิจารณาจากทิศของสปินของอิเล็กตรอนในชั้นวัสดุดังกล่าวเปรียบเทียบกับทิศของสปินอิเล็กตรอนในชั้นวัสดุ FM ที่มาประกบติดกันทั้งสองชั้น เช่น อิเล็กตรอนในชั้นวัสดุ NM ที่มีสปินอัพ เช่นเดียวกับอิเล็กตรอนส่วนใหญ่ในชั้น FM จะถูกเรียกว่า อิเล็กตรอนส่วนใหญ่ และอิเล็กตรอนในชั้น NM ที่มีสปินดาวน์ จะถูกเรียกว่า อิเล็กตรอนส่วนน้อย เป็นต้น เนื่องจากโครงสร้างของแถบพลังงานของอิเล็กตรอนส่วนน้อยในชั้นวัสดุ NM และ FM มีความแตกต่างกัน ดังแสดงในภาพที่ 4 ทำให้อิเล็กตรอนส่วนน้อย (สปินดาวน์) ไม่สามารถเคลื่อนที่ข้ามไปมาระหว่างชั้นวัสดุทั้งสองชนิดได้ ในขณะที่อิเล็กตรอนส่วนใหญ่ (สปินอัพ) สามารถเคลื่อนที่ได้อย่างอิสระเนื่องจากโครงสร้างของแถบพลังงานมีลักษณะที่เหมือนกัน

### 2.2.3 การเกิดอันตรกิริยาคู่ความแม่เหล็กแบบเฟอร์โร และแบบแอนติเฟอร์โร ในฟิล์มแบบหลายชั้น FM/NM/FM

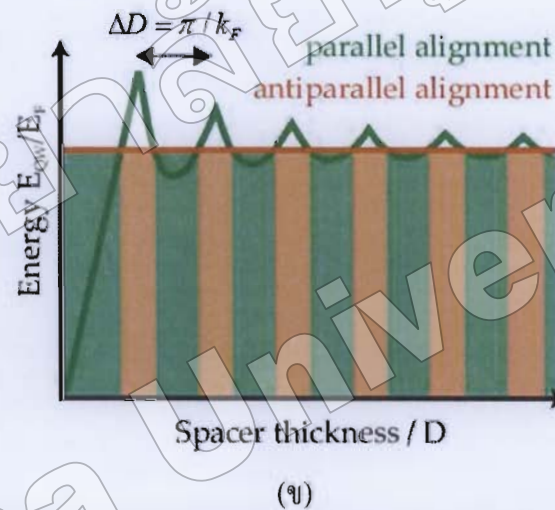
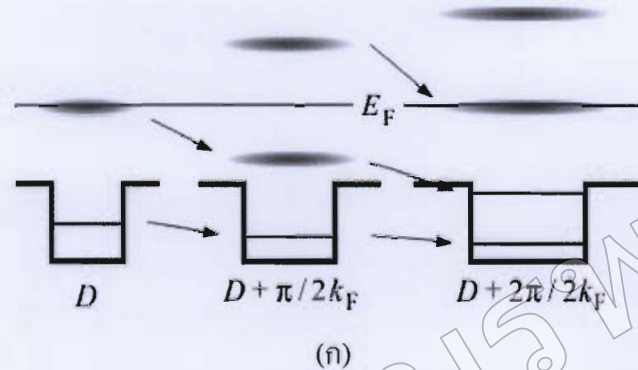
Parallel alignment: Antiparallel alignment:



ภาพที่ 5 (ก) แสดงการเกิดอันตรกิริยาแบบ FC ในฟิล์มบางแบบ 3 ชั้น FM/NM/FM (ข) แสดงการเกิดอันตรกิริยาแบบ AFC ในฟิล์มบางแบบ 3 ชั้น FM/NM/FM (Bürgler, slide, 2007, p. 20)



อะตอมหรือโมเลกุลที่อยู่ใกล้เคียงกันในวัสดุที่มีสมบัติทางแม่เหล็กแบบเฟอร์โรนัั้น จะพยายามรักษาการวางตัวของโมเมนต์แม่เหล็กให้อยู่ในทิศทางเดียวกัน เพื่อให้พลังงานของอันตรกิริยาที่เกิดขึ้นระหว่างโมเมนต์มีค่าที่ต่ำ (Kyselov, 2010, p. 13) ดังนั้นในสภาวะที่พลังงานของอิเล็กตรอนในชั้น NM ในฟิล์มบางแบบ 3 ชั้น FM/NM/FM มีค่าต่ำกว่าระดับพลังงานเฟอร์มิ (Fermi energy;  $E_F$ ) นั้น แมกนีไทเซชันของชั้น FM ทั้งสองจึงพยายามที่จะมีการวางตัวอยู่ในทิศทางเดียวกัน เมื่อพิจารณาการเกิดอันตรกิริยาแบบ FC ในภาพที่ 5(ก) พบว่า อิเล็กตรอนส่วนใหญ่ในชั้นวัสดุ NM (สปินมีทิศเดียวกันกับแมกนีไทเซชันของชั้น FM) จะเกิดกระเจิงที่ต่ำเมื่อเคลื่อนไปยังรอยต่อระหว่างชั้น และสามารถเคลื่อนที่ทะลุผ่านไปยังชั้น FM ทั้งสองได้ แต่สำหรับอิเล็กตรอนส่วนน้อยในชั้น NM (สปินมีทิศตรงกันข้ามกับแมกนีไทเซชันของชั้น FM) นั้นพบว่า จะเกิดการกระเจิงที่สูงเมื่อเคลื่อนที่ไปยังบริเวณรอยต่อระหว่างชั้นฟิล์มและมีโอกาสในการทะลุผ่านเข้าไปในชั้น FM ได้น้อย โดยปรากฏการณ์ดังกล่าวสามารถอธิบายได้จากโครงสร้างของแถบพลังงานในภาพที่ 4 ซึ่งได้กล่าวไปก่อนหน้านี้ การที่อิเล็กตรอนส่วนน้อยถูกกักอยู่ในชั้นของ NM นั้น เปรียบได้กับอนุภาคที่ถูกกักอยู่ในบ่อศักย์ และถ้าความหนาของชั้น NM ( $D$ ) มีค่าใกล้เคียงกับ  $\lambda_{dB}$  ของอิเล็กตรอน จะทำให้พลังงานของอิเล็กตรอนถูกแบ่งออกเป็นระดับชั้น และเกิดปรากฏการณ์บ่อศักย์แบบควอนตัมขึ้น โดยอิเล็กตรอนจะอยู่ในสถานะที่มีพลังงานได้ไม่เกินระดับพลังงานเฟอร์มิ สำหรับการเกิดอันตรกิริยาแบบ AFC ในภาพที่ 5(ข) นั้น แสดงให้เห็นว่า อิเล็กตรอนส่วนใหญ่และอิเล็กตรอนส่วนน้อยในชั้น NM จะ ไม่ถูกจำกัดการเคลื่อนที่ โดยสามารถเคลื่อนที่ไปยังชั้นวัสดุ FM ที่มีทิศของแมกนีไทเซชันวางตัวอยู่ในแนวเดียวกันกับทิศของสปินของอิเล็กตรอนได้ โดยสภาวะดังกล่าวจะมีพลังงานรวมของระบบที่ต่ำกว่าสภาวะของการเกิดอันตรกิริยาแบบ FC



ภาพที่ 6 (ก) แสดงการลดลงของ  $E_n$  และการสั้นพ้องของคลื่นอิเล็กตรอนที่ระดับ  $E_F$  เมื่อ  $D$  มีค่าเพิ่มขึ้น (Stiles, 2002, p. 9)

(ข) แสดงการแปรผันของพลังงานรวมใน QW ตามความหนาของชั้น NM ที่เปลี่ยนแปลงไป (Kaiser, 2009, p. 17)

ค่าพลังงานรวมของบ่อศักย์แบบควอนตัม ( $E_{QW}$ ) สามารถหาได้จากผลรวมของพลังงานของอิเล็กตรอนที่มีสถานะของพลังงานไม่เกินระดับ  $E_F$  ดังสมการ

$$E_{QW} = \sum_{n, E_n < E_F} E_n \quad (8)$$

เมื่อ  $E_n$  คือระดับชั้นพลังงานของอิเล็กตรอน (Kaiser, 2009, p. 15) ซึ่งสามารถหาได้จากสมการที่ (6) โดยที่  $L = D$  จะได้ว่า

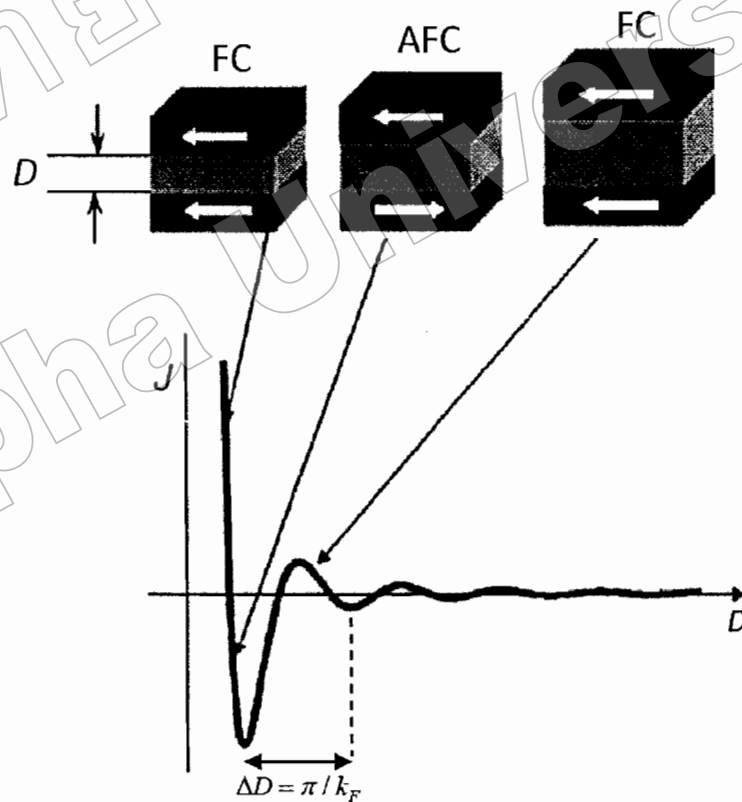
$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m_e D^2} \quad (9)$$

จากสมการที่ (9) พบว่า ถ้าความหนาของชั้น NM มีค่าเพิ่มขึ้นจะทำให้ระดับพลังงานของอิเล็กตรอนมีค่าพลังงานลดลง และระดับชั้นพลังงานจะมีการเลื่อนต่ำลงมาเข้าใกล้กันที่บริเวณกั้นบ่อศักย์ ส่งผลให้  $E_{QW}$  มีค่าลดลง แต่เมื่อค่า  $D$  เพิ่มขึ้นจนถึงค่าหนึ่ง จะมีระดับชั้นพลังงานใหม่เคลื่อนลงมายู่ใกล้บริเวณ  $E_F$  และเกิดการสั่นพ้องของคลื่นนิ่งอิเล็กตรอนชั้นที่ระดับชั้นพลังงานดังกล่าว ดังแสดงในภาพที่ 6 (ก) ส่งผลให้  $E_{QW}$  มีค่าสูงขึ้นและมีค่าเกินระดับของ  $E_F$  โดยสภาวะดังกล่าวทำให้ระบบใน QW และลักษณะ โครงสร้างทางอิเล็กทรอนิกส์ (electronic structure) ของชั้น NM เกิดความไม่เสถียร ระบบใน QW จึงทำการผลักดันให้แมกนีไตเซชันของชั้นวัสดุ FM ทั้งสองมีทิศที่สวนทางกัน (เกิดอันตรกิริยาแบบ AFC) เพื่อลดพลังงานรวมของระบบที่เกิดขึ้น ดังแสดงในภาพที่ 5(ข) เมื่อเพิ่มความหนาของชั้น NM ให้สูงขึ้นจากเดิม จะทำให้สถานะของ QW มีพลังงานรวมที่ลดลง และถ้า  $E_{QW}$  มีค่าลดลงต่ำกว่าระดับ  $E_F$  ชั้นวัสดุ FM ทั้งสองจะกลับมามีแมกนีไตเซชันที่วางตัวอยู่ในทิศทางเดียวกันอีกครั้ง ต่อมาเมื่อ  $D$  มีค่าเพิ่มขึ้นจากจุดที่มีการสั่นพ้องครั้งแรกเป็นระยะเท่ากับ  $\pi/k_F$  (เมื่อ  $k_F$  คือเลขคลื่นเฟอร์มิของอิเล็กตรอนในชั้นฟิล์ม NM) จะทำให้เกิดการสั่นพ้องที่ระดับ  $E_F$  และแมกนีไตเซชันในชั้นวัสดุ FM ทั้งสองมีทิศที่สวนทางกันอีกครั้ง การสั่นพ้องใน QW ที่ระดับ  $E_F$  และการสลับทิศทางของแมกนีไตเซชันในชั้น FM ดังกล่าว จะเกิดขึ้นในทุก ๆ ช่วงของการเพิ่มขึ้นของ  $D$  เป็นระยะ  $\pi/k_F$  ทำให้อันตรกิริยาแบบ IEC ที่เกิดขึ้นมีการเปลี่ยนแปลงไปมาระหว่างอันตรกิริยาแบบ FC และ AFC ตามค่าความหนาของชั้น NM ที่เพิ่มขึ้น ดังแสดงในภาพที่ 6(ข) โดยสอดคล้องกับผลการศึกษาสถานะของพลังงานใน QW ที่เกิดขึ้นในฟิล์มบางแบบ 2 ชั้น FM/NM ด้วยเทคนิค Photoemission ของ Ortega et al. (1993) ซึ่งระบุได้ว่าพลังงานรวมของ QW จะมีค่าที่เปลี่ยนแปลงแบบกลับไปกลับมาบริเวณระดับชั้น  $E_F$  ตามการเพิ่มขึ้นของความหนาในชั้น NM นอกจากนี้ภาพที่ 6(ข) ยังมีการแสดงให้เห็นถึงแอมพลิจูดของการแกว่งของค่า  $E_{QW}$  ที่ลดลงตามระยะ  $D$  ที่เพิ่มขึ้น

ผลต่างระหว่างพลังงานรวมใน QW ที่สภาวะการเกิดอันตรกิริยาแบบ FC และ AFC นั้น จะถูกนิยามให้อยู่ในรูปของค่าคงที่ของความแรงคู่ควบ  $J$  ของการเกิดอันตรกิริยา IEC โดยกรณี ที่  $J > 0$  จะแสดงให้เห็นถึงสภาวะของการเกิดอันตรกิริยาแบบ FC และ  $J < 0$  จะแสดงให้เห็นถึงสภาวะของการเกิดอันตรกิริยาแบบ AFC ในฟิล์มบางแบบหลายชั้น FM/NM/FM ตามลำดับ โดยจากเอกสารวิชาการของ Mills & Bland (2006, p.59) พบว่าค่า  $J$  ในแบบจำลองของอิเล็กตรอนอิสระใน 1 มิติ นั้น สามารถหาได้จาก

$$J \approx \frac{\hbar v_F}{2\pi D} |R_\uparrow - R_\downarrow|^2 \cos(2k_F D + \Phi) \quad (10)$$

เมื่อ  $v_F$  คือค่าความเร็วเฟอร์มิของอิเล็กตรอน ( $v_F = \hbar k_F / m_e$ ),  $R_\uparrow$  และ  $R_\downarrow$  คือค่าแอมพลิจูดของการสะท้อน (Reflection amplitude) ของอิเล็กตรอนส่วนใหญ่และอิเล็กตรอนส่วนน้อยที่บริเวณรอยต่อระหว่างชั้นฟิล์ม NM และ FM (ผนังของบ่อศักย์) ตามลำดับ,  $k_F$  คือเวกเตอร์คลื่นของเฟอร์มิ และ  $\Phi$  คือเฟสเริ่มต้นของการแกว่งของค่าพลังงาน QW จากสมการดังกล่าว พบว่าค่า  $J$  จะมีขนาดที่แปรผกผันกับค่าความหนา  $D$  และมีการแกว่งตามช่วงการเพิ่มขึ้นของค่า  $D$  เป็นระยะ  $\pi/k_F$  โดยสังเกตได้จากกราฟในภาพที่ 7 ซึ่งสอดคล้องกับการเปลี่ยนแปลงของ  $E_{QW}$  ที่เกิดการสั่นพ้องบริเวณระดับชั้น  $E_F$  ที่ได้กล่าวไปก่อนหน้านี้



ภาพที่ 7 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าคงที่ของความแรงคู่ควบ และความหนาของชั้น NM (Zabel, 2009, p. 543)

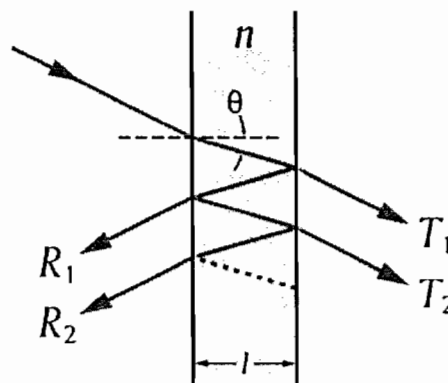




เมื่อ  $q_\alpha^\alpha$  คือ องค์ประกอบของ critical spanning wave vector ที่อยู่ในแนวตั้งฉากกับระนาบของแผ่นฟิล์ม,  $v_F^\alpha$  คือ ความเร็วเฟอร์มิ,  $k^\alpha$  คือ รัศมีความโค้งโดยเฉลี่ยของผิวเฟอร์มิ และ  $e^{ix^\alpha}$  คือ ค่าของเฟสที่ขึ้นอยู่กับการแกว่งของค่า  $J$  จากการพิจารณาสมการที่ (10) และ (11) ทำให้ทราบได้ว่าความหนาและลักษณะของผิวเฟอร์มิของชั้นวัสดุ NM เป็นปัจจัยสำคัญในการกำหนดชนิดของการเกิดอันตรกิริยา IEC ในฟิล์มบางแบบหลายชั้น FM/NM/FM สำหรับขนาดของค่า  $J$  นั้น จะขึ้นอยู่ความหนาของชั้น NM และการสะท้อนของอิเล็กตรอนบริเวณรอยต่อระหว่างชั้น NM และ FM

#### 2.2.4 อิทธิพลของความหนาของชั้น FM ที่มีผลต่อการเกิดอันตรกิริยาคู่ควมแม่เหล็กในฟิล์มบางแบบหลายชั้น FM/NM/FM

เนื้อหาทางทฤษฎีของการเกิดอันตรกิริยา IEC ที่ได้กล่าวมาก่อนหน้านี้ ได้อธิบายถึงผลกระทบของการเปลี่ยนความหนา  $D$  ของชั้น NM ซึ่งเป็นปัจจัยสำคัญต่อพฤติกรรมของอันตรกิริยาแบบ IEC ที่เกิดขึ้นในฟิล์มบางแบบหลายชั้น FM/NM/FM สำหรับอิทธิพลของความหนาของชั้น FM นั้น จากงานวิจัยของ Bruno (1993) พบว่า มีผลต่อการเกิดอันตรกิริยา IEC เช่นกัน โดยกล่าวว่าเมื่ออิเล็กตรอนในชั้น NM มีการเคลื่อนที่เข้าไปชนกับรอยต่อของชั้น FM ที่มีความหนา  $D_{FM}$  และเกิดการสะท้อนขึ้น จะมีคลื่นของอิเล็กตรอนบางส่วนถูกส่งผ่านไปยังชั้น FM ต่อมาคลื่นอิเล็กตรอนที่ถูกส่งผ่านจะเคลื่อนที่ไปชนกับขอบอีกด้านหนึ่งของชั้นวัสดุ FM ทำให้เกิดการสะท้อนอย่างต่อเนื่อง และเกิดการแทรกสอดของคลื่นอิเล็กตรอนภายในชั้นวัสดุดังกล่าว โดยปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นมีลักษณะคล้ายกับการแทรกสอดของคลื่นแสงแบบ Fabry-Pérot ในอุปกรณ์ Etalon ดังแสดงในภาพที่ 9



ภาพที่ 9 แสดงการแทรกสอดแบบ Fabry-Pérot ของคลื่นแสงในอุปกรณ์ Etalon (Wikimedia Foundation, Inc., 2001)

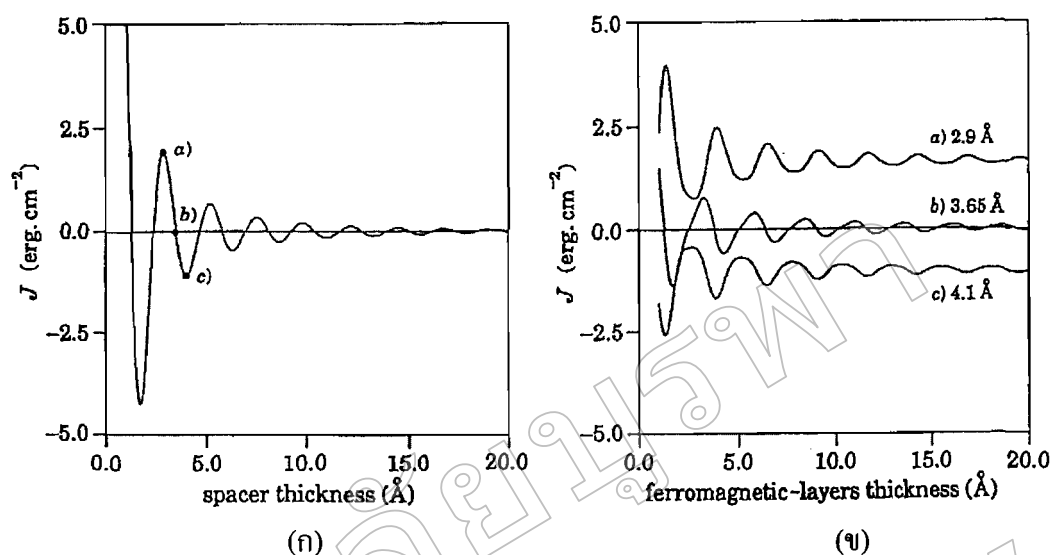
เมื่อคลื่นของอิเล็กตรอนถูกส่งผ่านกลับเข้ามาในชั้น NM อีกครั้ง (คล้ายกับการที่คลื่นแสง  $R_1, R_2$  ถูกส่งผ่านกลับออกมาจาก Etalon ที่เกิดขึ้นในภาพที่ 9 พบว่าค่าแอมพลิจูดของการสะท้อนโดยรวมของอิเล็กตรอนดังกล่าวจะมีความสัมพันธ์กับค่าความหนาของชั้น FM ดังสมการ

$$R_{\uparrow(\downarrow)} = R_{\uparrow(\downarrow)}^{\infty} \frac{1 - e^{iQ^{\uparrow(\downarrow)}D_{FM}}}{1 - R_{\uparrow(\downarrow)}^{\infty} e^{iQ^{\uparrow(\downarrow)}D_{FM}}} \quad (12)$$

เมื่อ  $R_{\uparrow(\downarrow)}^{\infty}$  คือ แอมพลิจูดของการสะท้อนของอิเล็กตรอนส่วนใหญ่ (ส่วนน้อย) ที่เคลื่อนที่เข้าไปและกลับออกมาจากชั้นวัสดุ FM ที่มีความหนาถึงอนันต์ และ  $Q^{\uparrow(\downarrow)}D_{FM}$  คือ ความต่างเฟสของคลื่นอิเล็กตรอนระหว่างก่อนการเคลื่อนที่เข้าไปในชั้น FM และหลังจากออกมาจากชั้นวัสดุดังกล่าว เมื่อนำแอมพลิจูดของการสะท้อนจากสมการที่ (12) ไปใช้ในการหาค่าคงที่ของความความแรงคู่ควบของอันตรกิริยา IEC ในแบบจำลองของอิเล็กตรอนอิสระ (วิธีและขั้นตอนการคำนวณสามารถศึกษาได้จากเอกสารงานวิจัยของ Bruno (1993)) พบว่า  $J$  จะมีความสัมพันธ์กับค่าความหนาของชั้น NM และ FM ดังสมการ

$$J = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\hbar^2}{2m} \text{Im} \left\{ \frac{R_{\infty}^{\downarrow 2}}{2} e^{2ik_F D} \left[ \frac{k_F^2}{D^2} - 2 \left( 1 - R_{\infty}^{\downarrow 2} \right) \left( \frac{D}{k_F} + \frac{D_{FM}}{k_F^{\downarrow}} \right)^{-2} e^{2ik_F^{\downarrow} D_{FM}} \right] \right\} \quad (13)$$

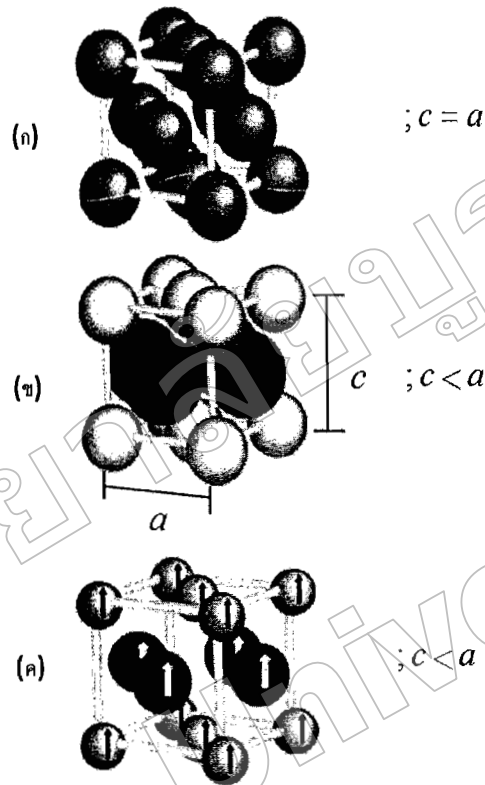
เมื่อ  $k_F$  คือ เวกเตอร์คลื่นของอิเล็กตรอนที่อยู่ในชั้นวัสดุ NM และ  $k_F^{\downarrow}$  คือ เวกเตอร์คลื่นของอิเล็กตรอนส่วนน้อยที่เคลื่อนที่เข้าไปในชั้นวัสดุ FM จากสมการที่ (13) พบว่าค่า  $J$  จะมีการเปลี่ยนแปลงแบบกลับไปกลับมาโดยมีคาบของการแกว่งเท่ากับ  $\frac{\pi}{k_F}$  และ  $\frac{\pi}{k_F^{\downarrow}}$  สำหรับฟังก์ชันของค่า  $D$  และ  $D_{FM}$  ตามลำดับ ขณะที่ขนาดของ  $J$  จะมีการแปรผกผันกับกำลังสองของค่า  $D$  และ  $D_{FM}$



ภาพที่ 10 (ก) แสดงค่าคงที่ของความแรงคู่ควบของอันตรกิริยา IEC ที่มีการแปรผันตามความหนาของชั้น NM ในฟิล์มบาง FM/NM/FM โดยที่ชั้น FM มีความหนากิ่งอนันต์ (ข) แสดงค่าคงที่ของความแรงคู่ควบของอันตรกิริยา IEC ที่มีการแปรผันตามความหนาของชั้น FM ในฟิล์มบาง FM/NM/FM โดยที่มีการกำหนดความหนาของชั้น NM ให้มีค่าเท่ากับ 2.90, 3.65 และ 4.10 Å ตามลำดับ (Bruno, 1993, p. 618)

เมื่อนำสมการที่ (13) มาทำการคำนวณและจำลองความสัมพันธ์ระหว่าง  $J$  และ  $D$  พบว่า ผลการจำลองทางคณิตศาสตร์ที่แสดงในภาพที่ 10(ก) มีความสอดคล้องกับทฤษฎี QW ของ Stile ที่ได้กล่าวไปก่อนหน้านี้ ต่อมาเมื่อทำการกำหนดให้  $D$  มีค่าคงที่เท่ากับ a) 2.90 Å, b) 3.650 Å และ c) 4.10 Å และจำลองความสัมพันธ์ระหว่าง  $J$  และ  $D_{FM}$  โดยแสดงดังภาพที่ 10(ข) พบว่า  $J(D_{FM})$  จะมีการแกว่งเป็นฟังก์ชัน Sinusoid ของค่า  $D_{FM}$  และมีขนาดที่ลดลงเมื่อ  $D_{FM}$  มีค่าเพิ่มขึ้น โดยค่า  $J(D_{FM})$  ดังกล่าวจะมีการเปลี่ยนแปลงแบบกลับไปกลับมารอบค่า  $J(D)$  ในภาพที่ 10(ก) ที่ตำแหน่งของ  $J(2.9\text{Å})$ ,  $J(3.65\text{Å})$  และ  $J(4.10\text{Å})$  ตามลำดับ ผลการจำลองทางคณิตศาสตร์ในภาพที่ 10(ก) นั้นแสดงให้เห็นถึงความจำเป็นในการกำหนดความหนาของชั้น NM ที่เหมาะสมสำหรับการทดลองเพื่อศึกษาอิทธิพลของความหนาของชั้น FM ที่มีต่ออันตรกิริยา IEC ในฟิล์มแบบหลายชั้น FM/NM/FM เนื่องจากค่า  $D$  เป็นองค์ประกอบที่สำคัญในการกำหนดค่าสูงสุดและค่าต่ำสุดของ  $J(D_{FM})$

### 2.3 โลหะผสม FePd

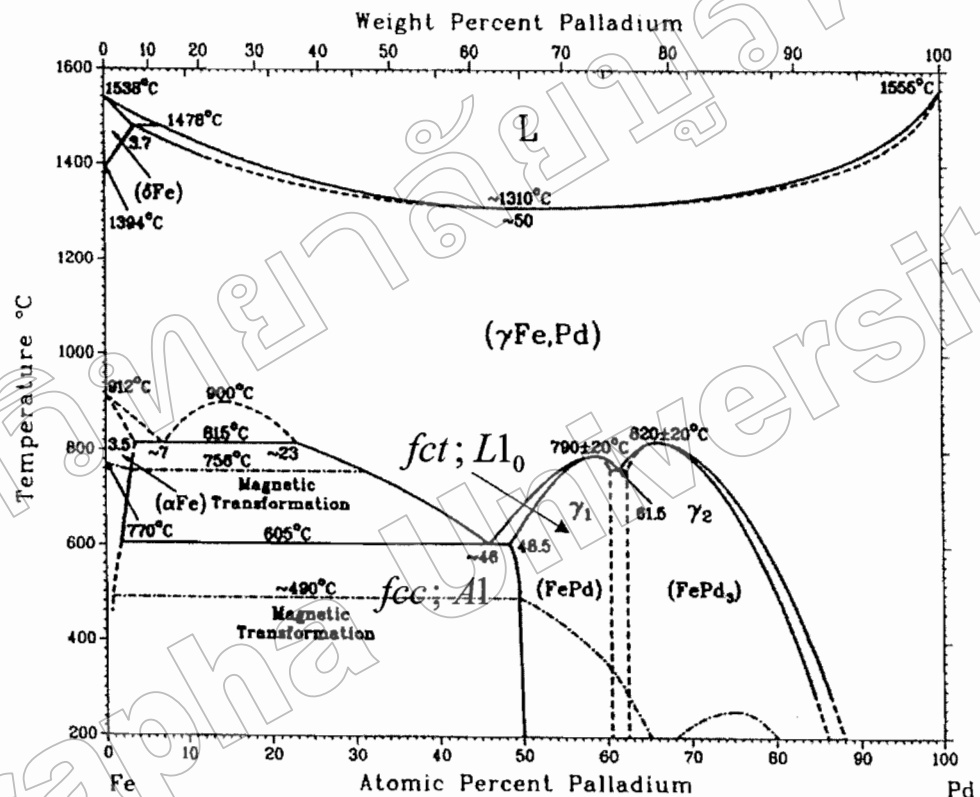


ภาพที่ 11 (ก) แสดงลักษณะทางโครงสร้างของหน่วยเซลล์ (Unit cell) ที่มีโครงสร้างแบบ A1 (ข) แสดงลักษณะทางโครงสร้างของหน่วยเซลล์ที่มีโครงสร้างแบบ  $L1_0$  (ค) แสดงการวางตัวของแมกนีไทเซชันของอะตอมในหน่วยเซลล์ที่มีโครงสร้างแบบ  $L1_0$  ซึ่งมีสมบัติทางแม่เหล็กแบบเฟอร์โร (Laughlin, Srinivasan, Tanase, & Wang, 2005, pp. 384-386)

กลุ่มโลหะผสมที่มีโครงสร้างแบบ  $L1_0$  ได้แก่ FePt, FePd, CoPt เป็นกลุ่มวัสดุที่ได้รับความสนใจเป็นอย่างมาก เนื่องจากโลหะผสมกลุ่มนี้มีค่า  $K_u$  สูง ( $\sim 10^6$ - $10^7$  J/m<sup>3</sup>) (Klemmer, Hoydick, Okumura, Zhang, & Soffa, 1995, p. 1793) ทำให้สามารถลดปริมาตรของเกรน  $V$  ในวัสดุกลุ่มนี้ลงได้มาก โดยที่ยังไม่ก่อให้เกิดสถานะชุปเปอร์พาราแมกเนติก ส่งผลให้มีการวิจัยค้นคว้าเกี่ยวกับโลหะผสมกลุ่มนี้กันอย่างกว้างขวาง โดยเฉพาะในด้านการนำไปใช้เป็นชั้นสื่อบันทึกข้อมูลชนิดแม่เหล็กที่มีความจุสูง ที่สถานะการเตรียมที่อุณหภูมิห้องโลหะผสมกลุ่มนี้จะมีโครงสร้างแบบ



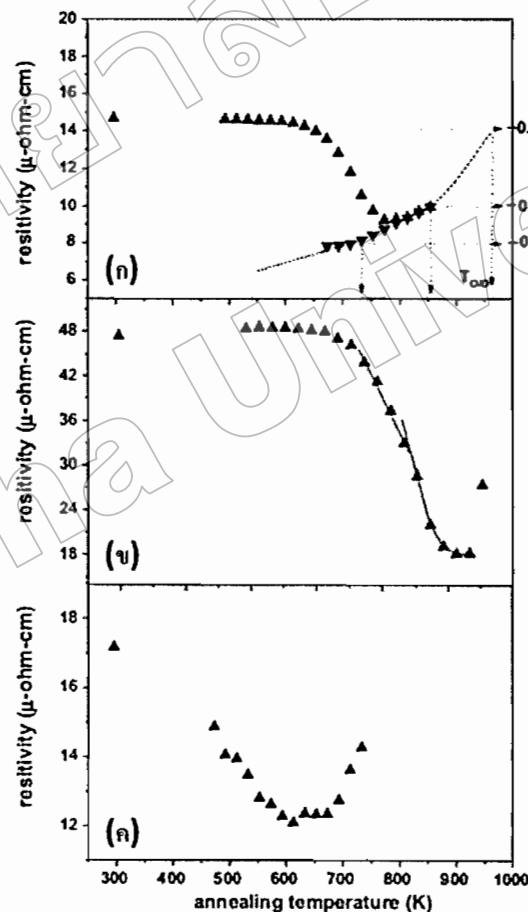
A1 ซึ่งเป็นโครงสร้างที่มีการจัดเรียงตัวของอะตอมที่ไม่เป็นระเบียบและมีสมบัติทางแม่เหล็กแบบเฟอร์โรโรนิกอ่อน แต่เมื่อได้รับพลังงานความร้อนจนถึงอุณหภูมิวิกฤตจะเกิดการเปลี่ยนแปลงทางโครงสร้างไปเป็นโครงสร้างแบบ  $L_{10}$  ซึ่งเป็นโครงสร้างที่มีการจัดเรียงตัวของอะตอมอย่างเป็นระเบียบ มีรูปแบบการวางตัวของอะตอมที่แน่นอนและมีสมบัติทางแม่เหล็กแบบเฟอร์โรโรนิกแข็ง ซึ่งรูปแบบทางโครงสร้างของโลหะผสมกลุ่มดังกล่าวแสดงดังภาพที่ 11



ภาพที่ 12 แสดงเฟสไดอะแกรมของ FePd (Cohen-Karni, Vlassak, & Sugimura, 2003, p. 4)

เมื่อพิจารณาจากภาพที่ 11(ก) และ 11(ข) พบว่าในโครงสร้างแบบ A1 ของกลุ่มโลหะผสมดังกล่าว จะมีแกน c ยาวเท่ากับแกน a แต่เมื่อมีการเปลี่ยนแปลงโครงสร้างไปเป็น  $L_{10}$  จะมีแกน c ที่หดสั้นลง โดยการหดสั้นลงดังกล่าวส่งผลให้แกน c เป็นแกนง่าย (Easy axis) ต่อการวางตัวของแมกนีไคเซชัน ทำให้โลหะผสมกลุ่มนี้มีสมบัติทางแม่เหล็กแบบเฟอร์โรโรนิกแข็ง ซึ่งสามารถสังเกตได้จากทิศทางของแมกนีไคเซชันในภาพที่ 11(ค) และเมื่อพิจารณาจากเฟสไดอะแกรมของโลหะผสม FePd จากงานวิจัยของ Cohen-Karni et al. (2003, p. 4) ดังแสดงในภาพที่ 12 พบว่า FePd ที่มีสัดส่วนของอะตอม 50:50 จะมีอุณหภูมิที่ใช้ในการเปลี่ยนแปลงทางโครงสร้างจาก A1 ไปเป็น

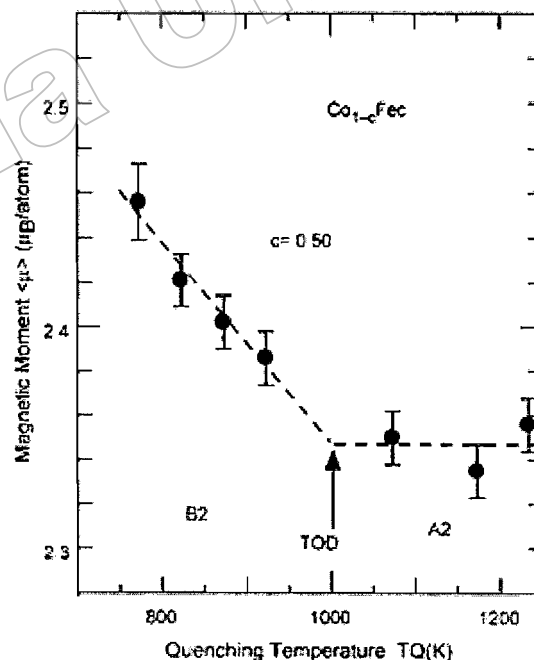
$L1_0$  อยู่ที่ประมาณ 400 - 500 °C ซึ่งจะต่ำกว่าอุณหภูมิในโลหะผสมของ FePt และ CoPt ส่งผลให้ FePd เป็นที่น่าสนใจในการนำไปใช้เป็นวัสดุตัวอย่างในการศึกษาพฤติกรรมของการเปลี่ยนแปลงทางโครงสร้างและการจัดระเบียบของอะตอมในกลุ่มโลหะผสมแบบ  $L1_0$  กันอย่างแพร่หลาย เช่น การศึกษาการจัดระเบียบของอะตอมในโลหะผสม FePd ด้วยการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าตกค้างในงานวิจัยของ Issro et al. (2005) ซึ่งได้ทำการวัดค่า REST ของโลหะผสม FePd ที่ผ่านกระบวนการให้ความร้อนแบบไอโซโครนัล ( $\Delta T = 20$  K,  $\Delta t = 1200$  s) ในชั้นงานตัวอย่าง 3 ชนิด คือ แผ่นฟอยล์บาง FePd ที่มีโครงสร้างแบบพหุผลึก (Polycrystal), ฟิล์มบาง FePd ที่มีโครงสร้างแบบพหุผลึก และฟิล์มบาง FePd ที่มีโครงสร้างแบบผลึกเดี่ยว (Single crystal) ดังแสดงในภาพที่ 13



ภาพที่ 13 แสดงสภาพต้านทานไฟฟ้าตกค้างที่มีการเปลี่ยนแปลงตามอุณหภูมิที่ใช้ในการอบความร้อนของ (ก) แผ่นฟอยล์ FePd ที่มีโครงสร้างแบบพหุผลึก (ข) ฟิล์มบาง FePd ที่มีโครงสร้างแบบพหุผลึก (ค) ฟิล์มบาง FePd ที่มีโครงสร้างแบบผลึกเดี่ยว (Issro et al., 2005, p. 449)

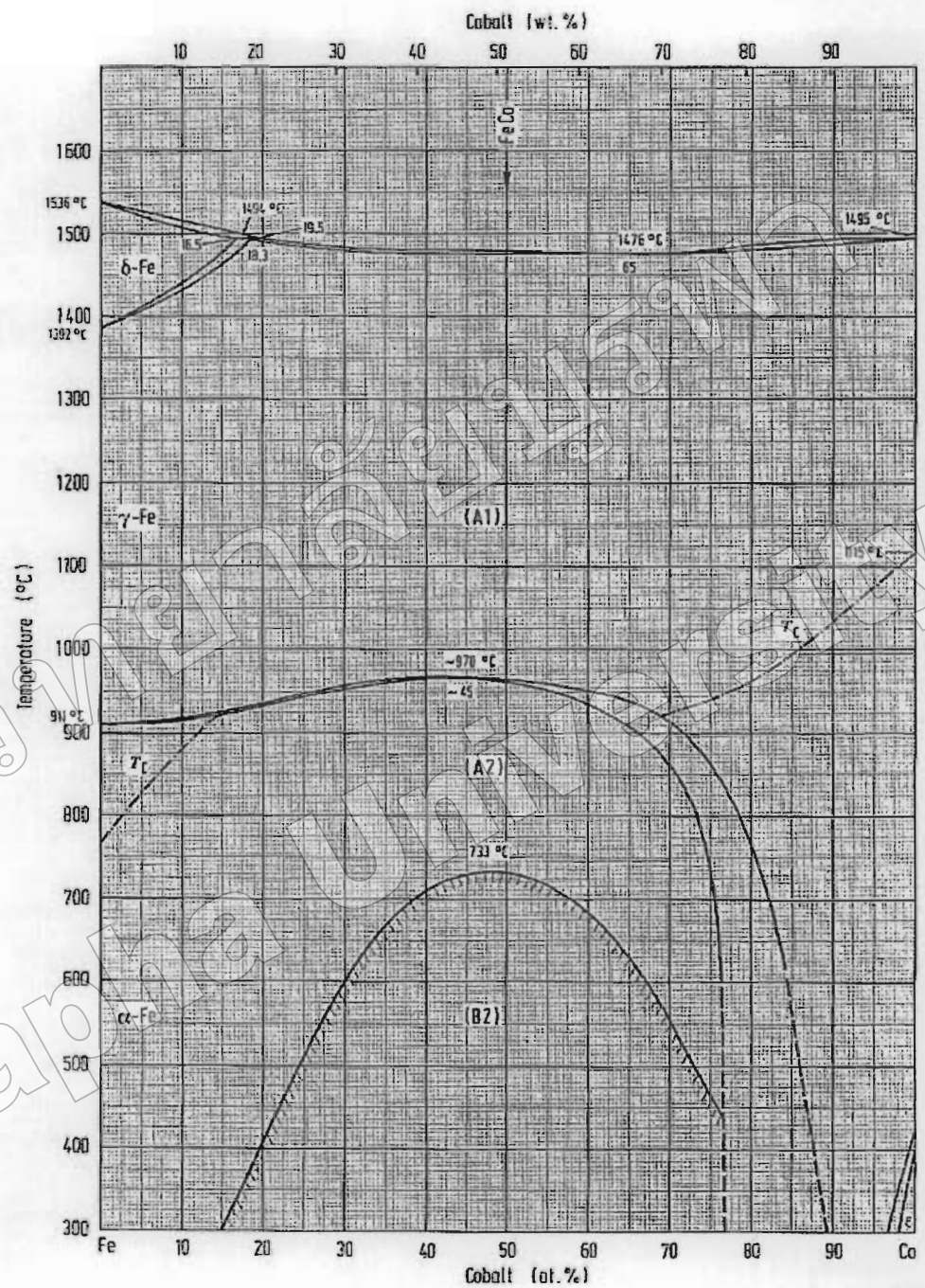
จากการทดลองพบว่าค่า REST ของชิ้นงานตัวอย่างทั้งสามจะลดลงตามอุณหภูมิของการอบความร้อนที่สูงขึ้น โดยเกิดจากการที่พลังงานความร้อนไปกระตุ้นให้อะตอมของ Fe และ Pd มีการเคลื่อนที่เพื่อลดความบกพร่อง (Defect recovery) และทำให้เกิดการจัดวางตัวของอะตอมที่เป็นระเบียบในโครงสร้างของโลหะผสมดังกล่าว ค่า REST ( $\rho_0$ ) ที่วัดได้จากวัสดุตัวอย่างจะมีความสัมพันธ์กับค่าระดับของการเกิดระเบียบช่วงยาวของอะตอม (Degree of long-range order; S) อยู่ในรูปของ  $\rho_0 \propto (1 - S^2)$  การเคลื่อนที่ของอะตอมดังกล่าวส่งผลให้ FePd มีการเปลี่ยนแปลงทางโครงสร้างจากโครงสร้างแบบ A1 ไปเป็น  $L1_0$  และมีสมบัติทางแม่เหล็กแบบเฟอร์โรที่สูงขึ้น เมื่อการจัดระเบียบของอะตอมในโลหะผสม FePd ดำเนินมาถึงจุดที่มีการเกิดระเบียบได้มากที่สุด REST ของชิ้นงานตัวอย่างทั้งสามจะมีค่าต่ำสุด ถ้าทำการอบความร้อนต่อไปจนมีอุณหภูมิที่สูงกว่าอุณหภูมิวิกฤติ พบว่า REST จะมีค่าเพิ่มขึ้น เนื่องจากอะตอมของ Fe และ Pd มีการจัดเรียงตัวที่เป็นระเบียบลดลง ซึ่งจะนำไปสู่การเกิดระเบียบช่วงสั้น (Short-range order) และการเกิดความไม่เป็นระเบียบ (Disorder) ของการจัดเรียงตัวของอะตอมในโลหะผสม FePd

## 2.4 โลหะผสม CoFe



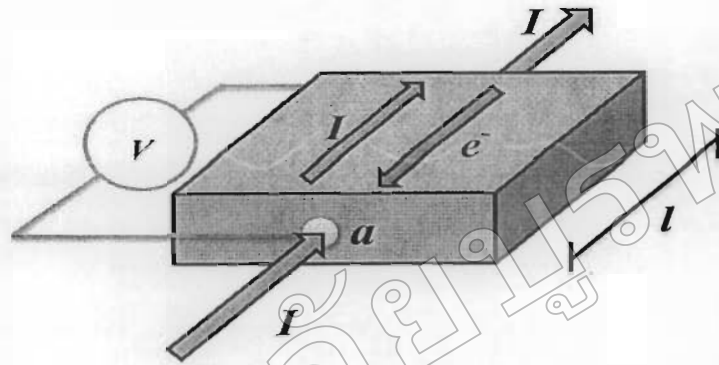
ภาพที่ 14 แสดงการเปลี่ยนแปลงของโมเมนต์แม่เหล็กที่เป็นฟังก์ชันกับอุณหภูมิของการอบความร้อนใน  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  (Kogachi et al., 2005, p. 538)

โลหะผสม CoFe ที่มีสัดส่วนของอะตอมอยู่ที่ 50:50 และถูกเตรียมที่สภาวะอุณหภูมิห้อง นั้นพบว่าเป็นวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรซึ่งจะมีโครงสร้างแบบ B2 (โครงร่างผลึกแบบ bcc ที่มีการจัดเรียงตัวของอะตอมที่เป็นระเบียบ) และเมื่อให้ความร้อนไปจนถึงอุณหภูมิค่าหนึ่งจะทำให้ความเป็นระเบียบของการจัดเรียงอะตอมลดลงและเกิดการเปลี่ยนแปลงทางโครงสร้างไปเป็นแบบ A2 (โครงร่างผลึกแบบ bcc ที่มีการจัดเรียงของอะตอมอย่างไม่เป็นระเบียบ) การที่ CoFe มีความเป็นระเบียบทางโครงสร้างที่ลดลงนั้นพบว่าจะเกิดผลกระทบต่อสมบัติทางแม่เหล็ก โดยในงานวิจัยของ Kogashi et al. (2005) ได้แสดงให้เห็นถึงการลดลงของโมเมนต์แม่เหล็กใน  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  เนื่องจากการเปลี่ยนแปลงทางโครงสร้างจาก B2 ไปเป็น A2 ด้วยการให้ความร้อน ดังแสดงในภาพที่ 14 และจาก เฟสไดอะแกรมของโลหะผสมในเอกสารของ Kubaschewski (1982, p. 28) ซึ่งได้แสดงในภาพที่ 15 พบว่า  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  จะมีการเปลี่ยนแปลงทางโครงสร้างจาก B2 ไปเป็น A2 เมื่อมีการให้ความร้อนไปที่อุณหภูมิประมาณ  $730^{\circ}\text{C}$  ซึ่งสูงกว่าอุณหภูมิที่ใช้ในการเปลี่ยนแปลงทางโครงสร้างของ FePd ทำให้เหมาะต่อการนำโลหะผสม  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  ที่มีสภาวะการเตรียมที่อุณหภูมิห้องมาใช้เป็นชั้น FM คู่กับ FePd ในฟิล์มบางแบบ 3 ชั้น FePd/Ru/CoFe เพื่อศึกษาอิทธิพลของการเปลี่ยนแปลงทางโครงสร้างของ FePd ที่มีผลต่ออันตรกิริยาแบบ AFC ที่เกิดขึ้น



ภาพที่ 15 แสดงเฟสไดอะแกรมของ CoFe (Kubaschewski, 1982, p. 28)

## 2.5 สภาพต้านทานไฟฟ้า



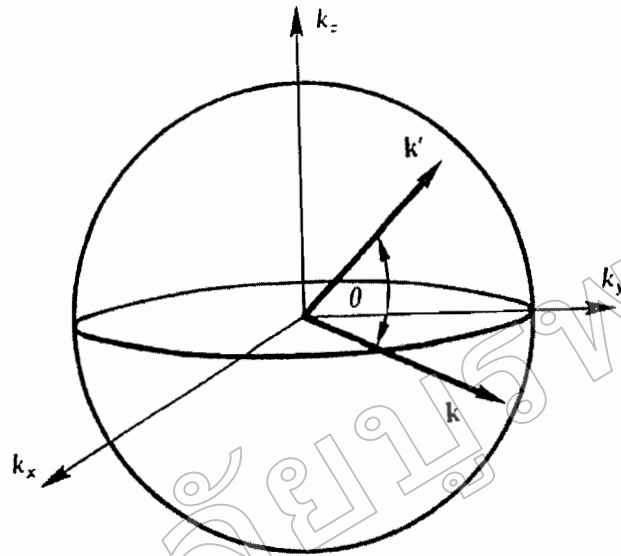
ภาพที่ 16 แสดงการหาค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าในวัสดุของแข็งที่มีพื้นที่หน้าตัด  $a$  และมีความยาว  $l$

การหาสภาพต้านทานไฟฟ้า ( $\rho$ ) ในวัสดุของแข็งที่มีพื้นที่หน้าตัด  $a$  และมีความยาว  $l$  นั้น สามารถทำได้โดยการผ่านกระแสไฟฟ้า ( $I$ ) เข้าไปยังวัสดุตัวอย่าง และทำการวัดความต่างศักย์ไฟฟ้า ( $V$ ) ระหว่างจุดสองจุดที่กระแสไฟฟ้าไหลเข้าและออกจากตัวอย่างดังแสดงในภาพที่ 16 เพื่อที่จะทำการคำนวณหาค่า  $\rho$  ดังสมการ

$$\rho = \frac{V}{I} \cdot \frac{a}{l} = R \cdot \frac{a}{l} \quad (14)$$

สภาพต้านทานไฟฟ้าเป็นปริมาณที่บ่งบอกถึงความยากง่ายในการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนตัวนำ (Conduction electron) ที่ผ่านเข้าไปในวัสดุใด ๆ ซึ่งจะไม่ขึ้นกับขนาดหรือปริมาณของวัสดุนั้น เมื่ออิเล็กตรอนตัวนำไหลผ่านเข้าไปยังวัสดุตัวอย่างแล้วเกิดการกระเจิง (Scattering) โดยอาจมีสาเหตุจากความไม่สมบูรณ์หรือความไม่บริสุทธิ์ (Impurity) ของเนื้อสารภายในวัสดุตัวอย่าง หรือผลจากปัจจัยภายนอกเช่น การเกิดโฟนอน (Phonon) ของอนุภาคในวัสดุเนื่องจากผลของความร้อนทำให้อิเล็กตรอนเกิดการเปลี่ยนแปลงสถานะ จากสถานะเริ่มต้นที่มีเวกเตอร์คลื่น (wave vector)  $\vec{k}$  ไปเป็นสถานะที่มีเวกเตอร์คลื่น  $\vec{k}'$  ดังแสดงใน k-space ในภาพที่ 17





ภาพที่ 17 แสดงการกระเจิงของอิเล็กตรอนตัวนำและเกิดการเปลี่ยนสถานะจาก  $\vec{k}$  เป็น  $\vec{k}'$  ใน k-space (Rossiter, 1987, p. 2)

เวลาที่ใช้ในการกระเจิงหรือการเปลี่ยนสถานะของอิเล็กตรอนเรียกว่า relaxation time ( $\tau$ ) และเมื่อพิจารณา Drude formula (Rossiter, 1987, p. 4) พบว่าความสัมพันธ์ระหว่างการกระเจิงของอิเล็กตรอนและค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าในวัสดุตัวอย่าง แสดงอยู่ในรูปของ

$$\rho = \frac{m_e}{ne^2\tau} \quad (15)$$

เมื่อ  $n$  คือจำนวนของอิเล็กตรอนต่อหนึ่งหน่วยปริมาตรของวัสดุตัวอย่าง,  $m_e$  และ  $e$  คือมวลและประจุไฟฟ้าของอิเล็กตรอน ตามลำดับ

### 2.5.1 กฎของแมทเทียสเซน (Matthiessen's rule)

กฎของแมทเทียสเซน (Rossiter, 1987, pp. 9-10) ได้อธิบายถึงสภาพต้านทานไฟฟ้าของโลหะผสมประเภทต่าง ๆ ไว้ 3 ประเภทด้วยกัน คือ โลหะผสมแบบเจือจาง (Dilute alloy), โลหะผสมแบบเข้มข้น (Concentrated alloy) และ โลหะผสมที่มีสมบัติทางแม่เหล็ก (Magnetic alloy) โดยค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าในโลหะผสมแบบเจือจางที่วัดได้ ณ สภาวะอุณหภูมิ  $T$  ประกอบไปด้วย 2 องค์ประกอบที่สำคัญดังสมการ

$$\rho_{tot}(T) = \rho_0 + \rho_h(T) \quad (16)$$

เมื่อ  $\rho_0$  เป็นค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าตกค้างซึ่งเกิดจากการที่อิเล็กตรอนตัวนำที่จ่ายเข้าไปในชิ้นงานเกิดการกระเจิง เนื่องจากความไม่บริสุทธิ์ของเนื้อสารในชิ้นงาน โดยค่าดังกล่าวจะไม่ขึ้นกับสภาวะอุณหภูมิ และ  $\rho_h(T)$  คือ ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าของเนื้อสารโลหะบริสุทธิ์ในชิ้นงานที่วัดได้ ณ สภาวะอุณหภูมิ  $T$  ในส่วนของโลหะผสมแบบเข้มข้นนั้นจะมีค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าอยู่ในรูปของ

$$\rho_{tot}(T) = \rho_0 + \rho_p(T) \quad (17)$$

เมื่อ  $\rho_0$  คือ ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าตกค้างที่เกิดจากการที่อิเล็กตรอนตัวนำมีการกระเจิง เนื่องจากการจัดเรียงตัวของอะตอมที่ไม่เป็นระเบียบในโครงสร้างผลึกของชิ้นงาน ซึ่งจะไม่นับกับอุณหภูมิ  $T$  ในขณะที่ทำการวัด แต่จะมีค่าแปรผันตามอุณหภูมิของพลังงานความร้อนที่ใช้ในการเปลี่ยนแปลงความเป็นระเบียบของอะตอมในชิ้นงาน (Quench temperature;  $T_q$ ) และ  $\rho_p(T)$  คือค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าซึ่งเกิดจากการที่อิเล็กตรอนตัวนำเกิดการกระเจิงเนื่องจากปรากฏการณ์โฟนอนที่เกิดขึ้น โดยจะมีการแปรผันตามสภาวะของอุณหภูมิในขณะที่ทำการวัด สำหรับโลหะผสมที่มีสมบัติทางแม่เหล็กนั้น จะมีองค์ประกอบของค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าที่ขึ้นอยู่กับการจัดเรียงตัวของสปินในชิ้นงานมาเกี่ยวข้องดังความสัมพันธ์

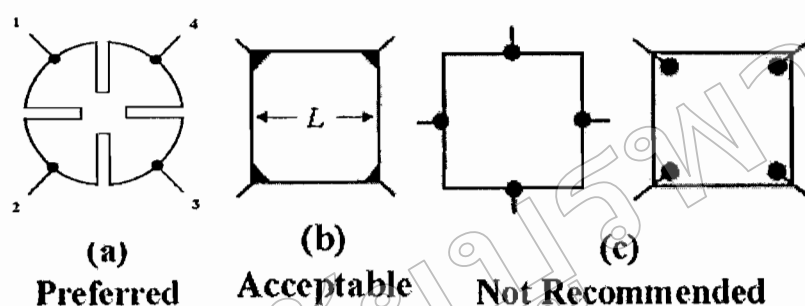
$$\rho_{tot}(T_m) = \rho_0 + \rho_p(T) + \rho_m(T) \quad (18)$$

เมื่อ  $\rho_m(T)$  คือ ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าที่เกิดจากการกระเจิงของอิเล็กตรอนตัวนำเนื่องจากการวางตัวที่ไม่เป็นระเบียบของสปินอิเล็กตรอนในชิ้นงานเนื่องจากสภาวะอุณหภูมิ  $T$  ในขณะที่ทำการวัด

## 2.5.2 เทคนิคการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าแบบแวนเดอเพาว (Van der Pauw method)

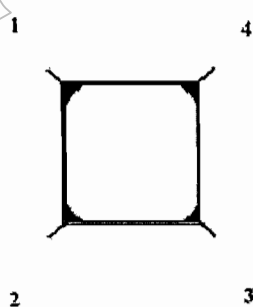
เทคนิคการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าแบบแวนเดอเพาวเป็นที่นิยมใช้กันอย่างกว้างขวางในอุตสาหกรรมสารกึ่งตัวนำเพื่อใช้หาค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าของวัสดุตัวอย่าง เทคนิคนี้ถูกคิดค้นขึ้นโดย L. J. Van der Pauw ซึ่งสามารถใช้วัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของวัสดุที่มีความบาง เช่น ฟิล์มบาง ได้เป็นอย่างดี ไม่ว่าวัสดุดังกล่าวจะมีลักษณะรูปร่างที่สมมาตรหรือไม่สมมาตรก็ตาม แผ่นวัสดุตัวอย่างที่จะใช้เทคนิคการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าแบบแวนเดอเพาวต้องมีความหนาที่น้อย และก่อนที่จะทำการวัดนั้น ต้องมีการเชื่อมต่อลวดตัวนำขึ้นที่บริเวณขอบของแผ่นวัสดุตัวอย่าง

ทั้งหมด 4 จุด โดยจากบทความของ Gutierrez, Haiyong, and Patton (2002, p. 8) ได้แสดงรูปแบบของการเชื่อมต่อลวดตัวนำลักษณะต่าง ๆ ไว้ดังภาพที่ 18



ภาพที่ 18 แสดงการเชื่อมต่อลวดตัวนำแบบต่าง ๆ สำหรับเทคนิคการวัดสภาพต้านไฟฟ้าแบบวนเคอพอว (Gutierrez et al., 2002, p. 8)

การวัดจะมีประสิทธิภาพสูงหากขนาดของจุดเชื่อมต่อ และความหนาของแผ่นตัวอย่างมีค่าน้อยมาก เมื่อเปรียบเทียบกับขนาดพื้นที่ของแผ่นตัวอย่าง สารที่ถูกนำมาใช้สร้างจุดเชื่อมต่อทั้งสี่จุดและวัสดุที่ใช้เป็นลวดตัวนำต้องเป็นสารที่ได้รับผลกระทบจาก Thermoelectric น้อย ซึ่งวัสดุที่ดีควรจะเป็นสารชนิดเดียวกันกับแผ่นตัวอย่าง



ภาพที่ 19 แสดงการเชื่อมต่อลวดตัวนำของชิ้นงานที่มีลักษณะเป็นสี่เหลี่ยมมุมฉาก (Gutierrez et al., 2002, p. 8)

การวัดความต้านทานไฟฟ้าของแผ่นตัวอย่างที่มีลักษณะเป็นสี่เหลี่ยมมุมฉากซึ่งแสดงดังภาพที่ 19 นั้น จะมีการผ่านกระแสไฟฟ้าไปที่ด้านหนึ่งของแผ่นตัวอย่าง โดยที่ขนาดของกระแสไฟฟ้าจะต้องไม่ทำให้ค่ากำลังไฟฟ้าในชิ้นงานตัวอย่างเกิน 5 mW (Gutierrez et al., 2002,

p. 10) แล้วทำการวัดความต่างศักย์ของแผ่นฟิล์มจากด้านตรงข้าม เพื่อใช้คำนวณหาค่าความต้านทานไฟฟ้าตามกฎของโอห์ม เช่น ผ่านกระแสไฟฟ้าเข้าไปที่ด้าน 21 ( $I_{21}$ ) แล้ววัดความต่างศักย์คร่อมด้าน 34 ( $V_{34}$ ) แล้วคำนวณหาค่าความต้านทานของแผ่นตัวอย่างจากสมการ

$$R_{21,34} = \frac{V_{34}}{I_{21}}$$

และหากผ่านกระแสไฟฟ้าไปที่ด้าน 43 ( $I_{43}$ ) แล้ววัดความต่างศักย์ที่ด้าน 12 ( $V_{12}$ ) จะสามารถคำนวณหาความต้านทานของแผ่นตัวอย่างได้จาก

$$R_{43,12} = \frac{V_{12}}{I_{43}}$$

$R_{21,34}$  และ  $R_{43,12}$  ที่คำนวณได้นั้นเป็นความต้านทานไฟฟ้าของแผ่นตัวอย่างโดยอาศัยการวัดจากการผ่านกระแสไฟฟ้าเข้าไปในแนวตั้งของแผ่นตัวอย่างในภาพที่ 19 และในทำนองเดียวกันเราสามารถหาค่าความต้านทานไฟฟ้าจากการผ่านกระแสเข้าไปในแนวนอนของแผ่นตัวอย่างได้ดังนี้

$$R_{32,41} = \frac{V_{41}}{I_{32}} \quad \text{และ} \quad R_{14,23} = \frac{V_{23}}{I_{14}}$$

ถ้ากลับทิศทางการจ่ายกระแสไฟฟ้าทั้งในแนวตั้งและในแนวนอนเราสามารถหาค่าความต้านทานไฟฟ้าของแผ่นตัวอย่างได้จาก

$$R_{12,43} = \frac{V_{43}}{I_{12}} \quad \text{และ} \quad R_{34,21} = \frac{V_{21}}{I_{34}} \quad (\text{กลับทิศทางการจ่ายกระแสในแนวตั้ง})$$

$$R_{23,14} = \frac{V_{14}}{I_{23}} \quad \text{และ} \quad R_{41,32} = \frac{V_{32}}{I_{41}} \quad (\text{กลับทิศทางการจ่ายกระแสในแนวนอน})$$

กำหนดให้ค่าเฉลี่ยของความต้านทานไฟฟ้าที่หาได้จากการผ่านกระแสไฟฟ้าเข้าไปในแนวตั้งของแผ่นตัวอย่างเป็น  $R_v$  และค่าเฉลี่ยของความต้านทานไฟฟ้าที่หาได้จากการผ่าน

กระแสไฟฟ้าเข้าไปในแนวขวางของแผ่นตัวอย่างเป็น  $R_h$  โดยที่สามารถคำนวณหาค่าทั้งสองได้จาก

$$R_v = \frac{R_{21,34} + R_{43,12} + R_{12,43} + R_{34,21}}{4} \quad (19)$$

และ

$$R_h = \frac{R_{32,41} + R_{14,23} + R_{23,14} + R_{41,32}}{4} \quad (20)$$

โดยที่  $R_v$  และ  $R_h$  เป็นค่าตัวแปรที่ประกอบอยู่ในสมการของแวนเดอเพาว (Gutierrez et al., 2002, p. 6; Van der Pauw, 1958, p. 220)

$$e^{-\pi R_v/R_s} + e^{-\pi R_h/R_s} = 1 \quad (21)$$

เมื่อ  $R_s$  คือ ความต้านทานไฟฟ้าเชิงผิว (Surface resistance) ของแผ่นวัสดุตัวอย่าง

ในกรณีที่แผ่นตัวอย่างมีความสมมาตรจะพบว่า  $R_v = R_h = R$

จากสมการที่ (21) จะได้ว่า

$$e^{-\pi R/R_s} + e^{-\pi R/R_s} = 1 \quad (22)$$

$$2e^{-\pi R/R_s} = 1$$

$$e^{-\pi R/R_s} = \frac{1}{2}$$

$$\ln e^{-\pi R/R_s} = \ln\left(\frac{1}{2}\right)$$

$$-\frac{\pi R}{R_s} = -\ln 2$$

ดังนั้นจะได้ 
$$R_s = \frac{\pi R}{\ln 2} \quad (23) \quad (\text{ในกรณีที่แผ่นตัวอย่างสมมาตร})$$

แต่โดยทั่วไปแล้วแผ่นวัสดุตัวอย่างที่นำมาวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าจะไม่มีสมมาตรทำให้ต้องมีการเปลี่ยนค่า  $R$  ให้อยู่ในรูปของค่าเฉลี่ยและแฟกเตอร์  $f$  แทน

$$R = \frac{(R_v + R_h)}{2} f \quad (24)$$

เมื่อพิจารณาสมการ (23) และ (24)

จะได้ว่า 
$$R_s = \frac{\pi}{\ln 2} \cdot \frac{(R_v + R_h)}{2} f \quad (25)$$

โดยที่แฟกเตอร์  $f$  เป็นค่าที่แสดงถึงผลของการเปลี่ยนแปลงความต้านทานไฟฟ้าเนื่องจากความแตกต่างของรูปร่างของตัวอย่างที่ทำการวัด ซึ่งขึ้นอยู่กับอัตราส่วนระหว่าง  $R_v$  และ  $R_h$  ทั้งนี้สามารถเขียนสมการแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง  $R_v/R_h$  กับแฟกเตอร์  $f$  ได้ดังสมการ (Van der Pauw, 1958, p. 221)

$$\cosh \left[ \frac{(R_v/R_h) - 1}{(R_v/R_h) + 1} \cdot \frac{\ln 2}{f} \right] = \frac{1}{2} \exp \frac{\ln 2}{f} \quad (26)$$

พิจารณาค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าของแผ่นวัสดุตัวอย่าง

$$\rho = R_s d \quad (27)$$

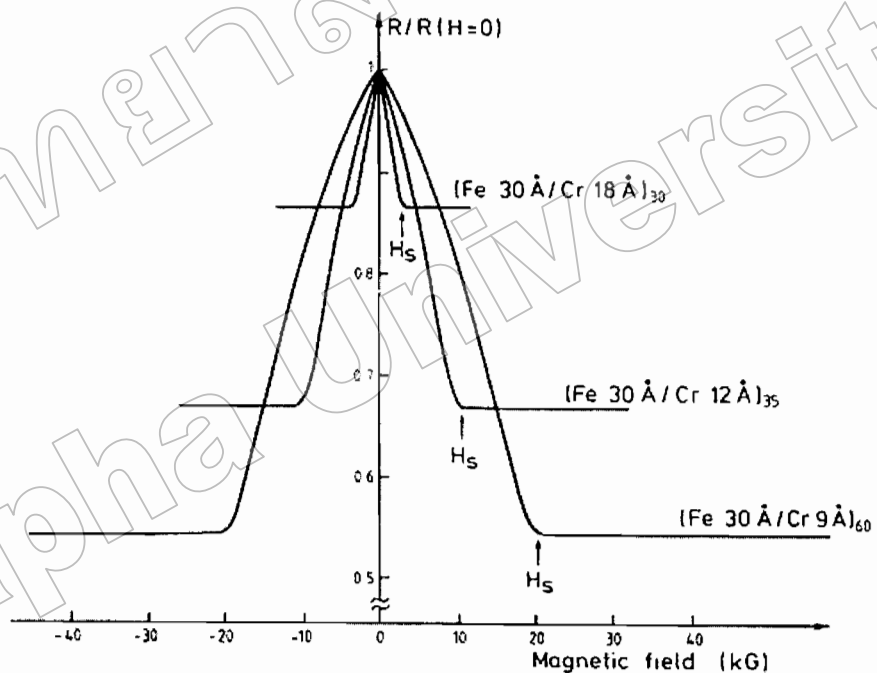
โดยที่  $d$  คือความหนาของแผ่นวัสดุตัวอย่าง

จากสมการ (25) และ (27) พบว่า สมการที่ใช้ในการคำนวณค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าโดยอาศัยเทคนิคการวัดของแวนเดอเพาว์ ในแผ่นวัสดุตัวอย่างที่มีความหนา  $d$  คือ

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \cdot \frac{(R_v + R_h)}{2} f \quad (28)$$

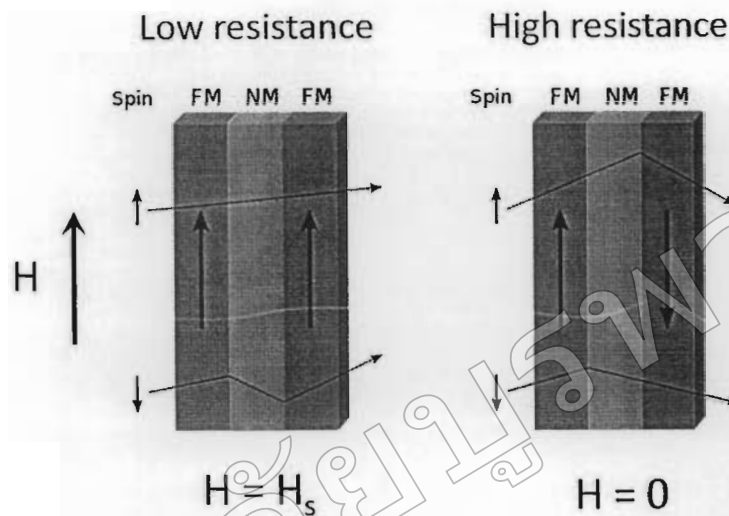
### 2.5.3 การวัดไจแอนท์แมกนีโตรซิสแตนซ์

แมกนีโตรซิสแตนซ์ (Magnetoresistance; MR) เป็นปรากฏการณ์การเปลี่ยนแปลงสภาพต้านทานไฟฟ้าของวัสดุเนื่องจากอิทธิพลของสนามแม่เหล็กจากภายนอก โดยมีอยู่ทั้งหมด 5 ชนิด ได้แก่ ออติโนมาร์แมกนีโตรซิสแตนซ์ (Ordinary magnetoresistance; OMR), แอนไอโซทรอปิกแมกนีโตรซิสแตนซ์ (Anisotropic magnetoresistance; AMR), ทันเนลแมกนีโตรซิสแตนซ์ (Tunnel magnetoresistance; TMR), โคลอสซอลแมกนีโตรซิสแตนซ์ (Colossal magnetoresistance; CMR) และไจแอนท์แมกนีโตรซิสแตนซ์ โดยวัสดุและกลไกของการเกิดปรากฏการณ์ MR แต่ละชนิดจะมีความแตกต่างกัน



ภาพที่ 20 แสดงผลการวัดค่า GMR ของฟิล์มบางแบบหลายชั้น (Fe 30Å/Cr 9Å) ที่สภาวะอุณหภูมิ  
ต่ำในงานวิจัยของ Fert (Baibich et al., 1988, p. 2473)

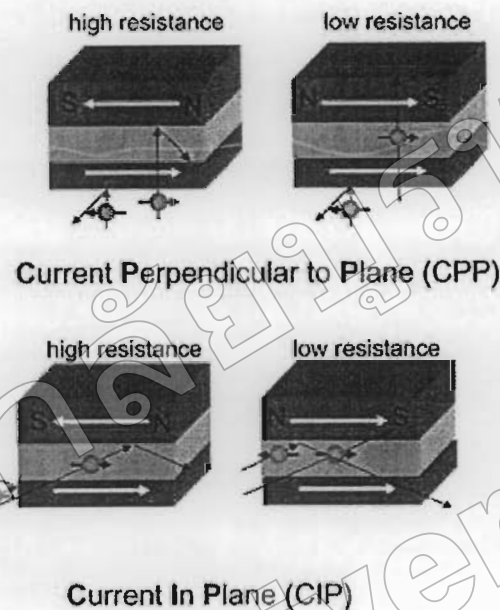




ภาพที่ 21 แสดงปรากฏการณ์ GMR (Academic dictionaries and encyclopedias, 2000)

ในปี 1988 คณะวิจัยของ Albert Fert ได้ค้นพบปรากฏการณ์ GMR ในฟิล์มบางแบบหลายชั้น Fe/Cr ซึ่งเป็นวัสดุที่มีอันตรกิริยาแบบ AFC จากผลการวัด MR ที่สภาวะอุณหภูมิต่ำ ซึ่งแสดงดังภาพที่ 20 พบว่า สภาพต้านทานไฟฟ้าในฟิล์มตัวอย่าง (Fe 30Å/Cr 9Å)<sub>60</sub> มีค่าสูงขึ้นประมาณ 50% เมื่อเปรียบเทียบกับสภาพต้านทานไฟฟ้าในขณะที่สนามแม่เหล็กที่จ่ายให้กับฟิล์มตัวอย่างมีค่าเท่ากับ  $H_s$  (Baibich et al., 1988) การเปลี่ยนแปลงของสภาพต้านทานไฟฟ้างี้กล่าวเป็นผลมาจากอันตรกิริยาระหว่างสปินของอิเล็กตรอนตัวนำกับแมกนีไทเซชันในชั้นวัสดุ FM จากกลไกของการเกิดปรากฏการณ์ GMR ในภาพที่ 21 พบว่า ขณะที่สนามแม่เหล็กจากภายนอกมีค่าสูงพอจนสามารถทำให้อันตรกิริยาแบบ AFC หดกำลัง ( $H = H_s$ ) นั้น แมกนีไทเซชันของชั้นวัสดุ FM ทั้งสองจะมีทิศการวางตัวอยู่ในแนวเดียวกันกับทิศของสนามแม่เหล็ก เมื่อจ่ายกระแสไฟฟ้าเข้าไปในชั้นงานตัวอย่างพบว่า อิเล็กตรอนตัวนำที่มีสปินอยู่ในทิศตรงกันข้ามกับแมกนีไทเซชันของชั้นวัสดุ FM เกิดการกระเจิงที่สูง และอิเล็กตรอนตัวนำที่มีสปินอยู่ในทิศเดียวกันกับแมกนีไทเซชันของชั้นวัสดุ FM เกิดการกระเจิงที่ต่ำ ต่อมาเมื่อหยุดจ่ายสนามแม่เหล็กพบว่า วัสดุตัวอย่างจะแสดงอันตรกิริยาแบบ AFC และชั้น FM ทั้งสองจะมีทิศของแมกนีไทเซชันที่สวนทางกัน ทำให้อิเล็กตรอนตัวนำที่ไม่ว่าจะมีสปินอยู่ในทิศใดก็ตามเกิดการกระเจิงที่สูงทั้งหมด ส่งผลให้สภาพต้านทานไฟฟ้าของวัสดุดังกล่าวมีค่าสูงขึ้น สำหรับวิธีการวัด GMR นั้นสามารถแบ่งออกได้เป็น 2 วิธี คือ การวัดโดยจ่ายกระแสไฟฟ้าเข้าไปในแนวระนาบของแผ่นวัสดุตัวอย่าง (current in plan; CIP)

และการวัดโดยจ่ายกระแสไฟฟ้าเข้าไปในทิศที่ตั้งฉากกับระนาบของวัสดุตัวอย่าง (current perpendicular to the plane; CPP) ดังแสดงในภาพที่ 22



ภาพที่ 22 แสดงวิธีการวัด GMR แบบ CPP และ แบบ CIP (National Institute for Materials Science (NIMS), 2001)

## 2.6 เทคนิคการเตรียมตัวอย่างด้วยวิธีสปัตเตอริง (Sputtering)

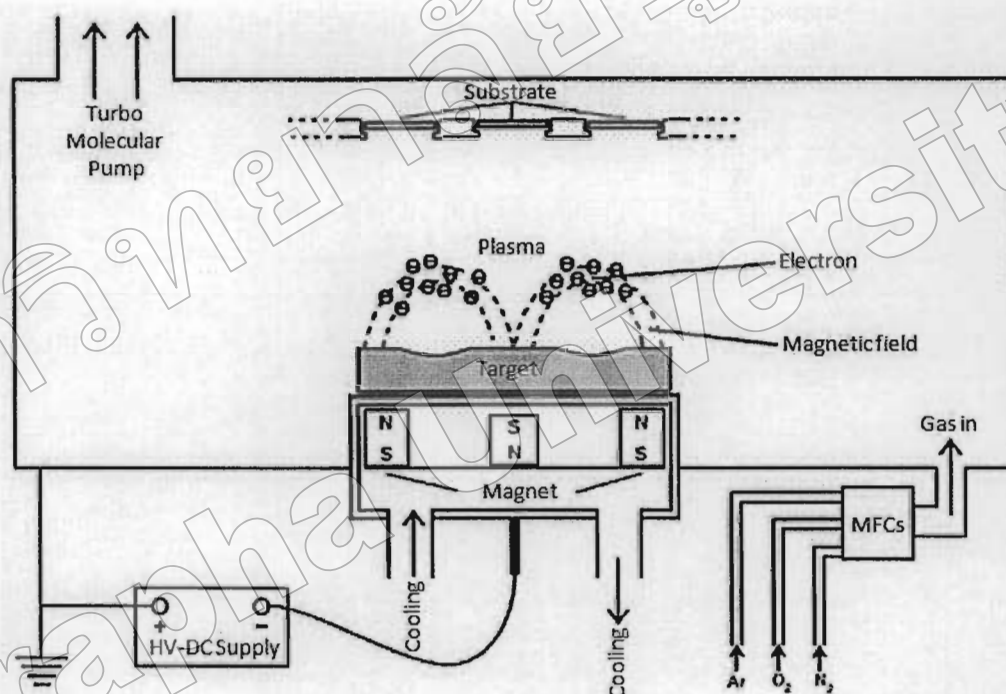
การเตรียมตัวอย่างด้วยวิธีสปัตเตอริงเป็นเทคนิคการเคลือบทางกายภาพวิธีหนึ่ง ที่เหมาะต่อการเคลือบวัสดุในลักษณะของฟิล์มบาง โดยสามารถเคลือบได้ทั้งวัสดุที่เป็นสารตัวนำทางไฟฟ้า สารกึ่งตัวนำ และฉนวน การสปัตเตอริงเป็นกระบวนการที่ทำให้อะตอมหรือโมเลกุลของวัสดุที่ต้องการเคลือบหลุดออกจากผิวของเป้าวัสดุ โดยการระดมยิงเป้าวัสดุด้วยอนุภาคที่มีพลังงาน ซึ่งอะตอมหรือโมเลกุลของวัสดุที่หลุดออกจะปกคลุมตัวบนแผ่นวัสดุรองรับปรากฏในลักษณะของฟิล์มบาง เทคนิคที่ใช้ในการเคลือบวัสดุด้วยวิธีการสปัตเตอริงนั้นมีหลายชนิด ซึ่งในแต่ละชนิดจะมีกลไกในการทำให้เกิดการระดมยิงของอนุภาคที่มีพลังงานไปยังเป้าวัสดุที่แตกต่างกัน ยกตัวอย่างเช่น ในเทคนิคดีซีสปัตเตอริง (DC sputtering) นั้น มีการใช้แรงดันไฟฟ้ากระแสตรงแรงสูงในการทำให้เกิดสอาร์กอนแตกตัวเป็นไอออน และเกิดการระดมยิงของไอออนของอาร์กอนไปยังเป้าวัสดุที่มีสภาพนำไฟฟ้าสูง ขณะที่เทคนิคอาร์เอฟสปัตเตอริง (RF sputtering) จะใช้แรงดันไฟฟ้ากระแสสลับที่มีความถี่อยู่ในย่านของคลื่นวิทยุ (Radio frequency; RF) ในการทำให้เกิดสอาร์กอน

แตกตัวเป็นไอออน และเกิดการระดมยิงของไอออนไปยังเป้าวัสดุ เป็นต้น นอกจากนี้พบว่า มีการพัฒนาการเคลือบชิ้นงานตัวอย่างด้วยวิธีสปัตเตอร์ริงให้มีประสิทธิภาพสูงขึ้น โดยการใช้สนามแม่เหล็กเข้ามาควบคุมการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนขณะทำการสปัตเตอร์ริง ทำให้อิเล็กตรอนเกิดการชนกับโมเลกุลของแก๊สอาร์กอน และเกิดเป็นไอออนที่ใช้ในการระดมยิงเป้าวัสดุได้ในปริมาณที่มากขึ้น เมื่อนำสนามแม่เหล็กดังกล่าวไปประยุกต์ใช้ในการเคลือบตัวอย่างด้วยวิธีดีซีและอาร์เอฟสปัตเตอร์ริง จะเรียกเทคนิคดังกล่าวว่า เทคนิคดีซีแมกนีตรอนสปัตเตอร์ริง (DC magnetron sputtering) และเทคนิคอาร์เอฟแมกนีตรอนสปัตเตอร์ริง (RF magnetron sputtering) ตามลำดับ โดยในงานวิจัยนี้ได้มีการนำเทคนิคดีซีและอาร์เอฟแมกนีตรอนสปัตเตอร์ริงมาใช้ในการเตรียมฟิล์มบางตัวอย่างที่สภาวะอุณหภูมิห้อง

### 2.6.1 เทคนิคดีซีแมกนีตรอนสปัตเตอร์ริง

เทคนิคดีซีแมกนีตรอนสปัตเตอร์ริงเหมาะต่อการนำมาใช้ในการเตรียมฟิล์มบางของสารตัวนำ และสารกึ่งตัวนำที่มีสภาพนำไฟฟ้าสูง โดยกระบวนการสปัตเตอร์ริงจะถูกดำเนินการในห้องเคลือบสุญญากาศ ที่มีเป้าของวัสดุที่ต้องการเคลือบและแผ่นวัสดุรองรับติดตั้งอยู่ภายใน ดังแสดงในภาพที่ 23 ก่อนที่จะทำการเคลือบชิ้นงานตัวอย่าง ห้องเคลือบจะถูกทำให้อยู่ในสภาวะสุญญากาศก่อนการปล่อยแก๊สอาร์กอนบรรจุเข้าไปในระบบ ค่อมาศักย์ไฟฟ้ากระแสตรงแรงดันสูงจะถูกจ่ายเข้าไปในห้องเคลือบและทำให้อิเล็กตรอนตัวนำถูกปล่อยออกมาจากเป้าวัสดุที่เชื่อมติดอยู่กับขั้วลบหรือขั้วแคโทด (Cathode) และมีทิศทางการเคลื่อนที่ไปสู่ขั้วบวกหรือขั้วแอโนด (Anode) ที่เชื่อมติดอยู่กับแผ่นวางแผ่นวัสดุรองรับและผนังห้องเคลือบ ระหว่างการเคลื่อนที่นั้น อิเล็กตรอนตัวนำดังกล่าวจะเกิดการชนกับโมเลกุลของแก๊สอาร์กอน ทำให้แก๊สอาร์กอนแตกตัวออกเป็นไอออนบวกของอาร์กอน ( $Ar^+$ ) และอิเล็กตรอน โดยจะเรียกสภาวะที่ภายในห้องเคลือบประกอบไปด้วยโมเลกุลของแก๊สอาร์กอน ไอออนบวกของอาร์กอน และอิเล็กตรอนว่า การเกิดพลาสมา (Plasma) หลังจากนั้น ไอออนบวกของอาร์กอนจะถูกเร่งให้เคลื่อนที่ชนกับเป้าของวัสดุซึ่งเป็นขั้วลบเนื่องจากแรงคูลอมบ์ (Coulomb force) ผลจากการชนทำให้อะตอมหรือโมเลกุลที่ผิวของเป้าวัสดุหลุดออก และเคลื่อนที่ไปก่อตัวบนแผ่นวัสดุรองรับ แต่ในกระบวนการเคลือบด้วยวิธีสปัตเตอร์ริงนั้น พบว่า อิเล็กตรอนตัวนำบางส่วนที่หลุดออกมาจากเป้าวัสดุ(ขั้วแคโทด) จะไม่เคลื่อนที่เข้าไปในบริเวณพื้นที่ของการเกิดพลาสมา แต่จะเคลื่อนที่ไปทั่วบริเวณรอบห้องเคลือบ ทำให้อัตราการเคลือบที่เกิดขึ้นมีค่าต่ำ เนื่องจากอิเล็กตรอนที่ทำให้แก๊สอาร์กอนแตกตัวเป็นไอออนมีจำนวนลดลง นอกจากนี้อิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่ไปรอบห้องเคลือบ อาจเคลื่อนที่ไปชนและทำให้ชิ้นงานเกิดความเสียหาย หรือ ทำให้เป้าวัสดุมีความร้อนเกิดขึ้น ในการแก้ไขปัญหาดังกล่าวจึงมีการนำ

สนามแม่เหล็กมาใช้ในการควบคุมทิศทางการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนตัวนำ เพื่อจำกัดให้อิเล็กตรอนตัวนำมีการเคลื่อนที่อยู่ในบริเวณพื้นที่ของการเกิดพลาสมา โดยติดตั้งแม่เหล็กเข้าไปที่บริเวณด้านหลังหรือด้านข้างของเป้าวัสดุ ดังแสดงในภาพที่ 23 ทำให้มีอิเล็กตรอนตัวนำจำนวนมากเคลื่อนที่ไปสะสมอยู่ในพื้นที่บริเวณเหนือเป้าวัสดุ และเกิดการชนกับโมเลกุลของแก๊สอาร์กอน ไอออนของอาร์กอนที่เกิดขึ้นและที่ถูกระดมยิงไปยังเป้าวัสดุจึงมีปริมาณที่เพิ่มขึ้น ส่งผลให้การเคลื่อนที่ขึ้นงานด้วยวิธีคิซีแมกนิตรอนสปัตเตอริงมีอัตราการเคลื่อนที่ที่สูงขึ้น เมื่อเปรียบเทียบกับวิธีการเคลือบแบบคิซีสปัตเตอริงทั่วไป



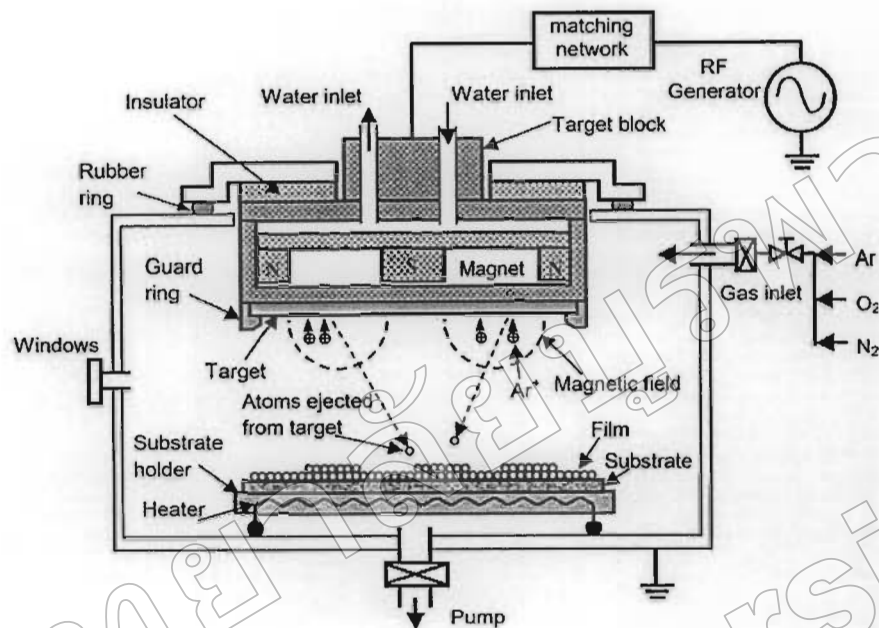
ภาพที่ 23 แสดงระบบการเคลือบตัวอย่างด้วยเทคนิคคิซีแมกนิตรอนสปัตเตอริง (RWTH Aachen, 2003)

ในการเคลือบวัสดุที่เป็นฉนวนโดยใช้เทคนิคคิซีสปัตเตอริงนั้น พบว่า อิเล็กตรอนตัวนำไม่สามารถเคลื่อนที่หลุดออกมาจากเป้าวัสดุที่เป็นฉนวนได้ ทำให้ไม่มีการแตกตัวเป็นไอออนของอาร์กอนและพลาสมาปรากฏขึ้นในห้องเคลือบ การที่จะเหนี่ยวนำให้โมเลกุลของแก๊สอาร์กอนแตกตัวเป็นไอออนที่สภาวะดังกล่าวได้นั้น จำเป็นต้องใช้แรงดันไฟฟ้าที่สูงมากประมาณ  $10^{12}$  V ซึ่งการใช้แรงดันไฟฟ้าขนาดดังกล่าว จะส่งผลให้เป้าวัสดุและชิ้นงานตัวอย่างเกิดความเสียหาย ดังนั้น

เทคนิคซีซีสปีดเตอริงจึงไม่เหมาะต่อการนำมาใช้เคลือบวัสดุที่เป็นฉนวน หรือวัสดุที่มีสภาพนำไฟฟ้าต่ำ

### 2.6.2 เทคนิคอาร์เอฟแมกนีตรอนสปีดเตอริง

เทคนิคอาร์เอฟแมกนีตรอนสปีดเตอริงเป็นเทคนิคที่นิยมนำมาใช้ในการเคลือบวัสดุที่เป็นฉนวน และสารกึ่งตัวนำที่มีสภาพนำไฟฟ้าต่ำ เนื่องจากแรงดันไฟฟ้ากระแสสลับที่ใช้ในระบบดังกล่าว สามารถเหนี่ยวนำให้เกิดอาร์กอนแตกตัวเป็นไอออนและปรากฏพลาสมาขึ้นได้ โดยไม่ทำให้เกิดความเสียหายกับเป่าวัสดุและชิ้นงานตัวอย่าง ซึ่งลักษณะของระบบการเคลือบตัวอย่างด้วยเทคนิคอาร์เอฟแมกนีตรอนสปีดเตอริงแสดงดังภาพที่ 24 สำหรับแรงดันไฟฟ้ากระแสสลับที่จ่ายให้กับระบบดังกล่าว นั้น มีค่าความถี่เท่ากับ 13.56 MHz ซึ่งอยู่ในย่านความถี่ของคลื่นวิทยุ โดยทำให้เกิดการสลับขั้วไฟฟ้าแอโนด-แคโทด ระหว่าง เป่าวัสดุ กับแผ่นวัสดุรองรับและผนังห้องเคลือบดังแสดงในภาพที่ 25 (ก) จากการที่อิเล็กตรอนมีมวลที่น้อยมาก การสลับขั้วไฟฟ้าด้วยความถี่ที่สูงถึง 13.56 MHz จึงส่งผลให้อิเล็กตรอนตัวนำในห้องเคลือบเกิดการสั่นและเคลื่อนที่ไปชนกับโมเลกุลของแก๊สอาร์กอน ทำให้เกิดการแตกตัวเป็นไอออนของอาร์กอนและปรากฏพลาสมาขึ้น ในขณะที่ไอออนของอาร์กอนที่เกิดขึ้นจะไม่เกิดการสั่นตามการสลับของขั้วไฟฟ้าดังกล่าว เนื่องจากอนุภาคดังกล่าวมีมวลที่ค่อนข้างหนัก และเมื่อสังเกตในภาพที่ 25 (ข) พบว่า ค่าศักย์ไฟฟ้าที่เกิดขึ้นที่เป่าวัสดุจะมีการสลับระหว่างค่าบวกและค่าลบ โดยเมื่อศักย์ไฟฟ้าที่เป่าวัสดุมีค่าเป็นลบ ไอออนบวกของอาร์กอนจะเคลื่อนที่เข้าชนเป่าวัสดุ ทำให้อะตอมหรือโมเลกุลที่ผิวของวัสดุหลุดออกจากเป่า และเคลื่อนที่ไปก่อตัวบนแผ่นวัสดุรองรับ แต่ในขณะที่ค่าศักย์ไฟฟ้าที่เป่าวัสดุมีค่าเป็นบวก ซึ่งเกิดขึ้นพร้อมกับการที่แผ่นวางแผ่นวัสดุรองรับและผนังของห้องเคลือบมีค่าศักย์ไฟฟ้าเป็นลบ พบว่า การระดมยิงของไอออนของอาร์กอนไปยังแผ่นวัสดุรองรับจะเกิดขึ้นในปริมาณที่น้อยมาก และไม่ทำให้เกิดความเสียหายขึ้นกับชิ้นงานตัวอย่าง เนื่องจากพื้นที่โดยรวมของแผ่นวางแผ่นวัสดุรองรับและผนังของห้องเคลือบมีขนาดที่ใหญ่มากเมื่อเปรียบเทียบกับขนาดพื้นที่ของเป่าวัสดุ ทำให้ไอออนของอาร์กอนที่เคลื่อนที่ไปชนแผ่นวัสดุรองรับมีพลังงานต่อพื้นที่ที่ต่ำ นอกจากนี้การใช้สนามแม่เหล็กช่วยในการบังคับทิศทางเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนเพื่อทำให้อาร์กอนแตกตัวเป็นไอออนได้มากขึ้นนั้น จะทำให้อัตราการเคลือบมีค่าสูงเช่นเดียวกับการเคลือบด้วยเทคนิคซีซีแมกนีตรอนสปีดเตอริง

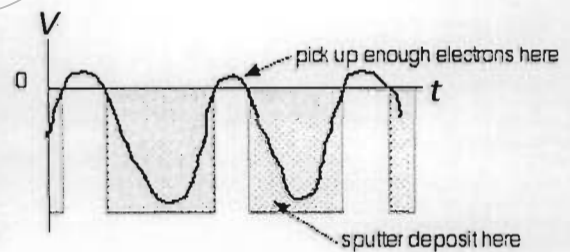


ภาพที่ 24 แสดงระบบการเคลือบตัวอย่างด้วยเทคนิคอาร์เอฟแมกเนตรอนสปัตเตอริง (Song, 2008)

|           |   |   |   |   |   |   |   |   |
|-----------|---|---|---|---|---|---|---|---|
| target    | - | - | - | + | - | - | + | - |
| substrate |   |   |   |   |   |   |   |   |
| +         | + | + | + | - | + | + | + | + |
| chamber   |   |   |   |   |   |   |   |   |

TIME →

(ก)

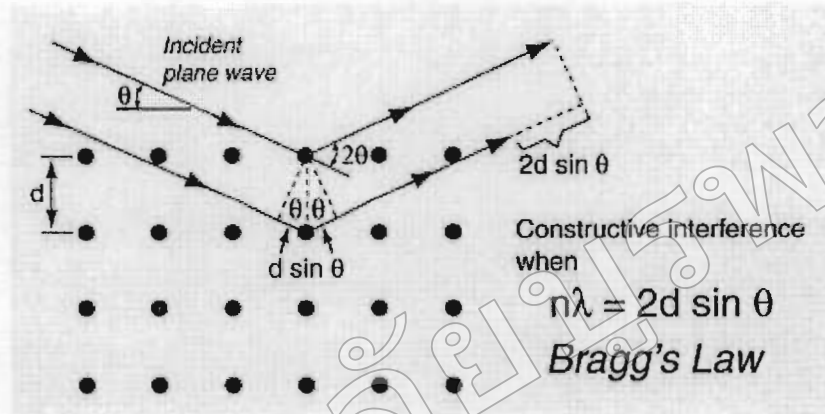


(ข)

ภาพที่ 25 (ก) แสดงการสลับขั้วไฟฟ้าแอโนด-แคโทดของเป้าวัสดุ แผ่นวัสดุรองรับ และผนังห้องเคลือบ (ข) แสดงค่าศักย์ไฟฟ้า ( $V$ ) ของเป้าวัสดุที่เป็นฟังก์ชันของเวลา ( $t$ ) (University of Colorado Colorado Springs, 2000)



## 2.7 เทคนิคการวิเคราะห์ลักษณะทางโครงสร้างด้วยการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์



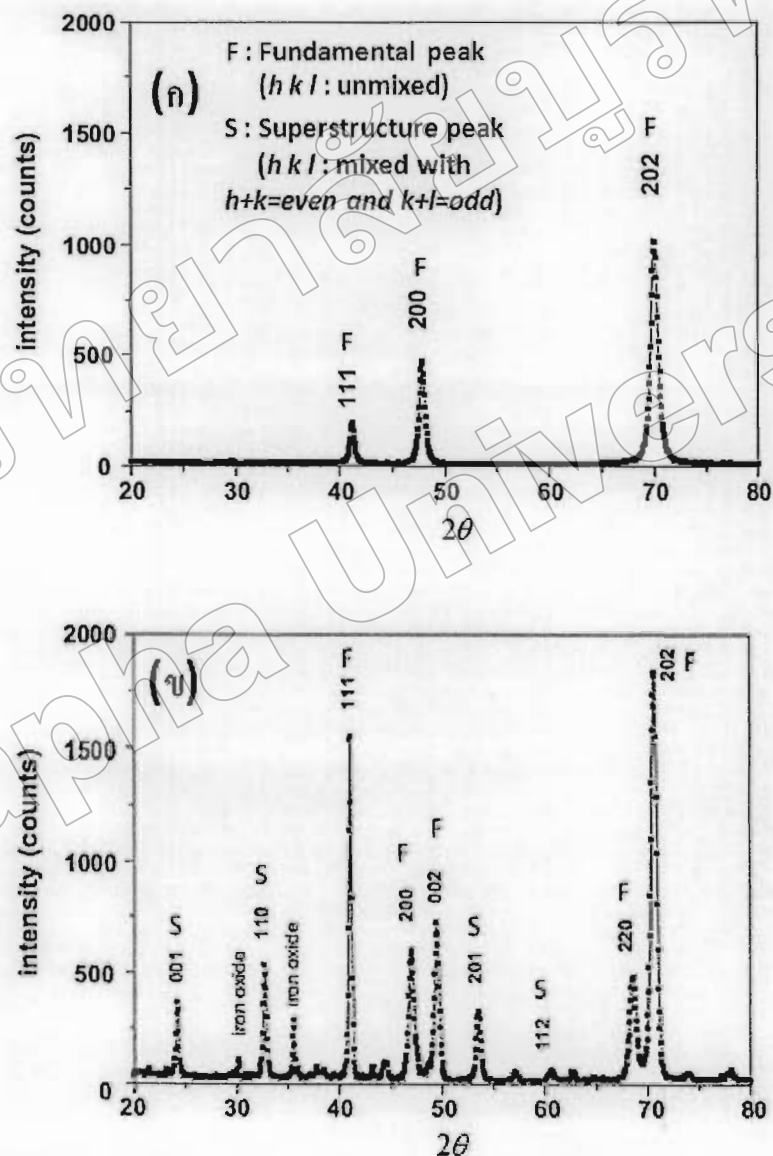
ภาพที่ 26 แสดงการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์ผ่านระนาบของโครงร่างผลึก (HyperPhysics, 2010 a)

การวิเคราะห์ลักษณะทางโครงสร้างของชิ้นงานตัวอย่างด้วยเทคนิค XRD นั้นเป็นที่นิยมนกันอย่างแพร่หลาย โดยสามารถวิเคราะห์ข้อมูลออกมาให้อยู่ในรูปของพีคของความเข้มขึ้นที่เกิดจากการแทรกสอดของรังสีเอกซ์ หลังจากที่ได้มีการเลี้ยวเบนผ่านระนาบของโครงร่างผลึกที่มุมของการตกกระทบต่าง ๆ ดังแสดงในภาพที่ 26 เงื่อนไขของการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์ที่ทำให้เกิดการแทรกสอดดังกล่าวสามารถอธิบายให้อยู่ในรูปของ กฎของแบรกก์ (Bragg's law) ที่กล่าวว่า การแทรกสอดแบบเสริมของรังสีเอกซ์นั้นจะเกิดขึ้น เมื่อรังสีเอกซ์ที่ผ่านการเลี้ยวเบนจากระนาบของโครงร่างผลึกแล้วมาแทรกสอดกัน มีความแตกต่างของระยะทางที่เคลื่อนที่ได้ มีค่าเท่ากับ  $n\lambda$  เมื่อ  $n$  คือ เลขจำนวนเต็มซึ่งมีค่าเท่ากับ 1, 2, 3, ... โดยสามารถอธิบายได้ดังความสัมพันธ์

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (29)$$

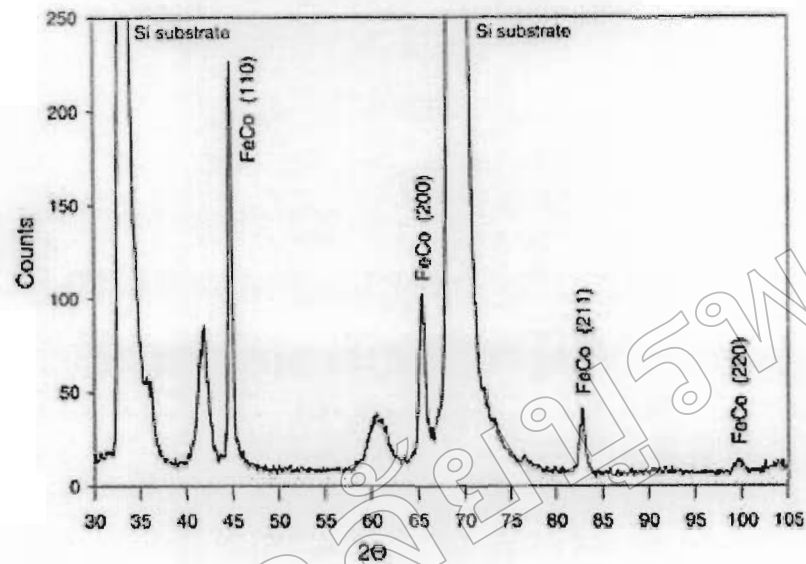
เมื่อ  $d$  คือ ระยะห่างระหว่างระนาบในโครงร่างผลึก,  $\theta$  คือ มุมกระเจิงของรังสีเอกซ์ และ  $\lambda$  คือ ความยาวคลื่นของรังสีเอกซ์ ในการศึกษาโครงสร้างวัสดุของแข็งโดยใช้เครื่องเอกซเรย์ดิฟแฟรคโตมิเตอร์ (X-ray diffractometer) นั้น แหล่งกำเนิดรังสีเอกซ์และชิ้นงานตัวอย่างจะถูกยึดติดอยู่กับที่ ในขณะที่หัวตรวจวัดรังสีจะมีการหมุนกวาดเพื่อทำมุม  $2\theta$  กับแนวรังสีเอกซ์ที่เคลื่อนที่มาตกกระทบกับผิวชิ้นงานตัวอย่าง ผลการวิเคราะห์จะแสดงอยู่ในรูปของกราฟที่แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเข้มของการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์ที่วัดได้กับมุม  $2\theta$  ของวัสดุตัวอย่างที่มีโครงสร้าง

แตกต่างกัน โดยมีรูปแบบของฟลักซ์ของความเข้มที่ปรากฏในกราฟดังกล่าวเป็นลักษณะเฉพาะ ซึ่งตัวอย่างผลการวิเคราะห์ด้วยเทคนิค XRD ของ  $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$  (Issro et al., 2005, p.448),  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  (Sorescu, Grabias, Tarabasanu-Mihaila, & Diamandescu, 2003, p. 234) และ Ru (Li, Farmer, Gordon, Lin, & Vlassak, 2007, p. D645) ในงานวิจัยที่ผ่านมา แสดงดังภาพที่ 27, 28 และ 29 ตามลำดับ

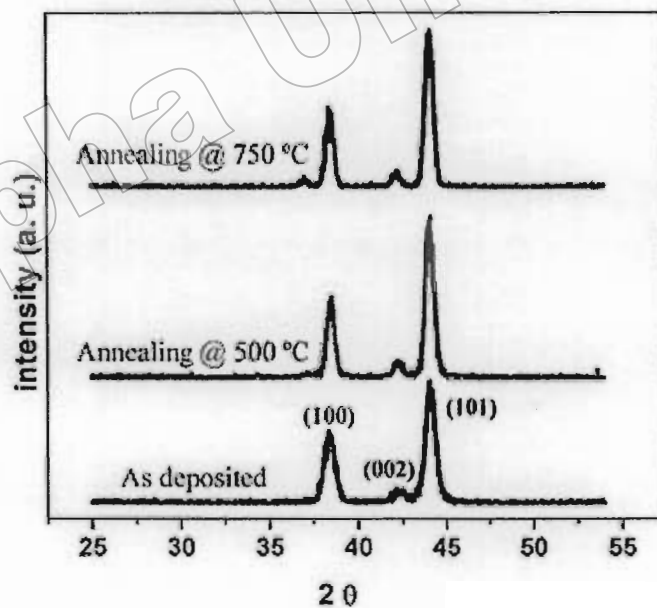


ภาพที่ 27 แสดงตัวอย่างผลการวิเคราะห์ XRD ของ (ก) ฟอยล์บาง A1-FePd ที่เตรียมได้โดยวิธีรีดเย็น (cold-rolled) ที่อุณหภูมิห้อง (ข) ฟอยล์บาง L1<sub>0</sub>-FePd ที่เตรียมได้โดยการผ่านการอบความร้อนที่อุณหภูมิ 733 K เป็นเวลา 15 ชม. (Issro et al., 2005, p.448)





ภาพที่ 28 แสดงตัวอย่างผลการวิเคราะห์ XRD ของฟิล์มบาง B2-Co<sub>50</sub>Fe<sub>50</sub> ที่เตรียมด้วยวิธี Pulsed laser deposition (PLD) ที่อุณหภูมิห้อง (Sorescu et al., 2003, p. 234)

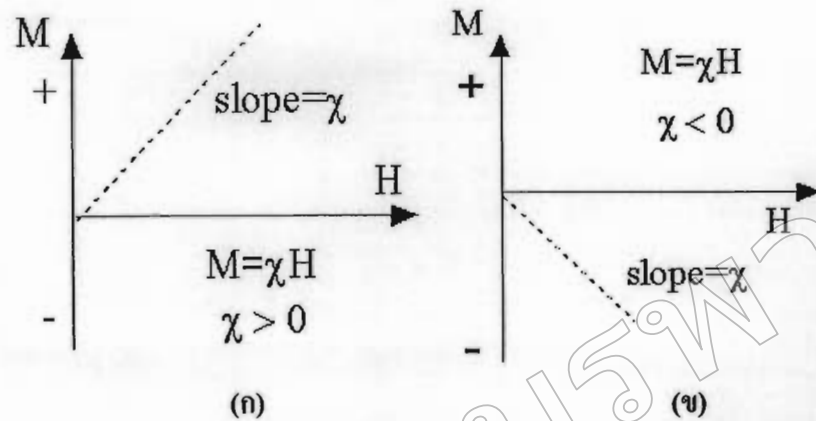


ภาพที่ 29 แสดงตัวอย่างผลการวิเคราะห์ XRD ของฟิล์มบาง A3-Ru ที่เตรียมด้วยวิธี Pulsed chemical vapor deposition (Pulsed CVD) ที่อุณหภูมิ 130 °C และที่ผ่านการอบความร้อนที่อุณหภูมิ 500 และ 750 °C เป็นเวลา 1 นาที (Li et al., 2007, p. D645)

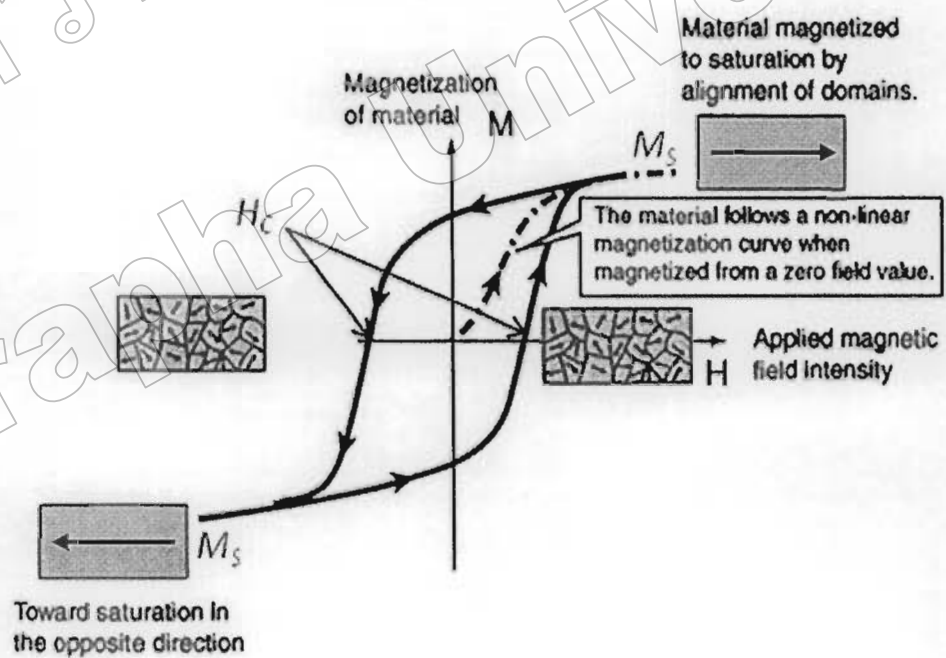
พีคที่ปรากฏขึ้นในผลการวิเคราะห์ลักษณะทางโครงสร้างด้วย XRD จะมีอยู่ 2 ชนิดคือ พีคแบบ Fundamental เป็นพีคที่เกิดจากการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์โดยไม่ขึ้นอยู่กับการจัดเรียงตัวของอะตอมในโครงร่างผลึก และพีคแบบ Superstructure เป็นพีคที่เกิดจากการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์ที่จะปรากฏขึ้นเมื่ออะตอมในโครงร่างผลึกมีการจัดเรียงตัวที่เป็นระเบียบ ดังนั้น การเปลี่ยนแปลงทางโครงสร้างของโลหะผสม FePd จาก A1 ซึ่งเป็นโครงสร้างที่มีการจัดเรียงตัวของอะตอมที่ไม่เป็นระเบียบไปเป็นโครงสร้างแบบ  $L1_0$  ที่มีการจัดเรียงตัวของอะตอมที่เป็นระเบียบ สามารถสังเกตได้จากการปรากฏขึ้นของพีคแบบ Superstructure ในผลการวิเคราะห์ด้วยเทคนิค XRD ของโลหะผสมดังกล่าว เมื่อพิจารณาในภาพที่ 27(ก) พบว่า ไม่ปรากฏพีคแบบ Superstructure เกิดขึ้น เนื่องจาก A1-FePd มีการจัดเรียงตัวของอะตอมที่ไม่เป็นระเบียบ แต่เมื่ออะตอมของ Fe และ Pd มีการเคลื่อนที่เพื่อจัดเรียงตัวของอะตอมใหม่ เนื่องจากพลังงานความร้อนที่ได้รับและเกิดการเรียงตัวที่เป็นระเบียบมากขึ้น ทำให้พีคดังกล่าวปรากฏขึ้นในผลการวิเคราะห์ด้วยเทคนิค XRD ของ  $L1_0$ -FePd ซึ่งแสดงดังภาพที่ 27(ข)

## 2.8 เทคนิคการวิเคราะห์สมบัติทางแม่เหล็ก

สมบัติทางแม่เหล็กของวัสดุต่าง ๆ นั้นสามารถพิจารณาได้จากค่าแมกนีโตเซชัน ( $M$ ) ที่เกิดขึ้น เมื่อมีการจ่ายสนามแม่เหล็กจากภายนอก ( $H$ ) ให้กับวัสดุ โดยวัสดุที่มีสมบัติทางแม่เหล็กต่างชนิดกันจะมีการแปรผันของค่า  $M$  ตามการเปลี่ยนแปลงของค่า  $H$  ที่แตกต่างกัน ทำให้กราฟที่แสดงความสัมพันธ์ระหว่าง  $M$  กับ  $H$  มีรูปร่างลักษณะที่เฉพาะตามชนิดของสมบัติทางแม่เหล็ก ยกตัวอย่างเช่น ในวัสดุแม่เหล็กพารา (Paramagnetism) นั้น  $M$  ที่เกิดขึ้นจะแปรผันตรงกับค่า  $H$  ทำให้กราฟความสัมพันธ์  $M - H$  มีลักษณะเป็นเส้นตรงดังแสดงในภาพที่ 30(ก) ขณะที่วัสดุที่มีสมบัติทางแม่เหล็กแบบไดอา (Diamagnetism) จะมีค่า  $M$  ที่แปรผกผันกับค่า  $H$  โดยสามารถสังเกตได้จากกราฟความสัมพันธ์  $M - H$  ดังแสดงในภาพที่ 30(ข)



ภาพที่ 30 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง  $M$  กับ  $H$  ของ (ก) วัสดุที่มีสมบัติทางแม่เหล็กแบบพารา (ข) วัสดุที่มีสมบัติทางแม่เหล็กแบบ ไดอา (Institute for Rock Magnetism, University of Minnesota, 2009)

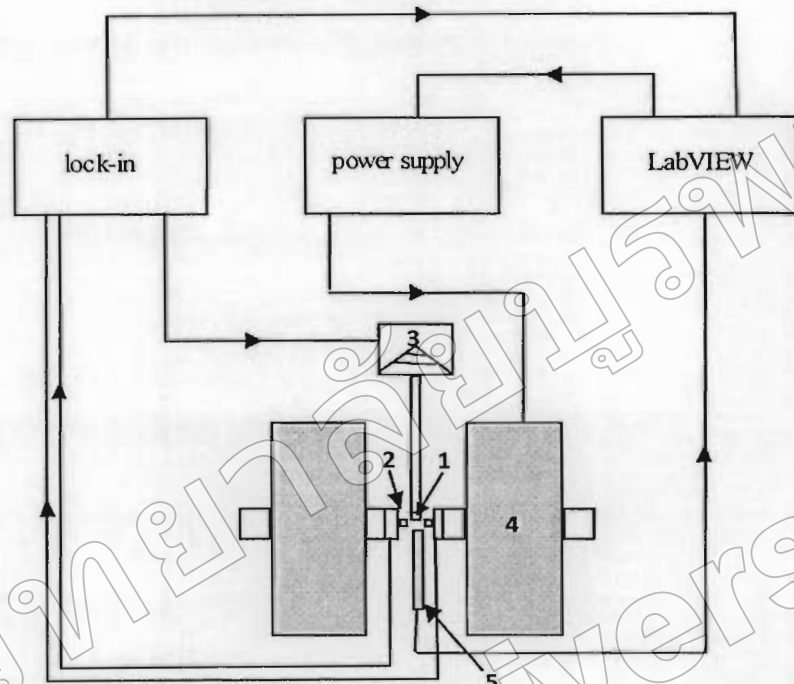


ภาพที่ 31 แสดงวงฮิสเทอรีซิสของวัสดุที่มีสมบัติทางแม่เหล็กแบบเฟอร์โร (HyperPhysics, 2010 b)

สำหรับความสัมพันธ์ระหว่าง  $M$  กับ  $H$  ของวัสดุที่มีสมบัติทางแม่เหล็กแบบเฟอร์โรนั้จะมีรูปแบบที่ไม่เป็นเส้นตรง (Non-linear) โดยกราฟความสัมพันธ์  $M - H$  ที่วัดได้จะมีลักษณะเป็นเส้นโค้งและเมื่อให้สนาม  $H$  ครอบรอบทั้งทิศทาง + และทิศทาง - พบว่า กราฟความสัมพันธ์ดังกล่าวจะมีลักษณะเป็นวง เรียกว่าวงฮิสเทอรีซิส (Hysteresis loop) ดังแสดงในภาพที่ 31 โมเมนต์แม่เหล็กของอะตอมที่อยู่ใกล้เคียงกันภายในวัสดุแบบ FM จะรวมตัวกันเป็นกลุ่มที่เรียกว่า โดเมนแม่เหล็ก (Magnetic domain) ในขณะที่ยังไม่มีการให้สนามแม่เหล็กแก่วัสดุดังกล่าว ทิศทางของโดเมนแม่เหล็กแต่ละโดเมนจะแตกต่างกันและจัดวางตัวแบบสุ่ม ทำให้  $M$  ที่วัดได้มีค่าน้อยมากหรือมีค่าเป็นศูนย์ ต่อมาเมื่อให้  $H$  กับชิ้นงานตัวอย่างพบว่า โดเมนแม่เหล็กแต่ละโดเมนจะเริ่มมีการบิดตัวตามทิศทางของ  $H$  และเกิดการรวมตัวกัน ทำให้  $M$  ของวัสดุดังกล่าวมีค่าเพิ่มขึ้น โดยเมกนีโตเซชันจะเพิ่มขึ้นจนมีค่าสูงที่สุดและอิ่มตัว (Saturation magnetization;  $M_s$ ) เมื่อโดเมนแม่เหล็กทั้งหมดในวัสดุดังกล่าวมีการรวมตัวกันจนกลายเป็นโดเมนเดียว และวางตัวอยู่ในทิศทางเดียวกันกับทิศของ  $H$  ต่อมาเมื่อลดสนามแม่เหล็กลงจนมีค่าเท่ากับศูนย์พบว่า โดเมนแม่เหล็กบางส่วนยังคงรักษาทิศทางเดิมตามทิศของ  $H$  ที่ให้ก่อนหน้านี้ ทำให้  $M \neq 0$  การที่จะทำให้เมกนีโตเซชันของวัสดุแบบ FM มีค่าเป็นศูนย์ได้นั้น สามารถทำได้โดยการให้  $H$  ที่มีทิศทางตรงกันข้ามกับทิศทางเดิมและมีค่าเท่ากับ  $H_c$  ดังกล่าวแสดงในภาพที่ 31 ค่า  $H_c$  ของวัสดุแบบ FM นั้นถูกนำไปใช้ในการแบ่งวัสดุดังกล่าวออกเป็น 2 ประเภท คือ วัสดุแม่เหล็กชนิดแข็ง เป็นวัสดุแบบ FM ที่มีค่า  $H_c$  สูงทำให้ต้องใช้สนามแม่เหล็กที่สูงในการทำให้เมกนีโตเซชันสลายไป และวัสดุแม่เหล็กชนิดอ่อน เป็นวัสดุ FM ที่เมกนีโตเซชันสามารถถูกทำลายได้ง่ายจึงมีค่า  $H_c$  ต่ำ

สำหรับการวิเคราะห์สมบัติทางแม่เหล็กของฟิล์มตัวอย่างในงานวิจัยนี้ จะทำการศึกษาวงฮิสเทอรีซิสของชิ้นงานด้วยเมกนีโตมิเตอร์แบบสั่นตัวอย่าง (Vibrating sample magnetometer; VSM) และเมกนีโตมิเตอร์แบบเกรเดียนต์แรงสลับ (Alternating gradient force magnetometer; AGFM)

### 2.8.1 หลักการทำงานของแมกนีโตมิเตอร์แบบสั่นตัวอย่าง

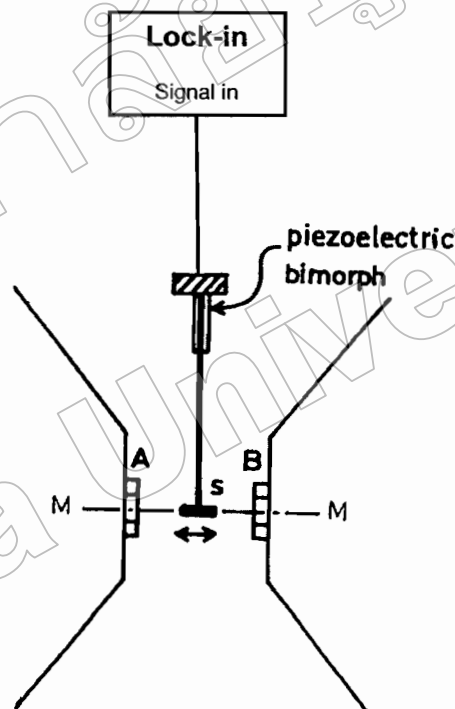


ภาพที่ 32 แสดงแผนภาพของชุดอุปกรณ์ VSM โดยที่ (1) คือ ชิ้นงานตัวอย่าง, (2) คือ ขดลวดตรวจวัด (Detection coil), (3) คือ เครื่องสั่น (Vibrator), (4) คือ แม่เหล็กไฟฟ้า (Electromagnet) และ (5) คือ หัวตรวจวัดสนามแม่เหล็ก (Burgei, Pechan, & Jaeger, 2003, p. 826)

ชิ้นงานตัวอย่างที่ถูกนำไปวิเคราะห์ด้วย VSM นั้น จะถูกนำไปติดอยู่ที่ปลายของแท่งวัสดุที่ไม่มีสมบัติทางแม่เหล็ก และถูกนำไปวางอยู่ระหว่างขั้วแม่เหล็กไฟฟ้าที่มีขดลวดตรวจวัดติดอยู่ ดังแสดงในภาพที่ 32 โดยขดลวดของแม่เหล็กไฟฟ้านั้นจะต่อกับแหล่งจ่ายไฟฟ้ากระแสตรง และขดลวดตรวจวัดจะต่ออุปกรณ์ที่ใช้ในการขยายสัญญาณทางไฟฟ้า ชิ้นงานตัวอย่างจะถูกทำให้สั่นด้วยการแกว่งของแท่งวัสดุ NM ซึ่งถูกควบคุมจากอุปกรณ์ให้กำเนิดการสั่นพร้อมกับทำการจ่ายสนามแม่เหล็กที่มีความสม่ำเสมอ (Uniform magnetic field) จากขั้วแม่เหล็กไฟฟ้า ทำให้แมกนีโตเซชันในชิ้นงานตัวอย่างที่เป็นวัสดุแบบ FM มีค่าสูงขึ้นเนื่องจากโดเมนแม่เหล็กมีจัดวางตัวตามทิศทางของ  $H$  เมื่อชิ้นงานตัวอย่างมีการเคลื่อนที่เข้าใกล้และออกห่างจากขดลวดตรวจวัดแบบกลับไปกลับมา แมกนีโตเซชันในชิ้นงานตัวอย่างจะทำให้เกิดการ

เปลี่ยนแปลงฟลักซ์แม่เหล็กและเกิดกระแสเหนี่ยวนำซึ่งมีผลต่อการเกิดศักย์ไฟฟ้าขึ้นในขดลวดโลหะ โดยค่าศักย์ไฟฟ้าดังกล่าวจะเป็นสัดส่วนกับค่าแมกนีโตเซชันที่เกิดขึ้นในชิ้นงานตัวอย่างและถูกส่งไปยังอุปกรณ์ขยายสัญญาณ Lock-in เมื่อทำการเปลี่ยนแปลงค่าสนามแม่เหล็กที่ให้กับชิ้นงาน ค่าศักย์ไฟฟ้าที่วัดได้ในขดลวดโลหะจะมีการเปลี่ยนแปลงไปตามแมกนีโตเซชันที่เกิดขึ้น ความสัมพันธ์ระหว่างสนามแม่เหล็กที่จ่ายให้กับชิ้นงานตัวอย่างและแมกนีโตเซชันที่วัดได้ จะแสดงออกมาอยู่ในรูปของวงฮิสเทอรีซิสโดยโปรแกรมวิเคราะห์

## 2.8.2 หลักการทำงานของแมกนีโตมิเตอร์แบบเกรเดียนท์แรงสลับ



ภาพที่ 33 แสดงแผนภาพชุดอุปกรณ์ AGFM โดยที่ A,B คือ ขดลวดโลหะที่ใช้ในการสร้างสนามแม่เหล็กแบบเกรเดียนท์ (Gradient field coil), M คือ ขั้วแม่เหล็กไฟฟ้า และ S คือ ชิ้นงานตัวอย่าง (Graham, 2000, p. 100)

สำหรับชิ้นงานตัวอย่างที่ถูกนำไปวิเคราะห์ฮิสเทอรีซิสด้วย AGFM นั้น จะถูกนำไปติดอยู่ที่ปลายด้านล่างของแท่งวัสดุไพเอโซอิเล็กทริกที่มีปลายด้านบนยึดติดอยู่กับอุปกรณ์ piezoelectric bimorph และถูกนำไปวางอยู่ระหว่างขั้วแม่เหล็กไฟฟ้าที่มีขดลวดติดอยู่ ดังแสดงในภาพที่ 33 โดยขั้วแม่เหล็กไฟฟ้านั้นจะต่อกับแหล่งจ่ายไฟฟ้ากระแสตรง แต่ขดลวดสร้างสนามเกรเดียนท์จะต่อกับ

แหล่งจ่ายไฟฟ้ากระแสสลับ ทำให้สนามแม่เหล็กที่จ่ายให้กับชิ้นงานตัวอย่างเป็นสนามแม่เหล็กแบบเกรเดียนต์ (Gradient) ที่มีความไม่สม่ำเสมอ เนื่องจากการที่สนามแม่เหล็กไฟฟ้ากระแสสลับ (Alternating current magnetic field) จากขดลวดโลหะมีการซ้อนทับกับสนามแม่เหล็กไฟฟ้ากระแสตรง (Direct current magnetic field) ที่จ่ายจากขั้วแม่เหล็กไฟฟ้า ชิ้นงานตัวอย่างที่อยู่ในสนามแม่เหล็กแบบเกรเดียนต์ จะเกิดการสั่นเนื่องจากมีแรงมากระทำ โดยที่แรงดังกล่าวเป็นสัดส่วนกับขนาดของสนามแม่เหล็กแบบเกรเดียนต์ และ โมเมนต์แม่เหล็กของชิ้นงานตัวอย่าง ซึ่งแรงที่เกิดขึ้นในรูปแบบของการสั่นจะถูกวัดโดย piezoelectric bimorph ที่ติดอยู่กับปลายด้านบนของแท่งไฟเบอร์และส่งข้อมูลเป็นสัญญาณทางไฟฟ้าไปยังอุปกรณ์ Lock-in เพื่อที่จะนำไปวิเคราะห์ข้อมูลออกมาเป็นวงฮิสเทอรีซิสที่แสดงความสัมพันธ์ระหว่างสนามแม่เหล็กที่จ่ายให้กับชิ้นงานตัวอย่างและแมกนีโตเซชันที่เกิดขึ้น