

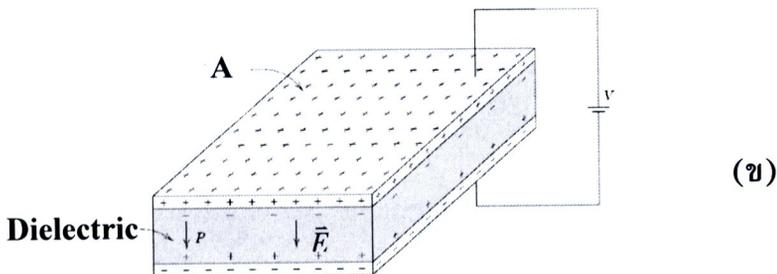
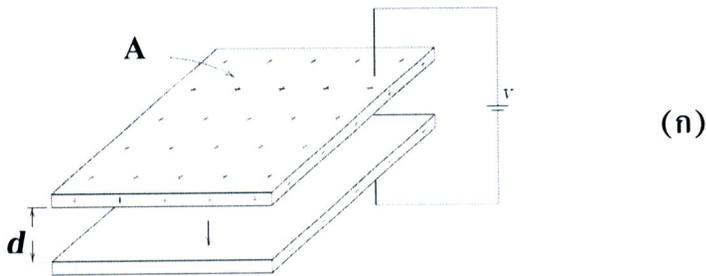
บทที่ 3 ทฤษฎีพื้นฐาน

3.1 ทฤษฎีไดโพลีกริก

3.1.1 ทฤษฎีไดโพลีกริกในระดับมหรรคณ

ไดโพลีกริก หรือ ฉนวนไฟฟ้า เป็นวัสดุที่ยอมให้สนามไฟฟ้าผ่านเนื้อสารได้และเมื่อสนามไฟฟ้าผ่านเนื้อสารจะเหนี่ยวนำให้เกิดไดโพลไฟฟ้า (electric dipole) ในวัสดุนั้นการตอบสนองทางไดโพลีกริกเป็นผลมาจากการจัดในขั้วสั้น ๆ ของประจุภายใต้อิทธิพลของสนามไฟฟ้าภายนอกที่ให้เข้าไป โดยการจัดของประจุดังกล่าวนี้มีผลทำให้เกิดการสะสมของพลังงานไฟฟ้าและเกิดความจุไฟฟ้าในไดโพลีกริก โดยที่ความจุไฟฟ้า (capacitance, C) มีนิยามคือ ความสามารถในการเก็บประจุ (charge, Q) ของแผ่นตัวนำสองแผ่นที่อยู่ใกล้กันมาก ๆ เมื่อให้ความต่างศักย์ไฟฟ้าระหว่างแผ่นตัวนำ (voltage, V) ดังนั้นจะได้ว่า

$$C = \frac{Q}{V} \quad (3.1)$$



ภาพที่ 3.1 ตัวเก็บประจุแบบแผ่นขนาน (ก) ระหว่างแผ่นเป็นสุญญากาศ และ (ข) ระหว่างแผ่นเป็นวัสดุไดโพลีกริกภายใต้สนามไฟฟ้า \vec{E} (ดัดแปลงจาก William & Callister, 2001)

เมื่อพิจารณาระบบตัวเก็บประจุที่ประกอบด้วยแผ่นโลหะตัวนำสองแผ่น โดยแต่ละแผ่นมีพื้นที่ A และแยกออกจากกันเป็นระยะทาง d (ภาพที่ 3.1 (ก)) โดยตัวเก็บประจุแบบแผ่นขนานดังกล่าวนี้ต้องมีระยะห่างระหว่างแผ่นโลหะตัวนำน้อยมากเมื่อเทียบกับขนาดพื้นที่ของแต่ละแผ่น ($d \ll A$) ผลที่ตามมาคือสามารถตัดผลของสนามไฟฟ้าที่ไม่สม่ำเสมอบริเวณขอบของแผ่นตัวนำทั้งสองได้ ดังนั้นเราสามารถประมาณได้ว่าสนามไฟฟ้าระหว่างแผ่นตัวนำมีความสม่ำเสมอและเมื่อให้ความต่างศักย์ระหว่างแผ่นตัวนำ จะได้ว่า

$$E = \frac{V}{d} \quad (3.2)$$

เมื่อ E คือขนาดของสนามไฟฟ้า และจากกฎของเกาส์ที่กล่าวว่า “ฟลักซ์ของสนามไฟฟ้าที่ออกจากผิวปิดใด ๆ จะเท่ากับประจุทั้งหมดที่อยู่ในผิวปิดนั้น” เมื่อประยุกต์ใช้กับวัตถุที่สมมาตรเชิงระนาบ (plane symmetry) ทำให้สามารถพิสูจน์ได้ว่าสนามไฟฟ้าที่เกิดขึ้นระหว่างแผ่นตัวนำสองแผ่นคือ

$$E = \frac{\sigma_s}{\epsilon_0} = \frac{Q}{\epsilon_0 A} \quad (3.3)$$

เมื่อ σ_s คือความหนาแน่นประจุอิสระเชิงพื้นผิว, Q คือประจุอิสระบนแผ่นตัวนำ และ ϵ_0 คือค่าสภาพยอมทางไฟฟ้าของสุญญากาศ (permittivity of free space) มีค่าเท่ากับ 8.854×10^{-12} F/m และจากสมการที่ (3.1), (3.2) และ (3.3) จะได้ว่า

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 A}{d} \quad (3.4)$$

เมื่อ C_0 คือความจุไฟฟ้าเมื่อระหว่างแผ่นตัวนำเป็นสุญญากาศ

เมื่อวัสดุไดอิเล็กทริก (เช่น พอลิเมอร์ เซรามิก แก้ว ไม้ และอื่น ๆ) ถูกบรรจุในตัวเก็บประจุแบบแผ่นขนาน สนามไฟฟ้าจะเหนี่ยวนำให้ประจุที่อยู่ภายในวัสดุไดอิเล็กทริกแยกออกจากกัน โดยประจุบวกเคลื่อนไปทางด้านขั้วลบของอิเล็กโทรดและประจุลบเคลื่อนไปทางด้านขั้วบวกของอิเล็กโทรด (ดังแสดงในภาพที่ 3.1(ข)) ปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นดังกล่าวนี้เรียกว่า “โพลาริเซชันทางไฟฟ้า (electric polarization, \vec{P})” ซึ่งโพลาริเซชันสำหรับวัสดุใด ๆ มีนิยามคือ ปริมาณเวกเตอร์ที่แสดงทั้งขนาดและทิศทางของไดโพลโมเมนต์ไฟฟ้า (dipole moment) สุทธิของตัวกลางต่อหน่วยปริมาตร การเกิดโพลาริเซชันมีผลทำให้แผ่นคู่ขนานที่มีวัสดุไดอิเล็กทริกอยู่ระหว่างแผ่นมีความสามารถในการเก็บประจุมากขึ้น ที่ความต่างศักย์เท่าเดิม อัตราส่วนระหว่างความจุไฟฟ้าของวัสดุไดอิเล็กทริกกับความจุไฟฟ้าของสุญญากาศเรียกว่า “สภาพยอมทางไฟฟ้า

สัมพัทธ์ (relative permittivity, ϵ_r)” หรือเรียกว่า “ค่าคงที่ไดอิเล็กทริก (dielectric constant, k)” สามารถเขียนได้เป็น

$$\epsilon_r = k = \frac{C}{C_0} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (3.5)$$

เมื่อ ϵ คือ ค่าสภาพยอมทางไฟฟ้าของไดอิเล็กทริก (permittivity of dielectric) ดังนั้นอาจกล่าวได้ว่า ค่าคงที่ไดอิเล็กทริก คือ อัตราส่วนระหว่างค่าสภาพยอมทางไฟฟ้าของไดอิเล็กทริกกับค่าสภาพยอมทางไฟฟ้าของสุญญากาศ ดังนั้นจากสมการที่ (3.5) จะได้ว่า

$$\epsilon_r = \frac{Q + PA}{Q} = \frac{Q/A + P}{Q/A} \quad (3.6)$$

จากสมการที่ (3.3) และ (3.6) สามารถจัดเป็นสมการในรูปของเวกเตอร์ได้คือ

$$\vec{P} = (\epsilon_r - 1)\epsilon_0\vec{E} = \chi_e\epsilon_0\vec{E} \quad (3.7)$$

เมื่อ \vec{E} คือสนามไฟฟ้าสุทธิ และ $\chi_e = (\epsilon_r - 1)$ เป็นค่าคงที่ เรียกว่า “สภาพรับไว้ได้ทางไฟฟ้า (electric susceptibility)” ของตัวกลาง เป็นค่าที่บ่งบอกสมบัติความไวของการตอบสนองทางไดอิเล็กทริกเนื่องจากสนามไฟฟ้า วัสดุที่เป็นไปตามสมการที่ (3.7) เรียกว่า ไดอิเล็กทริกเชิงเส้น (linear dielectric) เมื่อจัดสมการที่ (3.7) ใหม่ “การขจัดทางไฟฟ้า (electric displacement, \vec{D})” มีนิยามเป็น

$$\vec{D} = \epsilon_r\epsilon_0\vec{E} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} \quad (3.8)$$

$$\epsilon_r = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E} \quad (3.9)$$

จากสมการที่ (3.8) สามารถสรุปได้ว่า โพลาริเซชันในวัสดุไดอิเล็กทริกมีผลกระทบต่อสนามไฟฟ้า คือทำให้ความหนาแน่นของฟลักซ์ไฟฟ้า \vec{D} มีค่าเพิ่มขึ้นเท่ากับ \vec{P} หรือกล่าวได้ว่า เมื่อมี \vec{E} มากกระทำกับวัสดุไดอิเล็กทริก ความหนาแน่นของฟลักซ์ไฟฟ้าจะมีค่ามากกว่าขณะอยู่ในสุญญากาศ (ก่อนเกิดโพลาริเซชัน) เท่ากับ \vec{P} และจากสมการที่ (3.9) ซึ่งเป็นสมการที่แสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าคงที่ไดอิเล็กทริกกับการโพลาริเซชัน หมายความว่าค่าคงที่ไดอิเล็กทริกเป็นค่าที่บ่งบอกถึงความสามารถในการโพลาริเซชัน (Hench & West, 1990)

3.1.2 ทฤษฎีไดโพลีกริกในระดับจุลทรรศน์

เมื่อพิจารณาการโพลาไรเซชันในระดับโมเลกุล ปริมาณทางกายภาพของโมเลกุลที่เรียกว่า สภาพมีขั้วได้ (polarizability, α) ของโมเลกุลต้องนำมาพิจารณาด้วย โดยปริมาณดังกล่าวนี้เป็นปริมาณ สเกลาร์ และมีนิยามคือ ไดโพลโมเมนต์เฉลี่ยของโมเลกุล (average molecular dipole moment, $\bar{\mu}$) ที่เกิดภายใต้แรงกระทำของสนามไฟฟ้าภายนอกต่อหน่วยความแรงของสนามไฟฟ้าภายในไดโพลีกริก (local electric field, \bar{E}_L) สำหรับวัสดุไดโพลีกริกใดๆ สามารถสมมติได้ว่าไดโพลโมเมนต์เฉลี่ยที่เกิดขึ้นในเนื้อสารมีทิศทางขนานกับสนามไฟฟ้าภายในไดโพลีกริก ดังนั้นสมการของค่าสภาพมีขั้วได้ของโมเลกุลสามารถกำหนดเป็นปริมาณสเกลาร์ได้โดยมีความสัมพันธ์ดังต่อไปนี้

$$\bar{\mu} = \alpha \bar{E}_L \quad (3.10)$$

เมื่อกำหนดให้ N คือจำนวนของอะตอม (หรือโมเลกุล) ต่อหน่วยปริมาตร ดังนั้นภายหลังจากการให้สนามไฟฟ้า (\bar{E}) ผลรวมของไดโพลโมเมนต์ต่อหน่วยปริมาตรหรือโพลาไรเซชัน (\bar{P}) คือ

$$\bar{P} = N\bar{\mu} \quad (3.11)$$

แทนค่า $\bar{\mu}$ จากสมการที่ (3.10) ในสมการที่ (3.11) จะได้ว่า

$$\bar{P} = N\alpha \bar{E}_L \quad (3.12)$$

จากสมการที่ (3.12) และ (3.7) จะได้ว่า

$$(\epsilon_r - 1)\epsilon_0 E = N\alpha \bar{E}_L \quad (3.13)$$

จากสมการที่ (3.13) พบว่าเป็นสมการที่เชื่อมโยงกันระหว่างค่า ϵ_r และ \bar{E} ซึ่งเป็นปริมาณที่สามารถวัดได้ในระดับมหทรรศน์กับตัวแปรที่เกิดจากการพิจารณาในระดับโมเลกุล คือ N , α และ \bar{E}_L

เนื่องจากว่า \bar{E}_L และ \bar{E} เป็นปริมาณที่แตกต่างกัน โดยที่ \bar{E}_L หมายถึงสนามไฟฟ้าภายในไดโพลีกริกที่ออกแรงกระทำกับโมเลกุลของไดโพลีกริก หรือที่เรียกว่าสนามท้องถิ่น (local field) ในส่วนของ \bar{E} หมายถึงสนามไฟฟ้าสุทธิที่กระทำกับชั้นของวัสดุไดโพลีกริกความแตกต่างระหว่าง \bar{E}_L กับ \bar{E} ขึ้นกับอันตรกิริยาภายในโมเลกุลของไดโพลีกริก หลังจากเกิดการโพลาไรเซชัน ถ้าอันตรกิริยามีขนาดอ่อนๆ เช่นในกรณีของไดโพลีกริกจำพวกก๊าซ \bar{E}_L สามารถกำหนดให้เท่ากับ \bar{E} ได้ แต่สำหรับเซรามิกซึ่งเป็นวัสดุที่มีระยะห่างภายในโมเลกุล

มีน้อยมาก ดังนั้นอันตรกิริยาของไดโพลไฟฟ้าที่ถูกเหนี่ยวนำขึ้นในแต่ละโมเลกุลจะมีผลที่สำคัญอย่างยิ่ง เพราะฉะนั้นแล้วในกรณีนี้ \bar{E}_L และ \bar{E} จะมีค่าที่แตกต่างกันเป็นอย่างมาก

3.1.3 การโพลาริเซชันทางไฟฟ้า

เมื่อพิจารณาผลการโพลาริเซชันในระดับจุลภาค (ทั้งในสภาวะของแข็งและของเหลว) ที่เกิดการเปลี่ยนแปลงกับสนามไฟฟ้ากระแสสลับที่มีต่อวัสดุไดอิเล็กทริก ดังภาพที่ 3.2 แสดงการเปลี่ยนแปลงของค่าความสามารถของการโพลาริเซชันรวม α ตามความถี่ในย่านต่างๆ ประกอบด้วยกระบวนการเกิดโพลาริเซชันทางไฟฟ้า ซึ่งสามารถแบ่งออกได้เป็น 4 ประเภทคือ

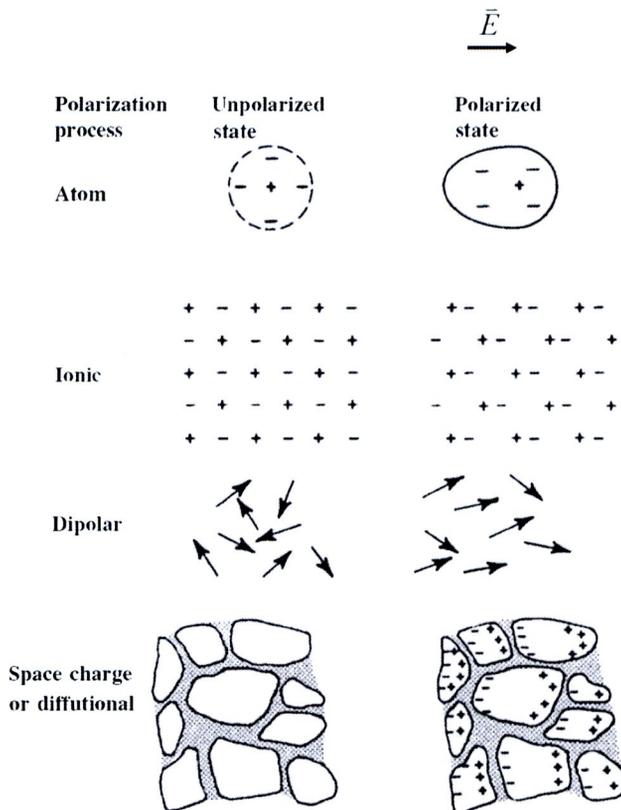
3.1.3.1 Electronic polarization (α_e) เกิดขึ้นเนื่องจากอิทธิพลของสนามไฟฟ้าภายนอกมีผลทำให้เกิดการกระจัดระหว่างจุดศูนย์กลางของกลุ่มหมอกอิเล็กตรอน (electron cloud) กับนิวเคลียสของอะตอม กลไกโพลาริเซชันดังกล่าวนี้สามารถเกิดได้ที่ความถี่สูงสุดประมาณ 10^{15} Hz หรือในช่วงคลื่นความถี่ของแสงอัลตราไวโอเล็ต (UV) โดยดัชนีหักเหของแสงในวัสดุจะขึ้นกับ α_e และมีผลทำให้เกิดยอดกราฟของการดูดกลืน (resonance absorption peak) ดังแสดงในภาพที่ 3.3

3.1.3.2 Atomic polarization (α_a) เกิดขึ้นเนื่องจากอิทธิพลของสนามไฟฟ้าภายนอกมีผลทำให้เกิดการกระจัดระหว่างอะตอมที่เป็นไอออนบวกกับอีกอะตอมที่เป็นไอออนลบ กลไกของการเกิดโพลาริเซชันดังกล่าวนี้สามารถเกิดได้ที่ความถี่สูงสุดประมาณ $10^{12} - 10^{13}$ Hz หรือในช่วงคลื่นความถี่ของรังสีอินฟราเรดและพิคของการดูดกลืนจะเกิดที่ความถี่เฉพาะ (ขึ้นกับความแข็งแรงของพันธะระหว่างไอออน)

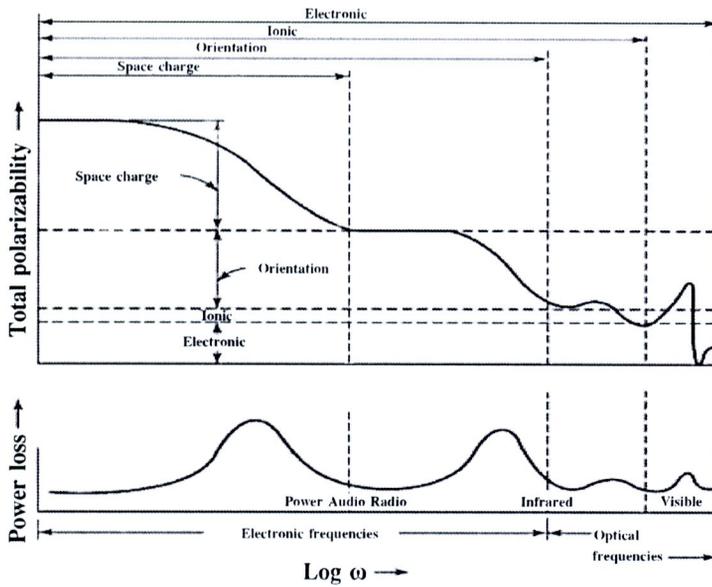
3.1.3.3 Orientational polarization (α_d) หรือที่เรียกว่า Dipolar polarization เกิดขึ้นเนื่องจากอิทธิพลของสนามไฟฟ้าภายนอกมีผลทำให้ไดโพลไฟฟ้าถาวรภายในโมเลกุลเกิดการหมุนและจัดเรียงตัวในทิศทางของสนามไฟฟ้าภายนอก การโพลาริเซชันนี้เป็นกลไกที่มีความสำคัญอย่างยิ่งต่อพฤติกรรมทางไดอิเล็กทริกของแก้วและเซรามิก โดยเกิดในช่วงความถี่ $10^3 - 10^6$ Hz (ที่อุณหภูมิห้อง) ในกรณีที่เกิดจากการหมุนของไดโพลไฟฟ้าจะเกิดขึ้นในวัสดุประเภทเฟอร์โรอิเล็กทริก โดยจะแสดงการโพลาริเซชันอย่างถาวรแม้ว่าจะไม่มีสนามไฟฟ้าเข้าเกี่ยวข้อง เป็นการ “โพลาริเซชันแบบไม่เป็นเชิงเส้น (nonlinear polarization)” ทำให้ค่าคงที่ไดอิเล็กทริกมีค่าสูงถึง 10^4 แต่สำหรับในกรณีโพลาริเซชันเชิงเส้น จะเกิดขึ้นเนื่องจากการเคลื่อนที่ของประจุที่เป็นไอออนในช่วงสั้นๆ ภายในโครงสร้างของสารประกอบไอออนิกของฉนวนไฟฟ้า

3.1.3.4 Interfacial polarization หรือ space charge polarization (α_i) เกิดขึ้นในวัสดุไดอิเล็กทริกที่ไม่เป็นเนื้อเดียวกัน (heterogeneous dielectric) โดยเกิดขึ้นที่ความถี่ต่ำ (น้อยกว่า 10^3 Hz) และที่อุณหภูมิสูง การโพลาริเซชันนี้เกิดขึ้นเนื่องจากการสะสมของประจุ

พาหะที่เคลื่อนที่ได้ (mobile charge carriers) (โดยส่วนใหญ่แล้วมักจะเป็นไอออน) ณ บริเวณผิวรอยต่อระหว่างเฟสที่มีสภาพนำไฟฟ้าสูงกับเฟสที่เป็นฉนวน (สภาพนำไฟฟ้าต่ำ) ภายในไดอิเล็กทริก ประจุที่สะสมดังกล่าวนี้มีผลทำให้เกิดสนามภายในและมีผลทำให้ความจุไฟฟ้าและค่าคงที่ไดอิเล็กทริกมีค่าเพิ่มขึ้น ถ้าพฤติกรรมดังกล่าวนี้เกิดขึ้นที่อิเล็กโทรด จะเรียกว่าอิเล็กโทรดโพลาไรเซชัน (electrode polarization) ทำให้ความจุไฟฟ้าเพิ่มขึ้นเนื่องจากระยะห่างของประจุบวกและลบมีค่าน้อยมาก ซึ่งอาจจะอยู่ในระดับอะตอม (ค่าความจุไฟฟ้าจะแปรผกผันกับระยะที่แยกกันระหว่างประจุ) ถ้าความหนาแน่นของประจุทำให้เกิดโพลาไรเซชันมีค่ามาก การตอบสนองต่อการโพลาไรเซชันดังกล่าวนี้อาจเกิดขึ้นได้ในช่วงความถี่ที่เพิ่มขึ้นถึง 1 kHz ในกรณีนี้จะไม่สามารถจำแนกการตอบสนองต่อความถี่ระหว่าง Dipolar polarization และ Interfacial polarization ได้



ภาพที่ 3.2 การเกิดโพลาไรเซชันแบบต่างๆ (ดัดแปลงจาก Moulson & Herbert, 2003)



ภาพที่ 3.3 การเปลี่ยนแปลงของความสามารถในการโพลาไรซ์ตามความถี่ในย่านต่างๆ (ดัดแปลงจาก Brian & Mitchell, 1962)

เนื่องจากอาจเกิดการล่าช้าของเฟส (phase lag) ระหว่างสนาม \vec{E} ที่ป้อนกับการโพลาไรเซชันที่เกิดขึ้น ดังนั้นสภาพยอมทางไฟฟ้าสัมพันธ์จึงเขียนอยู่ในรูปของจำนวนเชิงซ้อน (ϵ_r^*) และสามารถนิยามได้เป็น (Moulson & Herbert, 2003; Kao, 2004)

$$\epsilon_r^* = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' \quad (3.14)$$

เมื่อ $j = \sqrt{-1}$, ϵ_r' คือ ส่วนจริงของสภาพยอมทางไฟฟ้าสัมพันธ์ เป็นปริมาณที่แสดงถึงการเก็บพลังงานศักย์ไฟฟ้าสูงสุด และ ϵ_r'' คือส่วนจินตภาพของสภาพยอมทางไฟฟ้าสัมพันธ์ แสดงถึงการสูญเสียไดอิเล็กทริก (dielectric loss) ซึ่งแทนการสูญเสียพลังงานในรูปของความร้อนต่อรอบของความถี่ ทั้ง ϵ_r' และ ϵ_r'' เป็นปริมาณที่สามารถวัดได้จากการทดลองและใช้ในการอธิบายลักษณะการกระจายของค่าคงที่ไดอิเล็กทริกตลอดช่วงของความถี่และช่วงของอุณหภูมิของการวัด

สำหรับแบบจำลองของเวลาของการรีแลกเซชันแบบเดี่ยว (single relaxation time model) สามารถแสดงได้ดังสมการของเดอบาย (Debye equation) (Kao, 2004)

$$\epsilon_r^* = \epsilon_u + \frac{\Delta\epsilon}{[1 + (j\omega\tau)]} \quad (3.15)$$

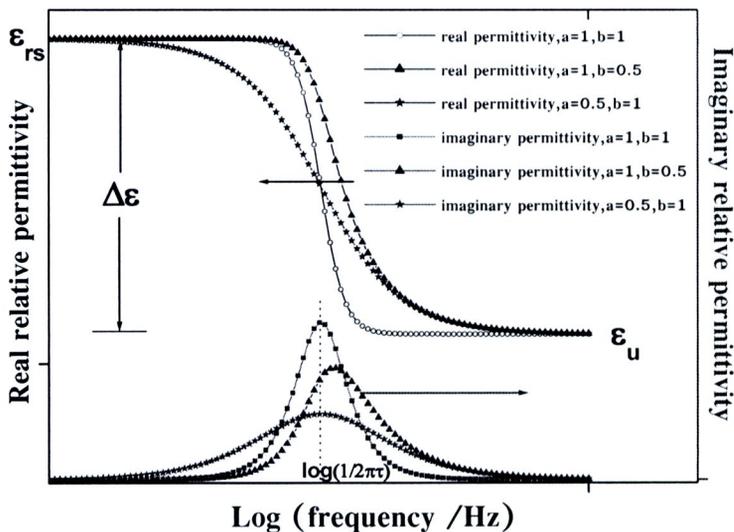
เมื่อ ω คือความถี่เชิงมุม และ τ คือเวลาของการรีแลกเซชัน (relaxation time) สมการของเดอบายสามารถอธิบายได้อย่างถูกต้องเมื่อกลุ่มของไดโพลที่อยู่ในโมเลกุลมีเวลาของการรีแลก

เซชันเท่ากันทั้งหมด ซึ่งโดยทั่วไปแล้วแต่ละไดโพลในโมเลกุลของของแข็งทุกชนิดมีการกระจายตัวของเวลาของการรีแลกเซชันที่ไม่เท่ากัน (distribution of relaxation time) ในกรณีนี้ทำให้การแปลความหมายข้อมูลจากการทดลองโดยแบบจำลองการรีแลกเซชันของเดอบายไม่สามารถอธิบายได้อย่างถูกต้องที่สุด ดังนั้นสมการของเดอบายจึงถูกดัดแปลงเพื่อให้สอดคล้องกับผลการทดลอง และสามารถอธิบายด้วยสมการแบบเอมพิริคัล (empirical equation) ดังเช่นสมการของ Havriliak-Negami (HN equation) (Kao, 2004)

$$\varepsilon_r^* = \varepsilon_u + \frac{\Delta\varepsilon}{[1 + (j\omega\tau)^a]^b} \quad (3.16)$$

เมื่อ a และ b เป็นตัวแปรที่สามารถปรับให้เหมาะสมกับผลการทดลอง ($0 \leq a, b \leq 1$) โดยเป็นตัวกำหนดความกว้างและความสมมาตรของยอดกราฟของการกระจายตัวของเวลาของการรีแลกเซชัน (ดังแสดงในภาพที่ 3.4) HN equation เป็นสมการที่เกิดจากการรวมกันของสมการ Debye, Cole-Cole และ Cole-Davidson เมื่อเลือกค่า a และ b ดังต่อไปนี้ (Kao, 2004)

- (1) Debye equation : $a=1, b=1$
- (2) Cole-Cole equation : $b=1$
- (3) Cole-Davidson equation : $a=1$



ภาพที่ 3.4 ส่วนจริงและส่วนจินตภาพของค่าสภาพยอมทางไฟฟ้าสัมพัทธ์ ที่เป็นฟังก์ชันของความถี่ตามแบบจำลองต่างๆ (ประสิทธิ์ ทองใบ, 2006)

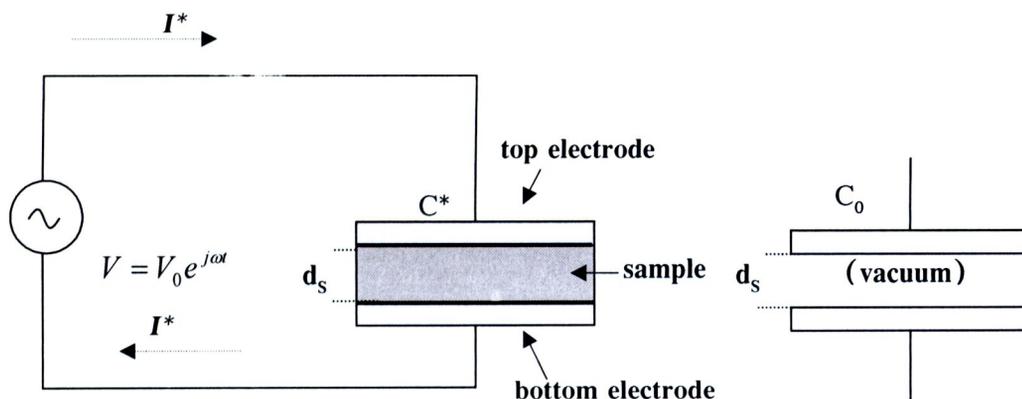
3.1.1.1 การวัดค่าสภาพยอมทางไฟฟ้า (Moulson, Herbert, 2003)

สำหรับการทดลองวัดค่าสภาพยอมทางไฟฟ้าของวัสดุไดอิเล็กทริก โดยใช้แหล่งกำเนิดไฟฟ้าแบบกระแสสลับและความต่างศักย์ที่ให้กำหนดโดยส่วนจริงของ $V = V_0 e^{j\omega t}$ (เมื่อ V_0 คือแอมพลิจูด, ω คือความถี่เชิงมุม และ t คือเวลา) เมื่อให้ความต่างศักย์ตกคร่อมสารตัวอย่างซึ่งวางอยู่ระหว่างอิเล็กโทรดทั้งสองขั้ว (ภาพที่ 3.5) กระแสที่วัดได้คือส่วนจริงของ กระแสไฟฟ้าเชิงซ้อน ($I^* = I_0 e^{j\omega t}$) ซึ่งถูกกำหนดโดย

$$I^* = C^* \frac{dV}{dt} = \varepsilon_r^* C_0 \frac{dV}{dt} = j\omega \varepsilon_r^* C_0 V \quad (3.17)$$

เมื่อ C^* คือความจุไฟฟ้าเชิงซ้อนกรณีมีวัสดุไดอิเล็กทริก และ C_0 คือความจุไฟฟ้ากรณีมีสุญญากาศระหว่างอิเล็กโทรด (โดยที่ระยะห่างระหว่างอิเล็กโทรดคือความหนาของสารตัวอย่างเมื่อแทนสมการ (3.15) ในสมการ (3.17) จะได้

$$I^* = \omega C_0 (\varepsilon_r'' + j\varepsilon_r') V \quad (3.18)$$



ภาพที่ 3.5 แผนภาพวงจรไฟฟ้าของการวัดสมบัติทางไดอิเล็กทริก

(ดัดแปลงจาก Moulson & Herbert, 2003)

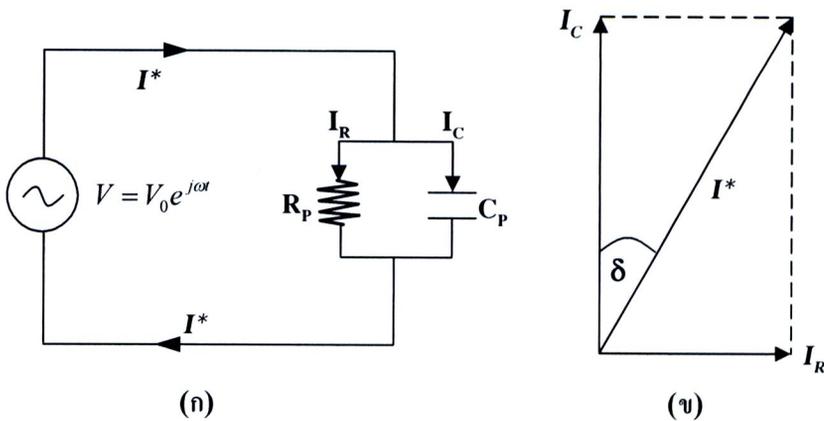
วัสดุตัวอย่างไดอิเล็กทริกในวงจรสามารถพิจารณาว่าเป็นวงจรไฟฟ้าแบบขนาน (ภาพที่ 3.5) และค่าแอดมิแตนซ์ (admittance, Y^*) หรือส่วนกลับของค่าอิมพีแดนซ์ (impedance, Z^*) ของวงจรดังกล่าวนี้สามารถแสดงได้ดังสมการ

$$Y^* = \frac{1}{R_p} + j\omega C_p \quad (3.19)$$

เมื่อ R_p และ C_p คือความต้านทานไฟฟ้าของวัสดุไดอิเล็กทริก และความจุไฟฟ้าเทียบเคียงที่ต่อกันแบบขนานตามลำดับ ดังนั้น กระแส I^* ที่ผ่านวงจรสามารถแสดงได้เป็น

$$I^* = VY^* = \left(\frac{1}{R_p} + j\omega C_p \right) V = I_R + jI_C \quad (3.20)$$

เมื่อ I_R และ I_C คือส่วนจริงและส่วนจินตภาพของกระแสเชิงซ้อน I^* ตามลำดับ



ภาพที่ 3.6 (ก) วงจรไฟฟ้าแบบขนานของตัวเก็บประจุที่มีสารไดอิเล็กทริก
 (ข) เฟสเซอร์ของกระแสในวงจร (เมื่อ R_p และ C_p คือความต้านทานและความจุไฟฟ้าของวัสดุไดอิเล็กทริก ที่ต่อกันแบบขนาน ตามลำดับ)
 (ตัดแปลงจาก Moulson & Herbert, 2003)

จากสมการที่ (3.18) และ (3.20) ε_r' และ ε_r'' สามารถคำนวณได้ดังนี้

$$\varepsilon_r' = \frac{I_C}{\omega C_0 V} = \frac{C_p}{C_0} \quad (3.21)$$

$$\varepsilon_r'' = \frac{I_R}{\omega C_0 V} = \frac{1}{\omega C_0 R_p} \quad (3.22)$$

ดังนั้น
$$\tan \delta = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} = \frac{I_R}{I_C} \quad (3.23)$$

สมการที่ (3.22) สามารถเขียนใหม่ได้เป็น

$$\varepsilon_r'' = \frac{1}{\omega C_0 R_p} = \frac{G_p}{\omega C_0} \quad (3.24)$$

เมื่อ $G_p = 1/R_p$ คือความนำไฟฟ้ากระแสสลับ (AC conductance) ซึ่งโดยทั่วไปแล้วคือผลรวมสภาพนำไฟฟ้าที่เกิดขึ้นจริง (ดังเช่นการเคลื่อนที่ของประจุ) และความนำไฟฟ้าที่เกิดจากกระบวนการโพลาไรเซชันที่ขึ้นกับเวลา (เช่นการเคลื่อนที่ของไดโพลไฟฟ้า)

ถ้าแผ่นอิเล็กโทรดมีพื้นที่ A แยกห่างกันเป็นระยะทาง d_s (ความหนาของสารตัวอย่าง) ดังนั้น G_p และ C_0 สามารถเขียนได้เป็น

$$G_p = \frac{\sigma A}{d_s} \quad (3.25)$$

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 A}{d_s} \quad (3.26)$$

ดังนั้น
$$\varepsilon_r'' = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \quad (3.27)$$

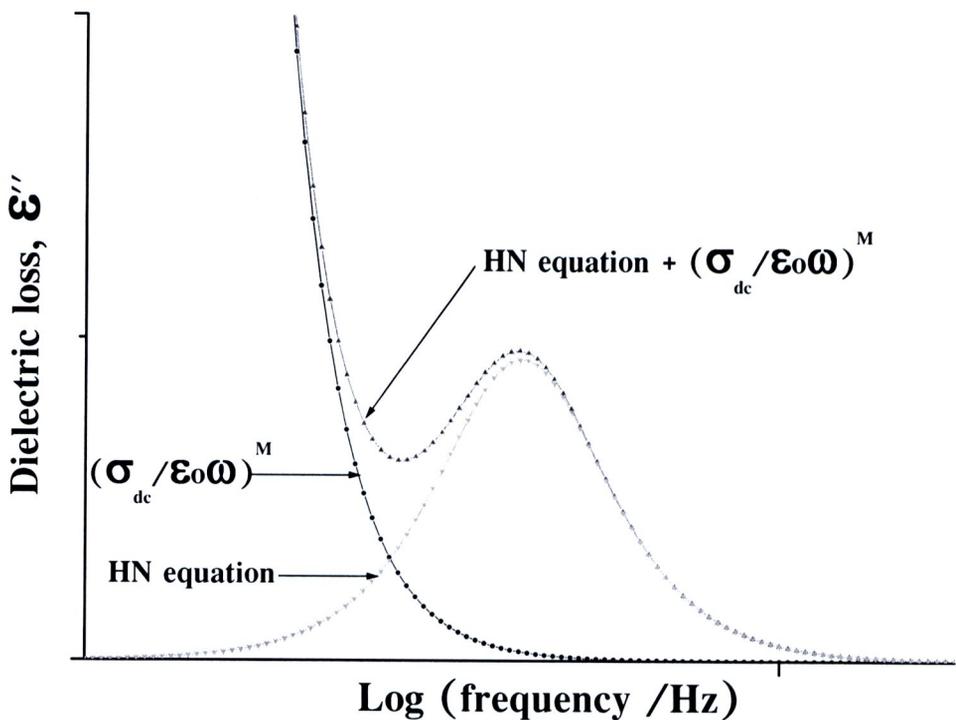
เมื่อ σ คือสภาพนำไฟฟ้า (conductivity) ของสารไดอิเล็กทริก

3.1.1.2 ผลของการนำไฟฟ้ากระแสตรง (Kao, 2004)

โดยทั่วไป σ จากสมการที่ (3.27) ประกอบด้วยการนำเนื่องจากผลของการโพลาไรเซชันที่ขึ้นกับเวลาและสภาพนำไฟฟ้ากระแสตรงที่เกิดขึ้นจริง (σ_{dc}) เนื่องจากการเคลื่อนที่ของประจุอิสระที่ความถี่ต่ำ ๆ ผลของการนำไฟฟ้ากระแสตรงในไดอิเล็กทริก จะแยกออกจากผลของไดโพล โดยจะอธิบายตามความสัมพันธ์ดังสมการ

$$\varepsilon_r^* = \varepsilon_u + \frac{\Delta\varepsilon}{[1 + (j\omega\tau)^a]^b} - j \left(\frac{\sigma_{dc}}{\varepsilon_0\omega} \right)^M \quad (3.28)$$

เมื่อเขียนเป็นกราฟลอการิทึมความสัมพันธ์ระหว่าง ส่วนจินตภาพของค่าคงที่ไดอิเล็กทริก (การสูญเสียทางไดอิเล็กทริก, ε_r'') กับความถี่ และ M ประมาณค่าได้จากความชันของกราฟที่ความถี่ต่ำ ๆ (เมื่อยอดกราฟของ σ_{dc} ปรากฏชัดเจน) เมื่อพิจารณาตามทฤษฎีอย่างง่าย ๆ ค่าของ M ควรมีค่าเท่ากับ 1 แต่เมื่อพิจารณาตามความชันของกราฟแล้ว โดยส่วนใหญ่ที่พบ M มีค่าประมาณ 0.8 การสูญเสียทางไดอิเล็กทริก ของสมการที่ (3.28) แสดงดังภาพที่ 3.7

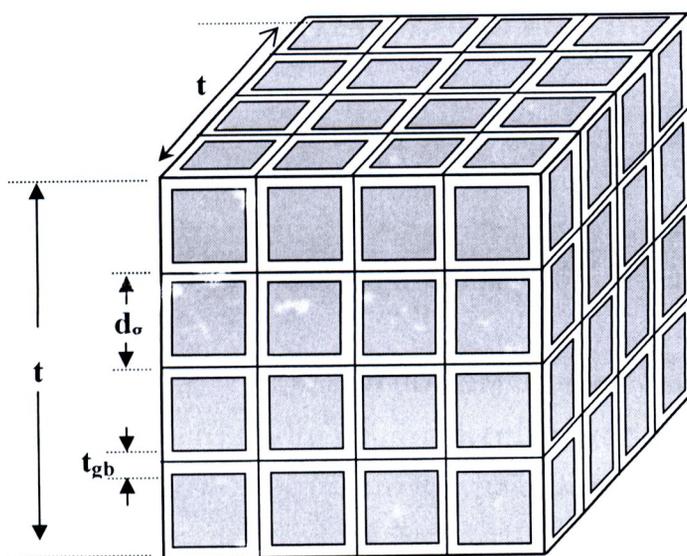


ภาพที่ 3.7 อิทธิพลของการนำไฟฟ้ากระแสตรง (DC conductivity) ต่อการสูญเสียทางไดอิเล็กทริกที่ความถี่ต่างๆ

3.1.4 ตัวเก็บประจุแบบชั้นขวางกัน

วัสดุไดอิเล็กทริก ที่มีค่าคงที่ไดอิเล็กทริกที่สูงมาก ๆ เช่น $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$ และ NiO ที่เจือด้วย Li และ Ti (LTNO) ค่าคงที่ไดอิเล็กทริกของวัสดุเหล่านี้มีค่าที่สูงมากมีสาเหตุเนื่องจากการมีโครงสร้างทางจุลภาคมีลักษณะคล้ายกับตัวเก็บประจุแบบชั้นขวางกัน (barrier-layer capacitor, BLC) โดยภายในโครงสร้างทางจุลภาคของวัสดุที่มีลักษณะดังกล่าวนี้ ประกอบด้วย ส่วนของการตอบสนองทางไฟฟ้าสองส่วนคือ ส่วนของการนำไฟฟ้าภายในเกรน (conductive grain) และส่วนของชั้นฉนวนระหว่างเกรน (insulating barrier-layer) ซึ่งทำหน้าที่กั้นการนำไฟฟ้าระหว่างเกรน เมื่อพิจารณาในระดับจุลภาค พบว่าลักษณะดังกล่าวนี้คล้ายกับตัวเก็บประจุอย่างง่ายที่ประกอบด้วยแผ่นตัวนำคู่ขนานที่ถูกกั้นด้วยชั้นบาง ๆ ของฉนวน (ไดอิเล็กทริก) แต่เมื่อพิจารณาในระดับมหัพภาคแล้วพบว่าโครงสร้างดังกล่าวนี้มีลักษณะคล้ายกับวงจรไฟฟ้าที่ประกอบด้วยตัวเก็บประจุจำนวนมาก ส่งผลให้วัสดุที่มีโครงสร้างทางจุลภาคดังกล่าวนี้มีค่าคงที่ไดอิเล็กทริกที่สูงมาก (Wu et al., 2003)

โดยทั่วไปแล้ววัสดุที่มี TiO_2 เป็นองค์ประกอบจะมีโครงสร้างทางจุลภาคแบบ BLC โดย TiO_2 จะเป็นส่วนสำคัญที่ทำให้เกิดการสร้างชั้นฉนวนของออกไซด์ระหว่างเกรน (grain boundary) โดยชั้นดังกล่าวมีความหนาในระดับไมครอน (Moulson, Herbert, 2003) โดยแบบจำลองวัสดุที่มีโครงสร้างแบบ BLC แสดงดังภาพที่ 3.8



ภาพที่ 3.8 แผนภาพจำลองแสดงโครงสร้างแบบ BLC
(ดัดแปลงจาก Moulson & Herbert, 2003)

ค่าความจุไฟฟ้ารวมทั้งหมดสามารถคำนวณได้โดยเริ่มต้นพิจารณาความจุไฟฟ้าของแต่ละส่วน (C_i) เมื่อสมมติว่า $d_g \gg t_{gb}$ ดังนั้นจะได้ว่า (Moulson & Herbert, 2003)

$$C_i = \frac{\epsilon_{gb} \epsilon_0 d_g^2}{t_{gb}} \quad (3.29)$$

เมื่อ d_g คือขนาดของเกรน (grain size) t_{gb} คือความหนาของชั้นฉนวน (boundary layer thickness) ที่กั้นอยู่ระหว่างเกรน และ ϵ_{gb} คือค่าคงที่ไดอิเล็กทริก ของชั้นฉนวน และการต่อแบบอนุกรมตามแนวตั้งกำหนดโดย

$$C_i / (\text{no. of elements in column}) = \frac{\epsilon_{gb} \epsilon_0 d_g^2 / t_{gb}}{t / d_g} \quad (3.30)$$

เมื่อความจุไฟฟ้า C ต่อหน่วยพื้นที่ คือ

$$C = \frac{\epsilon_{gb} \epsilon_0 d_g}{t t_{gb}} \quad (3.31)$$

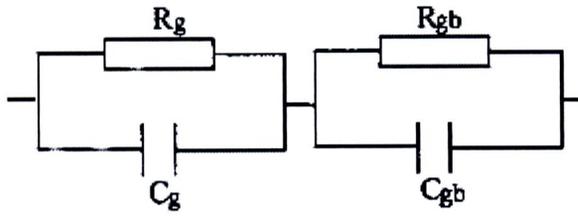
ดังนั้น สามารถคำนวณค่าสภาพยอมทางไฟฟ้าสัมพันธ์ (ϵ_r) ได้จากสมการ

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon_{gb} d_g}{t_{gb}} \quad (3.32)$$

เมื่อสมมติว่า $d_g = 50 \mu\text{m}$, $t_{gb} = 0.2 \mu\text{m}$ และ $\epsilon_{gb} = 200$ จะทำให้ได้ค่า ϵ_r สูงถึง 50,000

3.1.5 การรีแลกเซชันแบบ Maxwell-Wagner

เมื่อวัสดุแสดงการมีโครงสร้างที่ประกอบด้วยส่วนของเกรนที่มีสภาพนำไฟฟ้าสูง และส่วนของขอบเขตระหว่างเกรนที่มีสภาพนำไฟฟ้าต่ำ วัสดุสามารถแสดงสมบัติทางไฟฟ้าได้ดังวงจรไฟฟ้าแสดงในภาพที่ 3.9 ซึ่งเป็นวงจรไฟฟ้าที่ประกอบด้วยวงจร RC แบบขนานสองชุด แต่ละชุดต่อกันแบบอนุกรม โดยชุดแรกใช้แทนส่วนของเกรนที่มีสมบัติเป็นสารกึ่งตัวนำและชุดที่สองแทนส่วนของชั้นฉนวนระหว่างเกรน โดยทั่วไปแล้วความต้านทานและค่าความจุไฟฟ้าของเกรนมีค่าน้อยกว่าชั้นฉนวนระหว่างเกรน



ภาพที่ 3.9 วงจรไฟฟ้าที่ใช้แสดงสมบัติทางไฟฟ้าของวัสดุเซรามิกตัวอย่างที่แสดงทั้งเกรน (R_g, C_g) และขอบเขตระหว่างเกรน (R_{gb}, C_{gb}) (Liu et al., 2005)

จากวงจรไฟฟ้างี้ภาพที่ 3.9 ค่าอิมพีแดนซ์ของวงจร คือ (Sinclair et al., 1989)

$$Z^* = \frac{1}{R_g^{-1} + j\omega C_g} + \frac{1}{R_{gb}^{-1} + j\omega C_{gb}} = Z' - jZ'' \quad (3.33)$$

เมื่อ

$$Z' = \frac{R_g}{1 + (\omega R_g C_g)^2} + \frac{R_{gb}}{1 + (\omega R_{gb} C_{gb})^2} \quad (3.34)$$

และ

$$Z'' = R_g \left[\frac{\omega R_g C_g}{1 + (\omega R_g C_g)^2} \right] + R_{gb} \left[\frac{\omega R_{gb} C_{gb}}{1 + (\omega R_{gb} C_{gb})^2} \right] \quad (3.35)$$

เมื่อ (R_g, R_{gb}) และ (C_g, C_{gb}) คือความต้านทานไฟฟ้าและความจุไฟฟ้าของเกรนและชั้นฉนวนระหว่างเกรน ตามลำดับ และจากความสัมพันธ์

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \frac{1}{j\omega C_0 Z^*} \quad (3.36)$$

ดังนั้น จากสมการที่ (3.33) และ (3.36) จะได้

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'_\infty + \frac{\varepsilon'_s - \varepsilon'_\infty}{1 + j\omega\tau} - j \frac{\sigma'}{\omega} \quad (3.37)$$

เมื่อ

$$\varepsilon'_\infty = \frac{1}{C_0} \left[\frac{1}{(1/C_g) + (1/C_{gb})} \right] \quad (3.38)$$

$$\varepsilon'_s = \frac{R_g^2 C_g + R_{gb}^2 C_{gb}}{C_0 (R_g + R_{gb})^2} \quad (3.39)$$

$$\sigma' = \frac{1}{C_0 (R_g + R_{gb})} \quad (3.40)$$

$$\tau = \frac{R_g R_{gb} (C_g + C_{gb})}{R_g + R_{gb}} \quad (3.41)$$

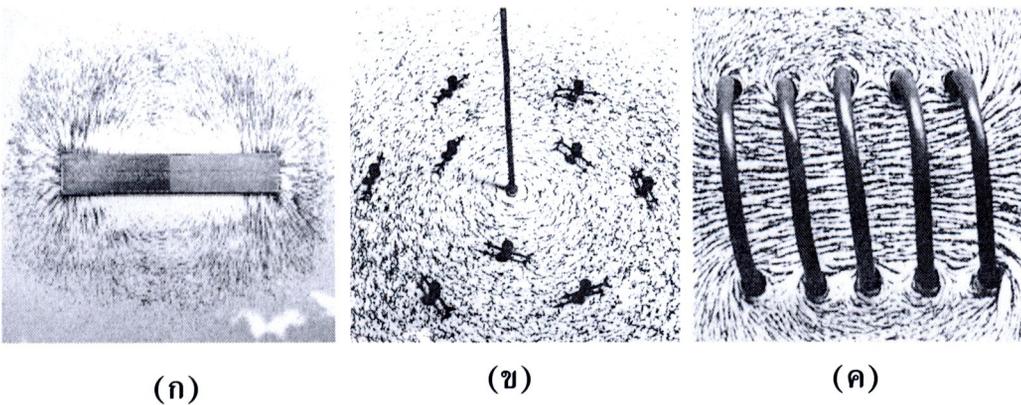
เมื่อ ε'_s และ ε'_∞ คือ ค่าคงที่ไดอิเล็กทริก ที่ความถี่ต่ำ และที่ความถี่สูง ตามลำดับ σ' คือ สภาพนำไฟฟ้ากระแสตรง และ C_0 คือ ความจุไฟฟ้าของที่ว่างระหว่างตัวเก็บประจุแบบแผ่นคู่ขนาน

สมการที่ (3.41) แสดงในรูปแบบผลรวมของสมการการรีแลกเซชันของเดอบายกับเทอมของการนำไฟฟ้า แต่เมื่อพิจารณาสมการจากภาพที่ 3.8 พบว่า การรีแลกเซชันที่เกิดขึ้นไม่ได้เกิดจากไดโพลไฟฟ้าเพียงแต่มีลักษณะสเปกตรัมคล้ายกับการรีแลกเซชันของเดอบายเนื่องจากไดโพลไฟฟ้าเท่านั้นและเรียกสมการนี้ว่า สมการการรีแลกเซชันแบบ Maxwell-Wagner (Maxwell-Wagner relaxation) โดยเกิดขึ้นในวัสดุที่ไม่เป็นเนื้อเดียวกัน (heterogeneous) และแต่ละส่วนมีสภาพนำไฟฟ้าที่ต่างกัน เมื่อให้กระแสไฟฟ้าผ่านฉนวนระหว่างสองส่วนที่มีสภาพนำไฟฟ้าที่ต่างกัน ประจุจะถูกตรึงอยู่บริเวณระหว่างผิวและส่งผลให้เกิดกระบวนการรีแลกเซชันแบบ Maxwell-Wagner ภายใต้อิทธิพลของสนามไฟฟ้าแบบกระแสสลับ

3.2 ทฤษฎีแม่เหล็ก

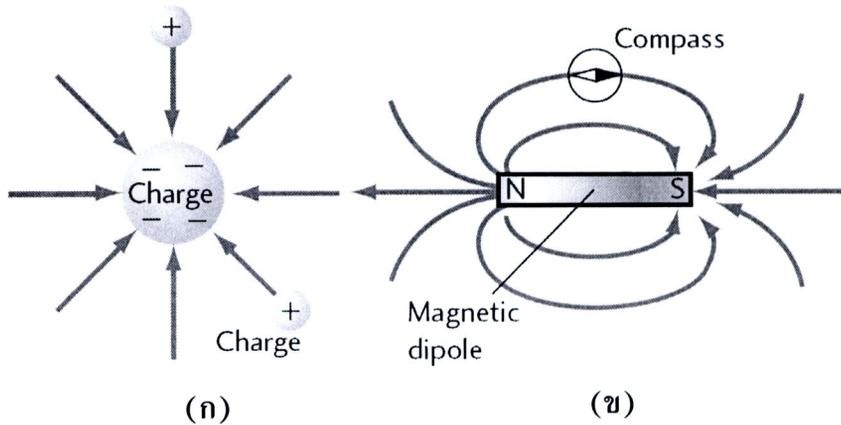
3.2.1 ความรู้เบื้องต้น

แท่งแม่เหล็กถาวร (Permanent magnet) ที่สามารถพบเห็นได้โดยทั่วไปและนำมาใช้ประโยชน์อย่างกว้างขวาง เป็นตัวอย่างของวัสดุที่แสดงความเป็นแม่เหล็ก (Magnetism) ด้วยอำนาจในการดูดเหล็กหรือวัสดุแม่เหล็กอื่นๆ ได้ บริเวณที่มีแรงกระทำเนื่องจากวัสดุแม่เหล็ก เรียกว่า สนามแม่เหล็ก (Magnetic field) แทนด้วยสัญลักษณ์ H ภาพที่ 3.10 (ก) แสดงการวางตัวของผงตะไบเหล็กเป็นแนวรอบแท่งแม่เหล็กถาวร เรียกว่าเส้นแรงแม่เหล็ก (Magnetic field lines) หรือเส้นแรงแม่เหล็ก ซึ่งใช้บอกขนาดและทิศทางของสนามแม่เหล็ก ณ จุดใด ๆ นอกจากนี้ Oersted ค้นพบในปี ค.ศ. 1819 ว่าการจ่ายกระแสไฟฟ้าผ่านตัวนำสามารถทำให้เกิดสนามแม่เหล็กขึ้นบริเวณโดยรอบของตัวนำ แสดงดังภาพที่ 3.10 (ข) และถ้าพันเส้นลวดนี้ให้เป็นขด ซึ่งโดยทั่วไปนิยมพันลวดทองแดงเคลือบด้วยฉนวนหลายๆ รอบ เรียกว่า ขดลวดโซลินอยด์ เมื่อจ่ายกระแสไฟฟ้าผ่านขดลวดนี้จะทำให้เกิดสนามแม่เหล็ก ขนาดความเข้มของสนามแม่เหล็กจะแปรผันโดยตรงกับกระแสไฟฟ้า เรียกแม่เหล็กชนิดนี้ว่า แม่เหล็กไฟฟ้า (Electromagnet) แสดงดังภาพที่ 3.10 (ค)



ภาพที่ 3.10 (ก) เส้นแรงแม่เหล็กของแท่งแม่เหล็กถาวร (ข) เส้นแรงแม่เหล็กรอบตัวนำที่มีกระแสไฟฟ้าไหลผ่าน และ (ค) เส้นแรงแม่เหล็กของขดลวดโซลินอยด์ (ดัดแปลงจาก Heimbecker & Brian, 2002)

สนามแม่เหล็กมีความสัมพันธ์ใกล้ชิดกับสนามไฟฟ้า กระแสไฟฟ้าที่ไหลในตัวนำก่อให้เกิดสนามแม่เหล็ก M. Faraday ค้นพบว่าการเปลี่ยนแปลงของฟลักซ์เนื่องจากสนามแม่เหล็ก ก่อให้เกิดกระแสไฟฟ้าขึ้นในวงจรปิดไฟฟ้าและแม่เหล็กมีความคล้ายคลึงกัน คือ ประจุไฟฟ้ามี 2 ชนิด ได้แก่ ประจุบวกและประจุลบ มีสนามไฟฟ้าพุ่งออกจากประจุบวกและพุ่งเข้าหาประจุลบ แสดงดังภาพที่ 3.11 (ก) ส่วนแท่งแม่เหล็กมี 2 ขั้ว คือขั้วเหนือและขั้วใต้ มีสนามแม่เหล็กซึ่งมีทิศพุ่งออกจากขั้วเหนือไปยังขั้วใต้ แสดงดังภาพที่ 3.11 (ข) ในกรณีที่ประจุไฟฟ้าเหมือนกันหรือขั้วแม่เหล็กเหมือนกันเข้าใกล้กันจะเกิดแรงผลักกัน แต่ถ้าขั้วต่างกัน จะเกิดแรงดูดกัน ประเด็นที่แตกต่างระหว่างไฟฟ้าและแม่เหล็ก คือ สนามไฟฟ้าเกิดจากประจุไฟฟ้าบวกหรือลบก็ได้ สามารถแยกพิจารณาได้ว่าเป็นสนามจากประจุบวกหรือประจุลบ แต่แท่งแม่เหล็กมี 2 ขั้วเสมอ สนามแม่เหล็กเกิดจากขั้วแม่เหล็กขั้วเดียวไม่ได้ จากกฎของเกาส์ (Gauss's law) สำหรับสนามไฟฟ้า ซึ่งอธิบายว่าผลรวมของฟลักซ์ไฟฟ้าสุทธิ (Φ_E) ที่ผ่านผิวปิดใด ๆ มีค่าเท่ากับอัตราส่วนระหว่างประจุไฟฟ้าสุทธิภายในผิวปิดนั้นกับสภาพยอมของสุญญากาศ (Permittivity of Free Space, ϵ_0) ดังสมการ $\Phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = Q / \epsilon_0$ ส่วนกฎของเกาส์สำหรับสนามแม่เหล็ก กล่าวว่าฟลักซ์แม่เหล็กสุทธิ (Φ_B) ที่ผ่านผิวปิดใด ๆ มีค่าเป็นศูนย์ หรือฟลักซ์ที่เกิดจากสนามแม่เหล็กพุ่งออกจากขั้วเหนือมีค่าเท่ากับฟลักซ์จากสนามแม่เหล็กพุ่งเข้าทางขั้วใต้ ผลรวมของฟลักซ์จึงเป็นศูนย์ ดังสมการ $\Phi_B = \oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$ ซึ่งหมายความว่า แม่เหล็กขั้วเดียวเกิดขึ้นไม่ได้ ไม่ว่าจะตัดแท่งแม่เหล็กถาวรให้มีขนาดเล็กเท่าใดก็ตาม



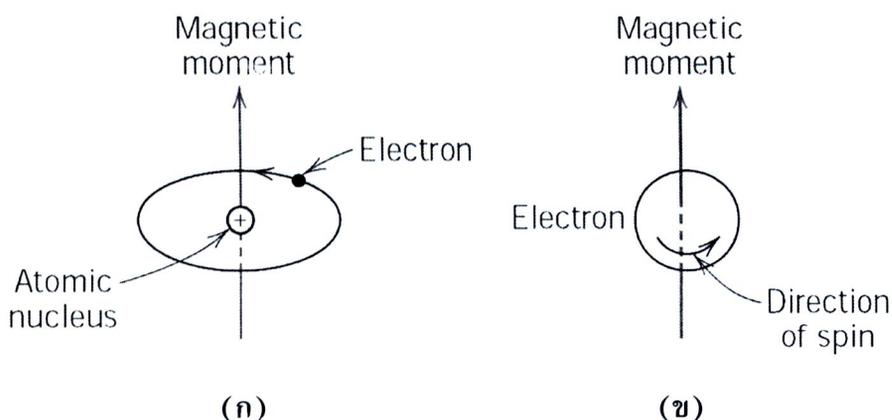
ภาพที่ 3.11 (ก) เส้นแรงไฟฟ้าจากประจุบวกไปยังประจุลบ (ข) เส้นแรงแม่เหล็กของแท่งแม่เหล็กถาวร (ดัดแปลงจาก Heimbecker & Brian, 2002)

3.2.2 โมเมนต์แม่เหล็กและแมกนีโตเซชัน

หากพิจารณาในระดับจุลภาค สาเหตุความเป็นแม่เหล็กของวัสดุมี 2 ประการ คือ การเกิดโมเมนต์แม่เหล็กเนื่องจากออร์บิทัล (Orbital) และสปิน (Spin) ของอิเล็กตรอน ดังรายละเอียดต่อไปนี้

3.2.2.1 โมเมนต์แม่เหล็กเนื่องจากออร์บิทัล (Orbital Magnetic Moment หรือ M_{orb})

การอธิบายการเกิดโมเมนต์แม่เหล็กเริ่มต้นจากแบบจำลองอะตอมง่าย ๆ ที่ประกอบด้วยนิวเคลียสและมีอิเล็กตรอนวนรอบ (Orbital motion) เป็นวงกลมรัศมี r แสดงดังภาพที่ 3.12(ก) ซึ่งจะพบว่าอนุภาคแสดงตัวเป็นประจุ ดังนั้นการโคจรของอิเล็กตรอนก็เทียบได้กับกระแสไฟฟ้าไหลผ่านเป็นวงกลมเล็ก ๆ ทำให้เกิดสนามแม่เหล็กขนาดเล็กมากและมีโมเมนต์แม่เหล็กตลอดแนวของการโคจร



ภาพที่ 3.12 โมเมนต์แม่เหล็กซึ่งเกิดจาก (ก) การโคจร (Orbiting) และ (ข) การสปินรอบตัวเองของอิเล็กตรอน (ดัดแปลงจาก William & Callister, 2001)

จากการโคจรของอิเล็กตรอนรอบนิวเคลียส สามารถคำนวณกระแส I ได้เป็น

$$I = \frac{e}{T} = \frac{e}{2\pi r / v} = \frac{ev}{2\pi r} \quad (3.42)$$

เมื่อ v คือ อัตราเร็ว และ T คือ คาบ

ขนาดของโมเมนต์แม่เหล็ก M_{orbit} สามารถคำนวณได้เป็น

$$M_{orbit} = IA = \left(\frac{ev}{2\pi r}\right)\pi r^2 = \frac{1}{2}evr = \left(\frac{e}{2m}\right)L_o \quad (3.43)$$

เมื่อ A คือ พื้นที่ภายในวงโคจร และ $L_o = mvr$ คือ โมเมนต์เชิงมุมในวงโคจร นั่นคือ โมเมนต์แม่เหล็กของอะตอมจะแปรผันตรงกับโมเมนต์เชิงมุมของอิเล็กตรอน แม้ว่าสารทุกชนิดประกอบด้วยอิเล็กตรอนที่ทำให้เกิดโมเมนต์แม่เหล็ก แต่สารส่วนใหญ่ไม่แสดงความเป็นแม่เหล็กเนื่องจากโมเมนต์แม่เหล็กที่เกิดขึ้นจะถูกหักล้างกับโมเมนต์แม่เหล็กของอิเล็กตรอนตัวอื่น โมเมนต์แม่เหล็กสุทธิจึงเป็นศูนย์

3.2.2.2 โมเมนต์แม่เหล็กที่เกิดขึ้นเนื่องจากสปินของอิเล็กตรอน (Spin magnetic moment หรือ m_{spin})

สปินของอิเล็กตรอนมี 2 ชนิด คือ อัป (up) และ ดาวน์ (down) พิจารณาการสปินของอิเล็กตรอนด้วยอัตราเร็วเชิงมุม ω สามารถคำนวณกระแส I ได้เป็น

$$I = \frac{e}{T} = \frac{e}{2\pi / \omega} = \frac{e\omega}{2\pi} \quad (3.44)$$

และสามารถคำนวณขนาดของโมเมนต์แม่เหล็ก m_{spin} ได้เป็น

$$m_{spin} = \left(\frac{e}{m}\right)L_s \quad (3.45)$$

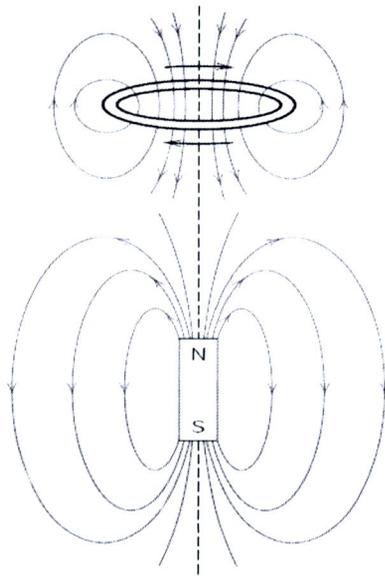
เมื่อ L_s คือ โมเมนต์เชิงมุมในการสปิน L_s โมเมนต์แม่เหล็กที่เกิดจากสปินในสารบางชนิดจะหักล้างกันหมด เช่น ธาตุที่มีจำนวนอิเล็กตรอนเป็นเลขคู่ ที่มีสปินอัปและสปินดาวน์เท่ากัน สำหรับโปรตอน มีสปินที่ก่อให้เกิดโมเมนต์แม่เหล็กได้เช่นเดียวกันแต่มีค่าน้อยมากเมื่อเทียบกับอิเล็กตรอน เนื่องจากอนุภาคทั้งสองนี้ต่างมีมวลมากกว่าอิเล็กตรอน เมื่อพิจารณาโมเมนต์แม่เหล็ก m_{spin} (m) ต่อปริมาตรของวัสดุ (V) เรียกว่าแมกนีไทเซชัน (Magnetization) แทนด้วย M

$$M = \frac{m}{V} \quad (3.46)$$

3.2.3 สนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ

ภาพที่ 3.13 แสดงทิศของสนามแม่เหล็กที่เกิดขึ้นเมื่อกระแสไฟฟ้าไหลผ่านวงแหวนตัวนำ กฎของแอมแปร์ (Ampere's Law) แสดงความสัมพันธ์ระหว่างสนามแม่เหล็ก H ที่เกิดขึ้นจากกระแสไฟฟ้า I ที่ไหลผ่านตัวนำ ดังสมการ

$$\oint H \cdot dl = I \quad (3.47)$$



ภาพที่ 3.13 แสดงสนามแม่เหล็กรอบๆ กระแสไฟฟ้าที่ไหลวนเป็นวงกับแท่งแม่เหล็ก (ดัดแปลงจาก William & Callister, 2001)

การตอบสนองของวัสดุต่อสนามแม่เหล็ก H ทำให้เกิดสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ (Magnetic induction) หรือบางครั้งเรียกว่า ความหนาแน่นของฟลักซ์แม่เหล็ก (Magnetic flux density) แทนด้วยสัญลักษณ์ Φ ฟลักซ์แม่เหล็ก Φ (Magnetic flux) มีหน่วยเป็นเวเบอร์ (Weber, Wb) สัมพันธ์กับสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ B ดังสมการ

$$\Phi = \vec{B} \cdot \vec{A} \quad (3.48)$$

เมื่อ \vec{A} คือ เวกเตอร์พื้นที่ที่เส้นแรงแม่เหล็กผ่าน สนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ B มีหน่วยเป็นเวเบอร์ต่อตารางเมตร (Wm^{-2}) หรือเทสลา (Tesla, T)

ตัวกลางแต่ละชนิดมีการเหนี่ยวนำอย่างไร สามารถทราบได้จากความสัมพันธ์ระหว่างสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ B กับสนามแม่เหล็ก H เช่น ในสุญญากาศ สามารถเขียนสมการได้เป็น

$$B = \mu_0 H \quad (3.49)$$

เมื่อ μ_0 คือ สภาพซึมได้ทางแม่เหล็กของสุญญากาศ (Magnetic permeability of free space) มีค่าคงที่เป็นสากลเท่ากับ $4\pi \times 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$ จากความสัมพันธ์นี้ ถ้ารู้ค่าของสนามแม่เหล็ก H ในสุญญากาศ ก็จะทำให้ทราบค่าของสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ B ได้ทันที ในตัวกลางอื่นๆ ที่ไม่ใช่สุญญากาศ สนามแม่เหล็ก H และ B ก็ยังคงสัมพันธ์กับสภาพซึมได้ทางแม่เหล็ก μ ของวัสดุตัวกลางนั้น โดยเขียนความสัมพันธ์ได้เป็น

$$B = \mu H \quad (3.50)$$

ในตัวกลาง เช่น วัสดุแม่เหล็กเฟอร์โร (Ferromagnets) และวัสดุแม่เหล็กเฟอร์รี่ (Ferrimagnets) สนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ B ไม่ได้เป็นเชิงเส้นกับสนามแม่เหล็ก H นั่นคือ μ ไม่เป็นค่าคงที่ เช่นในวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โร ค่า μ เปลี่ยนแปลงไปตามสนาม H ในขณะที่วัสดุแม่เหล็กพารา (Paramagnets) และไดอา (Diamagnets) ค่า μ เป็นค่าคงที่ในช่วงที่กว้างกว่า การวัดกราฟระหว่าง B กับ H หรือกราฟฮิสเทอรีซิสของวัสดุแม่เหล็กจึงเป็นสิ่งจำเป็นเพื่อให้ทราบถึงสมบัติของนั้นๆ

3.2.4 ความสัมพันธ์ระหว่างสนามแม่เหล็ก H , M และ B

ในการอธิบายปรากฏการณ์ทางแม่เหล็ก สนามแม่เหล็ก (H), แมกนีโตเซชัน (M) และสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ (B) มีความสัมพันธ์กัน เมื่อวัสดุมีการตอบสนองต่อสนามแม่เหล็ก H ผลรวมของสนามแม่เหล็ก H และ M สัมพันธ์กับสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ B ดังสมการ

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (3.51)$$

ในระบบ SI B มีหน่วยเป็น T ขณะที่ H และ M มีหน่วยเป็น Am^{-1} สมการนี้ใช้อธิบายปริมาณทางแม่เหล็กพื้นฐานทั้งสามนี้ได้ถูกต้องทุกสถานการณ์ การตอบสนองของวัสดุต่อสนามแม่เหล็กสามารถแสดงได้ด้วยสภาพซึมได้ทางแม่เหล็ก (μ) กำหนดโดย

$$\mu = \frac{B}{H} \quad (3.52)$$

และค่าความอ่อนไหว (Susceptibility, χ) ที่กำหนดโดย

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (3.53)$$

สภาพซึมได้ทางแม่เหล็กและค่าความอ่อนไหว อาจเปลี่ยนแปลงตามสนามแม่เหล็ก H ค่าสภาพซึมได้ทางแม่เหล็กและค่าความอ่อนไหวที่สนามแม่เหล็ก H ใดๆ หาได้จากความชันของกราฟ B กับ H และ M กับ H ดังสมการ

$$\mu' = \frac{dB}{dH} \quad (3.54)$$

และ

$$\chi' = \frac{dM}{dH} \quad (3.55)$$

เพื่อให้อยู่ในรูปที่สังเกตได้ง่าย จึงนิยามระบุในรูปของสภาพซึมได้ทางแม่เหล็กสัมพัทธ์ (Relative permeability) แทนด้วยสัญลักษณ์ μ_r กำหนดโดย

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_o} \quad (3.56)$$

ซึ่ง μ_o มีสภาพซึมได้ทางแม่เหล็กสัมพัทธ์ของสุญญากาศเท่ากับ 1 จากการจัดรูปสมการเป็น

$$B = \mu_o(H + M) = \mu_o(H + \chi H) = \mu_o(1 + \chi)M = \mu H \quad (3.57)$$

จะได้ความสัมพันธ์ระหว่างสภาพซึมได้ทางแม่เหล็กกับค่าความอ่อนไหว

$$\mu_r = (\chi + 1) \quad (3.58)$$

นักฟิสิกส์ และนักวัสดุศาสตร์ มักจะอ้างอิงค่าแมกนีโตเซชันและค่าความอ่อนไหว ในขณะที่วิศวกรซึ่งเน้นศึกษาวัสดุแม่เหล็กชนิดเฟอร์โร มักจะกล่าวถึงค่าสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำและสภาพซึมได้ทางแม่เหล็ก (William & Callister, 2001)

3.2.5 การจำแนกชนิดของวัสดุแม่เหล็ก

เมื่อให้สนามแม่เหล็กภายนอกกับวัสดุชนิดต่างๆ วัสดุจะตอบสนองแตกต่างกันไปตามชนิดของวัสดุนั้นๆ บางชนิดเกิดการเหนี่ยวนำต่อต้านสนามแม่เหล็ก H แต่บางชนิดเหนี่ยวนำให้เกิดสนามแม่เหล็กเพิ่มขึ้น สมบัติที่ต่างกันนี้แสดงด้วยค่าความอ่อนไหว (χ) ซึ่งเป็นปริมาณที่ไม่มีหน่วย (เนื่องจาก H และ M มีหน่วยเหมือนกัน) สามารถแบ่งชนิดของวัสดุตามค่าของ χ ออกเป็น 5 ชนิดใหญ่ๆ แสดงดังตารางที่ 3.1

3.2.1.1 วัสดุแม่เหล็กชนิดไดอา (Diamagnetic materials) มีค่า χ น้อยๆ และเป็นจำนวนลบ ($\chi \approx -10^{-5}$) วัสดุชนิดนี้มีความเป็นแม่เหล็กอ่อนที่สุด เกิดในอะตอมที่มีโมเมนต์แม่เหล็กลัพธ์เป็นศูนย์ เมื่อให้สนามแม่เหล็กภายนอกกับวัสดุจะแสดงความเป็นแม่เหล็กอย่างอ่อนๆ ในทิศต่อต้านสนามแม่เหล็กนั้นตามกฎของเลนซ์ ตัวอย่างวัสดุชนิดนี้ ได้แก่ ทองแดง, เงิน, ทอง บิสมีท และ เบริลเลียม

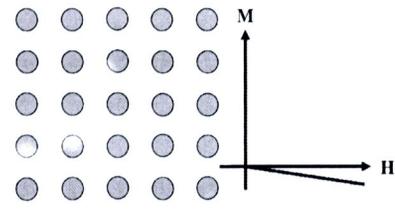
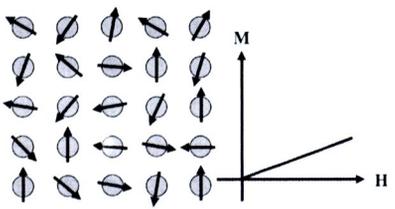
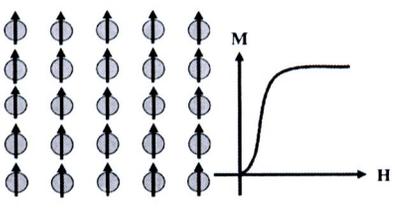
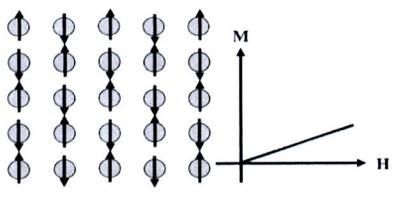
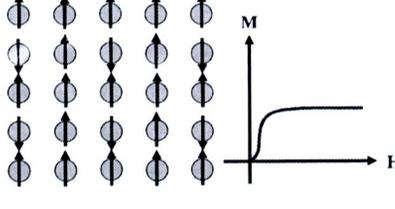
3.2.1.2 วัสดุแม่เหล็กชนิดพารา (Paramagnetic materials) มีค่า χ น้อยๆ เป็นจำนวนบวก ($\chi \approx 10^{-3} - 10^{-5}$) อะตอมของวัสดุชนิดนี้มีโมเมนต์แม่เหล็กลัพธ์ไม่เป็นศูนย์ แต่พลังงานความร้อนจะทำให้โมเมนต์แม่เหล็กของแต่ละอะตอมชี้แบบสุ่ม ทำให้ผลรวมของโมเมนต์แม่เหล็กทั้งหมดในสารเป็นศูนย์ เมื่อให้สนามแม่เหล็กภายนอกกับวัสดุ โมเมนต์แม่เหล็กจะเรียงตัวขนานกับทิศของสนามแม่เหล็กภายนอกและแสดงความเป็นแม่เหล็ก ตัวอย่างวัสดุชนิดนี้ ได้แก่ อลูมิเนียม, พลาตินัม และแมงกานีส

3.2.1.3 วัสดุแม่เหล็กชนิดเฟอร์โร (Ferromagnetic materials) มีค่า χ เป็นจำนวนบวก มีค่าอยู่ในช่วง $\chi \approx 50 - 100,000$ แสดงความเป็นแม่เหล็กมากกว่าวัสดุชนิดอื่นๆ เนื่องจากภายในมีการจัดโดเมนแม่เหล็ก (Magnetic Domain) เมื่อให้สนามแม่เหล็กภายนอกกับวัสดุ จะมีการเหนี่ยวนำทำให้สนามแม่เหล็กมีค่าเพิ่มขึ้น ตัวอย่างวัสดุที่อุณหภูมิห้อง ได้แก่ เหล็ก, โคบอลต์, นิกเกิล และโลหะผสมของวัสดุกับธาตุแรเอิร์ท (Rare Earth) เหล่านี้

3.2.1.4 วัสดุแม่เหล็กชนิดแอนติเฟอร์โร (Antiferromagnetic materials) เมื่อให้สนามแม่เหล็กภายนอก โมเมนต์แม่เหล็กจะขนานกันแต่มีทิศทางตรงข้ามกัน ทำให้โมเมนต์แม่เหล็กลัพธ์เป็นศูนย์

3.2.1.5 วัสดุแม่เหล็กชนิดเฟอร์ริ (Ferrimagnetic materials) เมื่อให้สนามแม่เหล็กภายนอกกับวัสดุ โมเมนต์แม่เหล็กจะมีทิศตรงข้ามกันแต่หักล้างกันไม่หมด โมเมนต์แม่เหล็กลัพธ์ไม่เป็นศูนย์ วัสดุจำพวกนี้ ได้แก่ เซรามิกส์ที่ประกอบด้วยออกไซด์ของเหล็กหรือเรียกสั้นๆ ว่าเฟอร์ไรต์ (Ferrite, Fe_2O_3) รวมกับออกไซด์อื่นๆ ที่อยู่ในลักษณะเป็นผงแล้วนำไปอัดที่อุณหภูมิสูง

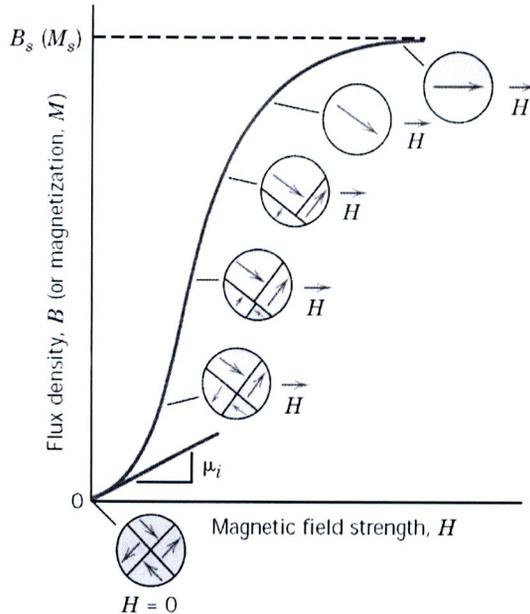
ตารางที่ 3.1 การแบ่งชนิดของวัสดุตามสมบัติความเป็นแม่เหล็กของสาร

| ชนิด | ทิศทางของโมเมนต์แม่เหล็ก | ตัวอย่าง | ค่าความอ่อนไหว (χ) |
|--------------------|---|-------------------|---|
| Diamagnetism |  | Au, Cu | -2.74×10^{-6} -0.77×10^{-6} |
| Paramagnetism |  | β -Sn Pt | 0.19×10^{-6} 21.04×10^{-6} 66.10×10^{-6} |
| Ferromagnetism |  | Fe | $\sim 100,000$ |
| Antiferromagnetism |  | Cr | 3.6×10^{-6} |
| Ferrimagnetism |  | Ba ferrite | ~ 3 |

(ดัดแปลงจาก University of Birmingham, 2005)

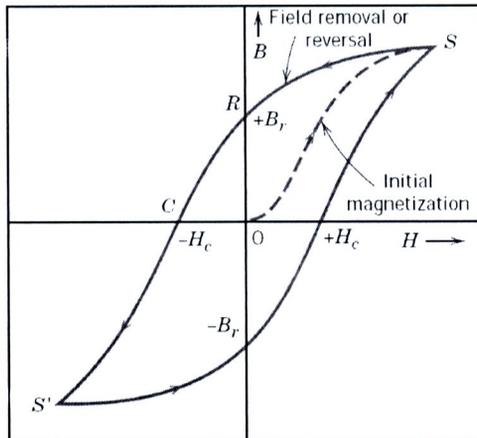
3.2.6 กราฟฮิสเทอรีซิส

ในการแมกนีไทซ์แม่เหล็กเฟอร์โรที่ซึ่งไม่เคยถูกแมกนีไทซ์มาก่อน ความสัมพันธ์ระหว่างสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ B หรือแมกนีไทเซชัน M กับสนามแม่เหล็ก H สอดคล้องกับการเปลี่ยนแปลงของโดเมนแม่เหล็กเมื่อสนามแม่เหล็ก H เพิ่มขึ้น แสดงดังภาพที่ 3.14



ภาพที่ 3.14 การเปลี่ยนแปลงของโดเมนแม่เหล็กเมื่อถูกแมกนีไทซ์ (ดัดแปลงจาก William & Callister, 2001)

กระบวนการเปลี่ยนแปลงของโดเมนแม่เหล็กเมื่อถูกแมกนีไทซ์มี 2 แบบ คือ การเคลื่อนที่ของกำแพงโดเมน (Domain wall motion) และการหมุนของโดเมน (Domain rotation) จากภาพที่ 3.14 ในช่วงแรกสนามแม่เหล็ก H มีค่าน้อยๆ โมเมนต์แม่เหล็กในแต่ละโดเมนจะพยายามเรียงตัวไปในทิศทางเดียวกันกับสนามแม่เหล็ก H เกิดการเคลื่อนตัวของกำแพงโดเมน ทำให้โดเมนแม่เหล็กที่มีแมกนีไทเซชันในทิศใกล้เคียงกับสนามแม่เหล็ก H ค่อยๆ มีขนาดใหญ่ขึ้นเรื่อยๆ (Domain growth) ในช่วงนี้สนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ B หรือ แมกนีไทเซชัน M จะมีค่าเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็ว แต่ในการเคลื่อนตัวของกำแพงโดเมนไม่ได้เป็นไปอย่างต่อเนื่อง หากขยายกราฟให้ใหญ่จะเห็นได้ว่าการเปลี่ยนแปลงไม่สม่ำเสมอ แต่จะเป็นขั้นๆ ดังแสดงในภาพปรากฏการณ์นี้ เรียกว่า ปรากฏการณ์บาร์กเฮาเซน (Barkhausen effect) เมื่อสนามแม่เหล็ก H มีค่ามากจนกำแพงโดเมนแม่เหล็กสิ้นสุดการเคลื่อนตัว หากสนามแม่เหล็ก H เพิ่มขึ้นอีกจะทำให้โมเมนต์แม่เหล็กในโดเมนเกิดการหมุนตัวไปอยู่ในทิศเดียวกับสนามแม่เหล็ก H ซึ่งช่วงนี้ B หรือ M เพิ่มขึ้นได้น้อยลงจนกระทั่งถึงจุดอิ่มตัว



ภาพที่ 3.15 ตัวอย่างกราฟฮิสเทอรีซิสของวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โร
(ดัดแปลงจาก William & Callister, 2001)

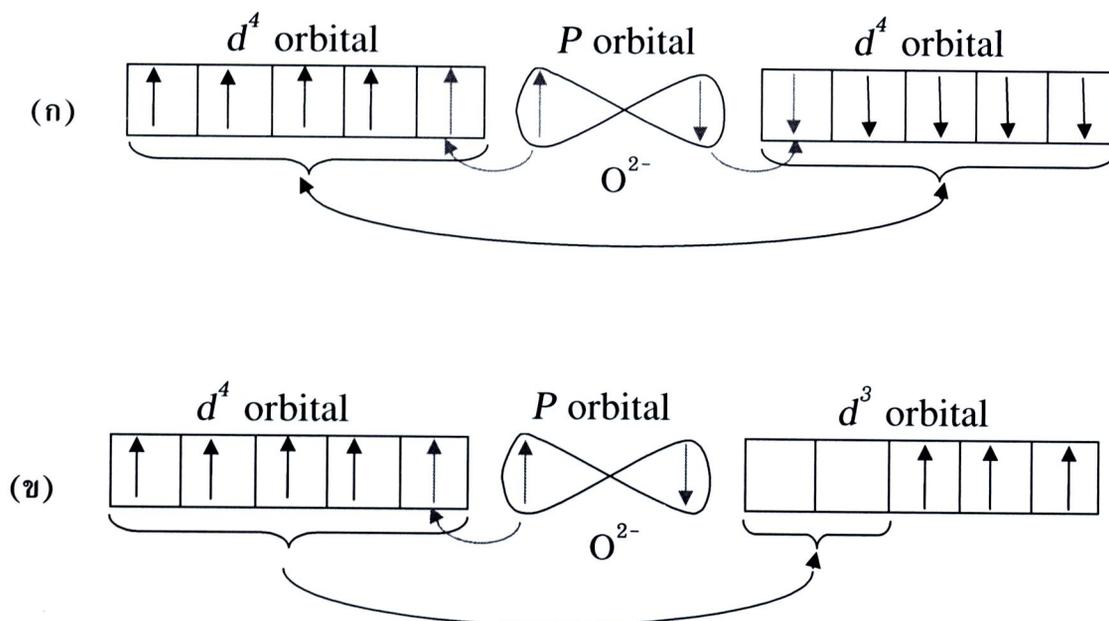
จากตัวอย่างกราฟฮิสเทอรีซิสที่ครอบรอบของวัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรในภาพที่ 3.15 สามารถอธิบายได้ว่า เมื่อให้สนามแม่เหล็กภายนอกแก่วัสดุแม่เหล็กเฟอร์โรในสภาวะดีแมกนีไตซ์ จะทำให้เกิดสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ B หรือแมกนีโตเซชัน M เพิ่มขึ้นจากศูนย์ไปตามเส้นประจนกระทั่งถึงจุดที่สนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำอิ่มตัวที่จุด S ณ จุดนี้โมเมนต์แม่เหล็กจะเรียงตัวไปในทิศทางเดียวกัน จากนั้นเมื่อลดสนามแม่เหล็กภายนอกลงจนถึงศูนย์ สนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ B จะลดลงตามเส้นโค้ง SR มาถึงจุด R โดยไม่ทับเส้นเดิม ณ จุดนี้จะมีสนามแม่เหล็กเหลืออยู่ หากต้องการทำให้ลดลงมาจนถึงศูนย์ ต้องดีแมกนีไตซ์โดยการให้สนามแม่เหล็กภายนอกในทิศตรงกันข้ามกับวัสดุ จนหมดสภาพความเป็นแม่เหล็กอีกครั้ง โดยโมเมนต์แม่เหล็กจะเรียงตัวแบบสุ่มเหมือนเดิมก่อนถูกแมกนีไตซ์ ถ้าเพิ่มสนามแม่เหล็กในทิศตรงข้ามนี้ขึ้นอีกก็จะทำให้วัสดุมีค่า B เพิ่มขึ้นจนถึงจุดอิ่มตัวไปตามเส้นโค้ง CS' ที่จุดนี้โมเมนต์แม่เหล็กจะเรียงตัวขนานกันในทิศตรงกันข้ามกับตอนแรก เมื่อลดสนามแม่เหล็กกลับทิศนี้ลงจนเป็นศูนย์ จะทำให้สนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ B และเมื่อให้สนามแม่เหล็กกับวัสดุนี้ขึ้นอีกก็จะทำให้สนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ B เพิ่มขึ้นไปตามเส้นโค้ง $S'S$ ไปครอบรอบพอดีที่จุด S พื้นที่ภายในทั้งหมดของกราฟฮิสเทอรีซิสแสดงถึงพลังงานที่ต้องสูญเสียในการแมกนีไตซ์หรือดีแมกนีไตซ์ และสามารถบอกอัตราการเปลี่ยนแปลงของสนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำต่อความเข้มของสนามแม่เหล็กที่ให้กับวัสดุเป็นสภาพซึมได้ทางแม่เหล็กของวัสดุ โดยจะกล่าวถึง สภาพซึมได้ทางแม่เหล็กเริ่มต้น (Initial permeability หรือ μ_{initial}) หรือ สภาพซึมได้ทางแม่เหล็กสูงสุด (Maximum permeability หรือ μ_{max}) ซึ่งหาได้จากความชันของกราฟดังแสดงในภาพที่ 3.15 กราฟฮิสเทอรีซิสมีความสำคัญในการออกแบบหรือสรรหาวัสดุสำหรับใช้งาน กรณีแม่เหล็กถาวรอาจใช้โลหะผสมอัลนิโค (Alnico) ที่มีกราฟฮิสเทอรีซิสกว้างๆ เพื่อให้สนามแม่เหล็กเหนี่ยวนำ B คงอยู่ได้ หรือถ้าจะเลือกวัสดุมาทำแกนหม้อแปลงก็ต้องเลือกวัสดุที่มีกราฟฮิสเทอรีซิสเรียวและแคบ เป็นต้น

3.2.7 กลไกที่ใช้อธิบายความเป็นแม่เหล็กของสารออกไซด์

3.2.7.1 อันตรกิริยาแบบ Superexchange และ Double exchange

ในบางสภาวะของสารประกอบออกไซด์จะแสดงสมบัติความเป็นแม่เหล็กแบบแอนติเฟอร์โร (antiferromagnetism) ด้วยกลไกการแลกเปลี่ยนอิเล็กตรอนที่เรียกว่า superexchange เกิดขึ้นในกรณีที่มีไอออนของโลหะ 2 ตัวที่เป็นแม่เหล็กและอยู่ใกล้กันที่สุดโดยมีไอออนของสารที่ไม่เป็นแม่เหล็กในกรณีนี้คือออกซิเจนทำหน้าที่เชื่อมโยงไอออนของโลหะทั้งสองไว้ โดยไอออนของโลหะทั้งสองตัวนั้นต้องมีจำนวนประจุของไอออนที่เท่ากัน ซึ่งเกิดขึ้นเมื่อไอออนโลหะทรานซิชันสองไอออนที่มีอิเล็กตรอนเดี่ยวเกิดอันตรกิริยาต่อกันโดยผ่านออกซิเจนในกรณีเช่นนี้โดยทั่วไปจะพบว่า สมบัติทางแม่เหล็กของสารประกอบเกิดเนื่องมาจากมีอันตรกิริยาทางแม่เหล็ก (magnetic interactions) เกิดขึ้นระหว่างไอออน จะเป็นการง่ายและสะดวกถ้าพิจารณากรณีที่มีการเกิดพันธะระหว่าง d ออร์บิทัลของโลหะที่มีอิเล็กตรอนเดี่ยวกับ p ออร์บิทัลของออกซิเจน เริ่มต้นพิจารณาที่ด้านซ้ายของภาพที่ 3.16(ก) อิเล็กตรอนของไอออนโลหะจะมีสปินชี้ขึ้น ถึงแม้ p ออร์บิทัลของไอออน O^{2-} โดยปกติแล้วมีอิเล็กตรอนสองอนุภาคก็สามารถเกิดพันธะกับออร์บิทัลของโลหะได้ ซึ่งเป็นพันธะที่ทำให้เกิดการเข้าคู่กันระหว่างอิเล็กตรอนเดี่ยวของโลหะและอิเล็กตรอนจาก p ออร์บิทัลของไอออน O^{2-} ซึ่งมีสปินตรงกันข้าม ทำให้อิเล็กตรอนที่เหลือใน p ออร์บิทัลมีสปินเหมือนกับสปินของอิเล็กตรอนเดี่ยวใน d ออร์บิทัลของโลหะด้านซ้าย ซึ่งจะเข้าคู่กันกับอิเล็กตรอนเดี่ยวใน d ออร์บิทัลของโลหะด้านขวา โดยเป็นไปตามกฎของฮุนด์ (Hund's rule) และหลักการของเพาลี (Pauli exclusion principle) ที่กล่าวว่า “ในออร์บิทัลที่มีระดับพลังงานเท่ากัน การจัดเรียงอิเล็กตรอนจะต้องบรรจุอิเล็กตรอนที่มีสปินในทิศเดียวกันให้เต็มขั้นก่อนจึงจะอนุญาตให้อิเล็กตรอนที่มีสปินตรงข้ามไปอยู่ได้” ดังนั้นจึงทำให้อิเล็กตรอนเดี่ยวใน d ออร์บิทัลของโลหะด้านขวามีสปินตรงกันข้ามกับอิเล็กตรอนเดี่ยวใน d ออร์บิทัลของโลหะด้านซ้าย กล่าวได้ว่า ไอออนโลหะทั้งสองเชื่อมกันแบบแอนติเฟอร์โรแมกเนติก ในตัวอย่างนี้ ไอออนโลหะทั้งสองเหมือนกัน กลไกโดยทั่วไปที่เกี่ยวข้องกับออร์บิทัลของออกซิเจน ที่เป็นตัวกลางในการคู่ควบระหว่างอิเล็กตรอนของโลหะจะเรียกว่า เป็นการเกิด superexchange และทำให้เกิดสมบัติทางแม่เหล็กที่เป็นแบบแอนติเฟอร์โรขึ้น

กรณีที่ไอออนโลหะทั้งสองไม่เหมือนกัน พิจารณา d ออร์บิทัลทางซ้ายของไอออน Mn^{3+} จะเกิดการเข้าคู่ของอิเล็กตรอนตามเงื่อนไขดังที่กล่าวข้างต้นทำให้ d ออร์บิทัลทางขวาไม่เกิดการซ้อนเหลื่อมกับ p ออร์บิทัลของไอออน O^{2-} อิเล็กตรอนเดี่ยวในออร์บิทัลจะจัดเรียงตัวเป็นระเบียบโดยมีสปินขนานกันกับอิเล็กตรอนเดี่ยวที่เหลือ ซึ่งการจัดเรียงตัวเช่นนี้จะทำให้มีความเสถียรมากขึ้น ดังนั้นจากรูปที่ 3.16(ข) อิเล็กตรอนใน d ออร์บิทัลทางขวาจะมีสปินเหมือนกันกับอิเล็กตรอนใน d ออร์บิทัลทางซ้าย กล่าวได้ว่า ไอออนโลหะทั้งสองเชื่อมกันแบบเฟอร์โรแมกเนติก จะเรียกว่าเป็นการเกิด double exchange ทำให้เกิดสมบัติทางแม่เหล็กแบบเฟอร์โร (ferromagnetism) ขึ้น



ภาพที่ 3.16 กลไกการเกิดอันตรกิริยาต่างๆ ของสารออกไซด์

(ก) กลไกการเกิด superexchange (ดัดแปลงจาก Spaldin, 2003)

(ข) กลไกการเกิด double exchange (ดัดแปลงจาก Spaldin, 2003)

