

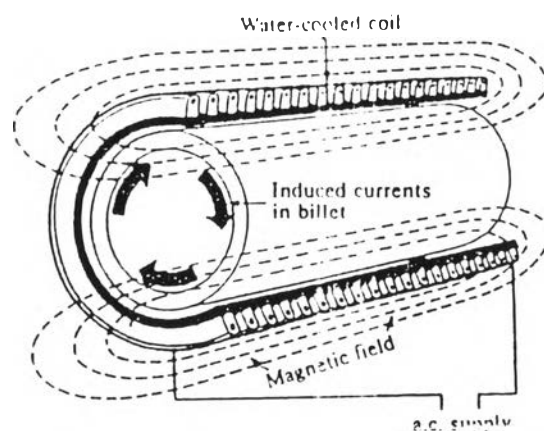


การให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำ

บทนำ

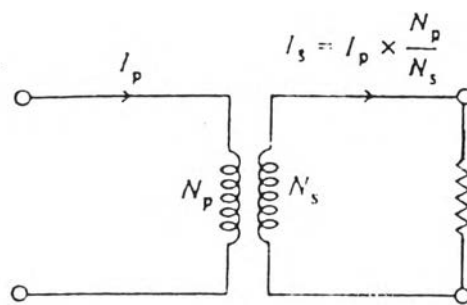
การให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำ (Induction Heating) เกิดขึ้นจากปรากฏการณ์ทั้งทางไฟฟ้าและทางความร้อนร่วมกัน โดยมีสาเหตุมาจากการเหนี่ยวนำของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า (Electromagnetic Induction) ปรากฏการณ์ผิว (Skin Effect) และการถ่ายความร้อน (Heat Transfer) [P.G Simpson ,1966] จากสาเหตุมูลฐานทั้งสามสามารถอธิบายการให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำโดยย่อได้ดังนี้

เมื่อป้อนไฟฟ้ากระแสสลับผ่านเข้าสู่ขดลวดสร้างสนามแม่เหล็ก ที่มีชิ้นงานอยู่ภายใน กระแสไฟฟ้าสลับจะเหนี่ยวนำให้เกิดสนามแม่เหล็กคล่องผ่านขดลวดสร้างสนามแม่เหล็ก ถ้าชิ้นงานเป็นโลหะที่มีคุณสมบัติเป็นแม่เหล็ก สนามแม่เหล็กที่คล่องผ่านชิ้นงานจะเหนี่ยวนำให้มีกระแสไหล โดยกระแสส่วนมากจะไหลผ่านชิ้นงานในระดับความลึกผิว กระแสที่ไหลวนรอบชิ้นงานเป็นเส้นทางปิด จะทำให้เกิดความร้อนที่บริเวณผิวของชิ้นงาน ความร้อนนี้ขึ้นอยู่กับกระแสที่เหนี่ยวนำ และความต้านทานสมมูลของเส้นทางที่กระแสไหลผ่าน และความร้อนที่เกิดขึ้นจะถ่ายเทไปที่อื่น โดยการแผ่รังสีที่บริเวณผิว การพาความร้อน และการนำความร้อน

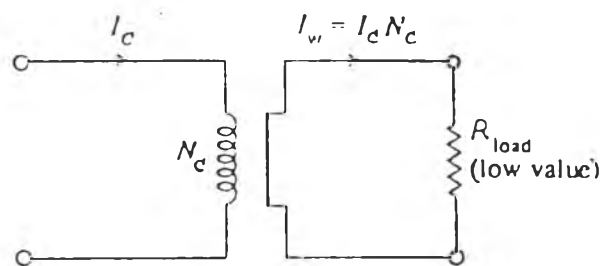


รูปที่ 2.1 แสดงการให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำอย่างง่าย

รูปที่ 2.1 แสดงการให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำอย่างง่าย ถ้าวางชิ้นงานในขดลวดหรือใกล้ขดลวด ชิ้นงานนั้นจะถูกเหนี่ยวนำให้เกิดความร้อนขึ้น ถ้าพิจารณาทั้งระบบเป็นหม้อแปลงชุดหนึ่ง ขดลวดสร้างสนามแม่เหล็กจะเป็นเสมือนขดลวดปฐมภูมิของหม้อแปลงที่มีจำนวนรอบเท่ากับจำนวนรอบของขดลวดสร้างสนามแม่เหล็ก ซึ่งชิ้นงานจะเปรียบเสมือนขดลวดทุติยภูมิของหม้อแปลงที่มีจำนวนรอบเป็นหนึ่งรอบและมีลักษณะเกือบลัดวงจร เพราะความต้านทานสมมูลของโลหะที่เป็นชิ้นงานมีค่าค่อนข้างต่ำ



รูปที่ 2.2 แสดงวงจรสมมูลของหม้อแปลงทั่วไป



รูปที่ 2.3 แสดงวงจรสมมูลของขดลวดเหนี่ยวนำกับชิ้นงาน

รูปที่ 2.2 แสดงวงจรสมมูลของหม้อแปลงทั่วไป ส่วนรูปที่ 2.3 แสดงวงจรสมมูลของขดลวดเหนี่ยวนำและชิ้นงาน จะเห็นว่าถ้า I_c เป็นกระแสที่ไหลในขดลวดสร้างสนามแม่เหล็ก

ส่วน I_w เป็นกระแสที่ไหลในชิ้นงาน กระแสทั้งสองจะมีความสัมพันธ์กัน ดังนี้

$$I_w = N_c I_c \quad (2.1)$$

โดยที่ N_c คือ จำนวนรอบของขดลวดเหนี่ยวนำ และกำลังสูญเสียเป็นความร้อนในชิ้นงานมีค่าเท่ากับ

$$P_w = N_c^2 I_c^2 R_w \quad (2.2)$$

โดยที่ R_w คือ ความต้านทานสมมูลของชิ้นงาน

รูปที่ 2.4 แสดงทิศทางการไหลของกระแสที่ชิ้นงาน จากปรากฏการณ์ผิวนี้ถ้า พิจารณาว่า กระแสโดยส่วนมากไหลอยู่ในระดับความลึกผิว จะสามารถหาความต้านทานสมมูลของชิ้นงานได้ ดังรูปที่ 2.5 เมื่อทำการคลี่ชิ้นงานออกประมาณว่ากระแสไหลเป็นแผ่นบาง มีความหนาเท่ากับ ความลึกผิว ซึ่งระยะทางการไหลมีค่าเท่ากับขนาดเส้นรอบวงของชิ้นงานทรงกระบอก ทำให้ได้ ค่าความต้านทานของชิ้นงานดังนี้

$$R_w = \frac{2\pi R \rho}{\delta_w} \quad (2.3)$$

โดยที่ ρ คือ สภาพความต้านทานเฉพาะของชิ้นงาน

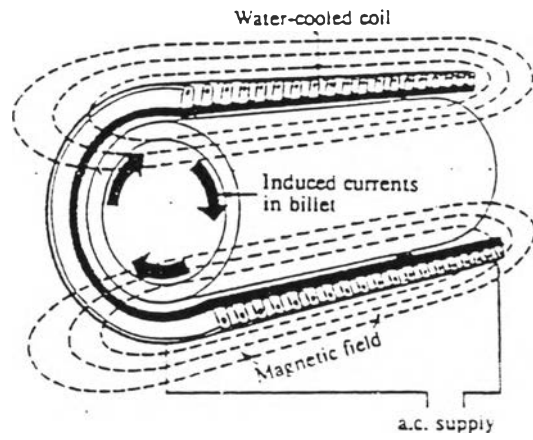
$$\delta \text{ คือ ความลึกผิว} = \sqrt{\frac{\rho}{\mu f \pi}} = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu \omega}}$$

μ คือ ค่าความซึมซาบได้ของชิ้นงาน

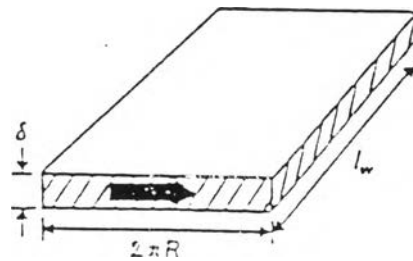
R คือ รัศมีของชิ้นงาน และ f, ω คือ ความถี่

I_w คือ ความยาวของชิ้นงาน ซึ่งมีค่าเท่ากับความสูงของขดลวด

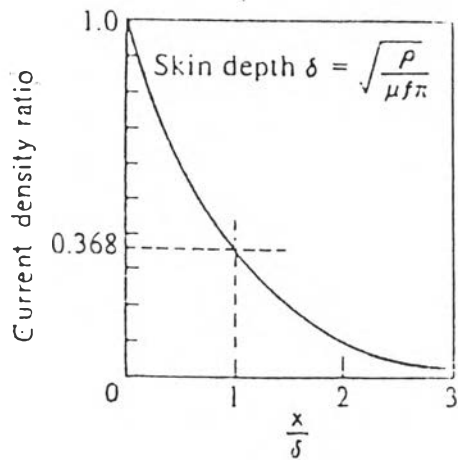
จากสมการที่ 2.3 ความต้านทานสมมูลจะมีความสัมพันธ์กับสภาพความต้านทาน ความลึกผิวและลักษณะรูปทรงเรขาคณิตของชิ้นงานนั้นด้วย



รูปที่ 2.4 แสดงทิศทางการไหลของกระแสที่ผิว



รูปที่ 2.5 แสดงแผ่นค้ำของชิ้นงาน

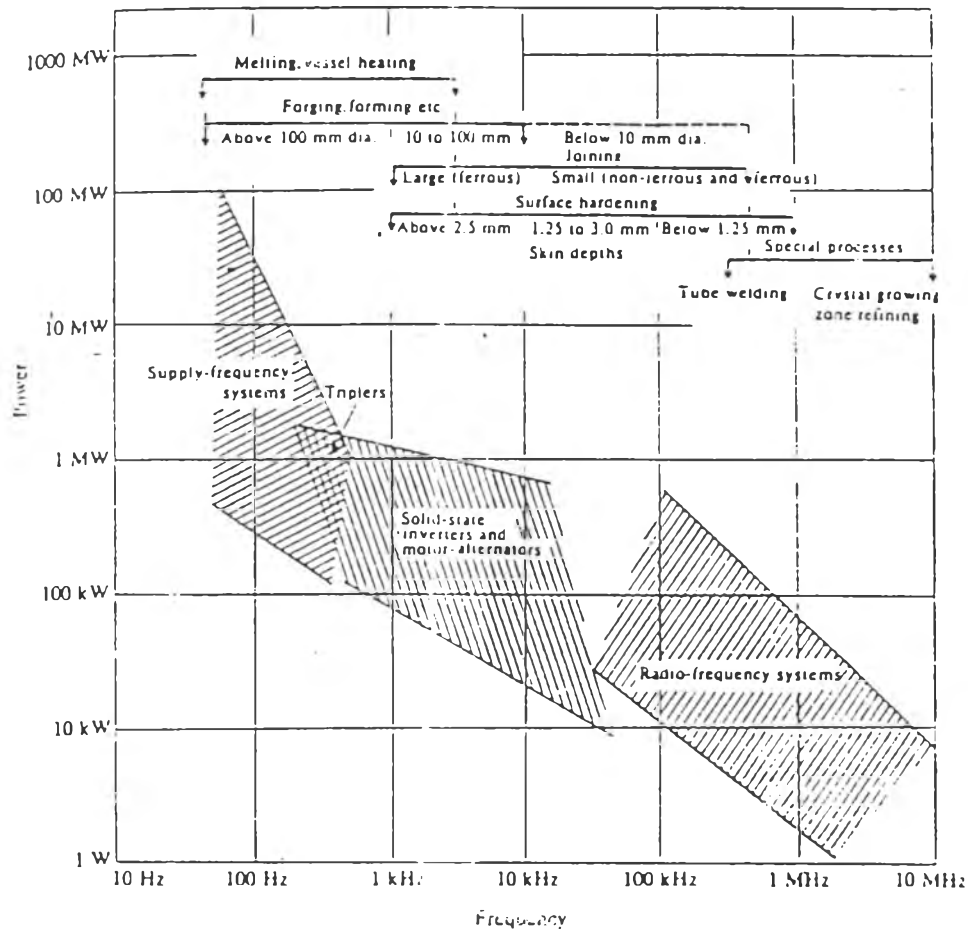


$$\text{SKIN DEPTH} = \sqrt{\frac{\rho}{\mu f \pi}}$$

รูปที่ 2.6 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นกระแสกับระยะทางจากผิวของชิ้นงาน

รูปที่ 2.6 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นกระแสกับระยะทางจากผิวของชิ้นงาน เนื่องจากปรากฏการณ์ผิวทำให้ความหนาแน่นกระแสกับระยะทางจากผิวเป็นฟังก์ชันเอกซ์โพเนนเชียล ที่ระดับความลึกผิวความหนาแน่นกระแสจะมีค่าเพียง 0.368 เท่าของความหนาแน่นกระแสที่ผิวชิ้นงาน จึงประมาณว่ากระแสส่วนมากจะไหลอยู่ในระดับความลึกผิวนี้

ถ้าพิจารณาการให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำ จะพบว่าไม่มีการใช้แหล่งความร้อนจากภายนอก แต่ใช้ชิ้นงานเป็นแหล่งความร้อนของตัวเอง อีกทั้งชิ้นงานไม่จำเป็นต้องสัมผัสกับขดลวดสร้างสนามแม่เหล็ก การให้ความร้อนในลักษณะนี้จึงสามารถทำได้สะดวก นอกจากนี้ยังสามารถทำให้เกิดความร้อนในเฉพาะบริเวณที่ต้องการ ทั้งนี้ยังสามารถควบคุมระยะเวลาในการให้ความร้อนได้ด้วย และยังสามารถควบคุมความลึกของชิ้นงานที่ได้รับความร้อนได้ด้วย ทั้งนี้โดยเลือกความถี่และแรงดันไฟสลับที่เหมาะสม



รูปที่ 2.7 แสดงประเภทและลักษณะการใช้งานของเครื่องให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำในย่านความถี่ต่าง ๆ

รูปที่ 2.7 แสดงช่วงความถี่ที่ใช้งาน และระดับกำลังออกของเครื่องให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำแต่ละแบบซึ่งจะขึ้นกับแหล่งกำเนิดไฟสลับที่จ่ายให้กับเครื่องและยังขึ้นกับอุปกรณ์ที่ใช้ในวงจรรวมทั้งแสดงความถี่กับการประยุกต์ใช้งานในแต่ละช่วงด้วย ซึ่งจะเห็นได้ว่าระบบการให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำที่ใช้ในปัจจุบันจำแนกได้ดังนี้

1 เครื่องให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำที่ใช้ไฟจากโรงงานโดยตรง แรงดันไฟฟ้าจากโรงไฟฟ้ามีความถี่ค่อนข้างต่ำ จึงทำให้ระดับความลึกผิวในการให้ความร้อนมีค่ามาก ในบางกรณีอาจทำให้หม้อแปลงอิมิตตัววิญญูความถี่ เพื่อนำฮาร์มอนิกที่ 3 หรือ ฮาร์มอนิกที่ 5 มาใช้ในการเหนี่ยวนำแทน โดยปกติเครื่องให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำประเภทนี้จะใช้ในงานหลอมโลหะ ซึ่งมีกำลังสูงในย่านเมกะวัตต์

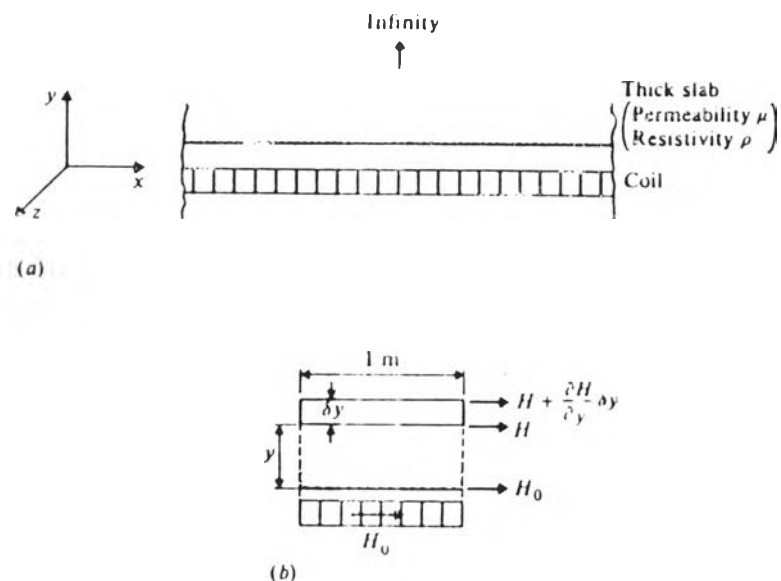
2 เครื่องให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำที่ใช้มอเตอร์และเครื่องกำเนิดไฟฟ้า เครื่องให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำชนิดนี้จะใช้พลังงานจากโรงไฟฟ้ามาขับเคลื่อนมอเตอร์ และใช้มอเตอร์ไปขับเคลื่อนเครื่องกำเนิดไฟฟ้า ซึ่งสร้างแรงดันไฟฟ้าที่มีความถี่สูงขึ้นอยู่ในย่าน 500 เฮิร์ตซ์ ถึง 10 กิโลเฮิร์ตซ์ เครื่องให้ความร้อนชนิดนี้สามารถให้กำลังได้หลายร้อยกิโลวัตต์ โดยทั่วไปจะใช้สำหรับเผาเหล็ก การขึ้นรูป การเชื่อมโลหะ และการชุบแข็งที่ผิว

3 เครื่องให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำแบบสถิต เนื่องจากเครื่องให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำที่ใช้มอเตอร์ และเครื่องกำเนิดไฟฟ้าจะเป็นพลวัต ซึ่งมีขีดจำกัดทางกลศาสตร์ ทำให้ไม่สามารถเพิ่มความถี่ที่ใช้งานให้สูงมากได้ เครื่องให้ความร้อนแบบสถิตจะใช้สิ่งประดิษฐ์สารกึ่งตัวนำจำพวกทรานซิสเตอร์กำลัง มอสเฟตกำลัง หรือพวกไทรสเตอร์ โดยจะแปลงผันพลังงานไฟฟ้าจากโรงไฟฟ้าให้เป็นไฟตรงก่อน แล้วแปลงผันให้เป็นไฟสลับอีกครั้งให้มีความถี่สูงขึ้นโดยใช้วงจรอินเวอร์เตอร์ เครื่องให้ความร้อนแบบสถิตนี้สามารถสร้างความถี่ที่ใช้ให้ความร้อนได้ตั้งแต่ความถี่ค่อนข้างต่ำ จนกระทั่งความถี่สูง ๆ ระดับร้อยกิโลเฮิร์ตซ์ การใช้งานเครื่องให้ความร้อนแบบนี้จะมีลักษณะเดียวกับเครื่องให้ความร้อนที่ใช้มอเตอร์ และเครื่องกำเนิดไฟฟ้า

4 เครื่องให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำที่ทำงานย่านความถี่วิทยุ โดยจะทำงานตั้งแต่ความถี่หลายร้อยกิโลเฮิร์ตซ์ จนถึงความถี่หลายเมกะเฮิร์ตซ์ ซึ่งปัจจุบันนี้ยังคงใช้หลอดสุญญากาศ เพราะสิ่งประดิษฐ์สารกึ่งตัวนำยังมีสมรรถนะในการใช้งาน ที่ความถี่สูง ๆ ไม่ดีพอ เครื่องให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำลักษณะนี้จะให้กำลังงานค่อนข้างต่ำ ในระดับหลายสิบกิโลวัตต์เหมาะแก่งานชุบแข็งผิว

ทฤษฎีเบื้องต้นของการให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำ

ทฤษฎีการให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำสามารถอธิบายให้เข้าใจได้โดยอาศัยทฤษฎีคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าในการศึกษาบททฤษฎีเหล่านี้ต้องใช้สมการคณิตศาสตร์ที่ยุ่งยากจึงได้ศึกษาทฤษฎีการให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำกับชิ้นงานที่มีลักษณะอุดมคติที่เรียกว่า Semi - infinite Slab เป็นการเบื้องต้นก่อน ซึ่งผลที่ได้จะเป็นสมการคณิตศาสตร์ที่ง่ายในรูปของฟังก์ชันชานน์และเอกซ์โปเนนเชียล ถ้าสามารถทำความเข้าใจกับชิ้นงานที่มีลักษณะอุดมคติ จะทำให้เข้าใจการเหนี่ยวนำให้เกิดความร้อนกับชิ้นงานที่มีลักษณะเป็นทรงกระบอกได้ ทั้งนี้เพราะชิ้นงานที่มีลักษณะอุดมคติ คือชิ้นงานทรงกระบอกตันที่มีรัศมีอนันต์นั่นเอง โดยจะอธิบายตามหนังสืออ้างอิง [John Davies and Peter Simpson ,1979]



รูปที่ 2.8 แสดงการให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำกับชิ้นงานลักษณะอุดมคติ

1 การให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำกับชิ้นงานอุคมคติ

ชิ้นงานอุคมคติที่กล่าวถึงคือชิ้นงานเรียกว่า Semi - infinite Slab ซึ่งถือว่า ชิ้นงานนี้ยาวและหนามากดังแสดงในรูปที่ 2.8 แสดงระบบที่ประกอบด้วยขดลวดสร้างสนามแม่เหล็ก และชิ้นงานอุคมคติซึ่งวางชิดติดกับขดลวดสร้างสนามแม่เหล็ก ชิ้นงานดังกล่าวอาจเทียบได้ กับ โหลดทรงกระบอกที่มีรัศมีเป็นอนันต์ ในที่นี้สมมติว่าขดลวดสร้างสนามแม่เหล็กทำให้ที่ผิวของชิ้นงานมีค่าความเข้มสนามแม่เหล็กเป็น H_0 เนื่องจากขดลวดสร้างสนามแม่เหล็กอยู่ชิดกับชิ้นงานมาก ความเข้มสนามแม่เหล็กที่ขดลวดจะมีค่าเท่ากับค่าความเข้มสนามแม่เหล็กที่ผิวของชิ้นงาน โดยความเข้มของสนามแม่เหล็กจะมีการเปลี่ยนแปลงกับเวลาในทิศทางตามแกน X และเป็นปริมาณเวกเตอร์โดยจะเหนี่ยวนำทำให้เกิดกระแสไหลที่ผิวของชิ้นงานในทิศทางแกน Z ส่วนทิศทางตามแกน Y จะชี้ไปตามแนวความหนาของชิ้นงาน

ในที่นี้จะสมมุติเงื่อนไขขอบเขตของสนามแม่เหล็กที่ผิวชิ้นงานดังนี้

$$\begin{aligned} H_{x(y=0)} &= H_{om} \cos \omega t \\ H_y &= 0 \\ H_z &= 0 \end{aligned} \quad (2.4)$$

โดยที่ H_{om} คือค่ายอดของ H_x ที่ผิวของชิ้นงาน ($y = 0$)

การกระจายของสนามแม่เหล็ก (H) สนามไฟฟ้า (E) และความหนาแน่นกระแส (J) ในชิ้นงานโลหะที่ความถี่ค่อนข้างต่ำ (ไม่เกิน 10^{10} Hz) อธิบายโดยใช้สมการพื้นฐานทางคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าดังนี้

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{H} &= \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial H}{\partial t} \\ \nabla^2 \vec{E} &= \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial E}{\partial t} \\ \nabla^2 \vec{J} &= \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial J}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.5)$$

พิจารณาที่สนามแม่เหล็ก H จาก

$$\begin{aligned}\nabla^2 H &= \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} \\ &= \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} (H_x + H_y + H_z)\end{aligned}\quad (2.6)$$

เนื่องจากชิ้นงานมีลักษณะเป็นอุดมคติทำให้ $H_y = H_z = 0$ ดังนั้น H จะมีส่วนประกอบในทิศทางแกน X อย่างเดียวแสดงว่า

$$\begin{aligned}\nabla^2 H &= \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} \\ &= \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial H_x}{\partial t}\end{aligned}\quad (2.7)$$

คำตอบของสมการอนุพันธ์ย่อยจะมีผลเฉลยในรูป $H_x = H_x(y)\cos\omega t$ ซึ่ง $H_x(y)$ คือ การเปลี่ยนแปลงของ H_x กับระยะทางในแนวแกน y (ความลึกจากผิวของชิ้นงาน) แต่ในการวิเคราะห์สามารถแทน H_x ให้อยู่ในรูปปริมาณเชิงซ้อน $H_x(y)\exp(j\omega t)$ ก่อน แล้วหลังจากที่ได้ผลเฉลยจึงค่อยนำเฉพาะค่าจริงไปใช้หากการแทนค่าปริมาณเชิงซ้อนในสมการที่(2.7) ได้จะดังนี้

$$\frac{d^2 H_x}{dy^2} - j \frac{\mu}{\rho} \omega H_x = 0 \quad (2.8)$$

$$\text{ให้ } \alpha^2 = \frac{\mu\omega}{2\rho} = \frac{1}{\delta^2}$$

$$\frac{d^2 H_x}{dy^2} - 2j\alpha^2 H_x = 0 \quad (2.9)$$

เขียนเป็นสมการใหม่ได้เป็น

$$\frac{d^2 H_x}{dy^2} - k^2 H_x = 0 \quad (2.10)$$

โดยที่ $k^2 = 2j\alpha^2$ และมีผลเฉลยดังนี้

$$H_x(y) = A_1 \exp(ky) + A_2 \exp(-ky) \quad (2.11)$$

จากเงื่อนไขขอบเขตเมื่อ $y = \infty$ และ H_x จะต้องมีค่าจำกัดค่าใดค่าหนึ่ง ดังนั้นจะได้ $A_1 = 0$ และที่ขอบเขต $y=0$; $H_x(y) = H_{om} \exp(j\omega t)$ ดังนั้นจะได้ $A_2 = H_{om} \exp(j\omega t)$ แทนค่าในสมการ (2.11) จะได้

$$H_x(y) = H_{om} \exp(-ky) \exp(j\omega t)$$

$$H_x(y) = H_{om} \exp(-\alpha y \sqrt{2j}) \exp(j\omega t) \quad (2.12)$$

แต่ $\sqrt{2j} = 1+j$ ดังนั้น

$$H_x(y) = H_{om} \exp[-(1+j)\alpha y] \exp(j\omega t)$$

$$H_x(y) = H_{om} \exp[-(1+j)\alpha y + j\omega t]$$

$$H_x(y) = H_{om} \exp(-\alpha y) \exp[j(\omega t - \alpha y)] \quad (2.13)$$

ใช้ค่าตอบเฉพาะส่วนจริง

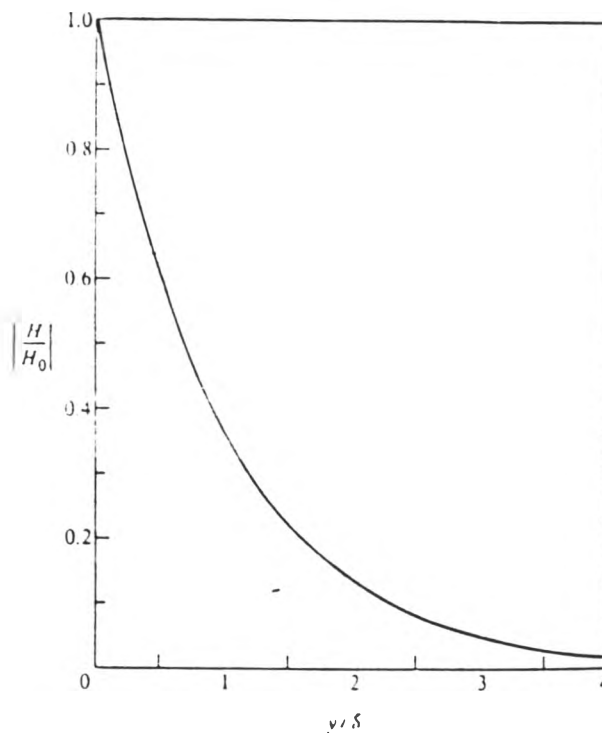
$$H_x(y) = H_{om} \exp(-\alpha y) \cos(\omega t - \alpha y) \quad (2.14)$$

จากผลเฉลยตามสมการที่ (2.14) พบว่าที่บริเวณผิวของชั้นงาน $y=0$ จะได้ค่า $H_x = H_{om} \cos \omega t$ ตามเงื่อนไขขอบเขตที่สมมติไว้ และที่ระยะใด ๆ จากผิวของชั้นงานในทิศทางแกน y ขนาดของความเข้มสนามแม่เหล็กจะมีค่าลดลงแบบเอกซ์โปเนนเชียลและการเปลี่ยนแปลงของมุมเฟสที่ระยะใด ๆ จากผิวของชั้นงานจะเป็นแบบล้าหลังเมื่อเทียบกับมุมเฟสที่ผิว ซึ่งล้าหลังเป็นปริมาณ $\alpha y = \frac{y}{\delta}$ จากสมการ (2.14) เมื่อ $y = \frac{1}{\alpha}$ ปริมาณของ H จะลดลงเป็น e^{-1}

เท่าของค่า H ที่ผิว และเฟสจะเปลี่ยนไป 1 เรเดียน (57.3 องศา) ที่ความลึกซึ่งขนาดของ H เป็น $e^{-1} = 0.368$ เท่าของค่าที่ผิว ค่า y ที่จุดนี้เป็นปริมาณสำคัญซึ่งนิยามให้เรียกว่า ความลึกผิว (Skin Depth), δ

$$\text{จากตัวแปรที่นิยามไว้แล้ว} \quad \alpha^2 = \frac{\mu\omega}{2\rho} \quad \text{ดังนั้น}$$

$$\text{ความลึกผิว} \quad \delta = \frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu\omega}} = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu_r \mu_0}} \quad (2.15)$$



รูปที่ 2.9 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเข้มสนามแม่เหล็กกับระยะจากผิวชิ้นงาน

จากรูปที่ 2.9 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเข้มสนามแม่เหล็กกับระยะจากผิวชิ้นงานซึ่งบอกเป็นอัตราส่วน $\frac{y}{\delta}$ หรือจำนวนเท่าของความลึกผิว ซึ่งเป็นระยะทางจากผิวของชิ้นงานที่นิยมใช้ในการกำหนดอุณหภูมิความร้อนมาก ค่าความเข้มสนามแม่เหล็ก (H) ในสมการ 2.14

จะสามารถหาค่าความหนาแน่นสนามแม่เหล็ก (B) ความหนาแน่นกระแส (J) และความเข้มสนามไฟฟ้า (E) ได้โดยใช้ความสัมพันธ์ของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า ดังนี้

$$\text{จาก } \vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.16)$$

$$B_x(y) = B_{om} \exp(-\alpha y) \cos(\omega t - \alpha y) \quad (2.17)$$

และจากสมการของแมกซ์เวลล์ $\vec{J} = \text{curl}(\vec{H})$

$$\vec{\text{curl}}(\vec{H}) = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix} \quad (2.18)$$

เนื่องจาก $H_y = H_z = 0$ และไม่มีการเปลี่ยนแปลงของ H ในทิศทางตามแกน x และแกน z ดังนั้น

$$\vec{\text{curl}}(\vec{H}) = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 \\ H_x & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (2.19)$$

$$\text{จะได้ } \vec{J}_z = \vec{k} \frac{\partial H_x}{\partial y}$$

$$\vec{J}_z = \vec{k} \{-\exp(j\omega t) \left[\frac{\partial}{\partial y} (-\alpha y \sqrt{2j}) \right]\} H_{om}$$

$$\vec{J}_z = \vec{k} [\alpha \sqrt{2j} \exp(-\alpha y \sqrt{2j} + j\omega t)] H_{om} \quad (2.20)$$

$$\text{แต่ } \sqrt{2j} = 1 + j = \sqrt{2} \exp(j \frac{\pi}{4})$$

$$\vec{J}_z = \vec{k} \{ \alpha \sqrt{2} \exp[-\alpha y(1+j) + j\omega t + j\frac{\pi}{4}] \} H_{om} \quad (2.21)$$

ใช้เฉพาะส่วนจริงได้

$$\vec{J}_z = \vec{k} \alpha \sqrt{2} H_{om} [\exp(-\alpha y) \cos(\omega t - \alpha y + \frac{\pi}{4})] \quad (2.22)$$

จากสมการ (2.21) ที่ได้แสดงให้เห็นว่าความหนาแน่นกระแสที่เหนี่ยวนำมีทิศทางตั้งฉากกับความเข้มสนามแม่เหล็กเสมอ กล่าวคือ มีทิศทางตามแกน Z และมีมุมเฟสหน้าความเข้มสนามแม่เหล็กอยู่ 45 องศา ($\frac{\pi}{4}$)

เมื่อ $y = 0$

$$J_{zo} = \sqrt{2} H_{om} \alpha \exp[j(\omega t + \frac{\pi}{4})] \quad (2.23)$$

จาก $H_{xo} = H_{om} \exp(j\omega t)$

$$J_{zo} = \sqrt{2} H_{xo} \alpha \exp(j\frac{\pi}{4}) \quad (2.24)$$

$$\text{ดังนั้น } \vec{J}_z = J_{om} \exp(j\omega t - \alpha y \sqrt{2j}) \quad (2.25)$$

ใช้เฉพาะส่วนจริง

$$J_z(y) = J_{om} \exp(-\alpha y) \cos(\omega t - \alpha y) \quad (2.26)$$

จากผลการเฉลยของความหนาแน่นกระแส สามารถหาค่าความเข้มสนามไฟฟ้าจากความสัมพันธ์ทางคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าได้ดังนี้

$$\text{จาก } \vec{E} = \rho \vec{J} \quad (2.27)$$

$$\text{ดังนั้น } E_z = \rho J_z$$

$$E_z(y) = \rho J_{om} \exp(-\alpha y) \cos(\omega t - \alpha y) \quad (2.28)$$

จากผลการเฉลยตามสมการข้างต้นจะพบว่าปริมาณ H, B, J และ E จะมีลักษณะที่เหมือนกันคือเป็นไปตามปรากฏการณ์ผิว นั่นคือที่ระยะความลึกจากผิวเข้ามา ปริมาณเหล่านี้จะลดลงแบบเอกซ์โปเนนเชียล และจากความหนาแน่นกระแสสามารถหาค่ากระแสรวมต่อหน่วยความยาวได้ดังนี้

$$\begin{aligned} I &= \int_0^{\infty} J_z(y) dy \times l \\ I &= \int_0^{\infty} J_{om} \exp(-\alpha y) \cos(\omega t - \alpha y) dy \\ I &= J_{om} \operatorname{Re} \left[\int_0^{\infty} \exp(j\omega t - (1+j)\alpha y) dy \right] \\ I &= J_{om} \operatorname{Re} \left[\frac{\exp(j\omega t)}{(1+j)\alpha} \right] \\ I &= \frac{J_{om}}{\sqrt{2}\alpha} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) \quad (2.29) \end{aligned}$$

จากสมการ 2.29 จะพบว่ากระแสรวมต่อหนึ่งหน่วยความยาวจะมีมุมเฟสล่าช้าลงมุมเฟสของความหนาแน่นกระแสผิวอยู่ $\frac{\pi}{4}$ แต่จาก

$$J_{om} = \sqrt{2} H_{om} \alpha \exp(j\frac{\pi}{4}) \quad (2.30)$$

แสดงว่า

$$I = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}\alpha} H_{om} \alpha \exp j(\omega t - \frac{\pi}{4}) \exp(j\frac{\pi}{4})$$

$$I = H_{om} \exp(j\omega t) \quad (2.31)$$

ใช้เฉพาะส่วนจริง

$$I = H_{om} \cos \omega t \quad (2.32)$$

จากสมการ 2.32 จะเห็นว่ากระแสต่อหนึ่งหน่วยความยาวมีค่าเท่ากับความเข้ม สนามแม่เหล็กที่ผิวซึ่งสอดคล้องกับกฎของฟาราเดย์ว่า

$$\vec{H} dl = I \quad (2.33)$$

$$H(xl) = I$$

หรือ
$$I = H_{om} \cos \omega t \quad (2.34)$$

จากที่กล่าวมาความร้อนที่เกิดขึ้นจากการเหนี่ยวนำ เป็นผลมาจากกำลังสูญเสียที่เกิดขึ้นในชั้นงานเนื่องจากมีกระแสไหล จากค่าความหนาแน่นของกระแสในชั้นงานสามารถหาค่ากำลังสูญเสียต่อพื้นที่ผิวได้โดยการอินทิเกรต ρJ^2 ตลอดปริมาตรต่อ 1 คาบเวลาดังนี้

$$P_s = \int_0^{\infty} \rho J_z^2 dy \times l \times l \quad (2.35)$$

$$P_s = \rho J_{om}^2 \int_0^T \int_0^{\infty} \exp(-2\alpha y) \cos^2(\omega t - \alpha y) dy dt$$

$$P_s = \frac{\rho}{2} J_{om}^2 \int_0^{\infty} \exp(-2\alpha y) dy \quad (2.36)$$

$$P_s = \frac{\rho J_{om}^2}{4\alpha} = \frac{\rho J_{om}^2 \delta}{4} \quad (2.37)$$

แต่จาก
$$|J_{om}| = \sqrt{2} |H_{om}| \alpha = \frac{\sqrt{2}}{\delta} |H_{om}| \quad (2.38)$$

$$P_s = \frac{\rho H_{om}^2}{2\delta}$$

$$P_s = \rho \frac{H_0^2}{2\delta} \quad (2.39)$$

โดยที่ H_0 คือค่าอาร์เอ็มเอสของ H ที่ผิว

จากสมการที่ 2.36 เราสามารถหาค่ากำลังสูญเสียต่อหนึ่งหน่วยได้ง่าย โดยแสดงเป็นสัดส่วนของกำลังสูญเสียจากผิวถึงระดับความลึก $y(P_{sy})$ ต่อกำลังสูญเสียของชิ้นงาน (P_s) ด้วยวิธีการอินทิเกรตตามสมการที่ (2.36) แบบเปลี่ยนขอบจำกัดบนของการอินทิเกรตดังนี้

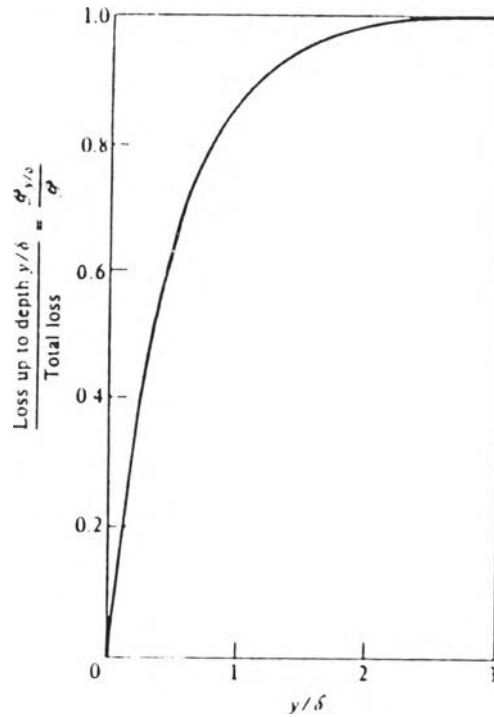
$$\begin{aligned} \frac{P_{sy}}{P_s} &= \frac{[\exp(-2\alpha y)]_0^y}{[\exp(-2\alpha y)]_0^\infty} \\ &= \frac{\exp(-2\alpha y) - 1}{0 - 1} \\ &= 1 - \exp(-2\alpha y) \end{aligned} \quad (2.40)$$

จากรูปที่ 2.10 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างสัดส่วนของ P_{sy} และ P_s กับสัดส่วนของระยะทางจากผิวและความลึกผิว โดยจะเห็นได้ว่ากำลังสูญเสียเกือบ 90 % จะเกิดขึ้นในช่วงความลึกผิว ทำให้สามารถใช้ผลประโยชน์ด้านนี้สำหรับการให้ความร้อนที่ผิวและด้วยวิธีการปรับความถี่ให้สูงขึ้นก็จะทำให้ความลึกผิวแคบลงตามความสัมพันธ์ในสมการที่ 2.15 จากค่าความหนาแน่นสนามแม่เหล็ก \vec{B} ในสมการที่ 2.17 สามารถหาค่าฟลักซ์สนามแม่เหล็กผลรวมต่อหนึ่งหน่วยความยาวได้โดยการอินทิเกรต $B_x(y)$ ตลอดชิ้นงาน

$$\phi = \int B_x(y) dy \quad (2.41)$$

$$\phi = \text{Re} \left[\mu H_{om} \int_0^\infty \exp[(j\omega t - (1+j)\alpha y)] (dy \times l) \right] \quad (2.42)$$

$$\phi = \frac{\mu H_{om}}{\sqrt{2}\alpha} \cos(\omega t - \frac{\pi}{4}) \quad (2.43)$$



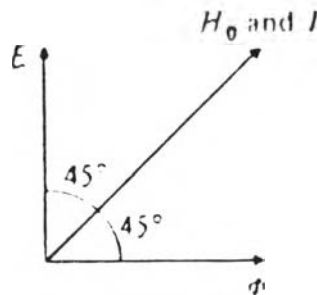
รูปที่ 2.10 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างการสูญเสียต่อพื้นที่กับระยะจากผิวชิ้นงาน

แรงเคลื่อนสนามไฟฟ้าในชิ้นงาน ที่เกิดจากการเปลี่ยนแปลงของฟลักซ์สนามแม่เหล็กกับเวลา มีค่าดังนี้

$$E = N \frac{d\phi}{dt} \quad (2.44)$$

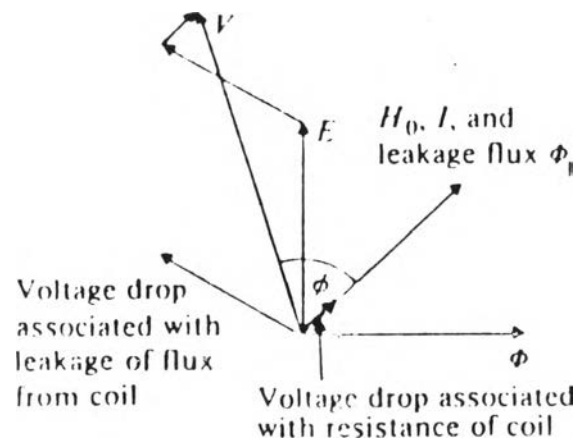
$$E = \frac{-\mu N}{\sqrt{2}\alpha} H_{om} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) \quad (2.45)$$

$$E = \frac{\mu H_{om}}{\sqrt{2}\alpha} N \omega \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \quad (2.46)$$

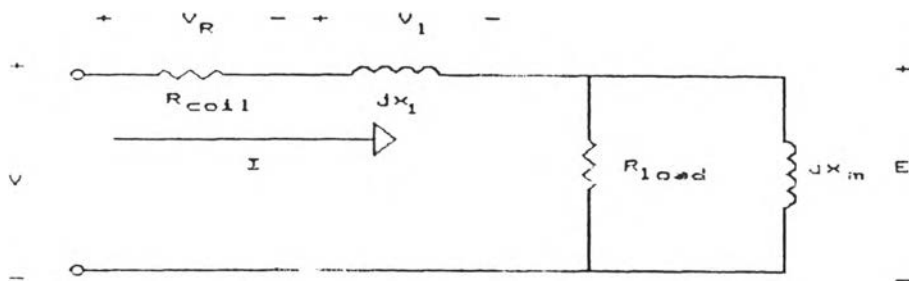


รูปที่ 2.11 เฟสเซอร์ไดอะแกรมแสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเข้มสนามแม่เหล็กกับความเข้มสนามแม่เหล็ก \$H_{om}\$ และมุมเฟสจะล้าหลังมุมเฟสของความเข้มของสนามแม่เหล็กอยู่ 45 องศา

จากสมการที่ 2.43 และสมการที่ 2.46 จะเห็นว่าฟลักซ์สนามแม่เหล็กผลรวมจะเป็นสัดส่วนกับความเข้มสนามแม่เหล็ก H_{om} และมุมเฟสจะล้าหลังมุมเฟสของความเข้มของสนามแม่เหล็กอยู่ $\frac{\pi}{4}$ ส่วนแรงดันที่เกิดขึ้นจากการเหนี่ยวนำจะนำหน้าความเข้มสนามแม่เหล็กอยู่ $\frac{\pi}{4}$ โดยในขณะที่กระแสสนามที่ไหลในชิ้นงานมีมุมเฟสเดียวกันกับความเข้มสนามแม่เหล็ก H_{om} ดังนั้นตัวประกอบกำลัง (Power factor) ของชิ้นงาน จึงหาได้จากความสัมพันธ์ระหว่าง E และ i โดยดูจากเฟสเซอร์ไดอะแกรมดังรูปที่ 2.11 จากเฟสเซอร์ไดอะแกรมจะพบว่าในกรณีที่ชิ้นงานเป็นลักษณะอุดมคติ วงจรทางไฟฟ้าจะมีตัวประกอบกำลังเป็นแบบล้าหลังมีค่าเป็น 0.707 แสดงว่าส่วนประกอบในส่วนของจริงและจินตภาพของอิมพีแดนซ์ในวงจรสมมูลมีค่าเท่ากัน แต่ตามความเป็นจริงขดลวดสร้างสนามแม่เหล็กจะมีความเหนี่ยวนำรั่วไหลซึ่งจะทำให้ตัวประกอบกำลังของระบบลดลง และตัวขดลวดสร้างสนามแม่เหล็กก็มีความต้านทานของตัวเองอยู่ค่าหนึ่งแล้ว ทำให้เฟสเซอร์ไดอะแกรมของระบบเปลี่ยนแปลงไปดังรูปที่ 2.12 และสามารถเขียนแบบจำลองวงจรสมมูลทางไฟฟ้าของระบบนี้ได้ดังรูปที่ 2.13 ซึ่งจากแบบจำลองของระบบที่มีชิ้นงานเรียกว่า Slab นี้ อาจมองว่าเป็นรีแอกเตอร์ (Reactor) แกนเหล็กที่มีโพลเป็นลักษณะพิเศษ กล่าวคือ ค่าความต้านทานและค่ารีแอกแตนซ์ (Reactance) เท่ากัน ซึ่งฟลักซ์แม่เหล็กที่ผ่านรีแอกแตนซ์นี้คือค่า Magnetizing Flux นั้นเอง



รูปที่ 2.12 เฟสเซอร์ไดอะแกรมแสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเข้มสนามแม่เหล็กกับแรงดัน
ในกรณีที่ขดลวดเหนี่ยวนำไม่อุดมคติ



รูปที่ 2.13 แสดงแบบจำลองวงจรสมมูลของขดลวดเหนี่ยวนำกับชิ้นงาน

2. การให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำกับชิ้นงานทรงกระบอกตัน

การให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำกับชิ้นงานที่เป็นทรงกระบอกที่มีลักษณะเป็นอุดมคติ ซึ่งหมายถึงชิ้นงานที่มีความยาวเป็นอนันต์ จะต่างกับชิ้นงานที่ใช้ในทางปฏิบัติที่มีความยาวจำกัด ในที่นี้จะพิจารณาชิ้นงานที่มีลักษณะที่เป็นทรงกระบอก โดยจะทำการวิเคราะห์หาค่าพารามิเตอร์ของชิ้นงานทรงกระบอกที่มีความยาวเป็นอนันต์ ซึ่งเป็นแนวทางในการหาจลสมมูลของขดลวดเหนี่ยวนำต่อไป

(John Davies and Peter Simpson ,1979)

สมมุติให้ความเข้มสนามแม่เหล็กที่เป็นตัวเหนี่ยวนำ $H = H_m \cos \omega t$ และจากสมการพื้นฐานทางคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า เมื่อพิจารณาในพิกัดทรงกระบอกจะเป็นดังนี้

$$\frac{d^2 H}{dt^2} + \frac{ldH}{rdt} - k^2 H = 0 \quad (2.47)$$

โดยที่ $k = \frac{j\omega}{\rho} = 2\alpha^2 j$ (2.48)

$$H = AI_0(kr) + BK_0(kr) \quad (2.49)$$

ผลเฉลยของสมการนี้จะอยู่ในรูป Bessel's Function โดยมีรูปแบบดังสมการ 2.49 โดยที่ I_0 และ K_0 คือ Bessel's Function อันดับศูนย์ A และ B คือค่าคงที่ส่วน k เป็นปริมาณเชิงซ้อน ในการหาผลเฉลยของสมการที่ 2.49 จะต้องหาค่าของค่าคงที่ทั้งสองโดยแทนเงื่อนไขขอบเขตของชิ้นงานในพิกัดทรงกระบอกซึ่งในที่นี้จะไม่แสดงรายละเอียด แต่สามารถหาข้อมูลได้จาก (John Davies and Peter Simpson , 1979) ซึ่งผลเฉลยที่สมบูรณ์จะ เป็นดังนี้

$$\frac{H_r}{H_R} = \frac{ber(\sqrt{2}\alpha r) + jbei(\sqrt{2}\alpha r)}{ber(\sqrt{2}\alpha R) + jbei(\sqrt{2}\alpha R)} \quad (2.50)$$

โดยที่ H_R คือ ความเข้มสนามแม่เหล็กที่ผิวชิ้นงาน
 H_r คือ ความเข้มสนามแม่เหล็กที่ระยะ r จากศูนย์กลางชิ้นงาน
 R คือ รัศมีของทรงกระบอก
 r คือ รัศมีใด ๆ ในพิกัดทรงกระบอก

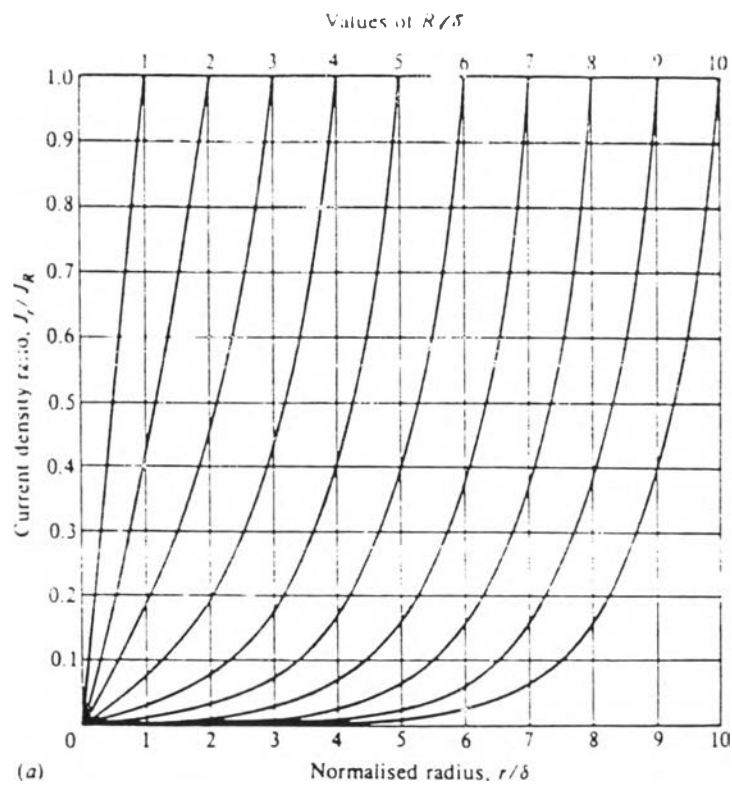
และสามารถหาค่าความหนาแน่นกระแสได้ดังนี้

$$J_r = \sqrt{2}\alpha H_R \frac{ber' \sqrt{2}\alpha r + jbei' \sqrt{2}\alpha r}{ber \sqrt{2}\alpha R + jbei \sqrt{2}\alpha R} \quad (2.51)$$

$$\frac{J_r}{J_R} = \frac{ber'(\sqrt{2\alpha r}) + jbei'(\sqrt{2\alpha r})}{ber'(\sqrt{2\alpha R}) + jbei'(\sqrt{2\alpha R})} \quad (2.52)$$

$$\left| \frac{J_r}{J_R} \right| = \sqrt{\frac{(ber' \sqrt{2\alpha r})^2 + (bei' \sqrt{2\alpha r})^2}{(ber' \sqrt{2\alpha R})^2 + (bei' \sqrt{2\alpha R})^2}} \quad (2.53)$$

จากสมการข้างต้นสามารถแสดงความสัมพันธ์ของ $\left| \frac{J_r}{J_R} \right|$ กับ $\frac{r}{\delta}$ โดยมี $\frac{R}{\delta}$ เป็นตัวพารามิเตอร์ได้ดังรูปที่ 2.14



รูปที่ 2.14 การกระจายความหนาแน่นกระแสในการเหนี่ยวนำความถี่สูงของชิ้นงานทรงกระบอกตัน

จากหัวข้อที่แล้วซึ่งงานเป็นแบบอุดมคติที่เรียกว่า Semi-Infinite Slab ผลเฉลย จะอยู่ในเอกซ์โปเนนเชียล แต่ในกรณีที่ซึ่งงานเป็นทรงกระบอกนี้ ผลเฉลยจะอยู่ในรูปพจน์ของ ber และ bei ซึ่งเป็นคณิตศาสตร์ที่ซับซ้อนในการวิเคราะห์จึงนิยมใช้กราฟแทนการวิเคราะห์ทางสมการโดยตรง ซึ่งจากความสัมพันธ์ในรูปที่ 2.14 จะช่วยให้เราเข้าใจการเหนี่ยวนำที่เกิดขึ้นในชิ้นงานทรงกระบอกตันได้ดี และถ้าพิจารณาในกรณีที่ทรงกระบอกตันมีขนาดใหญ่ หรือค่าพารามิเตอร์ $\frac{R}{\delta}$ มีค่าสูงไปเรื่อย ๆ จะสังเกตได้ว่า Current Density Ratio ที่ระดับความลึกผิวจะมีค่าเข้าใกล้ 0.368 ซึ่งก็สอดคล้องกับกรณีที่ซึ่งงานเป็นอุดมคติ

ค่าฟลักซ์สนามแม่เหล็กผลรวมที่คาร์ซีมีใด ๆ ϕ_r มีค่าดังสมการ 2.54

$$\phi_r = \frac{2 \pi \mu H_{Rm} r \text{ber}' \sqrt{2\alpha r} - j \text{ber}' \sqrt{2\alpha r}}{\sqrt{2\alpha} \text{ber} \sqrt{2\alpha r} + j \text{bei} \sqrt{2\alpha r}} \quad (2.54)$$

ที่ $r = R$

$$\phi_R = \frac{\sqrt{2} \pi \mu H_{Rm} R \text{ber}' \sqrt{2\alpha R} - j \text{ber}' \sqrt{2\alpha R}}{\alpha \text{ber} \sqrt{2\alpha R} + j \text{bei} \sqrt{2\alpha R}} \quad (2.55)$$

จากสมการที่ 2.55 ϕ_R คือฟลักซ์สนามแม่เหล็กทั้งหมดที่คล้องผ่านชิ้นงานและถ้าจัดรูปของสมการนี้ให้ดูง่ายขึ้น โดยแบ่งให้เป็นส่วนจริงและส่วนจินตภาพจะได้

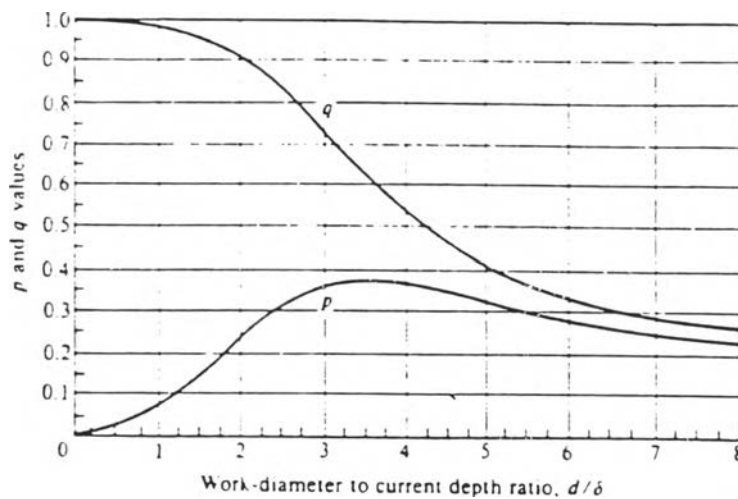
$$\begin{aligned} \phi_R &= \mu H_{Rm} A_w (q - jp) \\ &= \phi_q - \phi_p \end{aligned} \quad (2.56)$$

โดยที่

$$q = \frac{\sqrt{2} \text{ber}' \sqrt{2\alpha R} \text{ber} \sqrt{2\alpha R} - \text{ber}' \sqrt{2\alpha R} \text{bei} \sqrt{2\alpha R}}{\alpha R \text{ber}^2 \sqrt{2\alpha R} + \text{bei}^2 \sqrt{2\alpha R}} \quad (2.57)$$

$$p = \frac{\sqrt{2} \text{ber}' \sqrt{2\alpha R} \text{bei} \sqrt{2\alpha R} + \text{ber}' \sqrt{2\alpha R} \text{ber} \sqrt{2\alpha R}}{\alpha R \text{ber}^2 \sqrt{2\alpha R} + \text{bei}^2 \sqrt{2\alpha R}} \quad (2.58)$$

และที่ A_w คือพื้นที่หน้าตัดของชิ้นงาน = πR^2



รูปที่ 2.15 แสดงความสัมพันธ์ระหว่าง p และ q กับ $\frac{d}{\delta}$

ตัวแปร p และ q เป็นตัวแปรที่สำคัญในการกำหนดค่าฟลักซ์สนามแม่เหล็กและค่ากำลังงานที่ขึ้นงาน โดยสามารถแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง p และ q กับ $\frac{d}{\delta}$ ได้ดังรูปที่ 2.15 โดยที่ $d = 2R$ คือ เส้นผ่าศูนย์กลางของชิ้นงานทำให้ $\cos \alpha = \frac{d}{2\delta}$ จากการคำนวณพบว่าถ้า $\frac{d}{\delta}$

มากกว่า 8 แล้ว q จะมีค่า $\frac{2}{d/\delta}$ และ p จะมีค่า $\frac{2}{(1.23 + d/\delta)}$ หรือสังเกตได้ว่า เมื่อเส้นผ่าศูนย์กลางมีค่าใหญ่มาก ค่า p และ q จะมีค่าลู่เข้าหากันแสดงว่ามุมของ ϕ ที่ตามหลัง H ก็จะวิ่งเข้าหา $\frac{\pi}{4}$ ซึ่งสอดคล้องกับมุมที่คำนวณได้ ในกรณีของชิ้นงานที่เป็น Semi-Infinite Slab

สำหรับกำลังสูญเสียในชิ้นงาน ซึ่งเป็นพารามิเตอร์สำคัญในการวิเคราะห์เรื่องการให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำสามารถหาได้จากค่าความหนาแน่นกระแสดังนี้

กำลังสูญเสียต่อหนึ่งหน่วยความยาว

$$\frac{P_w}{l_w} = \frac{1}{2} \int_0^R \rho |J_m|^2 2\pi r dr \quad (2.59)$$

$$\text{จากสมการ 2.51} \quad J_r = -\sqrt{2}\alpha H_R \frac{ber' \sqrt{2}\alpha r + jbei' \sqrt{2}\alpha r}{ber \sqrt{2}\alpha R + jbei \sqrt{2}\alpha R}$$

$$\text{ดังนั้น} \quad |J_{rm}|^2 = 2\alpha^2 H_{Rm}^2 \frac{ber'^2 \sqrt{2}\alpha r + bei'^2 \sqrt{2}\alpha r}{ber^2 \sqrt{2}\alpha R + bei^2 \sqrt{2}\alpha R}$$

แทนค่าในสมการ 2.59

$$\frac{P_w}{I_w} = 2\pi\rho\alpha^2 H_{Rm}^2 \int_0^R \left[\frac{(ber'^2 \sqrt{2}\alpha r + bei'^2 \sqrt{2}\alpha r)rdr}{ber^2 \sqrt{2}\alpha R + bei^2 \sqrt{2}\alpha R} \right] \quad (2.60)$$

$$\frac{P_w}{I_w} = \sqrt{2}\pi\rho\alpha H_{Rm}^2 R \left[\frac{ber \cdot \sqrt{2}\alpha R ber' \sqrt{2}\alpha R + bei \sqrt{2}\alpha R bei' \sqrt{2}\alpha R}{ber^2 \sqrt{2}\alpha R + bei^2 \sqrt{2}\alpha R} \right] \quad (2.61)$$

หรือสามารถเขียนสมการ 2.61 ใหม่ได้ว่ากำลังสูญเสียของชิ้นงานเท่ากับ

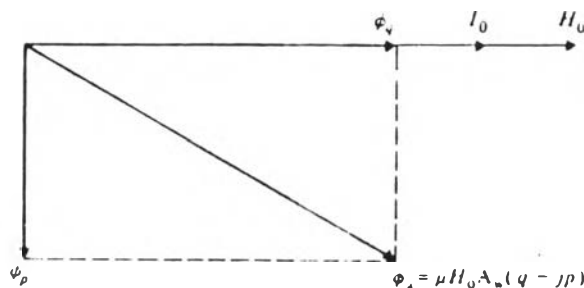
$$P_w = \mu\pi f H_{Rm}^2 I_w A_w p \quad (2.62)$$

หรือกำลังสูญเสียต่อหน่วยพื้นที่ผิวของชิ้นงาน

$$P_s = \mu\pi f H_{Rm}^2 \frac{R}{2} p \quad (2.63)$$

จากสมการที่ 2.56 พลักซ์ของผลรวมของสนามแม่เหล็กในชิ้นงานจะลำเลียงกระแสผลรวมในชิ้นงานด้วยมุมเฟสค่าหนึ่ง ซึ่งสามารถแสดงความสัมพันธ์ของเฟสเซอร์โคอะแกรมของปริมาณต่างๆ ได้ดังรูปที่ 2.16

นอกจากกำลังสูญเสียที่ชิ้นงานจะขึ้นอยู่กัตัวแปร p แล้วยังขึ้นอยู่กัความถี่ที่ใช้งาน ค่าความเข้มสนามแม่เหล็ก ขนาดของชิ้นงาน รวมทั้งความต้านทานจำเพาะและค่าความซึมซาบแม่เหล็กของชิ้นงาน มีผลต่อกำลังที่ชิ้นงาน แต่ถ้ามมีการเปลี่ยนแปลงอุณหภูมิจะมีผลต่อการเปลี่ยนแปลงอย่างไร จึงสมควรที่จะได้ศึกษาถึงความสัมพันธ์ทางด้านนี้ด้วย



รูปที่ 2.16 เฟสเซอร์ไดอะแกรมของปริมาณต่าง ๆ

ความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิกับคุณสมบัติของชิ้นงาน

1 สภาพความต้านทานของโลหะกับอุณหภูมิ

ค่าสภาพความต้านทานโดยทั่วไปจะขึ้นกับสารที่เป็นชิ้นงานโดยปรกติ สารที่เป็นพวกโลหะเมื่ออุณหภูมิสูงขึ้น ค่าสภาพความต้านทานจะเพิ่มขึ้นในลักษณะเชิงเส้นความสัมพันธ์ ในลักษณะทั่วไปจะเป็นดังสมการที่ 2.64

$$\rho_\theta = \rho_1 [1 + \alpha(\theta - \theta_1)] \quad (2.64)$$

โดย ρ_θ คือค่าสภาพความต้านทานที่อุณหภูมิ θ โด ๆ และ ρ_1 คือค่าสภาพความต้านทานที่อุณหภูมิ θ_1 ส่วน α คือค่าสัมประสิทธิ์ของสารชนิดต่าง ๆ ซึ่งแสดงไว้ในตารางที่ 2.1 ซึ่งแสดงค่าสัมประสิทธิ์ของสารชนิดต่างๆ ในทางปฏิบัติจะพบว่าค่าสภาพความต้านทานของชิ้นงานจะเปลี่ยนแปลงไปกับอุณหภูมิ ในการคำนวณจึงอาจต้องหาค่าสภาพความต้านทานที่เป็นค่าสมมูลที่สามารถใช้แทนตลอดช่วงอุณหภูมิ โดยในการคำนวณค่าสภาพความต้านทานสมมูลจะพิจารณาจากกำลังที่ชิ้นงาน เนื่องจากกำลังที่ชิ้นงานจะแปรตาม \sqrt{P} ถ้าให้ตัวแปรอื่นคงที่และพิจารณาว่าค่าสภาพความต้านทานของชิ้นงานจะแปรกับอุณหภูมิอย่างเชิงเส้นจะได้ว่า

Table 2.1 Values of ρ , α , and melting point for various metals

	α	$\rho_{20^\circ\text{C}}$ ($\Omega \text{ m}$)
Aluminium	4.29×10^{-3}	2.65×10^{-8}
Brass (65 per cent Cu, 35 per cent Zn)	1.6×10^{-3}	6.4×10^{-8}
Bronze (90 per cent Cu, 11 per cent Zn)	1.86×10^{-3}	3.9×10^{-8}
Copper	3.93×10^{-3}	1.72×10^{-8}
Pure iron	6.5×10^{-3}	9.71×10^{-8}
Lead	3.36×10^{-3}	20.65×10^{-8}
Silver	(slightly non-linear) 4.1×10^{-3}	1.59×10^{-8}

ตารางที่ 2.1 แสดงค่าสภาพความต้านทาน ρ และค่าสัมประสิทธิ์ α ของโลหะชนิดต่าง ๆ ที่อุณหภูมิ 20 องศาเซลเซียส

$$\rho_\theta = \rho_1 + \frac{\theta - \theta_1}{\theta_2 - \theta_1} (\rho_2 - \rho_1) \quad (2.65)$$

$$\text{และ} \quad \frac{d\theta}{dt} = C\sqrt{\rho} \quad (2.66)$$

โดยค่า C = ค่าคงที่

แทนสมการ 2.65 ลงในสมการที่ 2.66 จะได้

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\theta}{\sqrt{\rho_1 + \frac{\theta - \theta_1}{\theta_2 - \theta_1} (\rho_2 - \rho_1)}} = \int_0^t C dt \quad (2.67)$$

ดังนั้นเวลาที่ใช้ในการให้ความร้อนจนอุณหภูมิ θ_1 เปลี่ยนเป็น θ_2 เท่ากับ

$$t = 2 \frac{(\theta_2 - \theta_1) (\sqrt{\rho_2} - \sqrt{\rho_1})}{(\rho_2 - \rho_1) C} \quad (2.68)$$

ถ้าสมมุติให้ค่าสภาพความต้านทานมีค่าคงที่และมีค่าเป็น ρ_m ตลอดช่วงอุณหภูมิการใช้งาน (θ_1 ถึง θ_2) เมื่อแทนในสมการที่ 2.66 จะได้

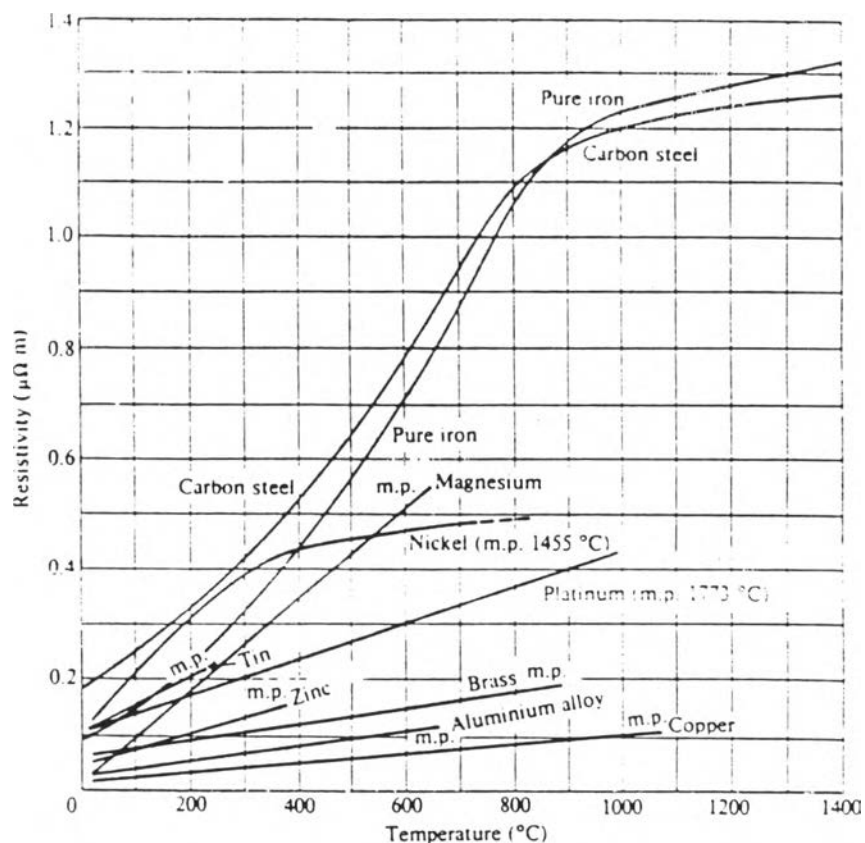
$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} d\theta = \int_0^t C\sqrt{\rho_m} dt \quad (2.69)$$

$$t = \frac{(\theta_2 - \theta_1)}{C\sqrt{\rho_m}} \quad (2.70)$$

เมื่อเปรียบเทียบสมการ 2.68 กับสมการ 2.70 จะได้ว่า

$$\rho_m = \frac{(\sqrt{\rho_2} + \sqrt{\rho_1})^2}{4} \quad (2.71)$$

จากสมการที่ 2.71 ค่าสภาพความต้านทานสมมูลที่ได้ว่าจะใช้ได้กับโลหะบางประเภทที่มีลักษณะการเปลี่ยนแปลงกับอุณหภูมิเป็นเชิงเส้น และจากกราฟดังรูปที่ 2.17 จะเห็นได้ว่าโลหะที่เป็นสารเฟอร์โรแมกเนติก การเปลี่ยนแปลงของ ρ กับอุณหภูมิจะไม่เป็นเชิงเส้นตลอดช่วงอุณหภูมิ ดังนั้นการคำนวณโดยใช้ค่า ρ_m จึงต้องแยกพิจารณาในช่วงที่ป็นเชิงเส้นทีละช่วงไป



รูปที่ 2.17 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าสภาพความต้านทานกับอุณหภูมิ

2 ความซึมซาบของโลหะกับอุณหภูมิและความเข้มของสนามแม่เหล็ก

ความซึมซาบของโลหะนั้นปกติจะมีค่าค่อนข้างคงที่ แต่สำหรับสารที่เป็นประเภทเฟอร์โรแมกเนติกแล้ว ความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นสนามแม่เหล็กกับความเข้มสนามแม่เหล็กจะไม่เป็นเชิงเส้น แต่จะเป็นตามกราฟกระแสมแม่เหล็กจากหนังสือ John Davis and Peter Simpson , 1979) จะพบว่าความซึมซาบของสารเฟอร์โรแมกเนติกจะขึ้นกับความเข้มสนามแม่เหล็กและระดับความอิ่มตัวของความหนาแน่นสนามแม่เหล็กด้วย ได้มีการทดลองเพื่อหาความสัมพันธ์ระหว่าง ความซึมซาบของสารกับความเข้มสนามแม่เหล็กได้ผลเป็นที่ยอมรับตามสมการที่ 2.72

$$\mu = (1.43 \times 10^6 \frac{B_s}{H_{om}} + 1) \mu_0 \quad (2.72)$$

B_s คือ ความหนาแน่นสนามแม่เหล็กอิ่มตัว

H_{om} คือ ค่ายอดความเข้มสนามแม่เหล็ก

μ_0 คือ ความซึมซาบได้ของอากาศ

นอกจากนี้ค่าความซึมซาบของสารเฟอร์โรแมกเนติกซึ่งมีความสัมพันธ์กับอุณหภูมิด้วย โดยปกติแล้วความซึมซาบของสารประเภทนี้จะค่อนข้างมีค่าคงที่กับอุณหภูมิ แต่ถ้าอุณหภูมิเพิ่มขึ้นถึงจุดคูรี (Curie point) แล้วค่าความซึมซาบของสารนั้นจะลดลงเป็นค่าซึมซาบของอากาศทันที ($\mu_r = 1$) มีผลให้สารนั้นหมดสภาพความเป็นแม่เหล็ก

การเลือกความถี่ความถี่ที่ใช้ในเครื่องให้ความร้อนแบบเหนี่ยวนำ

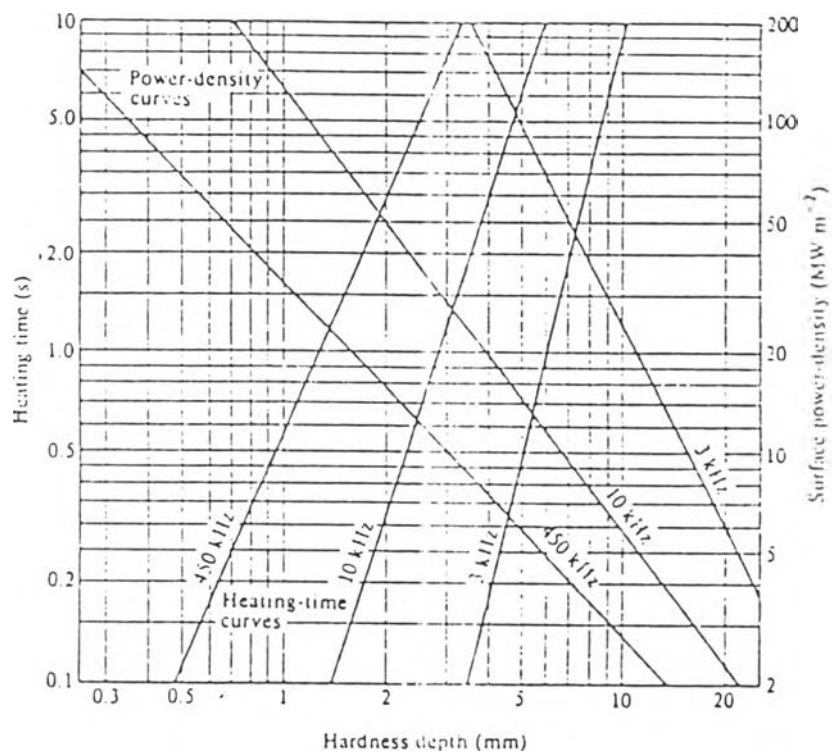
ความถี่เป็นตัวแปรสำคัญต่อประสิทธิภาพ ความลึกผิวในชิ้นงาน และกำลังเข้าของชิ้นงาน เมื่อความถี่สูงขึ้น ความลึกผิวจะลดลง ประสิทธิภาพและกำลังเข้าของชิ้นงานจะสูงขึ้น

รูปที่ 2.18 เป็นกราฟที่ใช้ในการเลือกความถี่และความหนาแน่นกำลังต่อพื้นที่ผิว (Surface Power-density) สำหรับความลึกผิว (Hardness depth) ที่ต้องการค่าหนึ่ง นอกจากนี้แล้วเรายังสามารถหาเวลาในการให้ความร้อนแก่ชิ้นงาน (Heating time) จากกราฟได้ด้วย เมื่อมีการกำหนดความลึกผิวและความถี่ จากรูป 2.18 สามารถสรุปได้ว่า

4.1 สำหรับความลึกผิวค่าหนึ่ง เมื่อความถี่ลดลงจะต้องใช้กำลังงานต่อพื้นที่ผิวสูงขึ้น

4.2 สำหรับความลึกผิวค่าหนึ่ง เมื่อความถี่สูงขึ้นเวลาให้ความร้อนแก่ชิ้นงานจะสูงขึ้น

ตารางที่ 2.2 เป็นตารางที่แสดงแนวทางในการเลือกความถี่ที่ใช้งานสำหรับความลึกผิวและเส้นผ่าศูนย์กลางของชิ้นงานที่ค่าต่าง ๆ กัน



รูปที่ 2.18 ความสัมพันธ์ระหว่างระยะเวลาในการให้ความร้อน ความหนาแน่น กำลังงานต่อพื้นผิวและความลึกผิวโดยมีความถี่เป็นพารามิเตอร์

ตาราง 2.2 การเลือกความถี่ในการใช้งานสำหรับความลึกผิวและเส้นผ่าศูนย์กลางของชิ้นงานที่ค่าต่าง ๆ

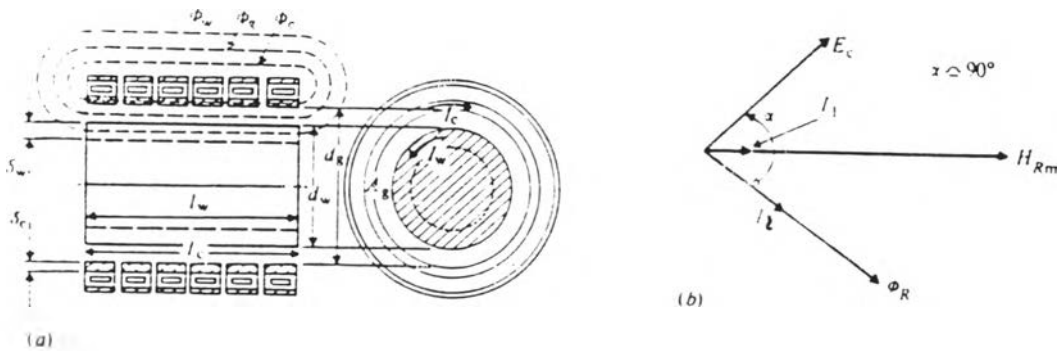
ความลึกผิว (มม.)	เส้นผ่าศูนย์กลางของชิ้นงาน (มม.)	ความถี่ในการใช้งาน (เฮิรตซ์)
0.4 - 1.25	5 - 25	450000
1.25 - 2.5	10 - 16	450000(100000)
	16 - 25	10000 ; 450000
	25 - 50	10000 ; (3000 ; 450000)
	มากกว่า 50	10000 ; (3000)
2.5 - 5	20 - 50	10000 ; (3000)
	50 - 100	3000 (1000 ; 3000)
	มากกว่า 100	1000 (3000)

วงจรมูลของขดลวดเหนี่ยวนำและการออกแบบ

เนื่องจากขดลวดเหนี่ยวนำที่ใช้งานไม่ใช่ทรงกระบอกที่มีความยาวเป็อนันต์ ดังนั้นจึงไม่สามารถใช้ทฤษฎีทรงกระบอกที่มีความยาวเป็นอนันต์มาคำนวณหาค่าพารามิเตอร์ของขดลวดเหนี่ยวนำได้ จึงได้มีทฤษฎีในการคำนวณหาค่าพารามิเตอร์ที่เป็นทรงกระบอกที่มีความยาวจำกัด เพื่อที่จะใช้ในการออกแบบและคำนวณหาค่าพารามิเตอร์ของขดลวดเหนี่ยวนำที่จะใช้งาน ดังรายละเอียดต่อไปนี้ (John Davies and Peter Simpson, 1979)

1 การวิเคราะห์วงจรมูลของขดลวดเหนี่ยวนำ

รูปที่ 2.19 แสดงฟลักซ์ของสนามแม่เหล็กที่เกิดจากความเข้มสนามแม่เหล็กคือ H_{Rm} ที่ได้จากกระแสที่ไหลผ่านขดลวดเหนี่ยวนำ โดยฟลักซ์ของสนามแม่เหล็กที่ค้ำองผ่านระบบประกอบไปด้วย 3 ส่วน คือ



รูปที่ 2.19 แสดงฟลักซ์สนามแม่เหล็กที่ค้ำองผ่านชิ้นงานกับขดลวดเหนี่ยวนำและเฟสเซอร์ไคอะแกรมของระบบ

- ϕ_w คือ ฟลักซ์สนามแม่เหล็กที่ค้ำองผ่านชิ้นงาน
- ϕ_g คือ ฟลักซ์สนามแม่เหล็กที่ค้ำองผ่านอากาศ
- ϕ_c คือ ฟลักซ์สนามแม่เหล็กที่ค้ำองผ่านผิวของขดลวดเหนี่ยวนำ

จากสมการ 2.56 และ 2.62 จะได้ว่า

$$P_w = \mu_0 H_{Rm}^2 (l_w A_w) p$$

$$\phi_w = \mu H_{Rm} A_w (q - jp)$$

โดยที่ P_w คือ กำลังปรากฏที่ขึ้นงาน (วัตต์)

ϕ_{wm} คือ ฟลักซ์สนามแม่เหล็กรวมที่ค้ำต้องผ่านขึ้นงาน (ค่าชอค)(Wb)

H_{Rm} คือ ความเข้มสนามแม่เหล็กที่ผิวของขึ้นงาน (ค่าชอค) ($A_{m^{-1}}$)

l_m คือ ความยาวของขึ้นงานที่ถูกเหนี่ยวนำ (m)

A_w คือ พื้นที่หน้าตัดของขึ้นงาน (m^2)

จากหัวข้อ 2.2.2 และรูปที่ 2.15 ถ้า $\frac{d}{\delta} > 8$ แล้ว

$$p = \frac{2}{(1.23 + \frac{d}{\delta})} \quad (2.73)$$

$$q = \frac{2}{\frac{d}{\delta}} \quad (2.74)$$

Air-gap flux , ϕ_g คือ ฟลักซ์สนามแม่เหล็กในช่องอากาศ โดยปกติแล้วจะมีค่าค่อนข้างใหญ่ในขณะที่ไม่มีขึ้นงานอยู่ในขดลวดเหนี่ยวนำ แต่จะมีขนาดเล็กลงเมื่อมีขึ้นงานอยู่ในขดลวดเหนี่ยวนำ เพราะพื้นที่หน้าตัดที่ฟลักซ์ค้ำต้องผ่านมีค่าลดลง ช่องอากาศนี้มีให้เพื่อเป็นระยะห่างทางเชิงกล เพื่อให้ขึ้นงานป้อนเข้าสู่ขดลวดเหนี่ยวนำได้สะดวกและยังช่วยเป็นฉนวนความร้อนระหว่างขึ้นงานกับตัวขดลวดเหนี่ยวนำเองด้วย ฟลักซ์สนามแม่เหล็กส่วนนี้จะทำให้ตัวประกอบกำลังของขดลวดเหนี่ยวนำต่ำลง

$$\phi_{gm} = \mu_0 H_{Rm} A_g \quad (2.75)$$

โดยที่ A_g คือ พื้นที่ที่ฟลักซ์สนามแม่เหล็กค้ำต้องผ่านอากาศ

Coil flux , ϕ_c คือ ฟลักซ์สนามแม่เหล็กที่ค้ำต้องผ่านขดลวดเหนี่ยวนำเอง ตัวขดลวดเหนี่ยวนำก็จะเกิดปรากฏการณ์ผิวเช่นเดียวกับที่ขึ้นงาน แต่ปกติแล้วขดลวดเหนี่ยวนำที่ใช้จะเป็นทองแดงซึ่งมีคุณสมบัติไม่เป็นแม่เหล็ก จากการวิเคราะห์หาค่าฟลักซ์สนามแม่เหล็ก ผลรวมต่อหนึ่งหน่วยความยาว สรุปได้ว่า

$$\begin{aligned}\phi &= \frac{\mu_0 H_{Rm} (1-j)}{\sqrt{2\alpha} \sqrt{2}} \\ &= \frac{\mu_0 H_{om} \delta_c (1-j)}{2}\end{aligned}$$

โดยที่ δ_c คือ ความลึกผิวที่เกิดในขดลวด

เนื่องจากความยาวที่ ϕ_c คล้องผ่านก็คือ เส้นรอบวงด้านในของขดลวดเหนี่ยวนำ ดังนั้น ปริมาณฟลักซ์สนามแม่เหล็กที่คล้องผ่านตัวขดลวดจึงเป็น

$$\phi_{om} = k_r \frac{\mu_0 \delta_c \pi d_c}{2} H_{om} (1-j) \quad (2.76)$$

โดยที่ k_r คือ Correction Factor อันเนื่องมาจากตัวขดลวด มีระยะห่างระหว่างรอบ ซึ่งปกติจะมีค่าอยู่ระหว่าง 1 ถึง 1.5 และโดยทั่วไปจะใช้ค่า 1.15 และ d_c คือ เส้นผ่าศูนย์กลางภายในของขดลวดเหนี่ยวนำ

ผลรวมฟลักซ์ของสนามแม่เหล็กทั้งหมด ก็คือผลรวมขององค์ประกอบฟลักซ์ทั้ง 3 ตัว

$$\phi_{om} = \phi_{wm} + \phi_{gm} + \phi_{cm}$$

หรือถ้าคิดเป็นค่า rms จะได้

$$\phi_o = \phi_w + \phi_g + \phi_c$$

แทนค่าแล้วจัดรูปจะได้

$$\phi_{om} = \mu_0 H_{om} \left[(A_g + \mu_r q A_w + k_r \frac{\pi d_c \delta_c}{2}) - j (\mu_r p A_w + k_r \frac{\pi d_c \delta_c}{2}) \right] \quad (2.77)$$

จากสมการของ m.m.f. จะได้

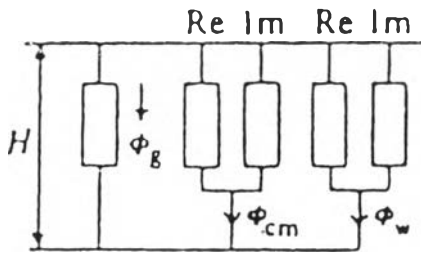
$$H_{om} = \frac{\sqrt{2} I_c N_c}{l_c} \quad (2.78)$$

ให้ E_c เป็นค่าอาร์เอ็มเอสของแรงดันคร่อมขดลวด ดังนั้น

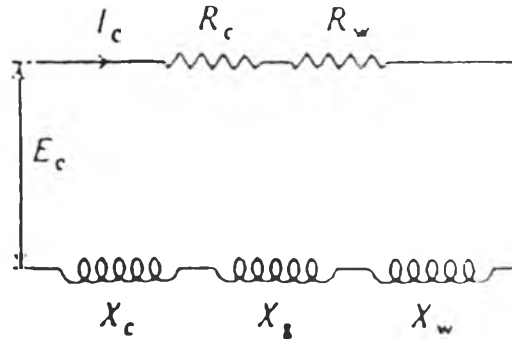
$$E_c = j \frac{2\pi}{\sqrt{2}} f N_c \phi_{om} \quad (2.79)$$

แทนค่าสมการ (2.77) และ (2.78) ในสมการที่ (2.79)

$$E_c = \frac{2\pi\mu_0 N_c^2 I_c}{l_c} [(\mu_r p A_w + \frac{k_r m l_c \delta_c}{2}) + j(A_g + \mu_r q A_w + \frac{k_r m l_c \delta_c}{2})] \quad (2.80)$$



รูปที่ 2.20 วงจรสมมูลทางแม่เหล็ก



รูปที่ 2.21 วงจรสมมูลทางไฟฟ้า

จากสมมติฐานที่ว่า ฟลักซ์สนามแม่เหล็กที่คล้อยผ่านมีการกระจายอย่างสม่ำเสมอ และเป็นผลที่มาจากความเข้มสนามแม่เหล็กเดียวกัน ทำให้สามารถแทนสมการที่ 2.80 ได้ด้วยวงจรสมมูลทางแม่เหล็กซึ่งจะเป็นแบบขนานดังรูปที่ 2.20 ซึ่งสามารถที่จะเขียนเป็นเส้นทางเดินของสนามแม่เหล็กและเมื่อพิจารณาเป็นวงจรสมมูลทางไฟฟ้าจะอยู่ในรูปความต้านทานและความเหนี่ยวนำต่ออนุกรมกันดังรูปที่ 2.21 โดยส่วนที่เป็นความต้านทานมาจากชิ้นงานและขดลวดเหนี่ยวนำ และส่วนที่เป็นตัวเหนี่ยวนำจะมาจากชิ้นงาน ตัวขดลวดเหนี่ยวนำและส่วนที่เป็นช่องอากาศ ซึ่งเขียนในรูปของอิมพีแดนซ์รวมได้ดังนี้

$$Z = (R_w + R_c) + j(X_g + X_w + X_c) \quad (2.81)$$

โดยที่ ความต้านทานจากชิ้นงาน $R_w = K(\mu_r p A_w)$ โอห์ม (2.82)

ความต้านทานจากขดลวด $R_c = K(\frac{k_r m l_c \delta_c}{2})$ โอห์ม (2.83)

$$\text{รีแอกแตนซ์จากช่องอากาศ} \quad X_g = K(A_g) \quad \text{โอห์ม} \quad (2.84)$$

$$\text{รีแอกแตนซ์จากชิ้นงาน} \quad X_w = K(\mu, qA_w) \quad \text{โอห์ม} \quad (2.85)$$

$$\text{รีแอกแตนซ์จากขดลวด} \quad X_c = K\left(\frac{k_r \pi d_c \delta_c}{2}\right) \quad \text{โอห์ม} \quad (2.86)$$

$$\text{โดยที่} \quad K = 2\pi\mu_0\left[\frac{N^2}{l_c}\right] \quad \text{โอห์มเมตร} \quad (2.87)$$

ค่าเหล่านี้สามารถที่จะนำมาคำนวณคุณสมบัติของขดลวดเหนี่ยวนำที่สำคัญ ได้ดังนี้

$$\text{ประสิทธิภาพของขดลวดเหนี่ยวนำ} \quad \eta = \frac{R_w}{R_c + R_w} \quad (2.88)$$

$$\text{ตัวประกอบกำลังของขดลวดเหนี่ยวนำ} \quad \cos\theta = \frac{R_w + R_c}{Z} \quad (2.89)$$

$$\text{โดยที่} \quad Z^2 = (R_c + R_w)^2 + (X_g + X_w + X_c)^2 \quad (2.90)$$

$$\text{กำลังงานที่ขดลวดเหนี่ยวนำ} \quad P_c = \frac{P_w}{\eta} \quad (2.91)$$

$$\text{กำลังปรากฏที่ขดลวดเหนี่ยวนำ} \quad \text{Coil } VA = \frac{P}{\cos\theta} = I_c^2 Z \quad (2.92)$$

$$\text{แรงดันต่อรอบที่ขดลวด} \quad \frac{E_c}{N_c} = \frac{(\text{Coil}-VA)}{(\text{Total ampere-turns})} \quad (2.93)$$

$$\text{โดยที่} \quad \text{Coil ampere turns} = I_c N_c = H_0 l_c \quad (2.94)$$

และ I_c และ E_c เป็นค่า r.m.s

จากที่กล่าวมาข้างต้น ถ้าพิจารณาโดยละเอียดจะพบว่า

$$R_c = \frac{\pi^2 N_c^2}{l_c} \sqrt{\frac{\mu_0 \rho_c f}{\pi}} k_f d_c \quad (2.95)$$

$$R_w = \frac{4 \pi N_c^2}{l_c} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r \rho_w f}{\pi}} \frac{A_w}{d_w} \quad (2.96)$$

$$L_c = \frac{N_c^2}{l_c} \sqrt{\frac{\mu_0 \rho_c}{\pi f}} \frac{k_r \pi d_c}{2} \quad (2.97)$$

$$L_w = \frac{2 N_c^2}{l_c} \sqrt{\frac{\mu_r \mu_0 \rho_w}{\pi f}} \frac{A_w}{d_w} \quad (2.98)$$

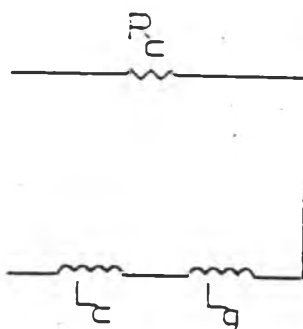
$$L_g = N_c^2 \frac{\mu_0 A_g}{l_c} \quad (2.99)$$

จากค่าพารามิเตอร์ต่าง ๆ ของขดลวดเหนี่ยวนำและชิ้นงานที่ได้ พบว่าจะขึ้นอยู่กับลักษณะ รูปร่าง ขนาดและชนิดของวัสดุของขดลวดเหนี่ยวนำและชิ้นงาน รวมทั้งจำนวนรอบของขดลวดเหนี่ยวนำด้วย และถ้าพิจารณาให้ขดลวดเหนี่ยวนำและชิ้นงานคงที่ สำหรับความต้านทานเนื่องจากชิ้นงานและขดลวดเหนี่ยวนำจะแปรตาม รากที่สองของสภาพความต้านทาน รากที่สองของความซึมซาบทางแม่เหล็ก และรากที่สองของความถี่

ในกรณีของความเหนี่ยวนำเนื่องจากชิ้นงานและขดลวดเหนี่ยวนำจะแปรตามรากที่สองของสภาพความต้านทาน รากที่สองของความซึมซาบทางแม่เหล็กและแปรผกผันกับรากที่สองของความถี่ ส่วนในกรณีความเหนี่ยวนำเนื่องจากแกนอากาศ พบว่าจะขึ้นกับลักษณะของขดลวดเหนี่ยวนำ พื้นที่หน้าตัดที่สนามแม่เหล็กส่องผ่าน โดยที่จะไม่มีความสัมพันธ์กับความถี่

จากที่กล่าวมาข้างต้น เป็นการพิจารณาขดลวดเหนี่ยวนำไปพร้อมกับชิ้นงาน กล่าวคือพิจารณาตอนมีโหลด แต่สำหรับกรณีไม่มีชิ้นงานในขดลวดหรือตอนไม่มีโหลด (no load) วงจรสมมูลทางไฟฟ้าก็ยังเป็นเหมือนเดิม แต่ความต้านทานจะมีเฉพาะความต้านทานของขดลวด (R_c) และความเหนี่ยวนำจะมีเฉพาะความเหนี่ยวนำเนื่องจากขดลวด (L_c) และช่องว่างอากาศ (L_g) ดังรูปที่ 2.22 โดยค่า R_c และ L_c จะมีค่าเท่าเดิม แต่ L_g จะมีค่าเปลี่ยนไปในทางที่เพิ่มขึ้น ทั้งนี้เพราะพื้นที่หน้าตัดของส่วนที่เป็นช่องว่างอากาศมีค่ามากซึ่งเท่ากับพื้นที่หน้าตัดภายในของขดลวดดังแสดงไว้ในสมการที่ 2.100

$$L_{gn} = \frac{N_c^2 \mu_0 (\frac{\pi d_c^2}{4})}{l_c} \quad (2.100)$$



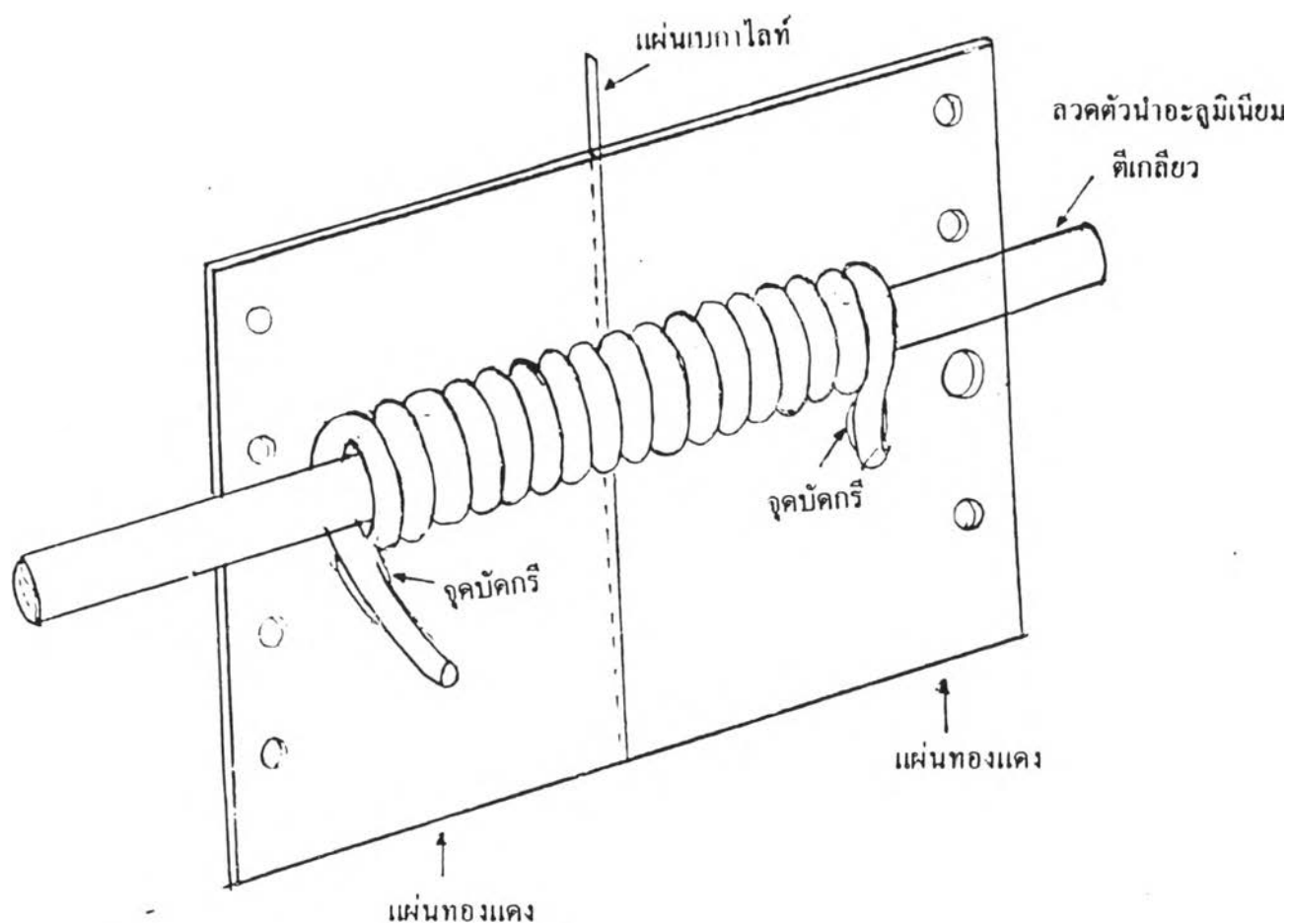
รูปที่ 2.22 แสดงวงจรสมมูลทางไฟฟ้าของขดลวดเหนี่ยวนำ (ไม่มีโหลด)

2. การออกแบบขดลวดเหนี่ยวนำ

ขดลวดเหนี่ยวนำหรือขดลวดให้ความร้อนก็คือ ขดลวดที่สร้างสนามแม่เหล็กไปเหนี่ยวนำให้เกิดความร้อนขึ้นที่ชิ้นงาน ซึ่งการออกแบบรูปร่าง ขนาดหรือจำนวนรอบขึ้นอยู่กับปัจจัยหลาย ๆ ประการอย่างเช่น ขึ้นอยู่กับขนาด รูปร่างและชนิดของวัสดุที่ใช้ทำขดลวดเหนี่ยวนำ และชิ้นงาน ตลอดจนความถี่ของไฟฟ้ากระแสสลับที่ใช้ป้อนให้กับขดลวดเหนี่ยวนำ ดังนั้นทั้งประสิทธิภาพและตัวประกอบกำลังของระบบจะขึ้นอยู่กับองค์ประกอบดังกล่าวข้างต้น

โดยทั่วไปแล้วขดลวดเหนี่ยวนำจะทำจากท่อทองแดงกลวง ทั้งนี้เพราะทองแดงเป็นตัวนำไฟฟ้าที่ดีทำให้มีกำลังสูญเสียในขดลวดเหนี่ยวนำต่ำ ซึ่งจะมีผลทำให้ระบบมีประสิทธิภาพสูง อย่างไรก็ตามเนื่องจากความหนาแน่นของกระแสในขดลวดเหนี่ยวนำมีค่าสูง ความร้อนที่เกิดจากกระแสที่ไหลในขดลวดเหนี่ยวนำจะมีค่ามาก ดังนั้นจึงต้องใช้ท่อทองแดงกลวง เพื่อให้สามารถระบายความร้อนโดยใช้ของเหลว เช่น น้ำ ผ่านเข้าไปในท่อ สำหรับชิ้นงานได้ถูกกำหนดให้เป็นลวดตัวนำอะลูมิเนียมตีเกลียวขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 15 มิลลิเมตร โดยมีระยะห่างระหว่างผิวนอกของชิ้นงานกับผิวภายในของขดลวดเหนี่ยวนำด้านละ 6 มิลลิเมตร สำหรับความยาวของขดลวดเหนี่ยวนำจะเลือกใช้ความยาว 20 เซนติเมตร ซึ่งเป็นขนาดที่เหมาะสม เนื่องจากถ้ากำหนดความยาวมากเกินไปจะทำให้ต้องใช้พื้นที่มาก แต่ถ้ากำหนดความยาวสั้นเกินไปจะทำให้จำเป็นต้องใช้ความหนาแน่นของกระแสในขดลวดเหนี่ยวนำสูงขึ้นในกรณีที่ต้องการกำลังออกตามที่กำหนด ทำให้ยากต่อการระบายความร้อน

ท่อทองแดงที่ใช้ทำขดลวดเหนี่ยวนำมีเส้นผ่าศูนย์กลางภายนอก 6.0 มิลลิเมตร หนา 0.5 มิลลิเมตร สามารถพันขดลวดได้จำนวน 25 รอบ เพื่อให้ได้ความยาวของขดลวดเหนี่ยวนำ 20 เซนติเมตร และนำไปบัดกรีกับแผ่นทองแดง 2 แผ่น เพื่อใช้เป็นขั้วของขดลวดเหนี่ยวนำ และนำไปต่อเข้ากับขั้วของตัวเก็บประจุเพิ่มค่าตัวประกอบกำลังโดยใช้น็อตทองเหลืองเพื่อช่วยต่อการถอดเปลี่ยนขดลวดเหนี่ยวนำ ดังแสดงในรูปที่ 2.23



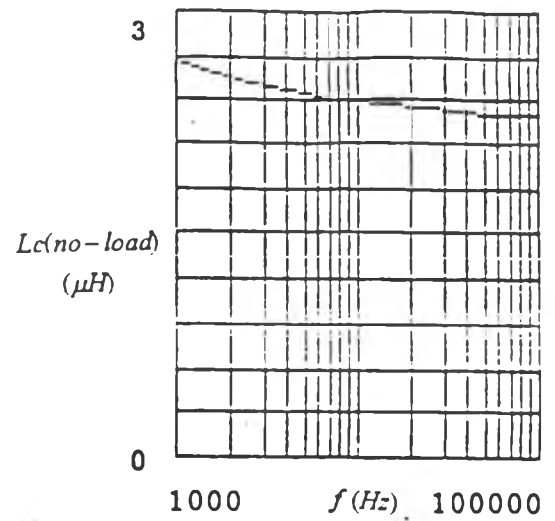
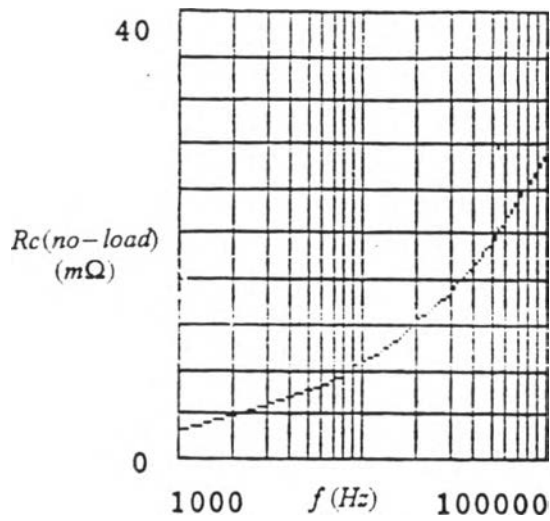
รูปที่ 2.23 แสดงขดลวดเหนี่ยวนำที่ออกแบบ

ได้มีการคำนวณทางทฤษฎีเพื่อหาค่าความต้านทานและค่าความเหนี่ยวนำของขดลวดเหนี่ยวนำที่มีขนาด และโครงสร้างดังกล่าวข้างต้นที่อุณหภูมิ 40 องศาเซลเซียส ในช่วงความถี่ 1 กิโลเฮิรตซ์ ถึง 100 กิโลเฮิรตซ์ ทั้งในกรณีที่ไม่มีชิ้นงานและกรณีที่ที่มีชิ้นงานเป็นลวดตัวนำอะลูมิเนียมตีเกลียว

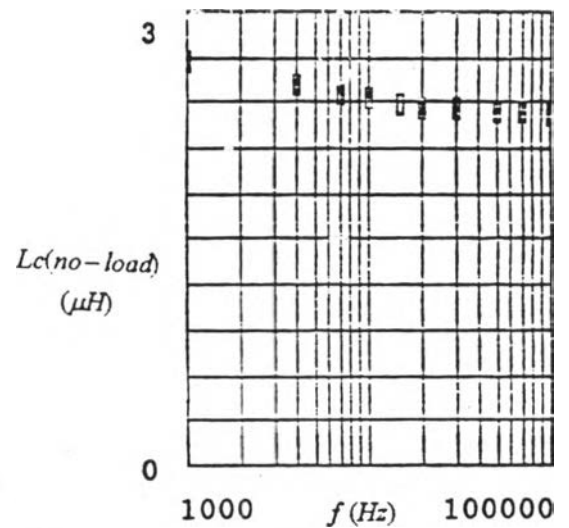
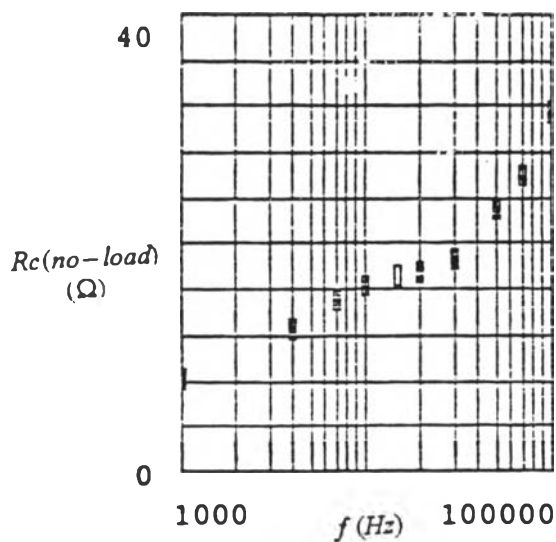
เกลียว ขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 15 มิลลิเมตร นอกจากนี้ยังได้มีการทดลองวัดค่าความต้านทานและค่าความเหนี่ยวนำของขดลวดเหนี่ยวนำที่สร้างขึ้นตามโครงสร้างที่ใช้ในการคำนวณทางทฤษฎีทั้งในกรณีที่ไม่มียินงานและกรณีที่มียินงานเป็นลวดตัวนำอะลูมิเนียมตีเกลียวขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 15 มิลลิเมตร ข้อมูลที่ได้จากการทดลองวัดนำมาแสดงไว้ในตารางที่ 2.3

ตารางที่ 2.3 แสดงค่าพารามิเตอร์ต่าง ๆ ของขดลวดเหนี่ยวนำที่ได้จากการวัดทั้งในกรณีที่ไม่มียินงานและมียินงานเป็นลวดตัวนำอะลูมิเนียมตีเกลียว

f (kHz)	กรณีที่ไม่มียินงาน		กรณีที่มียินงาน	
	L_c (μH)	R_c (Ω)	$L_c + L_w$ (μH)	$R_c + R_w$ (Ω)
1	2.7	0.0075	2.68	0.008
3	2.5	0.0116	2.55	0.014
6	2.45	0.014	2.36	0.022
8	2.42	0.015	2.26	0.027
10	2.41	0.016	2.2	0.032
15	2.4	0.0167	2.11	0.041
20	2.39	0.018	1.98	0.050
25	2.38	0.0187	1.95	0.056
30	2.37	0.0193	1.89	0.062
40	2.36	0.0204	1.85	0.072
50	2.35	0.0216	1.83	0.084
60	2.34	0.0243	1.82	0.098
70	2.33	0.0264	1.81	0.111
80	2.328	0.0279	1.78	0.119
90	2.325	0.0302	1.79	0.134
100	2.324	0.0318	1.78	0.145

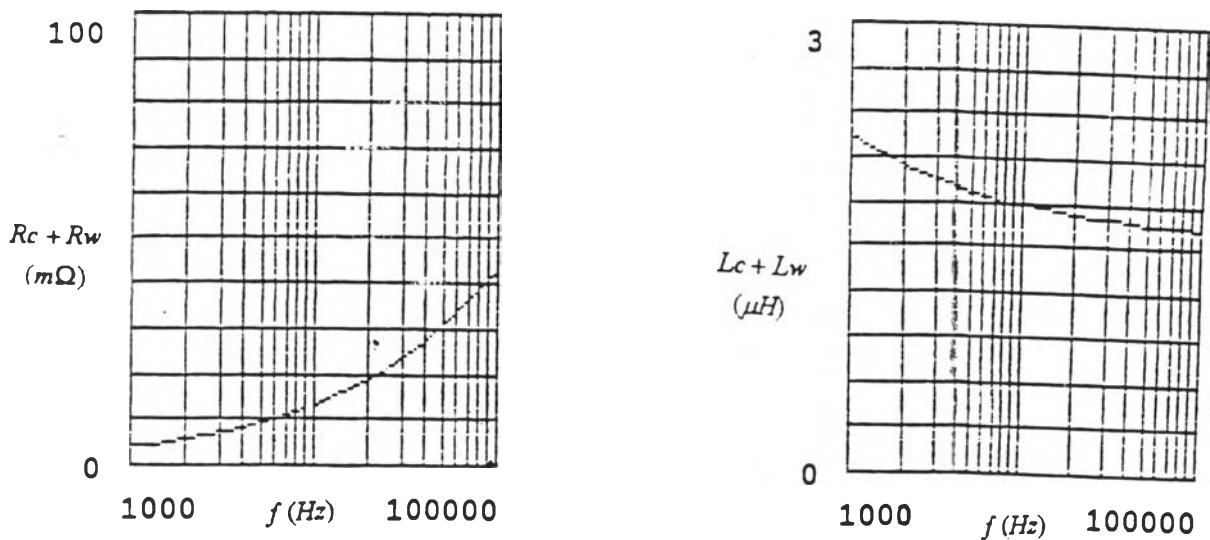


รูปที่ 2.24 แสดงค่าความต้านทานและค่าความเหนี่ยวนำของขดลวดเหนี่ยวนำที่ใช้ต่อทองแดงตัน ซึ่งได้จากการคำนวณทางทฤษฎีในช่วงความถี่ระหว่าง 1 กิโลเฮิร์ตซ์ ถึง 100 กิโลเฮิร์ตซ์ ในกรณีที่ไม่มีชิ้นงาน

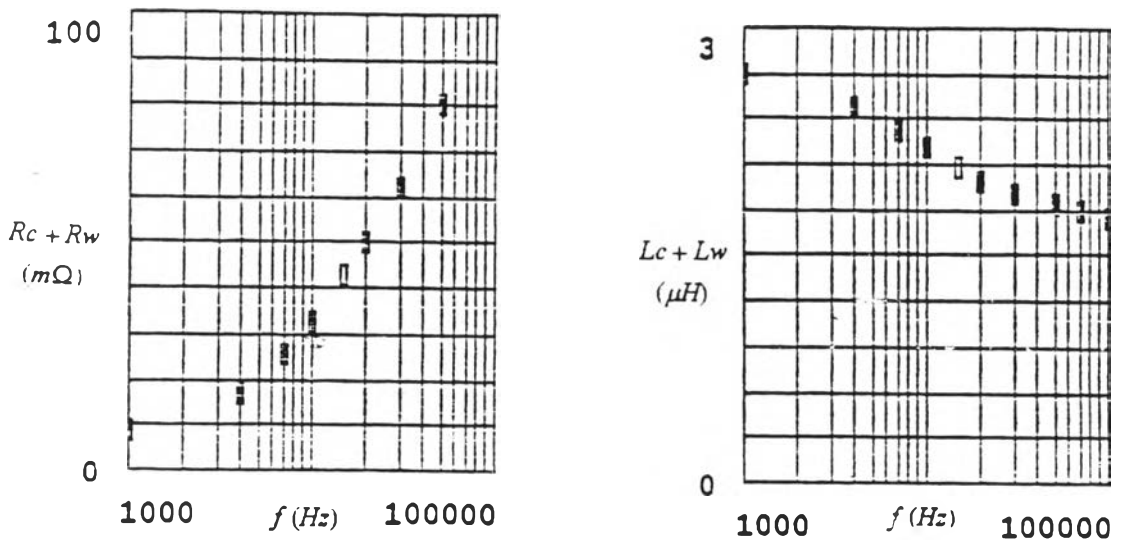


รูปที่ 2.25 แสดงค่าความต้านทานและค่าความเหนี่ยวนำของขดลวดเหนี่ยวนำที่ใช้ต่อทองแดงกลวง ซึ่งได้จากการวัดที่ ความถี่ระหว่าง 1 กิโลเฮิร์ตซ์ ถึง 100 กิโลเฮิร์ตซ์ ในกรณีที่ไม่มีชิ้นงาน

จากรูปที่ 2.24 ถึง รูปที่ 2.25 จะเห็นได้ว่าในกรณีที่ไม่มีชิ้นงานอยู่ในขดลวดเหนี่ยวนำ ค่าความเหนี่ยวนำที่ได้จากการคำนวณมีค่าใกล้เคียงกับค่าที่ได้จากการวัดมาก ส่วนค่าความต้านทานของขดลวดเหนี่ยวนำนั้น พบว่าในช่วงความถี่สูง ค่าที่ได้จากการคำนวณทางทฤษฎีจะต่ำกว่าค่าที่ได้จากการวัดเล็กน้อย แต่จะมีความแตกต่างกันมากขึ้นในช่วงความถี่ต่ำ เนื่องจากในการคำนวณทางทฤษฎีนั้น ใช้ข้อมูลของขดลวดเหนี่ยวนำเป็นลวดทองแดงตัน ส่วนในการทดลองใช้ท่อทองแดงกลวง ในช่วงความถี่สูงกระแสส่วนใหญ่จะไหลที่ผิวของขดลวดเนื่องจากปรากฏการณ์ผิว (skin effect) ค่าความต้านทานของขดลวดเหนี่ยวนำที่ใช้ท่อทองแดงกลวงจึงมีค่าสูงกว่าความต้านทานของขดลวดเหนี่ยวนำที่ใช้ลวดทองแดงตันเพียงเล็กน้อย ส่วนทางด้านความถี่ต่ำนั้นเมื่อ skin depth มีค่ามากกว่าความหนาของท่อทองแดงกลวงมากขึ้น ค่าความต้านทานของขดลวดเหนี่ยวนำที่ใช้ลวดทองแดงกลวงที่ได้จากการวัด จึงมีค่าสูงกว่าค่าความต้านทานของขดลวดที่ใช้ลวดทองแดงตันที่ได้จากการคำนวณทางทฤษฎีมากขึ้น

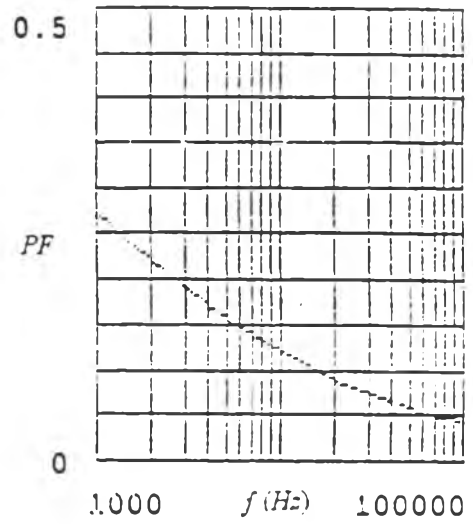
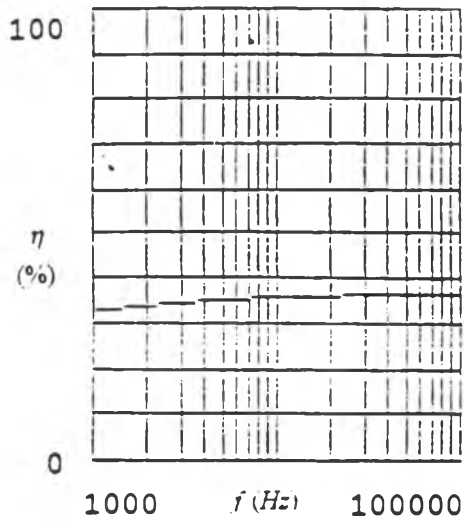


รูปที่ 2.26 แสดงค่าความต้านทานและค่าความเหนี่ยวนำของขดลวดเหนี่ยวนำที่ใช้ท่อทองแดงตัน ซึ่งได้จากการคำนวณทางทฤษฎี ที่ความถี่ระหว่าง 1 กิโลเฮิร์ตซ์ ถึง 100 กิโลเฮิร์ตซ์ ในกรณีที่ชิ้นงานเป็นลวดตัวนำอะลูมิเนียมขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 15 มิลลิเมตร

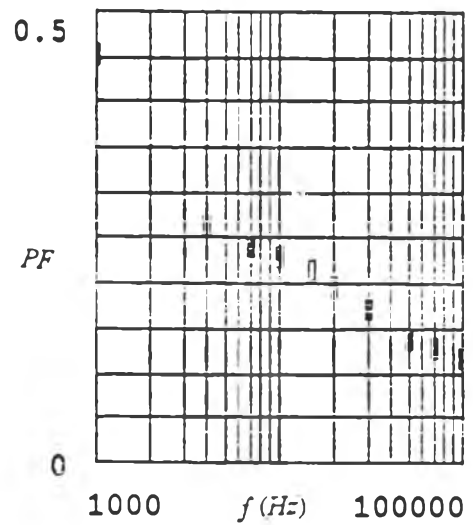
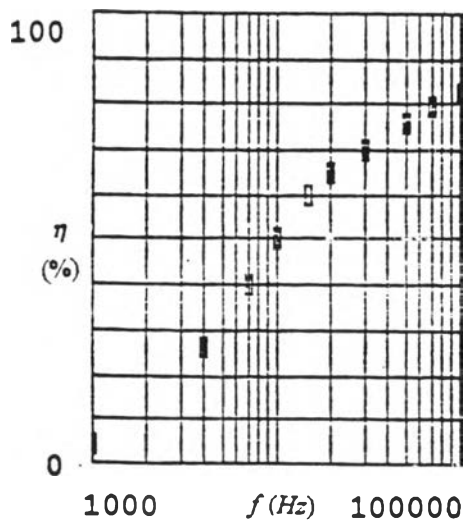


รูปที่ 2.27 แสดงค่าความต้านทานและค่าความเหนี่ยวนำของขดลวดเหนี่ยวนำที่ใช้ท่อทองแดงกลวงซึ่งได้จากการวัด ที่ความถี่ระหว่าง 1 กิโลเฮิร์ตซ์ ถึง 100 กิโลเฮิร์ตซ์ ในกรณีที่มีชิ้นงานเป็นแท่งอะลูมิเนียมที่ได้จากการใช้อะลูมิเนียมดีเกลือว ขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 15 มิลลิเมตร

ส่วนรูปที่ 2.26 ถึง รูปที่ 2.27 จะเห็นได้ว่าในกรณีที่มีชิ้นงานที่เป็นลวดตัวนำอะลูมิเนียมดีเกลือวขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 15 มิลลิเมตร ค่าความเหนี่ยวนำของขดลวดเหนี่ยวนำที่ได้จากการวัดจะมีค่าสูงกว่าค่าที่ได้จากการคำนวณประมาณ 10 เปอร์เซ็นต์ ส่วนค่าความต้านทานที่ได้จากการวัดจะมีค่าสูงกว่าค่าที่ได้จากการคำนวณประมาณ 2 - 5 เท่า ทั้งในช่วงความถี่สูงและความถี่ต่ำซึ่งความแตกต่างนี้ส่วนหนึ่งมาจากผลจากการใช้ท่อทองแดงกลวงดังที่ได้กล่าวมาแล้วโดยเฉพาะที่ความถี่ต่ำ แต่ความแตกต่างส่วนใหญ่ของและค่าความต้านทานน่าจะมีสาเหตุมาจากชิ้นงานที่ใช้ในการทดลองไม่ได้เป็นแท่งอะลูมิเนียมตันแต่เป็นแท่งอะลูมิเนียมดีเกลือว เนื่องจากกระแสที่เกิดจากการเหนี่ยวนำที่ไหลในชิ้นงานมีทิศทางไหลตามแนวเส้นรอบวงของชิ้นงานตลอดแนวเส้นลวดที่ใช้ดีเกลือว ดังนั้นผลของความต้านทานระหว่างผิวของขดลวดอะลูมิเนียมที่ใช้ในการดีเกลือว จะทำให้ค่าความต้านทานของชิ้นงานสูงขึ้นมา ตามผลที่ได้จากการวัดดังแสดงในรูปที่ 2.27 การเพิ่มขึ้นของความต้านทานเนื่องจากความต้านทานที่ผิวของลวดอะลูมิเนียมดีเกลือวนี้ จะเป็นผลดีต่อทั้งประสิทธิภาพและตัวประกอบกำลังของระบบ - ดังจะเห็นได้จากการเปรียบเทียบผลที่ได้จากการคำนวณทางทฤษฎีและผลที่ได้จากการวัดของประสิทธิภาพและตัวประกอบกำลังดังแสดงในรูปที่ 2.28 กับรูปที่ 2.29



รูปที่ 2.28 แสดงประสิทธิภาพและตัวประกอบกำลังของขดลวดเหนี่ยวนำที่มีชิ้นงานเป็นลวดอะลูมิเนียมตัน ที่ได้จากการคำนวณทางทฤษฎี ที่ความถี่ระหว่าง 1 กิโลเฮิร์ตซ์ ถึง 100 กิโลเฮิร์ตซ์



รูปที่ 2.29 แสดงประสิทธิภาพและตัวประกอบกำลังของขดลวดเหนี่ยวนำที่มีชิ้นงานเป็นลวดตัวนำอะลูมิเนียมตีเกลียวที่ได้จากการวัด ที่ความถี่ระหว่าง 1 กิโลเฮิร์ตซ์ ถึง 100 กิโลเฮิร์ตซ์