

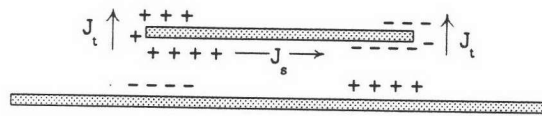
หลักการวิเคราะห์สายอากาศไมโครสตริปด้วยแบบจำลองแบบโพรง

ในระบบสายอากาศไมโครสตริป เมื่อกระแสไฟฟ้าจะถูกส่งผ่านระบบป้อนกำลังไปยังแผ่นสายอากาศ จะทำให้เกิดคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้ากระจายกันอยู่ใต้แผ่นสายอากาศ และเมื่อคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าเคลื่อนที่มาถึง บริเวณขอบแผ่นสายอากาศซึ่งมีความไม่ต่อเนื่องของตัวกลางสามประเภทคือ แผ่นฐานไดอิเล็กตริก แผ่นสายอากาศและอากาศ จึงทำให้มีคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าบางส่วนสะท้อนกลับไปกลับมาอยู่ใต้แผ่นสายอากาศ บางส่วนสะสมอยู่ในแผ่นฐานไดอิเล็กตริกและบางส่วนแผ่กระจายออกมาภายนอก คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่แผ่กระจายออกมาและลักษณะสมบัติอื่นๆ ของสายอากาศไมโครสตริปสามารถหาได้จากการกระจายกระแสบนแผ่นสายอากาศซึ่งเป็นวิธีที่นิยมใช้ในวิธีการเชิงเลขหรือจากการใช้แบบจำลองทางกายภาพและทฤษฎีสมมูล เพื่อหากระแสแม่เหล็กหรือกระแสไฟฟ้าเสมือนของสายอากาศซึ่งเป็นวิธีการที่เลือกใช้ในการวิเคราะห์ลักษณะสมบัติของสายอากาศไมโครสตริปในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้โดยแบบจำลองที่ใช้คือแบบจำลองแบบโพรง แบบจำลองแบบโพรงเป็นวิธีที่ใช้เวลาและหน่วยความจำในการประมวลผลน้อยกว่าวิธีการเชิงเลข แต่สามารถให้ผลตอบที่มีความถูกต้อง แสดงให้เห็นถึงปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นในสายอากาศได้ชัดเจน และสามารถรวมผลกระทบที่เกิดขึ้นจากความต่อเนื่องของชิ้นส่วนต่างๆ ในระบบสายอากาศ และผลกระทบที่เกิดขึ้นจากระบบป้อนกำลังได้ ดังนั้นจึงสามารถพบงานวิจัยที่ใช้แบบจำลองนี้ในการวิเคราะห์ลักษณะสมบัติของสายอากาศไมโครสตริปและสายอากาศแถวลำดับแบบไมโครสตริปได้อย่างแพร่หลายเช่นในงานของ Richards, Lo และ Harrison (1981) Damiano, Papiernik และ Abboud (1988) Perez และ Encinar (1993) Hall และ Morrow (1994) เป็นต้น นอกจากนี้ Thouroude, Himdi และ Daniel (1990) ยังได้เสนออัลกอริทึมเพื่อนำแบบจำลองแบบโพรงไปพัฒนาเป็นโปรแกรมช่วยในการออกแบบสายอากาศไมโครสตริปอีกด้วย

สำหรับในเนื้อหาที่จะกล่าวถึงในบทนี้ได้แก่ การใช้แบบจำลองแบบโพรงและทฤษฎีสมมูลในอธิบายปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นในสายอากาศไมโครสตริป การหาสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรง การหาแบบรูปการแผ่พลังงาน ความกว้างลำคลื่น โพลาริเซชันของสายอากาศ การหาอิมพีแดนซ์ขาเข้า ความถี่เรโซแนนซ์และแบนด์วิดท์ การหาพลังงานสูญเสียและการแผ่พลังงานปลอมเทียมของสายนำสัญญาณไมโครสตริป การหาผลกระทบจากปรากฏการณ์เชื่อมต่อกัน และอัลกอริทึมที่ใช้ในการวิเคราะห์ลักษณะสมบัติของสายอากาศไมโครสตริป

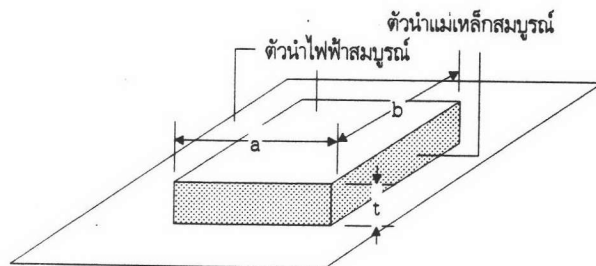
แบบจำลองแบบโพรงของสายอากาศไมโครสตริป

เมื่อมีการจ่ายกระแสไฟฟ้า  $J_s$  เข้าสู่สายอากาศ จะทำให้ประจุไฟฟ้าบวกและลบได้แผ่นสายอากาศแยกออกจากกัน และประจุไฟฟ้าได้แผ่นสายอากาศนี้จะเหนี่ยวนำให้ประจุไฟฟ้าบนแผ่นกราวด์แยกเป็นประจุบวกและลบ และมีการกระจายดังรูป 3.1



รูป 3.1 ลักษณะการกระจายประจุไฟฟ้าและกระแสไฟฟ้าที่เกิดขึ้นของสายอากาศไมโครสตริป

จากลักษณะการกระจายประจุไฟฟ้าที่เกิดขึ้น จะเห็นได้ว่า มีแรงทางไฟฟ้าเกิดขึ้นสองชนิดคือแรงดึงดูดระหว่างประจุไฟฟ้าที่ต่างกันบนแผ่นกราวด์และใต้แผ่นสายอากาศ และแรงผลักระหว่างประจุไฟฟ้าชนิดเดียวกันที่รวมกันอยู่ใต้แผ่นสายอากาศ แรงผลักรนี้จะทำให้ประจุไฟฟ้ามีการเคลื่อนที่จากใต้แผ่นสายอากาศขึ้นไปด้านบนของแผ่นสายอากาศเกิดเป็นกระแสไฟฟ้า  $J_s$  ขึ้น ถ้าความหนาของแผ่นฐานไดอิเล็กทริกบางพอที่แรงดึงดูดจะมีค่ามากกว่าแรงผลักรมาก ประจุไฟฟ้าที่เคลื่อนที่ขึ้นไปบนแผ่นสายอากาศจะมีค่าน้อยมากจนสามารถประมาณได้ว่าไม่มีกระแส  $J_s$  เกิดขึ้น ทำให้สามารถประมาณได้ว่าไม่มีสนามแม่เหล็กในแนวขนานกับผนังด้านข้างดังนั้นจึงสามารถจำลองปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นในรูปของแบบจำลองแบบโพรงที่มีผนังด้านข้างเป็นผนังตัวนำแม่เหล็กสมบูรณ์ และมีผนังด้านบนและล่างเป็นโลหะซึ่งมีความนำไฟฟ้าสูงมากจนสามารถประมาณได้ว่าเป็นตัวนำไฟฟ้าสมบูรณ์ ฉะนั้นสนามไฟฟ้าที่เกิดขึ้นในโพรงจึงมีเพียงองค์ประกอบในแนวที่ตั้งฉากกับสายอากาศคือในแนวแกน  $z$  เท่านั้น และเนื่องจากความหนาของแผ่นฐานไดอิเล็กทริกบางมาก สนามแม่เหล็กไฟฟ้าในโพรงจึงไม่ขึ้นกับระยะทางในแนวแกน  $z$



รูป 3.2 แบบจำลองแบบโพรงของสายอากาศไมโครสตริป

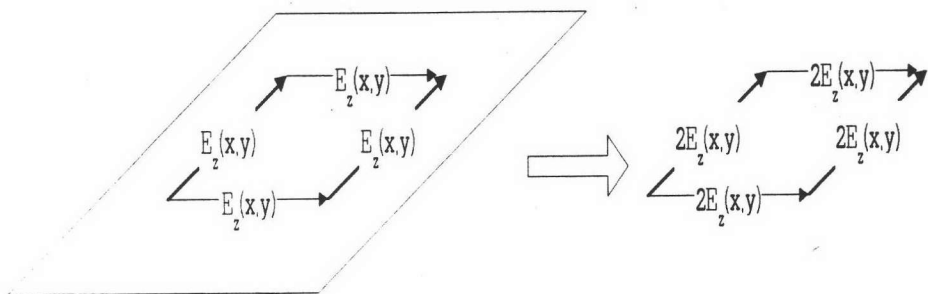
จากแบบจำลองที่ได้ จะเห็นว่า ข้อจำกัดของวิธีการวิเคราะห์วิธีนี้คือความหนาของแผ่นฐานไดอิเล็กตริกจะต้องบางพอที่จะทำให้สมมติฐานข้างต้นเป็นจริง ซึ่ง Damiano และ Papiernik (1994) สรุปว่าความหนาที่เหมาะสมจะต้องมีค่าน้อยกว่า 0.02 เท่าของความยาวคลื่นในอวกาศว่าง จึงจะทำให้ผนังด้านข้างเป็นตัวนำแม่เหล็กสมบูรณ์และสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรงไม่ขึ้นอยู่กับระยะทางในแนวแกน z

ในแบบจำลองแบบโพรงที่เกิดขึ้นนี้ สนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นจะถูกแยกเป็นสองส่วนคือส่วนที่อยู่ภายในโพรงและส่วนที่อยู่ภายนอกโพรง สนามแม่เหล็กไฟฟ้าส่วนที่อยู่ภายนอกโพรงสามารถหาได้จากสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรงด้วยทฤษฎีสมมูล กล่าวคือ สนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นที่ผิวของโพรงจะทำหน้าที่เป็นแหล่งกระแสแม่เหล็กเสมือนหรือแหล่งกระแสไฟฟ้าเสมือนที่ก่อให้เกิดสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายนอกโพรง จึงสามารถหาสนามแม่เหล็กไฟฟ้าและแบบรูปการแผ่พลังงานในระยะสนามไกลของสายอากาศได้

เนื่องจากแผ่นกราวด์มีขนาดใหญ่มากจนกระทั่งประมาณได้ว่ามีขนาดเป็นอนันต์ ทำให้เหมือนมีแหล่งกระแสเสมือนเกิดขึ้นด้านหลังของแผ่นกราวด์ตามทฤษฎีเงา ผลรวมของแหล่งกระแสเสมือนที่เกิดขึ้นด้านหน้าและด้านหลังของแผ่นกราวด์สามารถแทนได้ด้วยแหล่งกระแสเสมือนบนระนาบเดียวกันกับแผ่นกราวด์ และเนื่องจากแหล่งกระแสที่เกิดขึ้นมีทิศทางขนานกับแผ่นกราวด์เท่านั้น ขนาดของแหล่งกระแสเสมือนที่ได้จึงมีขนาดเพิ่มขึ้นเป็นสองเท่าดังรูป 3.3 แหล่งกระแสเสมือนของแบบจำลองสายอากาศในรูป 3.2 ที่หาได้จากทฤษฎีสมมูลมีเพียงแหล่งกระแสแม่เหล็กเสมือนขนาดเท่ากับสนามไฟฟ้าในแนวแกน z และมีทิศทางเป็นไปตามสมการ 3.1

$$\vec{M} = \vec{E} \times \vec{n} \dots\dots\dots (3.1)$$

โดยที่  $\vec{n}$  คือเวกเตอร์หนึ่งหน่วยที่มีทิศตั้งฉากกับผนังตัวนำแม่เหล็กสมบูรณ์ และเมื่อใช้ร่วมกับทฤษฎีเงา จะได้แหล่งกระแสแม่เหล็กเสมือนดังแสดงในรูป 3.3



รูป 3.3 แหล่งกระแสเสมือนของสายอากาศไมโครสตริปที่ได้จากการใช้ทฤษฎีสมมูลและทฤษฎีเงา

จะเห็นได้ว่าการวิเคราะห์ลักษณะสมบัติของสายอากาศไมโครสตริปด้วยแบบจำลองแบบโพรงนี้ จะต้องการหาแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นภายในโพรงเป็นอันดับแรกเพื่อนำไปสู่ลักษณะสมบัติอื่นๆ ของสายอากาศที่ต้องการศึกษา โดยมีเงื่อนไขสองประการคือแผ่นกราวด์ของสายอากาศมีขนาดใหญ่มากและความหนาของแผ่นฐานไดอิเล็กตริกน้อยกว่า 0.02 เท่าของความยาวคลื่นในอวกาศว่าง

### การหาสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรง

1. สมการเงื่อนไขค่าขอบเขตที่ได้จากแบบจำลองแบบโพรง จากแบบจำลองแบบโพรงที่ผนังด้านข้างเป็นตัวนำแม่เหล็กสมบูรณ์และผนังด้านบนและล่างเป็นตัวนำไฟฟ้าสมบูรณ์ของสายอากาศไมโครสตริปที่มีเงื่อนไขสองประการคือแผ่นกราวด์ของสายอากาศมีขนาดใหญ่มากและความหนาของแผ่นฐานไดอิเล็กตริกน้อยกว่า 0.02 เท่าของความยาวคลื่นในอวกาศว่าง ทำให้เกิดข้อกำหนดขึ้นสามข้อคือ

1. สนามไฟฟ้าภายในโพรงมีเพียงองค์ประกอบในแนวแกน z เท่านั้น และสนามแม่เหล็กภายในโพรงมีเพียงองค์ประกอบที่ตั้งฉากกับสนามไฟฟ้าคือแนวแกน x และ y
2. สนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นภายในโพรงไม่ขึ้นกับตำแหน่งในแนวแกน z
3. สนามแม่เหล็กที่ผนังด้านข้างจะไม่มียังองค์ประกอบในแนวขนานกับผนัง

จากข้อกำหนดสามข้อข้างต้นเป็นเงื่อนไขที่ใช้ในการหาผลตอบของสมการแมกซ์เวลล์สำหรับสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรงในสมการ 3.2 ถึงสมการ 3.5 ได้ดังต่อไปนี้

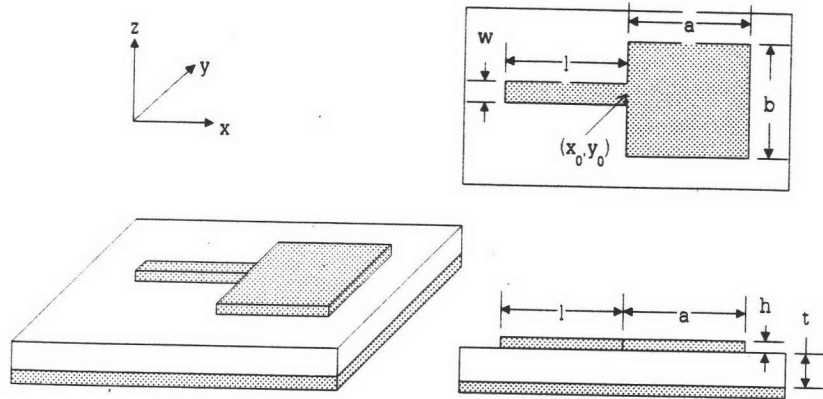
$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad \dots\dots\dots (3.2)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\varepsilon\vec{E} + \vec{J} \quad \dots\dots\dots (3.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad \dots\dots\dots (3.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad \dots\dots\dots (3.5)$$

ค่า  $\varepsilon$  ในสมการที่ 3.3 และสมการที่ 3.4 และค่า  $\mu$  ในสมการที่ 3.2 คือสภาพยอมเชิงซ้อนและค่าความขบขี้มได้ของวัสดุที่เป็นแผ่นฐานไดอิเล็กตริกตามลำดับ ซึ่งวัสดุส่วนใหญ่ที่ใช้มีค่าความขบขี้มได้ประมาณเท่ากับค่าความขบขี้มได้ของอวกาศว่าง  $\mu_0$  ยกเว้นวัสดุจำพวกเฟอร์ไรต์จะมีค่าความขบขี้มได้สูงกว่าค่าความขบขี้มได้ของอวกาศว่างมาก ค่า  $\vec{J}$  ในสมการที่ 3.3 คือความหนาแน่นของกระแสกระตุ้น ซึ่งในที่นี้จะกล่าวถึงเฉพาะกระแสกระตุ้นของระบบป้อนกำลังแบบสายนำสัญญาณไมโครสตริปเท่านั้น



รูป 3.4 สายอากาศไมโครสตริปและระบบพิกัดของสายอากาศ

พิจารณาความหนาแน่นของกระแสกระตุ้น จากรูป 3.4 สายนำสัญญาณไมโครสตริปกว้าง  $w$  ยาว  $l$  จ่ายกระแสให้แก่สายอากาศที่ตำแหน่ง  $\vec{r}_0(x_0, y_0)$  ใดๆ และเนื่องจากสายนำสัญญาณไมโครสตริปแคบมาก ดังนั้นการกระจายกระแสบนหน้าตัดของสายนำสัญญาณไมโครสตริปจึงสามารถประมาณได้ว่ามีกระจายกระแสแบบยูนิฟอร์ม ขนาดของความหนาแน่นของกระแสกระตุ้นที่ตำแหน่ง  $\vec{r}_0(x_0, y_0)$  จึงมีขนาดเท่ากับ กระแสกระตุ้น  $I$  ต่อความกว้างของสายนำสัญญาณไมโครสตริป  $w$  ดังสมการ 3.7 จากทฤษฎียูนิคเนส (Uniqueness Theorem) ตำแหน่งกระแสกระตุ้นอยู่บนผนังด้านข้างของโพรง ซึ่งมีเพียงสนามแม่เหล็กในแนวขนานกับผนังเท่านั้น ทำให้องค์ประกอบของสนามแม่เหล็กในแนวขนานที่เกิดขึ้นจึงเป็นผลมาจากกระแสกระตุ้นที่มีทิศ  $+z$  ฉะนั้นความหนาแน่นของกระแสกระตุ้นของสายอากาศไมโครสตริปจึงมีค่าดังสมการ 3.6 (Hall and James, 1989)

$$\vec{j} = \hat{z} \cdot J(\psi) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \tag{3.6}$$

โดยที่

$$J(\psi) = \begin{cases} I/w & ; -w/2 < \psi < w/2 \\ 0 & ; \text{elsewhere} \end{cases} \tag{3.7}$$

เนื่องจากความหนาแน่นของแผ่นฐานไดอิเล็กตริกบางมาก ความหนาแน่นของกระแสกระตุ้นจึงไม่ขึ้นอยู่กับการกระจายในแนวแกน  $z$  ดังนั้นอัตราการเปลี่ยนแปลงความหนาแน่นกระแสเมื่อมีการเลื่อนตำแหน่งในแนวแกน  $z$  จึงมีค่าเท่ากับศูนย์ และจากสมการความต่อเนื่องในสมการที่ 3.8 อัตราการเปลี่ยนแปลงประจุไฟฟ้าต่อหนึ่งหน่วยเวลาจึงมีค่าเท่ากับศูนย์ด้วย ทำให้อัตราการเปลี่ยนแปลงสนามไฟฟ้าในสมการที่ 3.4 มีค่าเท่ากับศูนย์ดังสมการที่ 3.9

$$\nabla \cdot \vec{J} = -j\omega\rho \tag{3.8}$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \tag{3.9}$$

จากสมการที่ 3.2 สมการที่ 3.3 สมการที่ 3.5 และสมการที่ 3.9 จะได้

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = j\omega\mu_0 \vec{J} \tag{3.10}$$

เมื่อ  $k = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon}$  คือค่าเวฟนัมเบอร์ในแผ่นฐานไดอิเล็กตริก

เนื่องจากผนังด้านบนและล่างของสายอากาศเป็นตัวนำไฟฟ้าสมบูรณ์ ทำให้ไม่มีสนามไฟฟ้าในแนวขนานกับผนังด้านบนและล่างของโพรง ดังนั้นสนามไฟฟ้าภายในโพรงมีแต่องค์ประกอบในแนวแกน z เท่านั้น และจากสมการแมกซ์เวลล์ในสมการที่ 3.2 จะเห็นได้ว่าสนามแม่เหล็กภายในโพรง มีแต่องค์ประกอบในแนวที่ตั้งฉากกับสนามไฟฟ้าคือแนวแกน x และ y นอกจากนี้ค่าสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในโพรงไม่ขึ้นอยู่กับตำแหน่งในแนวแกน z ( $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ ) เนื่องจากความหนาของแผ่นฐานไดอิเล็กตริกบางมาก ดังนั้นสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กภายในโพรงจึงเป็นดังสมการที่ 3.11 และ 3.12

$$\vec{E} = \hat{z} \cdot E_z(x,y) \tag{3.11}$$

$$\vec{H} = \hat{x} \cdot H_x(x,y) + \hat{y} \cdot H_y(x,y) \tag{3.12}$$

และเมื่อแทนค่าความหนาแน่นกระแสตามสมการ 3.6 ซึ่งมีเพียงองค์ประกอบในแนวแกน z เช่นเดียวกับสนามไฟฟ้า สมการที่ 3.10 จึงลดรูปเป็นสมการเฮล์มโฮลทซ์ (Helmholtz Equation) ดังสมการที่ 3.13

$$\nabla_t^2 E_z(x,y) + k^2 E_z(x,y) = j\omega\mu_0 J_z \tag{3.13}$$

โดยที่  $\nabla_t^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$

เนื่องจากผนังด้านข้างของโพรงเป็นตัวนำแม่เหล็กสมบูรณ์ ดังนั้นสนามแม่เหล็กที่ผนังด้านข้างจึงไม่มีองค์ประกอบในแนวขนานกับผนัง เงื่อนไขขอบเขตของสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในแบบจำลองแบบโพรงจึงมีค่าตามสมการ 3.14

$$\frac{\partial E_z(x, y)}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots (3.14)$$

เมื่อ  $n$  คือองค์ประกอบในทิศทางที่ตั้งฉากกับผนังแต่ละด้านของโพรง

ค่าสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรงที่สอดคล้องกับสมการเฮล์มโฮลทซ์และเงื่อนไขขอบเขตในสมการที่ 3.13 และ 3.14 ตามลำดับ สามารถหาได้จากการกระจายฟังก์ชันกรีนด้วยฟังก์ชันค่าเจาะจง (Expansion of Green's Function in Eigen Function) ซึ่งจะกล่าวถึงในหัวข้อถัดไป

2. วิธีการกระจายฟังก์ชันของกรีนด้วยฟังก์ชันค่าเจาะจง ในการหาสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรงซึ่งเป็นผลตอบของสมการที่ 3.13 ที่มีเงื่อนไขขอบเขตเป็นไปตามสมการที่ 3.14 โดยการใช้การกระจายฟังก์ชันของกรีนด้วยฟังก์ชันค่าเจาะจงนั้น ผลตอบของสมการที่ 3.13 จะอยู่ในรูปคอนทัวร์อินทิกรัลของฟังก์ชันของกรีนคูณกับความหนาแน่นของกระแสกระตุ้นตามสมการ 3.15

$$E_z(\vec{r}) = \int_c G(\vec{r}|\vec{r}_0) \cdot J_z(\vec{r}_0) d\vec{r}_0 \quad \dots\dots\dots (3.15)$$

เมื่อ  $G(\vec{r}|\vec{r}_0)$  คือฟังก์ชันของกรีน และ  $\vec{r}_0$  คือตำแหน่งการจ่ายกระแสกระตุ้น โดยที่ฟังก์ชันของกรีนสำหรับแผ่นสายอากาศรูปร่างใดๆ จะต้องสอดคล้องกับสมการที่ 3.13 และเงื่อนไขขอบเขตที่ขึ้นอยู่กับรูปร่างของแผ่นสายอากาศนั้นๆ โดยมีความหนาแน่นของกระแสกระตุ้นเป็นอิมพัลส์ ฉะนั้นฟังก์ชันของกรีนจึงสามารถหาได้จากผลตอบของสมการที่ 3.16 และเงื่อนไขขอบเขตตามสมการ 3.17

$$(\nabla_t^2 + k^2)G(\vec{r}|\vec{r}_0) = j\omega\mu_0\delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \quad \dots\dots\dots (3.16)$$

$$\frac{\partial G(\vec{r}|\vec{r}_0)}{\partial n} = 0 \quad \dots\dots\dots (3.17)$$

โดยที่ฟังก์ชันของกรีนสามารถกระจายให้อยู่ในรูปของผลบวกของฟังก์ชันค่าเจาะจงลำดับที่  $n$   $\psi_n(r)$  คูณกับสัมประสิทธิ์ใดๆ  $A_n$  ดังสมการ 3.18

$$G(\vec{r}|\vec{r}_0) = \sum_n [A_n \psi_n(\vec{r})] \quad \dots\dots\dots (3.18)$$

ฟังก์ชันค่าเจาะจงของฟังก์ชันของกรีนเป็นผลตอบที่ได้จากสมการเอกพันธ์ของสมการ 3.16 และมีเงื่อนไขขอบเขตที่สอดคล้องกับสมการ 3.17 ดังนี้

$$(\nabla_t^2 + k_n^2)\psi_n(\vec{r}) = 0 \quad \dots\dots\dots (3.19)$$

$$\frac{\partial \psi_n(\vec{r})}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots (3.20)$$

โดยที่  $k_n$  คือค่าเจาะจงของ  $k$  และเนื่องจากฟังก์ชันค่าเจาะจงแต่ละตัวเป็นออร์โธโนมอลฟังก์ชันซึ่งตั้งฉากกัน ดังนั้นฟังก์ชันค่าเจาะจงแต่ละตัวจึงมีความสัมพันธ์ตามสมการ 3.21

$$\begin{aligned} \langle \psi_n, \psi_m^* \rangle &= \iint \psi_n \psi_m^* dx dy \\ &= \begin{cases} 1 & ; n = m \\ 0 & ; n \neq m \end{cases} \quad \dots\dots\dots (3.21) \end{aligned}$$

เมื่อแทนค่าฟังก์ชันของกรีนจากสมการ 3.18 ลงในสมการ 3.16 จะได้

$$(\nabla_t^2 + k^2) \left( \sum_n A_n \psi_n(\vec{r}) \right) = j\omega\mu_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \quad \dots\dots\dots (3.22)$$

และเมื่อแทนค่าความสัมพันธ์ของฟังก์ชันค่าเจาะจงจากสมการที่ 3.19 ลงในสมการที่ 3.22 ทำให้ได้สมการใหม่ดังนี้

$$\sum_n [A_n \psi_n(r)(k^2 - k_n^2)] = j\omega\mu_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \quad \dots\dots\dots (3.23)$$

เมื่อทำอินทิเกรตปิดทั้งสองข้างของสมการ 3.23 กับค่าสังยุคของฟังก์ชันค่าเจาะจงอันดับที่  $m$   $\psi_m^*$  จะได้

$$\sum_n \left[ A_n (k^2 - k_n^2) \int_{\vec{r}} \psi_n(\vec{r}) \psi_m^*(\vec{r}) d\vec{r} \right] = j\omega\mu_0 \int_{\vec{r}} \psi_m^*(\vec{r}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) d\vec{r} \quad \dots\dots\dots (3.24)$$

และจากคุณสมบัติออร์โธโนมอลของฟังก์ชันค่าเจาะจงตามสมการที่ 3.21 สมการที่ 3.24 จะมีค่าก็ต่อเมื่อ  $n = m$  เท่านั้น ซึ่งสามารถเขียนใหม่ได้ดังนี้

$$A_m (k^2 - k_m^2) \langle \psi_m(\vec{r}), \psi_m^*(\vec{r}) \rangle = j\omega\mu_0 \psi_m^*(\vec{r}_0) \quad \dots\dots\dots (3.25)$$



จากสมการ 3.25 สามารถจัดรูปใหม่ทำให้ได้ความสัมพันธ์ของค่าสัมประสิทธิ์ของฟังก์ชันค่าเจาะจงอันดับที่  $m$  ของฟังก์ชันของกรีน ดังสมการ 3.26 และเมื่อนำไปแทนค่าในสมการ 3.18 จะได้ฟังก์ชันของกรีนเป็นไปตามสมการ 3.27

$$A_m = \frac{j\omega\mu_0\psi_m^*(\bar{r}_0)}{(k^2 - k_m^2)\langle\psi_m(\bar{r}),\psi_m^*(\bar{r})\rangle} \dots\dots\dots (3.26)$$

$$G(\bar{r}|\bar{r}_0) = j\omega\mu_0 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\psi_m(\bar{r})\psi_m^*(\bar{r}_0)}{(k^2 - k_m^2)\langle\psi_m(\bar{r}),\psi_m^*(\bar{r})\rangle} \dots\dots\dots (3.27)$$

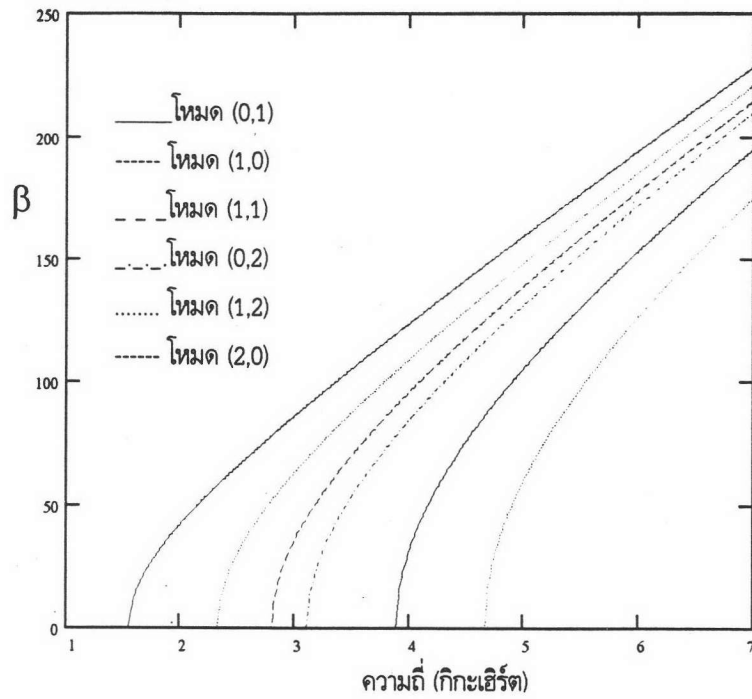
โดยที่ฟังก์ชันค่าเจาะจงมีค่าขึ้นอยู่กับรูปร่างของแผ่นสายอากาศ และเงื่อนไขขอบเขตในสมการ 3.20 ซึ่งได้มีการรวบรวมฟังก์ชันของกรีนสำหรับแผ่นสายอากาศรูปร่างพื้นฐานต่างๆ ไว้ในภาคผนวก ก

จากฟังก์ชันของกรีนในสมการ 3.27 จะเห็นว่าสนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นประกอบด้วยโหมด (m,n) ต่างๆ จำนวนมาก และส่วนของตัวหารในสมการ 3.27 เป็นส่วนที่กำหนดค่าของสนามแม่เหล็กไฟฟ้าแต่ละโหมดภายในโพรง ยิ่งส่วนของตัวหารมีค่าน้อยค่าของสนามไฟฟ้าภายในโพรงโหมดนั้นๆ จะมีค่ามากขึ้น ดังนั้นจึงสามารถหาโหมดเด่นของสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรงได้โดยพิจารณาจากกราฟเบต้าเค ( $\beta$ -k diagram) เมื่อ  $\beta$  คือค่าของส่วนตัวหารของฟังก์ชันกรีน มีค่าตามสมการที่ 3.28

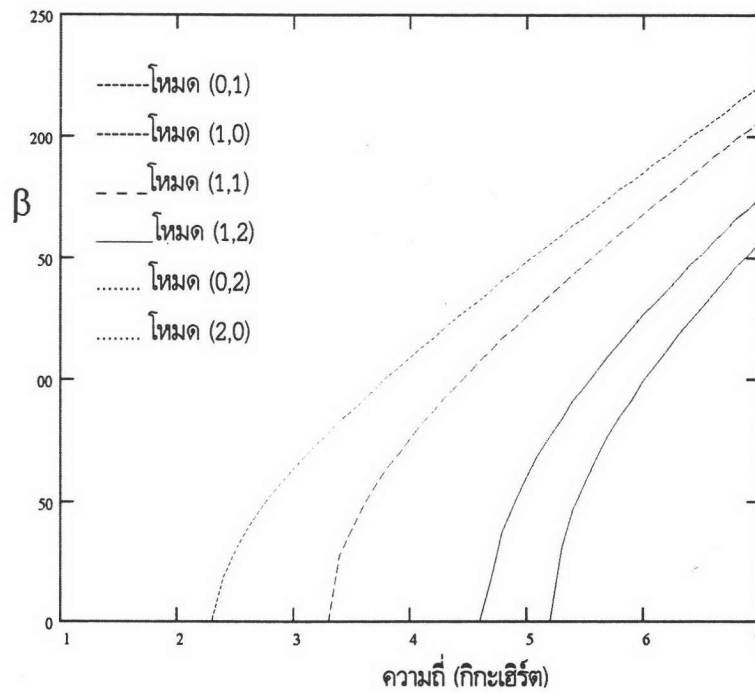
$$\beta = \sqrt{k^2 - k_{mn}^2} \dots\dots\dots (3.28)$$

และ  $k = (2\pi f\sqrt{\mu\epsilon})$  มีค่าขึ้นอยู่กับความถี่ ดังนั้นจึงสามารถพิจารณาความสัมพันธ์ของเบต้าเคและเคในรูปของกราฟความสัมพันธ์ระหว่างเบต้าเคกับความถี่ดังรูป 3.5 และ 3.6 จะทำให้ได้โหมดเด่น และความถี่ตัดออฟ (Cut-off Frequency) ของสายอากาศ และสามารถพิจารณาความถี่ใช้งานของสายอากาศได้จากช่วงความถี่ที่มีโหมดอื่นเข้ามาในระบบน้อยที่สุด

จากกราฟความสัมพันธ์ของเบต้าเคกับความถี่ของแผ่นสายอากาศสี่เหลี่ยมผืนผ้าที่มีอัตราส่วนด้านกว้างต่อด้านยาวเป็น 1:1.5 และแผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมจัตุรัสดังรูป 3.5 และ 3.6 ตามลำดับ จะเห็นว่าอัตราส่วนความกว้างต่อความยาวของสายอากาศที่ต่างกันทำให้การแยกจากกันระหว่างโหมดเด่นกับโหมดอื่นๆ มีค่าแตกต่างกัน ในรูป 3.5 โหมดเด่นของสายอากาศไมโครสตริปรูปสี่เหลี่ยมผืนผ้าที่มีอัตราส่วนด้านกว้างต่อด้านยาวเป็น 1:1.5 คือโหมด (0,1) ซึ่งให้คลื่นโพลาไรซ์เชิงเส้นในแนวแกน y แต่ในรูป 3.6 โหมดเด่นของสายอากาศไมโครสตริปรูปสี่เหลี่ยมจัตุรัสเป็นไปได้ทั้งโหมด (0,1) และ (1,0) ซึ่งโหมด (1,0) นี้ให้คลื่นโพลาไรซ์เชิงเส้นในแนวแกน x ฉะนั้นจึงมีการนำแผ่นสายอากาศไมโครสตริปรูปสี่เหลี่ยมจัตุรัสมาใช้ในการกำเนิดคลื่นโพลาไรซ์วงกลมโดยกระตุ้นให้โหมดเด่นทั้งสองโหมดมีการแผ่พลังงานออกมาด้วยขนาดเท่ากัน และเฟสต่างกัน 90 องศา



รูป 3.5 กราฟความสัมพันธ์ของเบต้ากับความถี่ของแผ่นสายอากาศสี่เหลี่ยมผืนผ้าที่มีอัตราส่วนด้านกว้างต่อด้านยาวเป็น 1:1.5 ขนาดแผ่นสายอากาศเป็น  $4.02 \times 6.03$  ซม.<sup>2</sup> ค่าคงตัวไดอิเล็กตริกสัมพันธ์เท่ากับ 2.55



รูป 3.6 กราฟความสัมพันธ์ของเบต้ากับความถี่ของแผ่นสายอากาศสี่เหลี่ยมมุมฉากที่มีอัตราส่วนด้านกว้างต่อด้านยาวเป็น 1:1 ขนาดแผ่นสายอากาศเป็น  $4.02 \times 4.02$  ซม.<sup>2</sup> ค่าคงตัวไดอิเล็กตริกสัมพันธ์เท่ากับ 2.55

3. วิธีเซกเมนต์เตชัน/ดีเซกเมนต์เตชัน ในกรณีที่แผ่นสายอากาศไมโครสตริปมีรูปร่างที่ซับซ้อน การหาฟังก์ชันของกรีนของแผ่นสายอากาศกระทำได้อย่าง นั้น Okoshi (1975) อ้างถึงใน Palanisamy และ Garg (1986) จึงได้เสนอวิธีการเซกเมนต์เตชัน/ดีเซกเมนต์เตชันมาใช้ร่วมกับฟังก์ชันของกรีนของรูปร่าง แผ่นสายอากาศพื้นฐานเพื่อแก้ไขข้อจำกัดในเรื่องรูปร่างของแผ่นสายอากาศ หลักการของวิธีเซกเมนต์เตชัน/ ดีเซกเมนต์เตชันสามารถสรุปได้ดังนี้

แผ่นสายอากาศรูปร่างใดๆ จะถูกแบ่งเป็นส่วนย่อย โดยที่แต่ละส่วนจะมีรูปร่างพื้นฐานซึ่งทราบ ฟังก์ชันของกรีนอยู่แล้วเช่นรูปสี่เหลี่ยม รูปวงกลม รูปสามเหลี่ยม เป็นต้น และในแต่ละส่วนที่ถูกแบ่งนั้นจะ ถูกแบ่งเป็นพอร์ตสองประเภทคือพอร์ตที่ไม่ได้ต่อกับส่วนอื่นเรียกว่า พอร์ต p และพอร์ตที่เชื่อมต่อกับพอร์ต อื่นๆ เรียกว่าพอร์ต c ซึ่งสามารถแยกเป็นพอร์ต q และ r คือพอร์ตของส่วนย่อยที่ 1 และ 2 ตามลำดับ พอร์ตที่เชื่อมต่อกันนี้จะต้องมีความต่อเนื่องของกระแสและแรงดันไฟฟ้าที่รอยต่อ ฉะนั้นจึงสามารถหาค่า สนามไฟฟ้าบนพอร์ต p ซึ่งเป็นผนังของแบบจำลองสายอากาศได้โดยอาศัยทฤษฎีวงจรไฟฟ้า ซึ่งความ สัมพันธ์ของแรงดันไฟฟ้าแต่ละจุดจะอยู่ในรูปของเมตริกซ์อิมพีแดนซ์ของพอร์ตต่างๆ ดังนี้

$$\begin{bmatrix} v_p \\ v_q \\ v_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{pp} & Z_{pq} & Z_{pt} \\ Z_{qp} & Z_{qq} & Z_{qt} \\ Z_{rp} & Z_{rq} & Z_{rt} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_p \\ i_q \\ i_r \end{bmatrix} \dots\dots\dots (3.29)$$

โดยที่  $Z_{ij} = \frac{1}{w_i w_j} \iint G(\vec{r}|\vec{r}_0) dr dr_0$  และ  $w_i, w_j$  คือความกว้างของพอร์ต i และ j ตามลำดับ

เนื่องจากมีความต่อเนื่องของกระแสและแรงดันไฟฟ้าที่รอยต่อของแต่ละส่วนย่อย ฉะนั้นจะได้ ความสัมพันธ์ของกระแสและแรงดันที่พอร์ต q และ r เป็นดังนี้

$$v_q = v_r \dots\dots\dots(3.30ก)$$

$$i_q = -i_r \dots\dots\dots(3.30ข)$$

แรงดันที่พอร์ต p สามารถหาได้จากผลคูณของอิมพีแดนซ์  $Z_p$  กับกระแสที่พอร์ต p ซึ่งทราบค่า เนื่องจากที่พอร์ต p นี้จะเป็นพอร์ตที่เปิดวงจร (กระแสมีค่าเท่ากับศูนย์) พอร์ตที่ต่อกับแหล่งจ่ายพลังงาน หรือโหลดที่ทราบค่า โดยที่  $Z_p$  ที่ได้จากสมการที่ 3.29 และ 3.30 มีค่าดังนี้

$$[Z_p] = Z_{pp} + (Z_{pq} - Z_{pr})(Z_{qq} + Z_{rr})^{-1}(Z_{rp} - Z_{qp}) \dots\dots\dots (3.31)$$

และเนื่องจากความหนาของแผ่นฐานไดอิเล็กตริก  $t$  บางมาก จึงสามารถหาสนามไฟฟ้าที่จุดต่างๆ บนผนังแบบจำลองได้จากความสัมพันธ์ตามสมการที่ 3.32

$$E_z(x, y) = -\frac{v_p(x, y)}{t} \dots\dots\dots (3.32)$$

จากความสัมพันธ์ที่กล่าวมาข้างต้น จึงสามารถนำแบบจำลองโพรงไปใช้ในการหาสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรงของแผ่นสายอากาศอื่นๆ นอกเหนือไปจากแผ่นสายอากาศรูปร่างพื้นฐานได้

4. การรวมผลของการสูญเสียต่างๆ ในแบบจำลองแบบโพรง จากสมการสนามไฟฟ้าที่ได้จากแบบจำลองนั้นถือว่าเป็นโพรงในอุดมคติที่ไม่มีการสูญเสียในโพรง แต่ในความเป็นจริงแล้วในระบบสายอากาศไมโครสตริปมีการสูญเสียพลังงานแบบต่างๆ เกิดขึ้นเนื่องจากสนามแม่เหล็กไฟฟ้าโหมดอันดับสูงและความไม่สมบูรณ์ของผนังตัวนำแม่เหล็กและตัวนำไฟฟ้าของแบบจำลอง การสูญเสียที่เกิดขึ้นและวิธีการชดเชยมีดังนี้

4.1 การสูญเสียซึ่งสามารถชดเชยได้ด้วยการใช้ค่าประสิทธิผลของแทนเจนต์การสูญเสีย การสูญเสียในกลุ่มนี้ประกอบด้วย การสูญเสียพลังงานเนื่องจากสาเหตุ 3 ประการคือการสูญเสียเนื่องจากการแผ่พลังงานสามารถหาได้จากสนามไฟฟ้าที่ระยะสนามไกลตามสมการ 3.33 การสูญเสียในแผ่นฐานไดอิเล็กตริกและการสูญเสียในโลหะที่ใช้เป็นแผ่นสายอากาศตามสมการที่ 3.34 และ 3.35 ตามลำดับ

$$P_r = \frac{1}{4\eta_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\vec{E}|^2 r^2 \sin\theta \, d\theta d\phi \dots\dots\dots (3.33)$$

$$P_d = \frac{\omega \epsilon' (\tan \delta)}{2} \iiint |E_z|^2 \, dv \dots\dots\dots (3.34)$$

$$P_c = \frac{1}{\sigma \delta_s} \iint |\vec{H}|^2 \, ds \dots\dots\dots (3.35)$$

โดยที่  $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$  คืออิมพีแดนซ์ลักษณะสมบัติของอวกาศว่าง , ค่าสภาพยอมเชิงซ้อนมีค่าเท่ากับ  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r (1 - j \tan \delta) = \epsilon' - j\epsilon''$  ความลึกผิวและความนำไฟฟ้าของโลหะที่ใช้เป็นแผ่นสายอากาศมีค่าเท่ากับ  $\delta_s = \frac{1}{\sqrt{j\omega\sigma\pi}}$  และ  $\sigma$  ตามลำดับ

สนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่ใช้ในการหาค่ากำลังสูญเสียในไดอิเล็กตริกและในโลหะคือสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรง ส่วนกำลังงานสูญเสียเนื่องจากการแผ่พลังงานหาได้จากสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายนอกโพรงในระยะสนามไกลซึ่งจะกล่าวถึงวิธีการหาในหัวข้อแบบรูปการแผ่พลังงานต่อไป

เมื่อพิจารณาที่ความถี่ใช้งานซึ่งอยู่ในช่วงความถี่เรโซแนนซ์ สนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นส่วนใหญ่  
 จึงอยู่ในโหมดเด่น ฉะนั้นพลังงานที่สะสมในโพรงจะประกอบด้วยพลังงานแม่เหล็กสะสมและพลังงานไฟฟ้า  
 สะสมในปริมาณที่เท่ากัน พลังงานที่สะสมทั้งหมดมีค่าเท่ากับ  $W_T$

$$\begin{aligned} W_T &= 2W_E \\ &= \frac{\epsilon'}{2} \iiint |E_z|^2 dv = \frac{P_d}{\omega(\tan \delta)} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3.36)$$

ดังนั้นกำลังสูญเสียทั้งสามกรณีสามารถหาได้โดยการแทนค่าแทนเจนต์การสูญเสียของแผ่นฐานไดอิเล็กตริก  
 ด้วยค่าแทนเจนต์การสูญเสียประสิทธิผลในสมการ 3.37 ลงในสมการหาค่าสนามไฟฟ้าภายในโพรง และจะ  
 ได้ค่าตัวประกอบคุณภาพของสายอากาศไมโครสตริปได้ดังสมการ 3.38

$$\begin{aligned} (\tan \delta)_{eff} &= \frac{P_r + P_c + P_d}{\omega W_T} \\ &= \frac{P_r}{\omega W_T} + \frac{P_c}{\omega W_T} + \tan \delta = \frac{1}{Q_r} + \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3.37)$$

$$Q_{eff} = \frac{1}{(\tan \delta)_{eff}} = \left( \frac{1}{Q_r} + \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d} \right)^{-1} \quad \dots\dots\dots (3.38)$$

เมื่อ  $Q_r, Q_c, Q_d$  คือค่าตัวประกอบคุณภาพเนื่องจากการแผ่พลังงาน การสูญเสียในไดอิเล็กตริก และการ  
 สูญเสียในโลหะ ตามลำดับ

ประสิทธิภาพในการแผ่กระจายคลื่นของสายอากาศไมโครสตริปที่มีค่าเท่ากับอัตราส่วนของกำลังงาน  
 ที่แผ่ออกไปต่อกำลังงานทั้งหมด สามารถหาได้จากค่าตัวประกอบกำลังดังสมการ 3.39

$$\eta_{rad} = \frac{P_r}{P_r + P_c + P_d} \times 100\% = \frac{Q_r}{Q_{eff}} \times 100\% \quad \dots\dots\dots (3.39)$$

เมื่อแทนค่าแทนเจนต์การสูญเสียประสิทธิผลลงในค่าสภาพยอมเชิงซ้อนของแผ่นฐานไดอิเล็กตริก  
 ของสมการสนามไฟฟ้า ทำให้ค่าสนามไฟฟ้า กำลังงานสูญเสียและพลังงานสะสมที่ได้จากสมการ 3.15 และ  
 สมการที่ 3.33 ถึงสมการที่ 3.36 มีค่าเปลี่ยนไป แทนเจนต์ประสิทธิผลที่ได้ก็จะมีค่าเปลี่ยนไปด้วย ดังนั้น  
 จึงต้องอาศัยวิธีการวนซ้ำเพื่อให้ได้ผลตอบที่ถูกต้อง

4.2 การสูญเสียซึ่งสามารถชดเชยได้ด้วยการใช้ค่าประสิทธิผลของขนาดแผ่นสายอากาศ  
 การสูญเสียในกลุ่มนี้เกิดขึ้นจากความไม่สมบูรณ์ของผนังตัวนำไฟฟ้าของโพรงทำให้เกิดสนามแม่เหล็กไฟฟ้า

รั้วที่บริเวณขอบของแผ่นสายอากาศ แผ่นสายอากาศจึงเสมือนมีขนาดใหญ่ขึ้นจึงสามารถรวมผลกระทบของการสูญเสียจากสนามรั้วได้โดยการใช้ขนาดประสิทธิผลในการวิเคราะห์ลักษณะสมบัติของสายอากาศ

4.3 การสูญเสียเนื่องจากคลื่นผิว จากการศึกษาของ James และ Henderson (1979) อ้างถึงใน Hall และ James (1989) พบว่าผลที่เกิดขึ้นจากคลื่นผิวนี้มีผลน้อยมากจนสามารถละเลยได้ เมื่อความหนาของแผ่นฐานไดอิเล็กตริกมีค่าน้อยกว่า 0.09 เท่าของความยาวคลื่นในอวกาศว่างสำหรับวัสดุที่มีค่าคงตัวไดอิเล็กตริกสัมพัทธ์เท่ากับ 2.3 และน้อยกว่า 0.03 เท่าของความยาวคลื่นในอวกาศว่างสำหรับวัสดุที่มีค่าคงตัวไดอิเล็กตริกสัมพัทธ์เท่ากับ 10.0 ฉะนั้นจึงสามารถละเลยผลที่เกิดขึ้นจากคลื่นผิวได้โดยเฉพาะเมื่อใช้ในแบบจำลองแบบโพรงกับสายอากาศไมโครสตริปที่มีลักษณะอยู่ภายใต้ข้อจำกัดของแบบจำลอง

**แบบรูปการแผ่พลังงาน**

แบบรูปการแผ่พลังงานของสายอากาศเป็นพารามิเตอร์ที่สำคัญของสายอากาศและสามารถนำไปใช้ในการหาค่าพารามิเตอร์อื่นๆ ของสายอากาศได้แก่ ความกว้างลำคลื่น โพลาริเซชัน สภาพเจาะจงทิศทาง และอัตราขยายของสายอากาศ ในหัวข้อนี้จะกล่าวถึงแบบรูปการแผ่พลังงานของสายอากาศไมโครสตริปและพารามิเตอร์ต่างๆ ข้างต้น ดังที่ได้กล่าวมาแล้วในหัวข้อเรื่องแบบจำลองแบบโพรงว่าสนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นจากสายอากาศไมโครสตริปจะถูกแยกเป็นสองส่วนคือส่วนที่อยู่ภายในโพรงและส่วนที่อยู่ภายนอกโพรง สนามแม่เหล็กไฟฟ้าส่วนที่อยู่ภายนอกโพรงสามารถหาได้จากการใช้ทฤษฎีสมมูล กล่าวคือ สนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่ผิวของโพรงซึ่งเกิดจากกระแสกระตุ้นที่จ่ายให้ระบบ จะทำหน้าที่เป็นแหล่งกระแสแม่เหล็กเสมือนหรือแหล่งกระแสไฟฟ้าเสมือนที่ทำให้เกิดคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าแผ่กระจายออกไปภายนอกโพรง ซึ่งแหล่งกระแสเสมือนนี้สามารถหาได้จากสมการเงื่อนไขขอบเขตของผนังตัวนำแม่เหล็กสมบูรณ์และตัวนำไฟฟ้าสมบูรณ์ดังนี้

$$\hat{n} \times \vec{H} = \vec{J} \dots\dots\dots (3.40)$$

$$\vec{E} \times \hat{n} = \vec{M} \dots\dots\dots (3.41)$$

และแหล่งกระแสเสมือนที่เกิดขึ้นนี้จะก่อให้เกิดสนามแม่เหล็กไฟฟ้าขึ้นภายนอกโพรง แต่จากเงื่อนไขขอบเขตของแบบจำลอง แหล่งกระแสที่เกิดขึ้นจึงมีเพียงแหล่งกระแสแม่เหล็กเสมือน และเนื่องจากแผ่นกราวด์มีขนาดใหญ่มากจนกระทั่งประมาณได้ว่ามีขนาดเป็นอนันต์ ทำให้เสมือนมีแหล่งกระแสเสมือนเกิดขึ้นด้านหลังของแผ่นกราวด์ตามทฤษฎีเงา และผลรวมของกระแสแม่เหล็กเสมือนทั้งสองซึ่งวางตัวในแนวเดียวกับแผ่นกราวด์สามารถแทนได้ด้วยแหล่งกระแสบนระนาบเดียวกับแผ่นกราวด์ ฉะนั้นขนาดของแหล่งกระแส

เสมือนที่ได้จึงมีขนาดเพิ่มขึ้นเป็นสองเท่า แหล่งกระแสเสมือนของสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉากจึงมีค่าตามสมการที่ 3.42 และมีทิศทางดังแสดงในรูป 3.3

$$\vec{M} = 2E_z(x, y) \cdot (\hat{z} \times \hat{n}) \quad \dots\dots\dots (3.42)$$

เนื่องจากแผ่นฐานไดอิเล็กทริกบางกว่าความยาวคลื่นในอวกาศว่างมาก ค่าสนามไฟฟ้า  $E_z$  จึงมีค่าคงที่ตลอดความหนาของแผ่นฐานไดอิเล็กทริก ฉะนั้นเวกเตอร์ศักย์ไฟฟ้า  $\vec{F}(\vec{r})$  ณ ตำแหน่ง  $\vec{r}$  ใดๆ ในอวกาศว่างจึงเป็นฟังก์ชันของแผ่นกระแสแม่เหล็กซึ่งอยู่ที่ตำแหน่ง  $\vec{r}'$  ใดๆ ตามสมการที่ 3.43

$$\vec{F}(\vec{r}) = \frac{\epsilon_0 t}{4\pi} \int \vec{M}(\vec{r}') \frac{\exp(-jk_0|\vec{r} - \vec{r}'|)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' \quad \dots\dots\dots (3.43)$$

โดยที่  $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$  คือค่าเวฟนัมเบอร์ในอวกาศว่าง และทำการอินทิเกรตรอบผนังด้านข้างของโพรง จากสมการที่ 3.43 แบบรูปการแผ่พลังงานสามารถหาได้จากสมการสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในระนาบสนามไกลในชุดสมการต่อไปนี้

$$\vec{H}(\theta, \phi) = -j\omega\vec{F}(\vec{r}) \quad \dots\dots\dots (3.44)$$

$$E_\theta(\theta, \phi) = \eta_0 H_\phi(\theta, \phi) = -j\omega\eta_0 F_\phi(\vec{r}) \quad \dots\dots\dots (3.45)$$

$$E_\phi(\theta, \phi) = -\eta_0 H_\theta(\theta, \phi) = j\omega\eta_0 F_\theta(\vec{r}) \quad \dots\dots\dots (3.46)$$

จากค่าสนามไฟฟ้าในสมการที่ 3.45 และ 3.46 จะได้แบบรูปการแผ่พลังงานที่มุมต่างๆ บนระนาบ  $\phi$  ใดๆ โดยเฉพาะบนระนาบหลักสองระนาบคือระนาบ  $\phi$  เท่ากับ 0 และ 90 องศา และทราบค่าพารามิเตอร์อื่นๆ ของสายอากาศได้แก่ มุมตันของลำคลื่น สภาพเจาะจงทิศทางและอัตราขยายของสายอากาศดังสมการ 3.47 ถึงสมการ 3.49 ตามลำดับ

$$\Omega_A = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi P_n(\theta, \phi) d\theta d\phi \quad (\text{สเตอเรเดียน}) \quad \dots\dots\dots (3.47)$$

$$D = \frac{U(\theta, \phi)_{\max}}{U(\theta, \phi)_{av}} = \frac{S(\theta, \phi)_{\max}}{S(\theta, \phi)_{av}} = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad \dots\dots\dots (3.48)$$

$$G = \eta D \quad \dots\dots\dots (3.49)$$

โดยที่  $\eta$  คือประสิทธิภาพของระบบสายอากาศ ความเข้มของสนามแม่เหล็กไฟฟ้า ณ จุดใดๆ ในระยะ

สนามไกลมีค่าเท่ากับ  $P_n(\theta, \phi) = \frac{S(\theta, \phi)}{S(\theta, \phi)_{\max}}$  เมื่อ  $S(\theta, \phi) = \frac{((S_\theta(\theta, \phi))^2 + (S_\phi(\theta, \phi))^2)}{Z_0}$

คือเวกเตอร์ของพอยน์ติงและมีค่าเฉลี่ยเท่ากับ  $S(\theta, \phi)_{av} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi S(\theta, \phi) d\theta d\phi$

นอกจากนี้จากสมการ 3.45 และ 3.46 สามารถนำไปพิจารณาโพลาริเซชันได้ตามนิยามที่ 2 ของ Ludwig (1973) จะได้โพลาริเซชันร่วมและโพลาริเซชันไขว้ของสายอากาศเป็นดังสมการ 3.50 และ 3.51 ตามลำดับ

$$E_{co}(\theta, \phi) = \frac{\cos\theta \sin\phi E_\theta(\theta, \phi) + \cos\phi E_\phi(\theta, \phi)}{(1 - \sin^2\theta \sin^2\phi)} \dots\dots\dots (3.50)$$

$$E_{cross}(\theta, \phi) = \frac{\cos\phi E_\theta(\theta, \phi) - \cos\theta \sin\phi E_\phi(\theta, \phi)}{(1 - \sin^2\theta \sin^2\phi)} \dots\dots\dots (3.51)$$

จากแบบรูปการแผ่พลังงานในระยะสนามไกลที่ได้จากสมการ 3.45 และ 3.46 ทำให้ทราบค่าความกว้างลำคลื่นของสายอากาศ  $\Omega_0$  และ  $\Omega_{90}$  บนระนาบหลักสองระนาบคือระนาบ  $\phi$  เท่ากับ 0 และ 90 องศาตามลำดับ และเนื่องจากแบบรูปการแผ่พลังงานเป็นแบบบรอดไซด์ที่สามารถละเลยพหุคูณเล็กจึงสามารถหาค่ามุมตันของลำคลื่นและสภาพเจาะจงทิศทางโดยประมาณได้โดยง่ายดังนี้ (Kraus, 1988)

$$\Omega_A \approx \Omega_0 \cdot \Omega_{90} \dots\dots\dots (3.52)$$

$$D \approx \frac{4\pi[\text{rad}]}{\Omega_0 \Omega_{90}[\text{rad}^2]} \approx \frac{41253[\text{deg}]}{\Omega_0 \Omega_{90}[\text{deg}^2]} \dots\dots\dots (3.53)$$

จากความสัมพันธ์ข้างต้น จะเห็นได้ว่า ระดับพลังงานของโพลาริเซชันไขว้ ความกว้างลำคลื่น มุมตันของลำคลื่น สภาพเจาะจงทิศทางและอัตราขยายของสายอากาศไมโครสตริป มีความสัมพันธ์กับแบบรูปการแผ่พลังงานของสายอากาศ ดังนั้นพารามิเตอร์ที่สำคัญในส่วนนี้คือแบบรูปการแผ่พลังงานของสายอากาศ

อิมพีแดนซ์ขาเข้าของสายอากาศไมโครสตริป

นอกจากแบบรูปการแผ่พลังงานและพารามิเตอร์อื่นๆ ของสายอากาศที่กล่าวถึงในหัวข้อที่ผ่านมา อิมพีแดนซ์ขาเข้าของสายอากาศเป็นพารามิเตอร์ที่สำคัญอีกพารามิเตอร์หนึ่งที่น่าสนใจในการพิจารณาการ



เชื่อมต่อกับวงจรภายนอก และนำไปใช้ในการหาพารามิเตอร์อื่นๆ เช่น แบนด์วิดท์ ความถี่เรโซแนนซ์และประสิทธิภาพของสายอากาศได้ ในหัวข้อนี้จะกล่าวถึงวิธีการหาอิมพีแดนซ์ขาเข้าที่จุดจ่ายกระแสของสายอากาศไมโครสตริป วงจรสมมูลของระบบสายอากาศ แบนด์วิดท์และประสิทธิภาพของสายอากาศ โดยอิมพีแดนซ์ขาเข้าของสายอากาศสามารถคำนวณได้จากทฤษฎีวงจรไฟฟ้าในสมการที่ 3.54

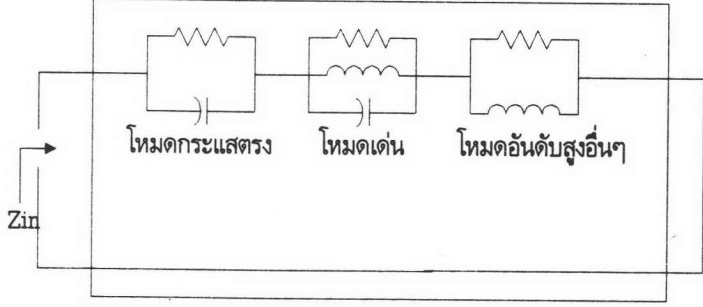
$$Z_{in} = R_{in} + jX_{in} = \frac{V}{I} = \frac{\int E_{z,av}(x_0, y_0) dw'}{I} \dots\dots\dots (3.54)$$

โดยที่  $E_{z,av} = \frac{1}{w'} \int E_z(x_0, y_0) dw'$  คือค่าสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรงตามสมการที่ 3.15 เฉลี่ยตามความกว้างของสายนำสัญญาณไมโครสตริปที่จุดจ่ายกระแส ซึ่งได้รวมผลของการสูญเสียต่างๆ ในรูปของขนาดประสิทธิผลและแทนเจนต์การสูญเสียประสิทธิผล

ในกรณีที่สายอากาศมีการต่อกับโหลดหรือวงจรภายนอกมากกว่าหนึ่งจุด อิมพีแดนซ์ขาเข้าที่แต่ละจุดที่มีการเชื่อมต่อย่อมมีค่าเปลี่ยนไปเนื่องจากผลจากการโหลดของวงจรหรือโหลดเหล่านั้น ซึ่งสามารถหาค่าได้โดยอาศัยความสัมพันธ์ของวงจรสองพอร์ตดังนี้

$$Z_{in} = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} \dots\dots\dots (3.55)$$

โดยที่  $Z_{11} = \frac{v_1}{i_1} |_{port 2, open}$  ,  $Z_{22} = \frac{v_2}{i_2} |_{port 1, open}$  และ  $Z_{12} = Z_{21} = \frac{v_2}{i_1} |_{port 2, open}$  ซึ่งค่าอิมพีแดนซ์  $Z_{11}$  และ  $Z_{12}$  นั้นหาได้จากความสัมพันธ์ในสมการ 3.54 ส่วน  $Z_{12}$ ,  $Z_{21}$  คือค่าอิมพีแดนซ์ร่วมระหว่างพอร์ตทั้งสอง



รูป 3.7 วงจรสมมูลของสายอากาศไมโครสตริป

ในส่วนของค่าความถี่เรโซแนนซ์และอิมพีแดนซ์แบนด์วิดท์ของสายอากาศสามารถหาได้จากความสัมพันธ์ของค่าอิมพีแดนซ์ขาเข้าเทียบกับความถี่ นอกจากนี้เมื่อพิจารณาค่าอิมพีแดนซ์ที่ได้จากสมการ 3.54 ซึ่งประกอบด้วยอิมพีแดนซ์ของสนามไฟฟ้าที่โหมด  $(m,n)$  ต่างๆ ฉะนั้นสายอากาศไมโครสตริปจึงสามารถแทนได้ด้วยวงจรไฟฟ้า ดังรูป 3.7

จากค่าอิมพีแดนซ์ขาเข้าที่หาได้ ณ ความถี่ต่างๆ เมื่อนำไปเขียนกราฟความสัมพันธ์ระหว่างความต้านทานและรีแอกแตนซ์กับความถี่ ทำให้ได้ความถี่เรโซแนนซ์และแบนด์วิดท์ของสายอากาศ และจากสมการกำลังงานสูญเสียเนื่องจากการแผ่กระจายคลื่นของสายอากาศ จะได้ค่าความต้านทานเนื่องจากการแผ่พลังงานเท่ากับอัตราส่วนของรีแอกแตนซ์กับค่าตัวประกอบคุณภาพเนื่องจากการแผ่พลังงานของสายอากาศ และจะได้ประสิทธิภาพของสายอากาศที่ความถี่ใดๆ มีค่าเท่ากับอัตราส่วนของความต้านทานเนื่องจากการแผ่พลังงานกับความต้านทานด้านเข้าของสายอากาศที่ความถี่นั้น

### แผ่นสายอากาศไมโครสตริปรูปสี่เหลี่ยมมุมฉาก

ในหัวข้อนี้จะเป็นการนำแบบจำลองแบบโพรงมาใช้ในการแก้ปัญหาของระบบสายอากาศที่มีแผ่นสายอากาศเป็นรูปสี่เหลี่ยมมุมฉากและรูปสี่เหลี่ยมจัตุรัสที่มีโพลาริเซชันแบบวงกลมซึ่งมีรายละเอียดดังนี้

1. สนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรงสำหรับแผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉาก แผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉากกว้าง  $a$  ยาว  $b$  และจ่ายกระแสที่  $\vec{r}_0(x_0, y_0)$  ตามรูป 3.4 นั้น ในการหาฟังก์ชันค่าเจาะจงตามสมการ 3.19 สามารถเขียนใหม่ในรูปฟังก์ชันของ  $x$  และ  $y$  ได้ดังสมการที่ 3.56

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_x^2 + k_y^2 \right) \psi_1(x, y) = 0 \quad \dots\dots\dots (3.56)$$

โดยมีเงื่อนไขขอบเขตคือ  $\frac{\partial \psi_1(x, y)}{\partial x} = 0$  เมื่อ  $x = 0$  และ  $a$  และ  $\frac{\partial \psi_1(x, y)}{\partial y} = 0$  เมื่อ  $y = 0$  และ  $b$  เนื่องจากค่าในแกน  $x$  และ  $y$  เป็นอิสระต่อกัน ฟังก์ชันค่าเจาะจงในสมการที่ 3.56 จึงสามารถเขียนในรูปของผลคูณของฟังก์ชันค่าเจาะจงที่เป็นฟังก์ชันของ  $x$  กับฟังก์ชันค่าเจาะจงที่เป็นฟังก์ชันของ  $y$  ได้ดังนี้

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_x^2 + k_y^2 \right) f(x)g(y) = 0 \quad \dots\dots\dots (3.57)$$

$$g(y) \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} + f(x) \frac{\partial^2 g(y)}{\partial y^2} + g(y)k_x^2 f(x) + f(x)k_y^2 g(y) = 0 \quad \dots\dots\dots (3.58)$$

และเมื่อจัดรูปสมการที่ 3.58 ใหม่จะได้สมการปัวซองที่อิสระต่อกันสองสมการดังสมการ 3.59 และ 3.60

$$\frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} + k_x^2 f(x) = 0 \quad \dots\dots\dots (3.59)$$

$$\frac{\partial^2 g(y)}{\partial y^2} + k_y^2 g(y) = 0 \quad \dots\dots\dots (3.60)$$

จากสมการปัวซองของทั้งสองสมการข้างต้น จะได้ผลตอบของฟังก์ชันค่าเจาะจงแต่ละตัวอยู่ในรูปของฟังก์ชันตรีโกณมิติดังสมการที่ 3.61 และสมการที่ 3.62 ดังนี้

$$f(x) = A \cos(k_x x) + B \sin(k_x x) \quad \dots\dots\dots (3.61)$$

$$g(y) = C \cos(k_y y) + D \sin(k_y y) \quad \dots\dots\dots (3.62)$$

โดยที่  $k_x = \frac{m\pi}{a}$  และ  $k_y = \frac{n\pi}{b}$  เป็นค่าเจาะจงของฟังก์ชันค่าเจาะจง และ  $B = D = 0$  ซึ่งค่าเหล่านี้หาได้จากเงื่อนไขขอบเขตของแผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉาก ฉะนั้นฟังก์ชันค่าเจาะจงของแผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉากและผลการทำอินทิเกรตกับค่าสัมประสิทธิ์ของฟังก์ชันค่าเจาะจงอันดับเดียวกันจึงมีค่าดังต่อไปนี้

$$\psi_l(x, y) = \psi_{mn}(x, y) = \cos(k_x x) \cos(k_y y) \quad \dots\dots\dots (3.63)$$

$$\begin{aligned} \langle \psi_{mn}(x, y), \psi_{mn}^*(x, y) \rangle &= \int_0^a \int_0^b \cos^2(k_x x) \cos^2(k_y y) dy dx \\ &= \begin{cases} ab & ; m = n = 0 \\ \frac{ab}{2} & ; m \text{ or } n = 0 \\ \frac{ab}{4} & ; m, n \neq 0 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (3.64) \end{aligned}$$

จากสมการที่ 3.27 สมการที่ 3.63 และสมการที่ 3.64 จะได้ฟังก์ชันของกรีนของแผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉากซึ่งประกอบด้วยผลรวมของฟังก์ชันอันดับที่ (m,n) ดังสมการต่อไปนี้

$$G(x, y | x_0, y_0) = \frac{j\omega\mu_0}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sigma_m \sigma_n \cos(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_x x_0) \cos(k_y y_0)}{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad \dots\dots\dots (3.65)$$

โดยที่  $\sigma_l = \begin{cases} 1 & ; l = 0 \\ 2 & ; others \end{cases}$

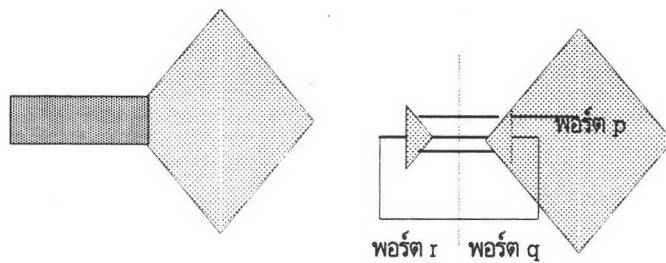
และเมื่อแทนค่าความหนาแน่นของกระแสกระตุ้นจากสมการที่ 3.6 และฟังก์ชันกรีนจากสมการที่ 3.65 ลงในสมการที่ 3.15 จะได้สนามไฟฟ้าภายในโพรงของแผ่นสายอากาศไมโครสตริปเป็นตามสมการที่ 3.66

$$E_z(x, y) = \int_{r_0 - \frac{w}{2}}^{r_0 + \frac{w}{2}} \frac{j\omega\mu_0}{ab} \cdot \frac{I}{w} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sigma_m \sigma_n \cos(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_x x_0) \cos(k_y y_0)}{k^2 - k_x^2 - k_y^2} dl$$

$$= \frac{j\omega\mu_0 I}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sigma_m \sigma_n \cos(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_x x_0) \cos(k_y y_0)}{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \frac{\sin(k_x \cdot \frac{w_x}{2}) \sin(k_y \cdot \frac{w_y}{2})}{k_x \cdot \frac{w_x}{2} \quad k_y \cdot \frac{w_y}{2}}$$

..... (3.66)

โดยที่ความกว้างของสายนำสัญญาณไมโครสตริปสามารถแยกเป็นองค์ประกอบสองแนวคือแนวแกน x และ แกน y ขึ้นอยู่กับแนวการวางตัวของสายนำสัญญาณไมโครสตริป



รูป 3.8 แผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมใกล้เคียงจัตุรัสกับการใช้วิธีการเซกเมนต์เตชัน/ดีเซกเมนต์เตชัน

สำหรับแผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉากที่มีโพลาริเซชันแบบวงกลมที่ใช้การจ่ายกระแสกระตุ้นสองจุดนั้นสามารถนำสมการที่ 3.66 ไปใช้ได้โดยเพิ่มจุดจ่ายกระแสทำให้สนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นในโพรงเกิดจากแหล่งจ่ายกระแสสองจุดโดยมีโหนดเด่นคือโหนด (0,1) และโหนด (1,0) ดังจะเห็นได้จากกราฟความสัมพันธ์ของแอมพลิจูดกับความถี่ในรูป 3.6 ส่วนในการใช้วิธีการกระตุ้นแบบจุดเดียวนั้นโหนดเด่นยังคงเป็นโหนด (0,1) และโหนด (1,0) เช่นกัน แต่ในการหาสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรงต้องอาศัยวิธีการเซกเมนต์เตชัน/ดีเซกเมนต์เตชันช่วยในกรณีที่ใช้ระบบป้อนกำลังแบบสายนำสัญญาณไมโครสตริปเนื่องจากสายนำสัญญาณที่ต่อกับแผ่นสายอากาศทำให้มุมของแผ่นสายอากาศถูกตัดออกไปดังรูป 3.8

2. การสูญเสียในสายอากาศไมโครสตริปสี่เหลี่ยมมุมฉาก จากการหาค่ากำลังงานสูญเสียในสายอากาศที่ได้กล่าวถึงในหัวข้อที่ 4 ของการหาสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในโพรง จะเห็นว่าต้องอาศัยการวนซ้ำและการอินทิเกรตสมการที่ 3.33-3.36 เพื่อหาค่าแทนเจนต์การสูญเสียประสิทธิผลนั้นใช้เวลาในการประมวลผลนานมาก จึงได้มีการหาวิธีลดเวลาในการประมวลผลเพื่อหาค่ากำลังงานสูญเสียเหล่านี้ โดยลดขั้นตอนในการอินทิเกรตลง (Carver and Mink, 1981) ดังนี้

จากสมการที่ 3.33 ถึงสมการที่ 3.38 จะเห็นว่าแทนเจนต์การสูญเสียประสิทธิผลมีความสัมพันธ์กับค่าตัวประกอบคุณภาพของสายอากาศ โดยที่ค่าตัวประกอบคุณภาพเนื่องจากการสูญเสียในไดอิเล็กตริกมีค่าเท่ากับส่วนกลับของแทนเจนต์การสูญเสียในไดอิเล็กตริก ส่วนค่าตัวประกอบคุณภาพเนื่องจากการสูญเสียในโลหะหาได้จากอัตราส่วนพลังงานที่สะสมต่อพลังงานที่สูญเสียในโลหะในหนึ่งหน่วยเวลาซึ่งกำลังงานสูญเสียและพลังงานสะสมในโลหะของแผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉากที่โหมด (m,n) ใดๆ มีค่าดังสมการ 3.67 และ 3.68 ตามลำดับ

$$P_{c,mn} = \frac{1}{\sigma \delta_s} \int_0^a \int_0^b |H_{t,mn}|^2 dydx$$

$$= \frac{|C_{mn}|^2}{\sigma \delta_s k_0^2 \eta_0^2} \frac{ab}{\sigma_m \sigma_n} k_{nm}^2 \dots\dots\dots (3.67)$$

$$W_{T,mn} = \frac{\epsilon_r t}{2} \int_0^a \int_0^b |C_{mn}|^2 \cos^2(k_x x) \cos^2(k_y y) dydx$$

$$= \frac{\epsilon_r t |C_{mn}|^2 ab}{2 \sigma_m \sigma_n} \dots\dots\dots (3.68)$$

เมื่อ  $C_{mn} = \frac{j\omega\mu_0}{ab} \cdot \frac{\sigma_m \sigma_n \cos(k_x x_0) \cos(k_y y_0)}{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$

และจะได้ค่าตัวประกอบคุณภาพเนื่องจากการสูญเสียในโลหะมีค่าดังสมการ 3.69

$$Q_c = \frac{\sum P_{c,mn}}{\sum W_{T,mn}} \dots\dots\dots (3.69)$$

เนื่องจากสายอากาศทำงานที่ความถี่เรโซแนนซ์ซึ่งคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่แผ่พลังงานออกมาภายนอกนั้นเกิดจากโหมดเด่นเป็นส่วนใหญ่ จึงสามารถแทนการสูญเสียเนื่องจากการแผ่พลังงานด้วยค่าแอดมิตแตนซ์ที่ผกผันของโพรงเฉพาะโหมดเด่น (m,n) เท่านั้นและจะมีค่าเฉพาะผนังโพรงด้านที่มีการแผ่พลังงานเท่านั้น ค่าแอดมิตแตนซ์ของโหมด (0,1) ซึ่งเป็นโหมดเด่นของสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉากที่มีด้านยาว a ของแผ่นสายอากาศเป็นด้านที่แผ่พลังงานซึ่งมีค่าตามสมการความกว้างของสายอากาศในสมการ 2.2 แอดมิตแตนซ์ของผนังด้านดังกล่าวมีค่าตามสมการต่อไปนี้ (Carver and Mink)

$$Y_w = G_w + jB_w \quad \dots\dots\dots (3.70)$$

$$G_w = \frac{\pi b}{Z_0 \lambda_0} F\left(\frac{b}{a}\right) \quad \dots\dots\dots (3.71)$$

$$B_w = 0.01668 \frac{(\delta l(b)) \cdot b \cdot \epsilon_e(b)}{t \cdot \lambda_0} F\left(\frac{b}{a}\right) \quad \dots\dots\dots (3.72)$$

โดยที่  $F\left(\frac{u}{v}\right) = 0.7747 + 0.5977\left(\frac{u}{v} - 1\right) - 0.1638\left(\frac{u}{v} - 1\right)^2$  เป็นสัมประสิทธิ์การคูณที่เป็นผลของอัตราส่วนความกว้างต่อความยาวของแผ่นสายอากาศที่ต่างกัน ค่าคงตัวไดอิเล็กตริกสัมพัทธ์ของตัวกลาง

ประสิทธิผลระหว่างสารไดอิเล็กตริกกับอวกาศว่างมีค่าเท่ากับ  $\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10t}{w}\right)^{-ab}$  เมื่อ

$$a = 1 + \frac{1}{49} \ln \left( \frac{(w/t)^4 + (w/52t)^2}{(w/t)^4 + 0.432} \right) + \frac{1}{18.7} \ln \left( 1 + (w/18.1t)^3 \right) \quad \text{และ} \quad b = \left( \frac{\epsilon_r - 0.9}{\epsilon_r + 3} \right)^{0.053} \quad \text{และขนาดประสิทธิผล}$$

ของแผ่นสายอากาศเนื่องจากความไม่สมบูรณ์ของตัวนำแม่เหล็ก  $\delta l(u) = 0.412 \left( \frac{\epsilon_e(u) + 0.300}{\epsilon_e(u) - 0.258} \right) \left( \frac{u/t + 0.262}{u/t + 0.813} \right)$

ส่วนค่าตัวประกอบคุณภาพเนื่องจากการแผ่พลังงานของโหมดเด่น (0,1) เป็นไปตามสมการที่ 3.73

$$Q_{r,(0,1)} = \frac{\text{Re}(k'_{01})}{2 \text{Im}(k'_{01})} \quad \dots\dots\dots (3.73)$$

เมื่อ  $k'_{01} = \frac{\pi}{a} - \frac{\Delta_4}{a}$  และเวลาในการวนซ้ำสามารถลดลงได้โดยอาศัยฟังก์ชัน  $\Delta_p$  ต่อไปนี้ (Carver and Mink)

$$\Delta_{p+1} = \frac{2(\alpha_{01}a)(\pi - \Delta_p)}{(\alpha_{01}a)^2 + 2\Delta_p\pi - \Delta_p^2 - \pi^2} - \frac{\Delta_p^3}{3} \quad \dots\dots\dots (3.74)$$

โดยมีค่ารากเท่ากับศูนย์ ( $\Delta_0 = 0$ ) และ  $\alpha_{01} = j \frac{2\pi Z_0}{\lambda_0} \cdot \frac{t}{b} \cdot Y_w$

ในกรณีที่แผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉากมีด้านกว้าง  $b$  เป็นด้านที่แผ่พลังงานโหมดเด่นคือโหมด (1,0) แอดมิตแตนซ์และค่าตัวประกอบคุณภาพของสายอากาศที่มีผนังด้านยาวเป็นด้านแผ่พลังงานจะมีความสัมพันธ์ตามสมการที่ 3.70 ถึง สมการที่ 3.74 แต่จะต้องมีการเปลี่ยนค่าตัวแปรบางตัวได้แก่ ค่าโหมด (m,n) เปลี่ยนจาก (0,1) เป็น (1,0) และสลับค่าพารามิเตอร์ระหว่าง  $a$  และ  $b$  ฉะนั้นจะได้ค่าตัวประกอบกำลังประสิทธิผลและแทนเจนต์การสูญเสียที่มีโหมด (m,n) เป็นโหมดที่แผ่พลังงานออกมา มีค่าตามสมการที่ 3.75 ต่อไปนี้

$$Q_{eff} = \frac{1}{(\tan \delta)_{eff}} = \left( \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_{r,mn}} \right) \dots\dots\dots (3.75)$$

นอกจากการสูญเสียที่คิดในรูปของแทนเจนต์การสูญเสียประสิทธิผลแล้วยังมีการสูญเสียที่เกิดขึ้นจากสนามแม่เหล็กไฟฟ้ารั่วซึ่งคิดในรูปของขนาดประสิทธิผลด้วย สำหรับแผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉาก สนามรั่วทำให้สายอากาศมีความยาวเพิ่มขึ้น  $\Delta l(b)$  และความกว้างเพิ่มขึ้น  $\Delta l(a)$  ตามสมการ  $\Delta l(u)$  ในสมการ 3.76 (Carver and Mink)

$$\Delta l(u) = \left\{ 0.882 + \frac{0.164(\epsilon_r - 1)}{\epsilon_r^2} + \frac{\epsilon_r + 1}{\pi \epsilon_r} \left[ 0.758 + \ln \left( \frac{u}{t} + 1.88 \right) \right] \right\} \dots\dots\dots (3.76)$$

3. ขนาดแผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉาก โดยปกติการใช้งานสายอากาศจะทำงานที่ความถี่ในช่วงเรโซแนนซ์เพื่อลดพลังงานสูญเสีย ซึ่งความถี่เรโซแนนซ์ของสายอากาศไมโครสตริปนั้นขึ้นอยู่กับขนาดของแผ่นสายอากาศที่ใช้ สำหรับแผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉากที่มีด้านกว้างเป็นด้านที่แผ่พลังงานและมีโหมดเด่นคือโหมด (0,1) นั้น ความกว้างของแผ่นสายอากาศ  $b$  สามารถหาได้จากความสัมพันธ์ในสมการ 2.2 ส่วนด้านยาวของสายอากาศเป็นส่วนที่กำหนดความถี่ที่โหมดอันดับต่อไปจะเกิดขึ้นซึ่งสามารถพิจารณาได้จากกราฟความสัมพันธ์ของเบต้ากับความถี่ของสายอากาศ ความกว้างที่ได้จากสมการ 2.2 นั้นเป็นค่าโดยประมาณเท่านั้น ค่าความกว้างนี้จะถูกนำไปใช้หาขนาดประสิทธิผลเพื่อนำไปใช้เขียนกราฟความสัมพันธ์ของเบต้ากับความถี่และหาความสัมพันธ์ระหว่างอิมพีแดนซ์ขาเข้ากับความถี่ว่าคำตอบที่ได้นั้นสอดคล้องกับความถี่และแบนด์วิดท์ที่ต้องการหรือไม่ ความถี่เรโซแนนซ์ของแผ่นสายอากาศและสามารถหาได้จากความสัมพันธ์ต่อไปนี้ (Lee and Dahele in Hall and James, 1989)

$$f_r = \frac{c}{2\sqrt{\epsilon_r}} \frac{1}{(a + \Delta l(a)) \sqrt{\epsilon_e(a)\epsilon_e(b)}} \dots\dots\dots (3.77)$$

ขนาดของแผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉากที่ให้คลื่นโพลาริซวงกลมโดยการจ่ายกระแสกระตุ้นสองจุดคือแผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมจัตุรัสที่มีความยาวด้านแต่ละด้านตามสมการที่ 2.2 การจ่ายกระแสวิธีนี้มีการจ่ายกระแสสองจุดบนแผ่นสายอากาศคือที่  $(x_{01}, y_{01})$  และ  $(x_{02}, y_{02})$  ทำให้อิมพีแดนซ์ขาเข้าที่ได้มีค่าเปลี่ยนไปเนื่องจากมีสายนำสัญญาณอีกหนึ่งเส้นเป็นโหลดของระบบ ฉะนั้นอิมพีแดนซ์ขาเข้าของสายนำสัญญาณแต่ละเส้นจะมีความสัมพันธ์ตามวงจรสองพอร์ตดังสมการที่ 3.54 โดยที่อิมพีแดนซ์รวม  $Z_{12}$  หาได้จากสมการที่ 3.78 โดย Richards, Lo และ Harrison (1981)

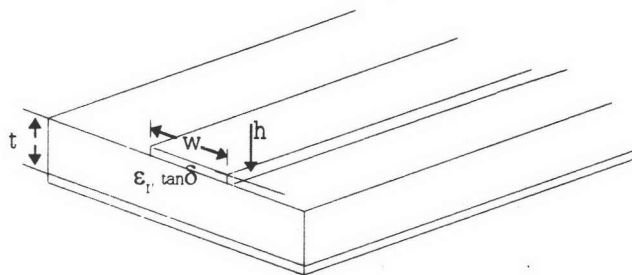
$$Z_{12} = -j\omega\mu_0 t \sum_m \sum_n \frac{\psi_{mn}(x_{01}, y_{01}) \psi_{mn}(x_{02}, y_{02})}{k^2 - k_{mn}^2} \frac{\sin^2(k_{mn} w / 2)}{(k_{mn} w / 2)^2} \quad (3.78)$$

สำหรับขนาดของแผ่นสายอากาศรูปสี่เหลี่ยมมุมฉากที่ใช้วิธีการจ่ายกระแสกระตุ้นเพียงจุดเดียวเพื่อให้ได้โพลาริเซชันแบบวงกลมนั้น ขนาดของแผ่นสายอากาศด้านกว้าง  $b$  มีค่าตามสมการ 2.2 ส่วนด้านยาว  $a$  จะมีค่าขึ้นกับแบนด์วิดท์ที่ต้องการตามสมการ 2.3 และ 2.4

อย่างไรก็ตาม ขนาดของสายอากาศที่ได้เป็นค่าโดยประมาณเท่านั้น ขนาดที่ได้นี้จะถูกนำไปใช้หาขนาดประสิทธิภาพเพื่อนำไปใช้เขียนกราฟความสัมพันธ์ของเบต้ากับความถี่ และหาความสัมพันธ์ระหว่างอิมพีแดนซ์ขาเข้ากับความถี่ว่าคำตอบที่ได้นั้นสอดคล้องกับความถี่และแบนด์วิดท์ที่ต้องการหรือไม่ ซึ่งต้องอาศัยการวนซ้ำเพื่อให้ได้ขนาดสายอากาศที่เหมาะสม

### สายนำสัญญาณไมโครสตริป

สายนำสัญญาณไมโครสตริปเป็นเส้นตรงที่มีความยาว  $l$  และกว้าง  $w$  ซึ่งแคบมากดังรูป 3.9 สนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นในสายนำสัญญาณจึงมีลักษณะเป็นคลื่นคล้ายที่อีม์ เนื่องจากคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นเป็นสนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่มีทิศทางตั้งฉากกับการเคลื่อนที่ของคลื่นเป็นส่วนใหญ่ ค่าสนามไฟฟ้าที่เกิดขึ้นนี้มีค่าไม่ขึ้นกับความหนาของแผ่นฐานไดอิเล็กตริกซึ่งบางมากและไม่ขึ้นกับความกว้างของสายนำสัญญาณ เนื่องจากการกระจายกระแสบนสายนำสัญญาณที่แคบมากสามารถประมาณได้ว่าเป็นแบบยูนิฟอร์ม ฉะนั้นค่าแรงดันและกระแสไฟฟ้า ณ ตำแหน่ง  $x$  ใดๆ บนสายนำสัญญาณมีค่าดังสมการ 3.79 และ 3.80 ตามลำดับ



รูป 3.9 สายนำสัญญาณไมโครสตริป



$$v(x) = v_0(\exp(-\gamma x) + \Gamma \exp(+\gamma x)) \dots\dots\dots (3.79)$$

$$i(x) = \frac{v_0}{Z_c}(\exp(-\gamma x) + \Gamma \exp(+\gamma x)) \dots\dots\dots (3.80)$$

เมื่อ  $\gamma = \alpha + j\beta$  คือค่าคงตัวการแพร่กระจาย  $\Gamma$  คือสัมประสิทธิ์การสะท้อน ณ ตำแหน่ง  $x$  ใดๆ และ  $Z_c$  คืออิมพีแดนซ์ลักษณะสมบัติของสายนำสัญญาณไมโครสตริป

จากสมการแรงดันและกระแสไฟฟ้า ณ จุดใดๆ ในสายนำสัญญาณไมโครสตริป จะเห็นว่า กระแสไฟฟ้า ณ จุดใดๆ มีค่าขึ้นกับอิมพีแดนซ์ลักษณะสมบัติ และกำลังงานสูญเสียในสายนำสัญญาณไมโครสตริป ซึ่งได้มีการวิจัยเพื่อหาค่าพารามิเตอร์เหล่านี้ไว้ดังนี้

1. อิมพีแดนซ์ลักษณะสมบัติของสายนำสัญญาณไมโครสตริป Hammerstad และ Jensen (1980) อ้างถึงใน Gardiol (1988) ได้ทำการหาค่าอิมพีแดนซ์ลักษณะสมบัติของสายนำสัญญาณที่มีโครงสร้าง ดังรูป 3.9 ไว้ดังสมการ 3.81 ซึ่งมีความผิดพลาดน้อยกว่า 0.01% และ 0.03% เมื่อความกว้างของสายนำสัญญาณไมโครสตริปต่อความหนาของแผ่นฐานไดอิเล็กตริกน้อยกว่า 1 และ 1000 ตามลำดับ

$$Z_c = \frac{\eta_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_e}} \ln \left[ \frac{F_1 t}{w} + \sqrt{1 + \left(\frac{t}{2w}\right)^2} \right] \dots\dots\dots (3.81)$$

โดยที่  $F_1 = 6 + (2\pi - 6) \exp\left(-\left(\frac{30.666t}{w}\right)^{0.7528}\right)$  และค่าคงตัวไดอิเล็กตริกสัมพัทธ์ของตัวกลาง

ประสิทธิผลระหว่างแผ่นฐานไดอิเล็กตริกกับอากาศว่างสำหรับสายนำสัญญาณไมโครสตริปมีค่าเท่ากับ

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10t}{w}\right)^{-0.5}$$

Gunston (1972) อ้างถึงใน Gardiol ได้รวมผลการเปลี่ยนแปลงค่าอิมพีแดนซ์ลักษณะสมบัติของสายนำสัญญาณเนื่องจากค่าความหนาของแผ่นสายอากาศ  $h$  ในรูปของความกว้างประสิทธิผลดังสมการ 3.82

$$w_e(w) = w + \frac{h}{\pi} \left(1 + \ln\left(\frac{2x}{h}\right)\right) \dots\dots\dots (3.82)$$

เมื่อ  $x = \begin{cases} t & ; w \geq \frac{t}{2\pi} \\ 2tw & ; \frac{t}{2\pi} > w > 2h \end{cases}$

จากชุดสมการที่ 3.81-3.82 ที่ใช้ในการหาค่าอิมพีแดนซ์ลักษณะสมบัติของสายนำสัญญาณกว้าง  $w$  Wheeler (1965) อ้างถึงใน Gardiol ได้เสนอสมการในการหาความกว้างของสายนำสัญญาณที่มีอิมพีแดนซ์ลักษณะสมบัติที่ต้องการดังสมการที่ 3.83

$$\frac{w}{t} = \begin{cases} 4(0.5 \cdot \exp(A) - \exp(-A))^{-1} & ; \frac{w}{t} \leq 2 \\ \left( \frac{\epsilon_r - 1}{\pi \epsilon_r} \right) \left( \ln(B - 1) + 0.39 - \frac{0.61}{\epsilon_r} \right) + \frac{2}{\pi} (B - 1 - \ln(2B - 1)) & ; \frac{w}{t} > 2 \end{cases} \dots\dots\dots (3.83)$$

โดยที่  $A = \pi \sqrt{2(\epsilon_r + 1)} \frac{Z_c}{\eta_0} + \frac{\epsilon_r + 1}{\epsilon_r - 1} \left( 0.23 + \frac{0.11}{\epsilon_r} \right)$  และ  $B = \frac{\pi}{2\sqrt{\epsilon_r}} \frac{\eta_0}{Z_c}$

2. การสูญเสียในสายนำสัญญาณไมโครสตริป การสูญเสียในสายนำสัญญาณไมโครสตริปสามารถจำแนกได้ 3 ประเภทคือ การสูญเสียในไดอิเล็กตริก การสูญเสียในโลหะและการสูญเสียเนื่องจากการแผ่พลังงานจากจุดความไม่ต่อเนื่อง ซึ่งจะส่งผลต่อประสิทธิภาพของระบบ และการแผ่พลังงานที่เกิดขึ้นจะรบกวนแบบรูปการแผ่พลังงาน และโพลาริเซชันของสายอากาศไมโครสตริป การสูญเสียแต่ละประเภทในสายนำสัญญาณไมโครสตริปสามารถหาได้ดังต่อไปนี้

2.1 การสูญเสียในไดอิเล็กตริกและการสูญเสียในโลหะ การสูญเสียนี้เกิดขึ้นสามารถหาได้จากทฤษฎีคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าในสายส่งซึ่งจะแสดงอยู่ในรูปของค่าคงตัวลดทอน  $\alpha = \alpha_d + \alpha_c$  โดยที่  $\alpha_c, \alpha_d$  คือค่าคงตัวลดทอนเนื่องจากการสูญเสียในโลหะและการสูญเสียในไดอิเล็กตริกตามลำดับ ซึ่งสามารถหาค่าได้ตามสมการของ Wheeler (1965) อ้างถึงใน Liao (1992) ดังนี้

$$\alpha_c = \begin{cases} \frac{868.6}{2\pi Z_0 t} \sqrt{\frac{\pi \mu f}{\sigma}} \left( 1 - \left( \frac{w_e(w)}{4t} \right)^2 \right) \left( 1 + \frac{t}{w_e(w)} + \frac{t}{\pi w_e(w)} \left( \ln \frac{4\pi w}{t} + \frac{t}{w} \right) \right) & ; \frac{w}{t} \leq \frac{1}{2\pi} \\ \frac{868.6}{2\pi Z_0 t} \sqrt{\frac{\pi \mu f}{\sigma}} \left( 1 - \left( \frac{w_e(w)}{4t} \right)^2 \right) \left( 1 + \frac{t}{w_e(w)} + \frac{t}{w_e(w)} \left( \ln \frac{2t}{h} + \frac{h}{t} \right) \right) & ; 2 \geq \frac{w}{t} > \frac{1}{2\pi} \\ \frac{868.6}{2\pi Z_0 t} \sqrt{\frac{\pi \mu f}{\sigma}} \left( \frac{\frac{w_e(w)}{t} + \frac{w_e(w)/(t\pi)}{\left( \frac{w_e(w)}{(2t)} + 0.94 \right)}}{\left( \frac{w_e(w)}{t} + \frac{2}{\pi} \ln \left( 2\pi e \left( 0.94 + \frac{w_e(w)}{t} \right) \right) \right)^2} \right) \left( 1 + \frac{t}{w_e(w)} + \frac{t}{\pi w_e(w)} \left( \ln \frac{2t}{h} + \frac{h}{t} \right) \right) & ; \frac{w}{t} > 2 \end{cases} \dots\dots\dots (3.84)$$

โดยที่  $e$  มีค่าเท่ากับ 2.718 ค่าคงตัวการลดทอนเนื่องจากการสูญเสียในโลหะตามสมการที่ 3.84 มีหน่วยเป็น dB/m และมีค่าแตกต่างกันไปขึ้นอยู่กับความกว้างของสายนำสัญญาณ

$$\alpha_d = 27.3 \frac{\epsilon_e(w)-1}{\epsilon_r-1} \frac{\epsilon_r}{\epsilon_e(w)} \frac{f\sqrt{\epsilon_e(w)}}{c} \tan \delta \quad (dB/m) \quad \dots\dots\dots (3.85)$$

$$= 3.143 \frac{\epsilon_e(w)-1}{\epsilon_r-1} \frac{\epsilon_r}{\epsilon_e(w)} \frac{f\sqrt{\epsilon_e(w)}}{c} \tan \delta \quad (Np/m) \quad \dots\dots\dots (3.86)$$

โดยที่ 1 Np = 8.686 dB

จากทฤษฎีสายส่ง กำลังงานที่สูญเสียของไดอิเล็กตริกและการสูญเสียของโลหะในสายนำสัญญาณไมโครสตริปยาว 1 ต่อกำลังงานด้านเข้า มีค่าเท่ากับ  $\exp(-2\alpha l)$  โดยที่ค่าคงตัวการลดทอนมีหน่วยเป็นเนเปอร์ต่อเมตร

2.2 การสูญเสียเนื่องจากการแผ่พลังงานของสายนำสัญญาณไมโครสตริป จากการศึกษาของ Lewin (1960, 1978) อ้างถึงใน Liao และ Hall and Hall (1988) พบว่า สายนำสัญญาณไมโครสตริปจะมีการแผ่พลังงานออกมาภายนอกหากมีส่วนของความไม่ต่อเนื่องของสายนำสัญญาณเกิดขึ้น แต่การแผ่พลังงานมีค่าน้อยมากจนสามารถละเลยได้ในกรณีที่สายนำสัญญาณที่มีความยาวต่อเนื่อง กำลังงานที่สูญเสียเนื่องจากการแผ่พลังงานจากความไม่ต่อเนื่องของสายนำสัญญาณไมโครสตริปสามารถหาได้จากสมการ 3.87

$$\frac{P_{rad}}{P_{in}} = \frac{60}{\eta_0} \left( \frac{2\pi t}{\lambda_0} \right)^2 F_2 \quad \dots\dots\dots (3.87)$$

โดยที่  $F_2$  เป็นองค์ประกอบการคูณที่มีค่าแตกต่างกันไปตามลักษณะของความไม่ต่อเนื่อง และมีค่าตามสมการ 3.88 สำหรับความไม่ต่อเนื่องที่เป็นจุดหักมุมฉาก และสมการ 3.89 สำหรับความไม่ต่อเนื่องรูปตัวที

$$F_2 = \frac{\epsilon_e(w)+1}{\sqrt{\epsilon_e(w)}} \cdot \ln \left( \frac{\sqrt{\epsilon_e(w)+1}}{\sqrt{\epsilon_e(w)-1}} \right) - \frac{2\epsilon_e(w)}{\sqrt{2\epsilon_e(w)-1}} \cdot \ln \left( \frac{\sqrt{2\epsilon_e(w)-1}+1}{\sqrt{2\epsilon_e(w)-1}-1} \right) \quad \dots\dots\dots (3.88)$$

$$F_2 = \frac{(3\epsilon_e(w)+1)^2}{8\sqrt{(\epsilon_e(w))^3}} \cdot \ln \left( \frac{\sqrt{\epsilon_e(w)+1}}{\sqrt{\epsilon_e(w)-1}} \right) - \frac{\epsilon_e(w)}{2\epsilon_e(w)-1} \cdot \ln \left( \frac{\epsilon_e(w)+\sqrt{2\epsilon_e(w)-1}}{\epsilon_e(w)-\sqrt{2\epsilon_e(w)-1}} \right) - \frac{\epsilon_e(w)+1}{4\epsilon_e(w)} \quad \dots\dots\dots (3.89)$$

3. แบบรูปการแผ่พลังงานจากสายนำสัญญาณไมโครสตริป ความไม่ต่อเนื่องต่างๆ ในวงจรและระบบสายอากาศไมโครสตริป ทำให้เกิดการแผ่พลังงานออกมาภายนอกซึ่งบริเวณของความไม่ต่อเนื่องเหล่านี้สามารถแทนด้วยแหล่งกระแสแม่เหล็กเสมือน ณ จุดความไม่ต่อเนื่องต่างๆ นั้น แหล่งกระแสแม่เหล็กเสมือนที่จุดความไม่ต่อเนื่อง  $q$  ใดๆ สามารถหาได้จากสมการของ Hall (1984, 1988, 1994) ดังนี้

$$M_q = \sqrt{\frac{P_{in,q} f \sqrt{\epsilon_e(w_q)}}{c Z_q \alpha_q l_q}} \exp\left(-j \left(\frac{2\pi f \sqrt{\epsilon_e(w_q)}}{c}\right)\right) \eta_0 \sqrt{1.5 F_{2,q}} \dots\dots\dots (3.90)$$

โดยที่  $l_q$  คือความยาวสายนำสัญญาณไมโครสตริปจากจุดความไม่ต่อเนื่อง  $q - 1$  ถึงจุดความไม่ต่อเนื่อง  $q$  ฉะนั้นแบบรูปการแผ่พลังงานในระยะสนามไกลที่เกิดขึ้นจากสายนำสัญญาณไมโครสตริปจึงมีค่าดังนี้

$$\vec{E}(\theta, \phi) = -jt \frac{\exp(-jk_0 R)}{\lambda_0 R} \sum_q \left( M_q \exp(jk_0 \vec{r}_q \cos \psi_q) \left( \sin(\phi - \gamma_q) \hat{\theta} - \cos \theta \cos(\phi - \gamma_q) \hat{\phi} \right) \right) \dots\dots\dots (3.91)$$

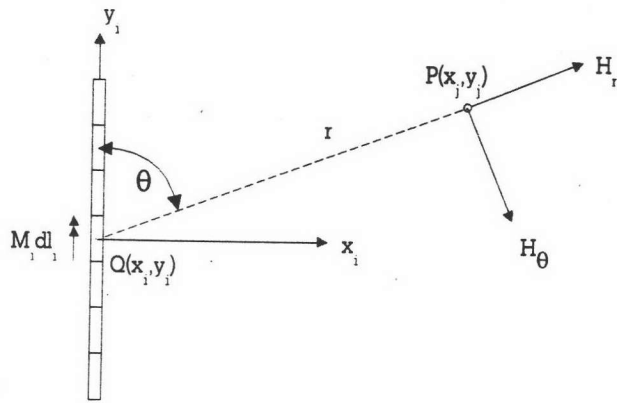
โดยที่  $\vec{r}_q, \psi_q$  คือตำแหน่งของแหล่งกระแสแม่เหล็ก และ  $\gamma_q$  คือทิศทางการวางตัวของกระแสแม่เหล็ก จากสมการที่ 3.80 ความยาวของสายนำสัญญาณไมโครสตริปที่แตกต่างกันทำให้เกิดการบิดเบี้ยวของขนาดและเฟสของกระแสกระตุ้น ค่ากำลังงานสูญเสียของสายนำสัญญาณไมโครสตริปจะทำให้สายอากาศมีประสิทธิภาพลดลงตามสมการที่ 3.92 และทำให้อัตราขยายของสายอากาศมีค่าต่ำลงด้วย

$$\eta = \eta_{patch} \eta_{feed} = \eta_{rad} \left( 1 - \sum_q \exp(-2\alpha_q l_q) - \sum_q \frac{P_{r,q}}{P_{in,q}} \right) \dots\dots\dots (3.92)$$

ส่วนแบบรูปการแผ่พลังงานของระบบเกิดจากผลรวมของแบบรูปการแผ่พลังงานจากสายอากาศและสายนำสัญญาณไมโครสตริปซึ่งทำให้แบบรูปการแผ่พลังงานของสายอากาศเปลี่ยนไป นอกจากนี้ยังมีผลกระทบที่เกิดขึ้นจากปรากฏการณ์เชื่อมต่อร่วมระหว่างระบบป้อนกำลังกับสายอากาศซึ่งจะกล่าวถึงในหัวข้อต่อไปด้วย

ปรากฏการณ์เชื่อมต่อร่วมในระบบสายอากาศไมโครสตริป

ปรากฏการณ์เชื่อมต่อร่วมที่เกิดขึ้นระหว่างสายอากาศไมโครสตริปกับระบบป้อนกำลังสามารถทำได้จากแหล่งกระแสแม่เหล็กเสมือนของสายอากาศและแหล่งกระแสเสมือนจากจุดความไม่ต่อเนื่องของสายนำสัญญาณไมโครสตริป กล่าวคือคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นจากกระแสแม่เหล็กเสมือนที่ถูกแบ่งย่อยเป็นชิ้นเล็กๆ เมื่อเคลื่อนที่ไปถึงจุดใดๆ ซึ่งห่างกันเป็นระยะทาง  $r$  ดังรูป 3.10 จะมีค่าตามสมการที่ 3.93 (Perez and Encinar, 1993) โดยที่สมการที่ได้เป็นสมการในระยะสนามไกลเนื่องจากระบบที่กำลังพิจารณา ระยะทางระหว่างจุดความไม่ต่อเนื่องและแผ่นสายอากาศมีค่าในระยะสนามไกล



รูป 3.10 ระบบพิกัดในการพิจารณาสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในระยะสนามใกล้  
ที่จุดสังเกตอยู่ในระนาบเดียวกับแหล่งกระแส

$$H_r(x, y) = \frac{tM_i dl_i \cos \theta \exp(-jk_0 r)}{2\pi \eta_0 r^2} \left( 1 + \frac{1}{jk_0 r} \right) \dots\dots\dots (3.93ก)$$

$$H_\theta(x, y) = \frac{jk_0 tM_i dl_i \sin \theta \exp(-jk_0 r)}{4\pi \eta_0 r} \left( 1 + \frac{1}{jk_0 r} - \frac{1}{(k_0 r)^2} \right) \dots\dots\dots (3.93ข)$$

ฉะนั้นสนามแม่เหล็ก ณ ตำแหน่งใดๆ เนื่องจากแหล่งกระแสเสมือนทั้งหมดเกิดจากผลรวมสนามแม่เหล็กไฟฟ้าเนื่องจากแต่ละชิ้นส่วนย่อย ดังสมการที่ 3.94

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \hat{x}H_x + \hat{y}H_y \\ &= \hat{x} \left( \sum_i H_{x'} \cos \theta_i + H_{y'} \sin \theta_i \right) + \hat{y} \left( \sum_i H_{y'} \cos \theta_i - H_{x'} \sin \theta_i \right) \end{aligned} \quad (3.94)$$

โดยที่  $H_{x'} = H_\theta \cos \theta + H_r \sin \theta$  และ  $H_{y'} = -H_\theta \sin \theta + H_r \cos \theta$  ซึ่งได้จากความสัมพันธ์ตามรูป 3.11 จากสนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่ได้จากสมการที่ 3.94 นี้จะเกิดการเหนี่ยวนำให้เกิดกระแสแม่เหล็กไฟฟ้าขึ้นดังสมการที่ 3.95

$$\vec{J}(x, y) = \hat{n} \times \vec{H}(x, y) = (H_x \cos \delta_j + H_y \sin \delta_j) \hat{j} \dots\dots\dots (3.95)$$

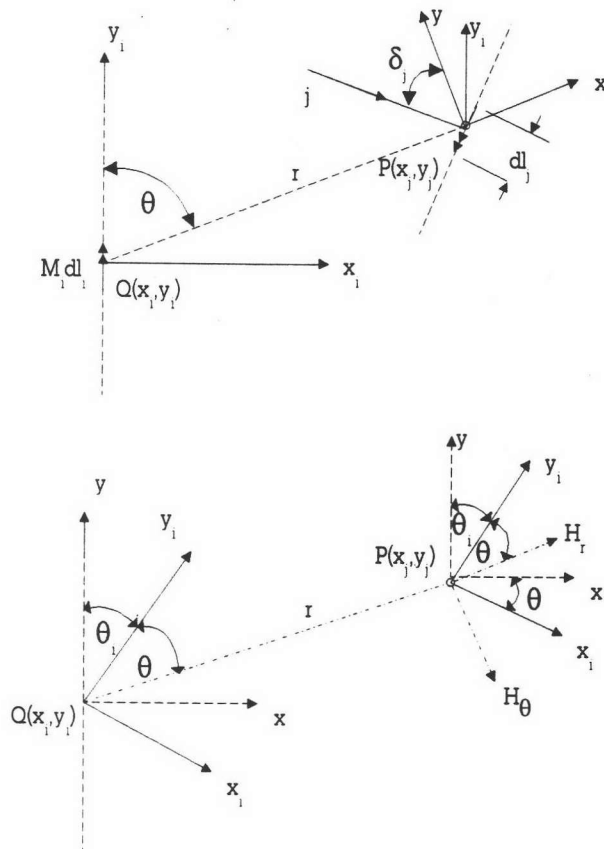
กระแสแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นนี้จะทำให้เกิดการแผ่พลังงานอีกทอดหนึ่งซึ่งสามารถหาค่าสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในระยะสนามไกลและแอมิติตแดนซ์ร่วมที่เกิดจากปรากฏการณ์เชื่อมต่อกันได้ดังสมการ 3.97 และ 3.98 ตามลำดับ

$$\bar{A} = \frac{\mu t}{4\pi} \int \bar{J}(x, y) \frac{\exp(-jk_0 r)}{r} dl \quad \dots\dots\dots (3.96)$$

$$\bar{E} = -j\omega(A_\theta \hat{\theta} + A_\phi \hat{\phi}) \quad \dots\dots\dots (3.97)$$

$$Y_{ij} = \frac{J_j dl_j}{M_j} \quad \dots\dots\dots (3.98)$$

ดังนั้นแบบรูปการแผ่พลังงานของสายอากาศจะถูกรบกวนจากสนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นจากปรากฏการณ์เชื่อมต่อกันตามสมการ 3.97 และอิมพีแดนซ์ของสายอากาศเปลี่ยนไปเนื่องจากค่าอิมพีแดนซ์ร่วมที่เกิดขึ้นซึ่งทำให้ลักษณะสมบัติอื่นๆ ของสายอากาศเปลี่ยนไปด้วย



รูป3.11 ภาพแสดงความสัมพันธ์ระหว่างพิกัดและการวางตัวของแหล่งกระแสที่เกิดปรากฏการณ์เชื่อมต่อกัน

### อัลกอริทึมที่ใช้ในการวิเคราะห์

จากวิธีการวิเคราะห์ลักษณะสมบัติของสายอากาศที่กล่าวมาข้างต้น สามารถสรุปวิธีการวิเคราะห์ลักษณะสมบัติของสายอากาศไมโครสตริปรูปลี่เหลี่ยมจัตุรัสที่มีโพลาริเซชันแบบวงกลมและผลกระทบที่เกิดขึ้นจากระบบการป้อนกำลังแบบสายนำสัญญาณไมโครสตริปได้ดังต่อไปนี้

1. กำหนดความถี่ใช้งาน  $f$  แบนด์วิดท์ โพลาริเซชันที่ต้องการ รวมทั้งโครงสร้างของสายอากาศ ได้แก่ ความหนาของแผ่นฐานไดอิเล็กตริก  $t$  และวัสดุที่ใช้เป็นแผ่นฐานไดอิเล็กตริก  $\epsilon_r$ ,  $\tan\delta$  และวัสดุที่ใช้เป็นแผ่นสายอากาศ  $\sigma$
  2. กำหนดรูปร่างและขนาดของแผ่นสายอากาศให้ทำงานในย่านความถี่ที่ต้องการ
  3. กำหนดระบบป้อนกำลัง การวางตัว จุดจ่ายกระแสที่หัวเข้าของสายอากาศและความยาวของระบบป้อนกำลัง โดยถือว่าไม่มีการสูญเสียในระบบป้อนกำลัง
  4. สร้างแบบจำลองแบบโพรงของสายอากาศและกำหนดสมการเงื่อนไขขอบเขต
  5. หาค่าสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรงโดยการใช้วิธีการกระจายฟังก์ชันค่าเจาะจงของฟังก์ชันกรีนและวิธีการเชกเมนต์เตชัน/ดีเชกเมนต์เตชัน
  6. หาค่ากำลังงานสูญเสียในสายอากาศและนำไปคำนวณค่าแทนเจนต์การสูญเสียประสิทธิผล
  7. คำนวณอิมพีแดนซ์ขาเข้า ค่าความถี่เรโซแนนซ์ แบนด์วิดท์และประสิทธิภาพ
  8. หาแหล่งกระแสเสมือนที่ผิวของโพรงและนำไปหาแบบรูปการแผ่พลังงานของสายอากาศ
- ในส่วนของผลกระทบของสายนำสัญญาณไมโครสตริปนั้น มีขั้นตอนดังนี้
1. คำนวณการสูญเสียที่เกิดขึ้นในสายนำสัญญาณเพื่อนำไปหาค่ากระแสกระตุ้นที่หัวเข้าของสายอากาศ และหากระแสแม่เหล็กเสมือนที่จุดความไม่ต่อเนื่องของสายนำสัญญาณไมโครสตริป
  2. หาค่าสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในโพรงโดยการใช้วิธีการกระจายฟังก์ชันค่าเจาะจงของฟังก์ชันกรีนและวิธีการเชกเมนต์เตชัน/ดีเชกเมนต์เตชัน ที่มีค่ากระแสกระตุ้นตามที่หาได้ในขั้นตอนที่ 1
  3. หาแหล่งกระแสเสมือนที่ผิวของโพรงและคำนวณผลกระทบของปรากฏการณ์เชื่อมต่อร่วม
  4. หาแบบรูปการแผ่พลังงานรวมที่เกิดขึ้นจากสายอากาศ สายนำสัญญาณไมโครสตริป และปรากฏการณ์เชื่อมต่อร่วม และคำนวณอิมพีแดนซ์ขาเข้า ความถี่เรโซแนนซ์ แบนด์วิดท์ และประสิทธิภาพรวม
- ด้วยขั้นตอนการวิเคราะห์ข้างต้นจะทำให้ทราบลักษณะสมบัติของสายอากาศรวมทั้งผลกระทบของระบบป้อนกำลังต่อลักษณะสมบัติของสายอากาศได้ ซึ่งในบทต่อไปจะกล่าวถึงผลการทวนสอบที่ได้จากการวิเคราะห์ตามขั้นตอนดังกล่าวและเปรียบเทียบผลการวิเคราะห์สายอากาศที่มีโพลาริเซชันแบบวงกลมโดยมีการจ่ายกระแสกระตุ้นแตกต่างกัน เพื่อศึกษาผลกระทบที่เกิดต่อลักษณะสมบัติของสายอากาศ