

ส่วนต่างๆของเครื่องมือและหลักการบางอย่าง

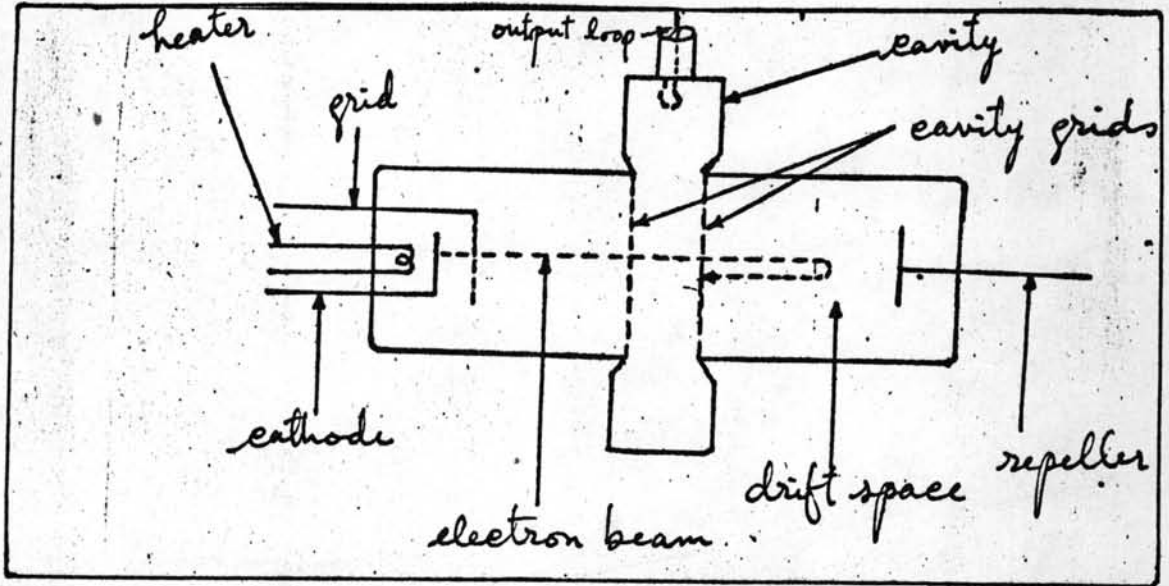
๓.๑ รีเฟลคซ์ไคลสตรอน⁽¹⁾

(Reflex Klystron)

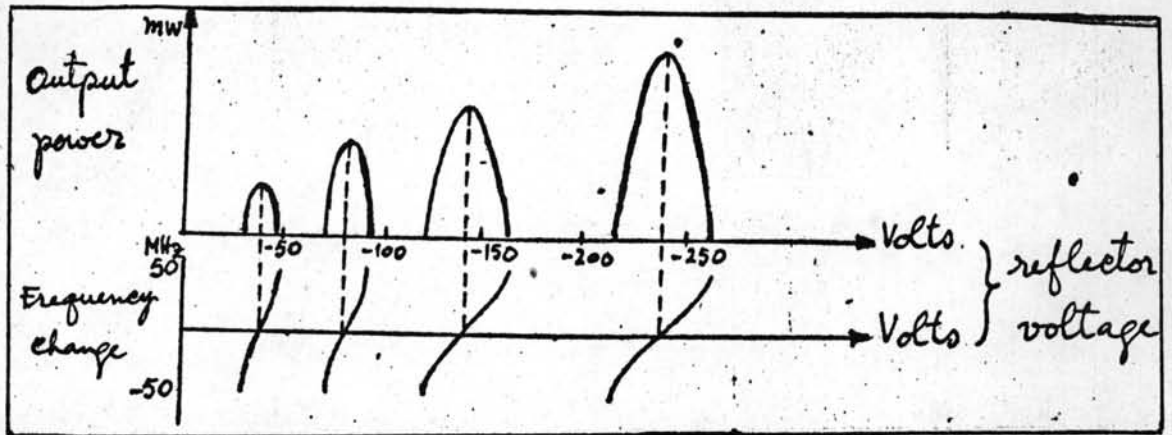
รีเฟลคซ์ไคลสตรอนเป็นหลอดคออสซิลเลเตอร์ (Oscillator tube) อย่างหนึ่ง ภายในหลอดมีโพรงอยู่เพียงอันเดียว โพรงอันนี้เป็นตัวการสำคัญในการที่จะทำให้อิเล็กตรอนมีการรวมกลุ่มกันและในขณะเดียวกันยังใช้เป็นทางออกของกำลังอีกประการหนึ่งด้วย เพื่อให้เข้าใจการทำงานของเครื่อง จากรูปที่ ๓.๑ก โดยการสมมติว่าในครั้งแรกภายในโพรงมีคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้ากำลังสั้นไปมา การสั่นนั้นเกิดขึ้นเพียงเล็กน้อยซึ่งจะเป็นสาเหตุให้มีสนามไฟฟ้าสลับคร่อมโพรง เมื่ออิเล็กตรอนถูกยิงออกมาจากคาโทดโดยความต่างศักย์ระหว่างคาโทดกับโพรง ในลักษณะเป็นลำ จะถูกสนามกักถ่วงบ้างฉุดบ้างแล้วแต่จังหวะการผลักและดูด จะทำให้อิเล็กตรอนที่ผ่านโพรงรวมตัวกันเป็นกลุ่มๆออกมา วิ่งตรงไปยังขั้วผลักริธีนี้เรียกว่าโมดูเลชันของความเร็ว (velocity modulation) กลุ่มของอิเล็กตรอนจะวิ่งตรงไปยังขั้วผลักซึ่งมีความต่างศักย์เป็นลบเมื่อเทียบกับคาโทดและจะถูกขั้วผลัก ผลักกลับเข้าไปในโพรงอีกครั้งหนึ่ง เวลาที่ใช้ในการผลักนั้นขึ้นอยู่กับศักดาของขั้วผลัก ถ้ากลุ่มของอิเล็กตรอนถูกผลักกลับเข้ามาในโพรงในเวลาอันพอเหมาะมันจะสร้างสนามแม่เหล็กไฟฟ้าเสริมขึ้นในโพรงและเราจะสามารถนำคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าเหล่านี้ไปใช้งานได้ แต่ถ้าเวลาการกลับมาจากกลุ่มอิเล็กตรอนไม่พอเหมาะ จะไม่เกิดการสั่นของสนามแม่เหล็กไฟฟ้าขึ้นในโพรงเลย

(1) Collin, R.E. 1966, Foundations for Microwave Engineering,

New York: McGraw-Hill Book Co., Inc.



(ก)



(ข)

รูปที่ ๓.๑ รีฟเลกซ์โคลดกรอน

จังหวัดของการกลับของกลุ่มอิเล็กทรอนิกส์และความถี่ของคลื่นที่ไคจะขึ้นกับขนาดของโพรง ทั้งนี้จึงอาจสร้างไมโครเวฟที่มีความถี่ต่างๆไคโดยการเปลี่ยนขนาดของโพรง ไมโครเวฟที่ไคจะถูกส่งออกไปตามท่อนำคลื่น เพื่อใช้งานต่อไป

ในการที่จะให้ไคโมคที่เหมาะสมเพื่อใช้งาน เราอาจเลือกไคไคโดยการปรับค่าศักดาของขั้วผลึก ตามรูปที่ ๓.๑๖ จะสังเกตเห็นไคว่าค่าของศักดาของขั้วผลึกบางค่าจะไม่ให้คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าออกมาแต่บางค่าก็ให้ออกมา เฉพาะค่าของศักดาที่ให้ออกมาแม่เหล็กไฟฟ้าออกมา เมื่อศักดาของขั้วผลึกมากขึ้นจะให้โมคที่มีกำลังมากขึ้นด้วย นอกจากนี้ค่าของศักดาของขั้วผลึกยังทำให้แถบของความถี่มีการเปลี่ยนแปลงไปไคอีกเล็กน้อย ถ้าต้องการให้ความถี่เปลี่ยนค่าไปไคคราวละหลายๆจะต้องปรับที่ค่าปริมาตรของโพรง วิธีการอันนี้เรียกว่าการปรับค่าแบบเชิงกล(mechanical tuning) ส่วนวิธีการอันแรกนั้นคือการปรับค่าแบบเชิงไฟฟ้า(electrical tuning)

๓.๒ เวฟมิเตอร์⁽²⁾

(Wavemeter)

เครื่องมือที่ใช้ในการวัดค่าของความถี่ของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าในช่วงไมโครเวฟเรียกว่าเวฟมิเตอร์ซึ่งก็คือโพรงกลมนั้นเอง ทั้งแสดงเอาไว้ตามรูปที่ ๓.๒ เวฟมิเตอร์ไคตั้งไว้คร่อมท่อนำคลื่น เมื่อต้องการวัดความถี่ของสัญญาณก็ปรับค่าปริมาตรของเวฟมิเตอร์ โดยอาศัยหลักการของการเกิดการรบกวนจะทำให้ทราบค่าของความถี่ของสัญญาณที่เข้ามาไค แต่เมื่อไม่ต้องการวัดก็เปลี่ยนค่าของปริมาตรไปอีกค่าหนึ่งไคโดยไม่ต้องถอดเวฟมิเตอร์ออกจากชุดของเครื่องมือ ในการปรับหาความถี่ของสัญญาณ ถ้าปริมาตรของเวฟมิเตอร์มีค่าพอเหมาะกับการที่จะทำให้เกิดการรบกวนแล้วเวฟมิเตอร์ก็จะจับกำลังของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าเอาไว้

(2)

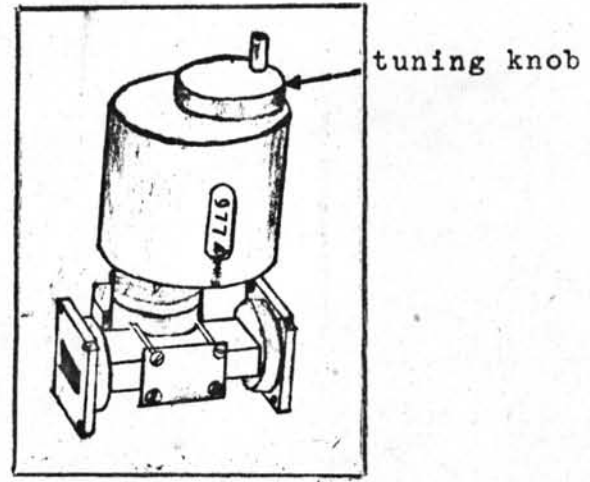
Conner, F.R. 1972, Wave Transmission,

London: Arnold.

ส่วนของกำลังที่ถูกจับเอาไว้จะสังเกตเห็นโคบนจของออสซิลโลสโคป ปกติแล้วจะใช้กับ
โมด TE₁₀₁ เพราะโมคนี้ไม่ให้กระแสไหลบนผนังอินบนและผนังอินล่างแต่มีกระแสไหลวนอยู่เฉพาะ
ด้านข้างของเวฟมิเตอร์เท่านั้น เวฟมิเตอร์มีส่วนประกอบดังนี้

- (๑) โพรงอกินาท
- (๒) พลันเจอร์ที่ปรับค่าได้ (tuning plunger)
- (๓) สกรูบังคับ (a driving screw mechanism)

ก้านในของโพรงอกินาทรูปทรงกระบอกหรือโพรงกลมทำด้วยโลหะที่มีความนำไฟฟ้าได้ดี ทั้ง
นี้เพื่อให้มีการสูญเสียพลังงานของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าให้น้อยที่สุด โพรงกลมติดตั้งไว้บนส่วนหนึ่ง
ของท่อเหลี่ยม ขนาดปริมาตรของโพรงปรับเปลี่ยนค่าได้โดยการปรับพลันเจอร์ซึ่งติดอยู่กับสกรู
บังคับ

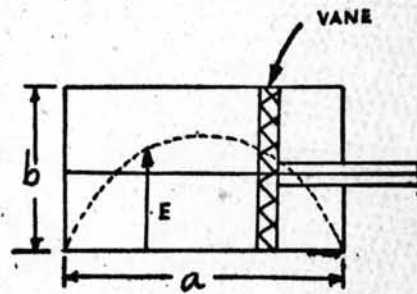
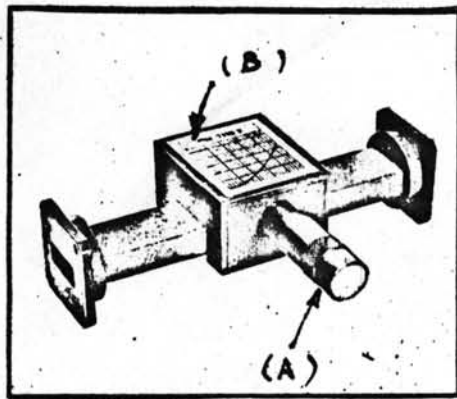


รูปที่ ๓.๒ เวฟมิเตอร์

๓.๓ แอทเทนูเอเตอร์ (2)

(Attenuator)

เมื่อต้องการที่จะลดกำลังของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าซึ่งกำลังแผ่ออกไปตามท่อนำคลื่น เราใช้เครื่องมือที่เรียกว่าแอทเทนูเอเตอร์ต่อแทรกเข้าไปในซุกของเครื่องมือ แอทเทนูเอเตอร์มีอยู่หลายชนิด แต่ในการใช้งานทั่วไปมักใช้แอทเทนูเอเตอร์แบบมีแพน (vane) ดังแสดงไว้ในรูปที่ ๓.๓ ส่วนประกอบที่สำคัญของแอทเทนูเอเตอร์ก็คือแพนแก้วซึ่งหุ้มไว้ด้วยวัสดุที่ต้านคลื่นเช่นนิเกิลหรือโครเมียม แพนแก้วอันนี้จะอยู่ภายในและอยู่ในตำแหน่งที่ขนานกับสนามไฟฟ้า สามารถปรับให้เคลื่อนที่ไปมาได้โดยหมุนปุ่ม (A) ซึ่งยึดติดกับแกนกลางที่มีมาตราส่วนบอกไว้เป็นมิลลิเมตร ความลึกของแพนที่เข้าไปเป็นมิลลิเมตรยังสามารถตีค่าออกมาได้เป็น เดซิเบล (DB) ซึ่งอ่านได้โดยตรงบนแผนภูมิ (B) กำลังของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าลดลงได้มากที่สุดเมื่อแพนอยู่ตรงกึ่งกลางของท่อนำคลื่น ทั้งนี้เพราะว่าความเข้มของกำลังของคลื่นตรงกึ่งกลางมีค่ามากที่สุดนั่นเอง

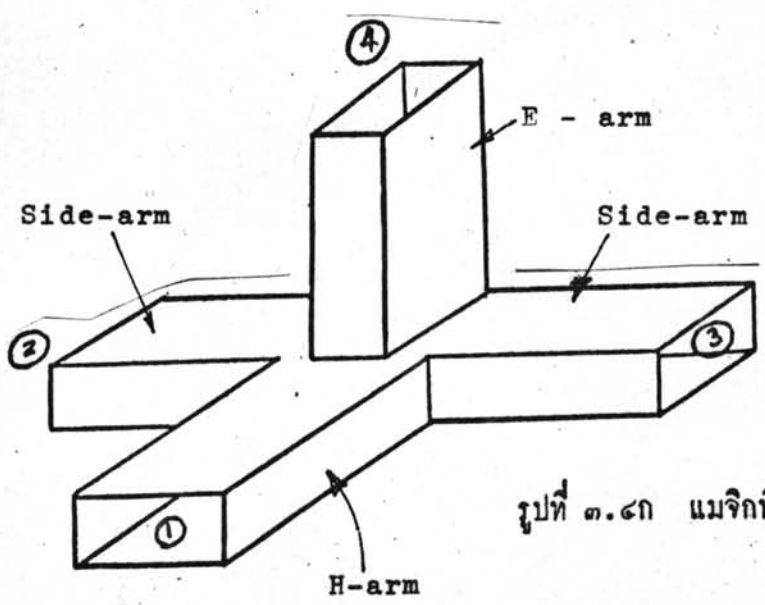


รูปที่ ๓.๓ แอทเทนูเอเตอร์

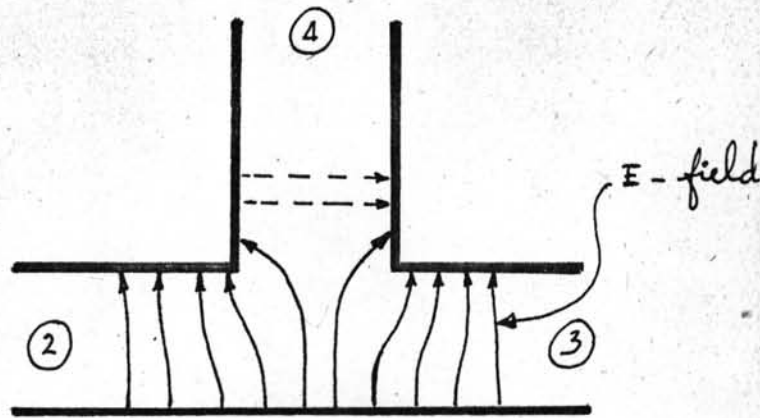
(2) Conner, F.R. 1972, Wave Transmission,
London: Arnold.

๓.๔ แมจิกที⁽³⁾
(Magic T)

แมจิกทีประกอบด้วยท่อนำคลื่นหลายท่อต่อกันดังแสดงในรูปที่ ๓.๔ก แต่ละท่อที่ยื่นออกมาเรียกว่าแขน แขนที่สองและที่สามซึ่งมีความยาวเท่าๆกันเรียกว่าแขนข้าง แขนที่กระทำแนวตั้งฉากกับแขนข้างและอยู่ในระนาบเดียวกันเรียกว่าแขน H หรือแขนชัณฑ์ (shunt arm) คือแขนที่หนึ่ง ส่วนแขนที่สองเรียกว่าแขน E หรือแขนอนุกรม (Series arm) ถ้าป้อนสัญญาณเข้าไปทางแขนชัณฑ์ สัญญาณที่ป้อนเข้าไปนั้นจะถูกแบ่งออกเป็นสองส่วนเท่าๆกันและออกมาทางแขนข้างทั้งสองด้วยเฟสที่เหมือนกัน แต่จะไม่ผ่านออกมาทางแขนอนุกรมหรือแขน E เหตุผลที่เป็นเช่นนี้อาจเข้าใจได้ด้วยการศึกษารูปที่ ๓.๔ข แต่ถ้าป้อนสัญญาณเข้าไปในแขนข้างทั้งสอง ด้วยความเข้มและเฟสที่เท่ากัน สัญญาณทั้งสองจะรวมกันโดยมีเฟสที่เสริมกันและออกมาทางแขนชัณฑ์ทั้งหมด โดยไม่ออกมาทางแขนอนุกรมเลย เราใช้คุณสมบัติอันนี้ในการทดลองก็จะกล่าวต่อไป คุณสมบัติอันอื่นๆของแมจิกทียังมีอีก อาจารย์รายละเอียดได้จากหนังสืออ้างอิงตามที่ได้ไว้ในเชิงบรรณและในหนังสืออ้างอิงเล่มอื่นๆ



(3) Wheeler, G.J. 1963, Introduction to Microwaves,
New Jersey: Prentice Hall Inc.



รูปที่ ๓.๔ข สนามไฟฟ้าในแมจิกทีเมื่อโหมด TE_{10} ป้อนเข้าทางแขนชั้นที่

๓.๕ ตัวตรวจจวัดคลื่นสถิต (2)

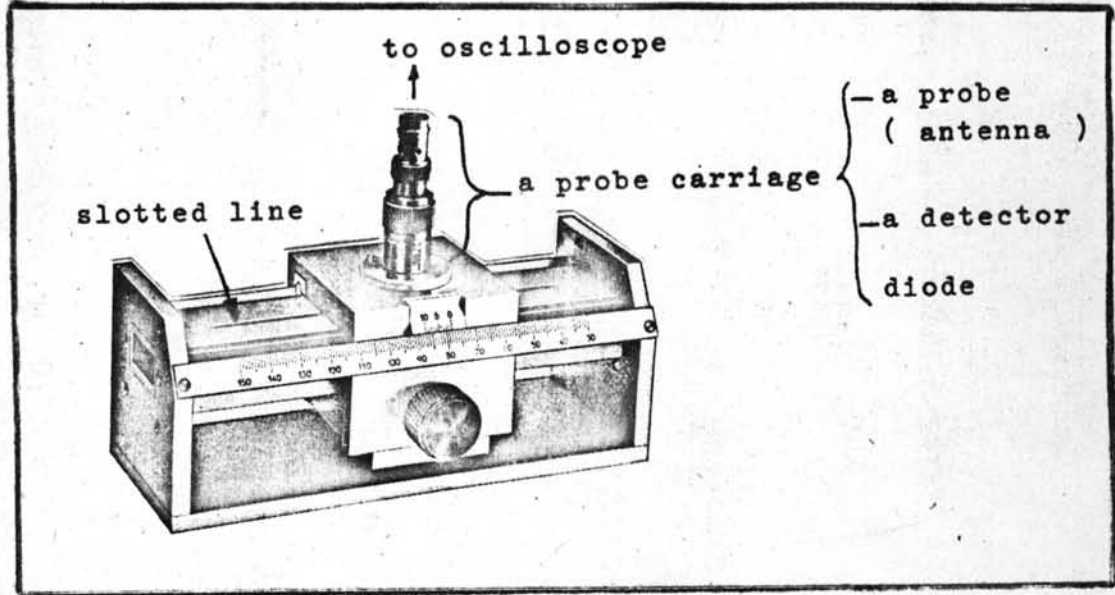
(Standing wave detector)

เมื่อได้ส่งสัญญาณเข้าไปในท่อนำคลื่น ความยาวคลื่นของคลื่นที่อยู่ภายในท่อนำคลื่น เราทำการตรวจวัดได้โดยอาศัยเครื่องมือที่เรียกว่าตัวตรวจจวัดคลื่นสถิต ตัวตรวจจวัดคลื่นสถิตนี้คือส่วนหนึ่งของท่อนำคลื่นรูปเหลี่ยมหรือท่อเหลี่ยม ดังรูปที่ ๓.๕ ฉะนั้นด้านบนเจาะรูทะลุเป็นรูแฉก(slotted line) มีความยาวไปตามความยาวของท่อนำคลื่น และบนฉนวนนี้ จะติดตั้งกลไกที่สามารถเคลื่อนที่ไปตามแนวความยาวของรูได้ ภายในกลไกยังประกอบด้วยแท่งโลหะเรียวยาวเล็กสอดยื่นทะลุลงไป แท่งโลหะเรียวยาวเล็กนี้เรียกว่าโพรบ(probe) เมื่อโพรบอยู่ในสนามไฟฟ้า อิเล็กตรอนอิสระในโพรบจะมีการเคลื่อนที่ไปมาจึงเป็นผลทำให้ได้กระแสสลับขึ้น ถัดจากโพรบขึ้นมาเป็นผลึกไดโอด(crystal diode) ซึ่งจะทำหน้าที่เปลี่ยนกระแสสลับให้เป็นกระแสตรง จากนั้นพลังงานก็จะไหลไปตามสายไปสู่ออสซิลโลสโคป ตัว -

(2) Conner, F.R. 1972, Wave Transmission,

London: Arnold.

ตรวจวัดคลื่นสติดิสามารถวัดความยาวคลื่นของสัญญาณได้ในช่วงสองถึงสามความยาวคลื่น นอกจากนี้ยังใช้ในการวัดค่าอื่นๆได้อีกด้วย



รูปที่ ๓.๕ หัวตรวจวัดคลื่นสติดิ

๓.๖ ทฤษฎีของสายส่ง

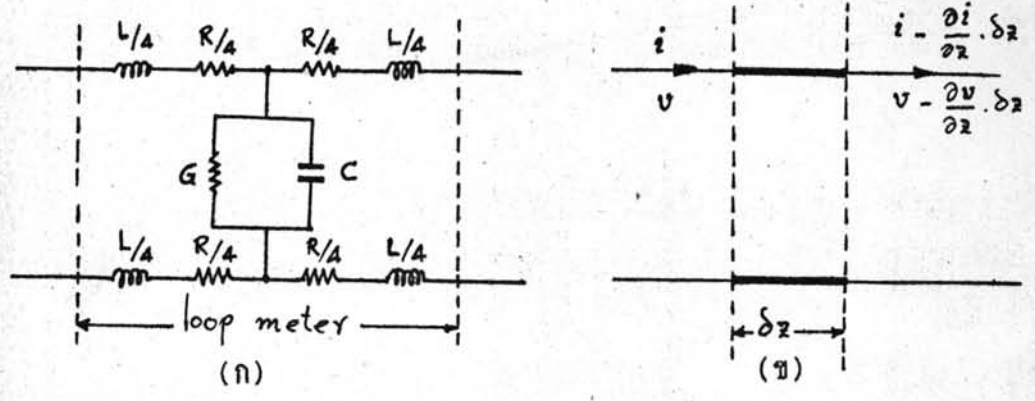
พฤติกรรมของสายส่งวิเคราะห์ออกมาได้ในเทอมของความต้านทาน R ความเหนี่ยวนำ L ความนำ G และความจุ C ปริมาณเหล่านี้กำหนดขึ้นในหนึ่งหน่วยของความยาว ความมุ่งหมายจะทำการวิเคราะห์สายส่งที่มีความยาวอนันต์ แล้วนำผลที่ได้มาประยุกต์กับสายส่งที่มีความยาวอันจำกัด พิจารณาเส้นลวดสองเส้นในความยาวหนึ่งเมตรซึ่งมีความต้านทาน R ความเหนี่ยวนำ L ความนำ G และความจุ C ทั้งแสดงไว้ตามรูปที่ ๓.๖ก สมมติว่าที่จุดใดจุดหนึ่งของสายส่งมีกระแสไหล i และความต่างศักย์คร่อมสายส่งเป็น v ในช่วง δx คือไปกระแสและความต่างศักย์จะกลายเป็น

$$i - \frac{\partial i}{\partial x} \cdot \delta x$$

และ

$$v - \frac{\partial v}{\partial x} \cdot \delta x$$

ตามลำดับ ทั้งแสดงไว้ในรูปที่ ๓.๖ข เราอาจแทนช่วง δx ของสายส่งได้โดยวงจรดังรูปที่ ๓.๖ก



รูปที่ ๓.๖ วงจรของสายส่งในความยาวหนึ่งเมตร

จากรูปนี้จะได้

$$-\frac{\partial v}{\partial x} \cdot \delta x = Ri\delta x + L \frac{\partial i}{\partial t} \cdot \delta x$$

$$-\frac{\partial i}{\partial x} \cdot \delta x = Gv\delta x + C \frac{\partial v}{\partial t} \cdot \delta x$$

หรือ

$$-\frac{\partial v}{\partial x} = Ri + L \frac{\partial i}{\partial t} \tag{๓.๖.๑}$$

$$-\frac{\partial i}{\partial z} = Gv + C \frac{\partial v}{\partial t} \tag{๓.๖.๒}$$

เราอาจเขียน v และ i ให้อยู่ในรูปของ

$$v = V e^{j\omega t} \tag{๓.๖.๓ก}$$

$$i = I e^{j\omega t} \tag{๓.๖.๓ข}$$

โดยที่ V และ I เป็นฟังก์ชันของ z เพียงอย่างเดียวเท่านั้น เพราะฉะนั้นเมื่อเรากิฟเฟอเรน

เชียลเทียบกับ z ครึ่งหนึ่งและเทียบกับเวลาอีกครั้งหนึ่งจึงได้เป็น

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{dV}{dz} e^{j\omega t} \quad \frac{\partial i}{\partial z} = \frac{dI}{dz} e^{j\omega t}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = j\omega V e^{j\omega t}, \quad \frac{\partial i}{\partial t} = j\omega I e^{j\omega t}$$

เมื่อเอาผลเหล่านี้แทนลงไปนสมการ(๓.๖.๑)และสมการ(๓.๖.๒) เราจะได้

$$-\frac{dV}{dz} = (R + j\omega L) I \tag{๓.๖.๔ก}$$

$$-\frac{dI}{dz} = (G + j\omega C) V \tag{๓.๖.๔ข}$$

เมื่อกิฟเฟอเรนเชียลเทียบกับ z อีกครั้งหนึ่ง เราจะได้

$$\frac{d^2V}{dz^2} = (R + j\omega L)(G + j\omega C) V$$

$$\frac{d^2I}{dz^2} = (R + j\omega L)(G + j\omega C) I$$

หรือ

$$\frac{d^2V}{dz^2} = \gamma^2 V \tag{๓.๖.๕}$$

$$\frac{d^2I}{dz^2} = \gamma^2 I \tag{๓.๖.๖}$$

โดยที่

$$\gamma = \pm \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \tag{๓.๖.๗}$$

ซึ่งเป็นเชิงซ้อน เรียกว่าสัมประสิทธิ์ของการแผ่ และอาจเขียนได้เป็น

$$\gamma = \pm (\alpha + j\beta) \tag{๓.๖.๘}$$

โดยที่ α คือสัมประสิทธิ์ของการลด (THE ATTENUATION COEFFICIENT) และ β คือสัมประสิทธิ์ของการเปลี่ยนเฟส (THE PHASE-CHANGE COEFFICIENT) ซึ่งจากนี้เราจะได้

$$\alpha^2 + \beta^2 = RG - \omega^2 LC \tag{๓.๖.๙ก}$$

$$2\alpha\beta = \omega(LG + RC) \tag{๓.๖.๙ข}$$

โดยที่ตัวคงที่ α เกี่ยวข้องกับการสูญเสียของศักกภาพที่ให้แก่สายส่ง ในขณะที่ β เป็นตัวคงที่ของการแผ่ จากสมการ(๓.๖.๕)และสมการ(๓.๖.๖) เราจะได้

$$V = V^+ e^{-j\beta z} + V^- e^{j\beta z} \tag{๓.๖.๑๐ก}$$

และ

$$I = I^+ e^{-j\beta z} - I^- e^{j\beta z} \tag{๓.๖.๑๐ข}$$

โดยที่ $V^+ I^+$ และ $V^- I^-$ แทนอำพัน (AMPLITUDE) ของคลื่นที่แฉไปทางขวา หรือซ้าย เราจะเห็นได้ว่า β เท่ากับ $2\pi/\lambda$ โดยที่ λ เป็นความยาวคลื่น จากสมการ(๓.๖.๘) จะได้

$$(\alpha + j\beta)[V^+ e^{-j\beta z} - V^- e^{j\beta z}] = (R + j\omega L)[I^+ e^{-j\beta z} - I^- e^{j\beta z}]$$

โดยการแทน

$$\alpha + j\beta = \gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}$$

และเพื่อให้สมการข้างบนเป็นจริงสำหรับทุกค่าของ z เราได้

$$\frac{V^+}{I^+} = \frac{V^-}{I^-} = \sqrt{(R + j\omega L)/(G + j\omega C)} = Z_e \tag{๓.๖.๑๑}$$

เราเรียก Z_e ว่าอิมพีแดนซ์ประจำสาย (CHARACTERISTIC IMPEDANCE) ซึ่งเป็นอิมพีแดนซ์ที่บอกลักษณะและคุณสมบัติประจำตัวของสายส่ง ในกรณีที่พลังงานไม่ได้สูญเสียไปในสายส่งหรือสูญเสีย้น้อยมาก เราจะได้

$$V = V^+ e^{-j\beta z} + V^- e^{j\beta z} \tag{๓.๖.๑๒ก}$$

$$I = I^+ e^{-j\beta z} - I^- e^{j\beta z} \tag{๓.๖.๑๒ข}$$

พิจารณาคลื่นสัญญาณที่แฉไปทางขวาคามท่อนำคลื่น สมมติว่าที่ $z=0$ มีวัตถุบางอย่างกั้นอยู่ ซึ่งจะทำให้สัญญาณบางส่วนสะท้อนกลับและแฉไปทางซ้าย จากรูปที่ ๓.๓ - เราอาจเขียนสมการของ V และ I จากสมการ(๓.๖.๑๒) ได้โดยพิจารณาที่ $z = 0$

$$V = V^+ + V^- \tag{๓.๖.๑๓ก}$$

$$I = I^+ - I^- \tag{๓.๖.๑๓ข}$$

เราอาจแทนสิ่งกั้นขวางนั้นด้วยอิมพีแดนซ์ตามรูปที่ ๓.๓ และเรียกอิมพีแดนซ์นี้ว่าโหลดอิมพีแดนซ์ (LOAD IMPEDANCE) ซึ่งหมายถึงอัตราส่วน V/I ที่ $z = 0$ นั่นเอง

$$\frac{V}{I} = Z_L = \frac{V^+ + V^-}{I^+ - I^-}$$

จากสมการ(๓.๖.๑๑) เราได้ว่า

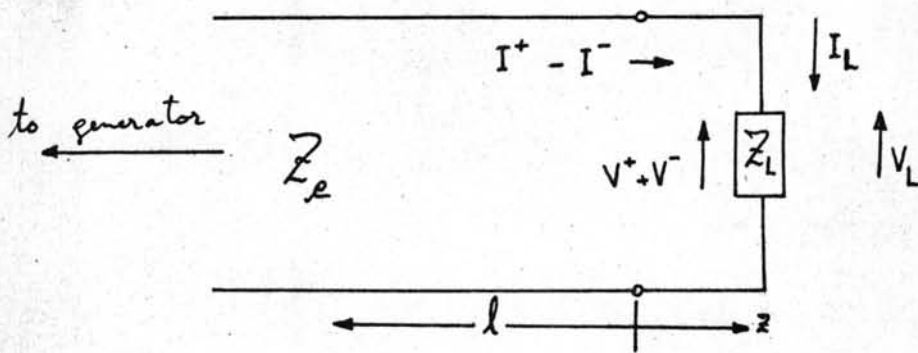
$$Z_L = \frac{V^+ + V^-}{V^+ - V^-} \cdot Z_e = \frac{1 + V^-/V^+}{1 - V^-/V^+} \cdot Z_e \tag{๓.๖.๑๔}$$

ถ้าเราแทน V^-/V^+ หรือสัมประสิทธิ์ของการสะท้อนด้วย Γ นั่นคือ

$$\Gamma = \frac{V^-}{V^+} \quad (๓.๖.๑๕)$$

ดังนั้นสมการ (๓.๖.๑๔) จะกลายเป็น

$$\frac{Z_L}{Z_e} = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \quad (๓.๖.๑๖)$$



รูปที่ ๓.๓ ปลายของสายส่งสิ้นสุดที่ Z_L

แต่ถ้าเราพิจารณาที่จุด $x = -l$ จากสมการ (๓.๖.๑๖) เราจะได้

$$V = V^+ e^{j\beta l} + V^- e^{-j\beta l} \quad (๓.๖.๑๗)$$

$$I = I^+ e^{j\beta l} - I^- e^{-j\beta l} \quad (๓.๖.๑๘)$$

และเราจะได้

$$Z'_L = \frac{V}{I} = \frac{V^+ e^{j\beta l} + V^- e^{-j\beta l}}{I^+ e^{j\beta l} - I^- e^{-j\beta l}} \quad (๓.๖.๑๙)$$

โดยอาศัยสมการ (๓.๖.๑๖) และสมการ (๓.๖.๑๕) จะทำให้สมการ (๓.๖.๑๙) กลายเป็น

$$Z'_L = Z_e \left[\frac{e^{j\beta l} + \Gamma e^{-j\beta l}}{e^{j\beta l} - \Gamma e^{-j\beta l}} \right] \quad (๓.๖.๒๐)$$

หรือ

$$\frac{Z'_L}{Z_e} = \frac{1 + \Gamma e^{-2j\beta l}}{1 - \Gamma e^{-2j\beta l}} \quad (๓.๖.๒๑)$$

โดยการแทน Γ ด้วย $(Z_L - Z_e)/(Z_L + Z_e)$ และ $e^{j\beta l}$ ด้วย $e^{j\beta l} \pm j \tan \beta l$ จะทำให้

สมการ (๓.๖.๒๑) เปลี่ยนเป็น

$$\bar{Z}_{in} = \frac{Z'_L}{Z_e} = \frac{Z_L + j Z_e \tan \beta l}{Z_e + j Z_L \tan \beta l} \quad (๓.๖.๒๒)$$

โดยที่ \bar{Z}_{in} เป็นนอร์มไลซ์ อิมพีแดนซ์ (NORMALIZED IMPEDANCE) ที่จุด $x = -l$ สมการ

ข้างบนอาจใช้เป็นประโยชน์ในการเปลี่ยนโหลดอิมพีแดนซ์จากจุด $x = 0$ ไปยังตำแหน่งต่างๆ

จากสมการ(๓.๖.๒๑) เราจะได้นอร์มไลซ์ อินพุท แอดมิทแตนซ์ (NORMALIZED INPUT ADMITTANCE)

$$\bar{Y}_{in} \text{ ซึ่งเป็นส่วนกลับของนอร์มไลซ์ อินพุท อิมพีแดนซ์ } \bar{Z}_{in} \text{ ออกมาเป็น}$$

$$\bar{Y}_{in} = \frac{Y_L}{Y_e} = \frac{Y_L + jY_e \tan \beta l}{Y_e + jY_L \tan \beta l} = \frac{\bar{Y}_L + j \tan \beta l}{1 + j \bar{Y}_L \tan \beta l} \quad (๓.๖.๒๒)$$

โดยที่

$$\bar{Y}_L = \frac{Y_L}{Y_e}$$

ในแง่ของพลังงาน เราอาจพิสูจน์ได้ง่ายๆโดยอาศัยหลักของวงจรกระแสสลับที่ว่า
ไปว่า พลังงานที่ไหลไปทางซ้ายก็คือ

$$\frac{1}{2} \operatorname{Re} (V^- I^{-*})$$

และพลังงานที่ไหลไปทางขวาคือ

$$\frac{1}{2} \operatorname{Re} (V^+ I^{+*})$$

เราจะใช้ทฤษฎีของสายส่งที่กล่าวมาแล้วตามข้างบนกับท่อนำคลื่นในหัวข้อต่อไป

๓.๗ การแทนท่อนำคลื่นด้วยทฤษฎีของสายส่ง

เนื่องจากความต่างศักย์ไฟฟ้า V จากจุด A ถึงจุด B หมายถึง $\int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{r}$ แต่สังกัป (CONCEPT) เกี่ยวกับเรื่องนี้จะนำมาใช้ในท่อนำคลื่นซึ่งมีไมโครเวฟแผ่อยู่ ไม่ได้ ทั้งนี้เนื่องจากในกรณีที่มีความถี่ของสัญญาณมีค่าสูง ค่า $\int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{r}$ ขึ้นกับทางของอินทิเกรชัน (PATH OF INTEGRATION) ดังนั้นในการนำทฤษฎีของสายส่งมาใช้ในย่านความถี่นี้ ศักคา และกระแส ที่ใช้จึงเป็นเพียงปริมาณสมมติ (EQUIVALENT VOLTAGE AND CURRENT) เพื่อที่จะทำให้เราสามารถใช้ทฤษฎีของสายส่งได้กับท่อนำคลื่นไมโครเวฟนั้น กรณีที่คลื่น TE กำลังแผ่ออกไปในท่อนำคลื่นตามทิศทาง +z เราอาจเขียนสนามได้เป็น

$$\vec{E}_+ = c^+ \vec{e}^- e^{-j\beta z} \quad (๓.๗.๑ก)$$

$$\vec{H}_+ = c^+ \vec{h}_1^- e^{-j\beta z} + c^+ \vec{h}_2^- e^{-j\beta z} \quad (๓.๗.๑ข)$$

และในทิศทาง -z เขียนได้เป็น

$$\vec{E}_- = c^- \vec{e}^- e^{j\beta z} \quad (๓.๗.๒ก)$$

$$\vec{H}_- = -c^- \vec{h}_1^+ e^{j\beta z} + c^- \vec{h}_2^+ e^{j\beta z} \quad (๓.๗.๒ข)$$

โดยที่ c^+ c^- เป็นอัมพลิจูดของคลื่น กำหนดให้คลื่นศักคาสมมูลและคลื่นกระแสสมมูลเป็น

$$V = V^+ e^{-j\beta z} + V^- e^{j\beta z} \quad (๓.๗.๓ก)$$

$$I = I^+ e^{-j\beta z} - I^- e^{j\beta z} \quad (๓.๗.๓ข)$$

โดยการเปรียบเทียบสมการ(๓.๗.๓)กับสมการ(๓.๗.๑)และสมการ(๓.๗.๒) เราจะได้

$$V^+ \propto C^+, \quad V^- \propto C^-$$

$$I^+ \propto C^+, \quad I^- \propto C^-$$

หรือจะได้อีก

$$V^+ = K_1 C^+, \quad V^- = K_1 C^- \quad (๓.๗.๔ก)$$

$$I^+ = K_2 C^+, \quad I^- = K_2 C^- \quad (๓.๗.๔ข)$$

โดยที่ K_1 และ K_2 คือค่าคงที่ของสัดส่วน แต่เพราะว่ากำลังของคลื่นไม่ว่าจะไหลในสายส่งหรือวงจรความถี่ต่ำใช้สิ่งกัปอนันต์เหมือนกันคือ

$$\frac{1}{2} V^+ (I^+)^* \quad \text{เมื่อกำลังของคลื่นไหลไปทาง+z และ}$$

$$\frac{1}{2} V^- (I^-)^* \quad \text{เมื่อกำลังของคลื่นไหลไปทาง-z}$$

และเราจะได้ว่า

$$\frac{1}{2} V^+ (I^+)^* = \frac{1}{2} \int \vec{E}_+ \times \vec{H}_+ \cdot \hat{a}_z ds$$

$$\frac{1}{2} V^- (I^-)^* = -\frac{1}{2} \int \vec{E}_- \times \vec{H}_- \cdot \hat{a}_z ds$$

ซึ่งทั้งสองสมการจะให้

$$K_1 K_2^* = \int \vec{e} \times \vec{h} \cdot \hat{a}_z ds \quad (๓.๗.๕)$$

จากสมการ(๓.๗.๔ก)และสมการ(๓.๗.๔ข) ทำให้เราได้อิมพีแดนซ์ประจำสายเป็น

$$Z_e = \frac{V^+}{I^+} = \frac{V^-}{I^-} = \frac{K_1}{K_2} \quad (๓.๗.๖)$$

โดยทั่วไปเรามีสระในการเลือกค่า Z_e ในที่นี้ จะเลือกให้ $Z_e = 1$ ในกรณีนี้ศึกษาและกระแสจะเป็นค่าที่ถูคนอร์มไลซ์ ดังนั้นเราได้

$$V^+ = I^+, \quad V^- = I^- \quad (๓.๗.๗)$$

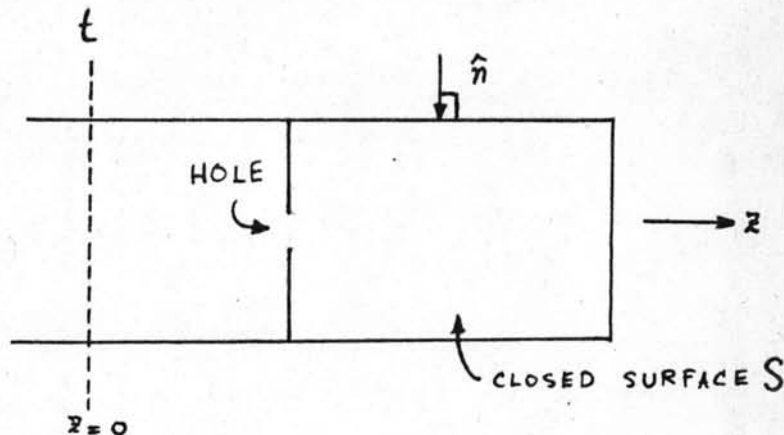
ในวงจรของเคียว (ONE-PORT CIRCUIT) ซึ่งหมายถึงวงจรที่มีกำลังของคลื่นสามารถเข้าหรือออกจากท่อนำคลื่นเคียวหรือสายส่งเคียวได้โดยตลอด เราจะหาแอดมิตแตนซ์ซึ่งเป็นส่วนกลับของอิมพีแดนซ์ได้ จากรูปที่ ๓.๘ ค่าแอดมิตแตนซ์ที่ $z = 0$ หรือที่ t คือ

$$Y = \frac{I}{V} = \frac{I^+ - I^-}{V^+ + V^-}$$

โดยอาศัยสมการ(๓.๗.๗) เราจะได้

$$Y = \frac{V^+ - V^-}{V^+ + V^-}$$

(๓.๓.๘)



รูปที่ ๓.๘ วงจรช่องเคี้ยว

จากทฤษฎีแม่เหล็กไฟฟ้า ถ้า E และ H เป็นคลื่นไฟฟ้าและคลื่นแม่เหล็ก เราจะได้

$$\frac{1}{2} \oint_S \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \hat{n} ds = P_f + 2j\omega(W_m - W_e) \quad (๓.๓.๘)$$

โดยที่ \hat{n} เป็นเวกเตอร์พุ่งเข้าตั้งฉากกับผิวปิด S มีขนาดหนึ่งหน่วย P_f เป็นพลังงานของคลื่นที่สูญเสียไปในปริมาตรที่หุ้มไว้ด้วยผิวปิด S W_m เป็นพลังงานแม่เหล็กข้างในผิวปิด และ W_e คือพลังงานไฟฟ้าในผิวปิด⁽¹⁾ ถ้าเราให้ผิวปิด S เป็นบริเวณท่อนำคลื่นทางขวาของระนาบ z จะพบว่าอินทิเกรชันในสมการ (๓.๓.๘) จะมีค่าเฉพาะบนระนาบ z ส่วนที่อื่นๆจะเป็นศูนย์หมด เนื่องจาก E เป็นศูนย์ภายในเนื้อของโลหะ ดังนั้นเราจะได้

$$\frac{1}{2} \int_t \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \hat{a}_z ds = P_f + 2j\omega(W_m - W_e) \quad (๓.๓.๙)$$

ที่ระนาบ $z = 0$ สนามตามขวางคือ

$$\begin{aligned} \vec{E}_t &= \vec{E}_+ + \vec{E}_- = c^+ \vec{e} e^{-j\beta z} + c^- \vec{e} e^{j\beta z} \\ &= \frac{V^+}{K_1} \vec{e} e^{-j\beta z} + \frac{V^-}{K_1} \vec{e} e^{j\beta z} \end{aligned}$$

(1) Collin, R.E. 1966, Foundations for Microwave Engineering,

หรือ

$$\vec{E}_t = \frac{\vec{e}}{K_1} (v^+ e^{-j\beta z} + v^- e^{j\beta z}) = \frac{V}{K_1} \vec{e} \quad (๓.๗.๑๑)$$

ทำนองเดียวกันจะได้

$$\vec{H}_t = \vec{H}_+ + \vec{H}_- = \frac{I}{K_2} \vec{h} \quad (๓.๗.๑๒)$$

เอาค่าจากสมการ(๓.๗.๑๑) และ สมการ(๓.๗.๑๒) แทนลงในสมการ(๓.๗.๑๐) และ
โดยการใช้สมการ(๓.๗.๕) เราจะได้

$$\frac{1}{2} VI^* = P_l + 2j\omega(W_m - W_e)$$

เมื่อเอา $\frac{1}{2} VV^*$ หารตลอด เราจะได้

$$Y_{in}^* = \frac{I^*}{V^*} = \frac{P_l + 2j\omega(W_m - W_e)}{\frac{1}{2} VV^*}$$

หรือจะได้อินพุท แอคมิตแตนซ์ Y_{in} เป็น

$$Y_{in} = \frac{P_l - 2j\omega(W_m - W_e)}{\frac{1}{2} VV^*} = G + jB \quad (๓.๗.๑๓)$$

ซึ่งเป็นแอคมิตแตนซ์ของวงจรขั้วเดียว ในที่นี้ G คือความนำ B คือขั้วเสปคแตนซ์ซึ่ง
จะเป็นค่าบวกเมื่อ $W_e > W_m$ จะเห็นได้ว่านอร์มไลซ์ อินพุท แอคมิตแตนซ์ Y_{in} ที่ t เกี่ยวข้อง
กับอัตราการสูญเสียพลังงาน และพลังงานแม่เหล็กไฟฟ้า ในบริเวณท่อนำคลื่นทางขวาของ t

๓.๘ วงจรสมมูลย์ของโพรงอกินาท

เมื่อนำโพรงอกินาทมาต่อติดเข้ากับท่อนำคลื่น โดยมีรูค่อของโพรงอยู่ตรงกึ่งกลาง
ของท่อนำคลื่น ดังแสดงเอาไว้ในรูปที่ ๓.๕ก รูปที่ ๓.๕ข แสดงวงจรสมมูลย์ของโพรงอกิ-
นาทรูปเหลี่ยม รูค่อดังกล่าวสามารถแทนได้ด้วยขั้วเสปคแตนซ์ B ซึ่งค่ออยู่ที่จุด $x=0$ หรือที่ระ-
นาบของรูค่อ⁽⁴⁾ ที่ระยะ $x=d$ หรือที่ผนังด้านในของโพรงจะมีความต้านทาน $Z_e = 0$ ค่ออยู่
ทั้งที่แสดงเอาไว้ตามรูปที่ ๓.๕ข นี้⁽¹⁾ สำหรับโมด TE_{10} ค่าของ B จะเขียนได้เป็น

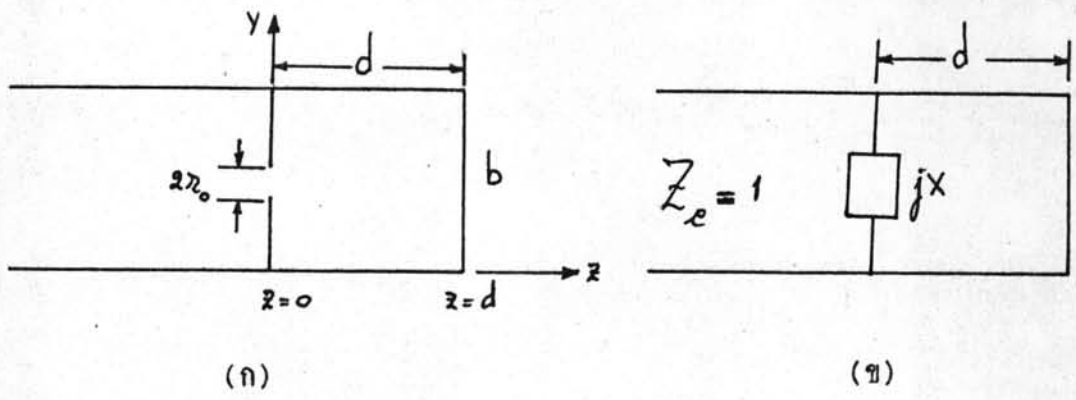
(1) Collin, R.E. 1966, Foundations for Microwave Engineering,
New York: McGraw-Hill Book Co., Inc.

(4) Bethe, H.A. 1944, Theory of Diffraction by Small Holes,
Phys. Rev., Vol. 66, pp. 163 - 182.

$$B = \frac{3ab}{8\beta\pi_0^3}$$

(๓.๕.๑)

โดยที่ a คือความยาวของค้ำกว้างของท่อนำคลื่น b คือความสูง π_0 คือรัศมีของรูท่อ และ
 ตัวคงที่ของการแผ่ $\beta = [k^2 - (\pi/a)^2]^{1/2}$ และโดยที่ $k^2 = \omega^2\mu\epsilon$ ในการวิเคราะห์เราจะถือ
 เอาว่าพลังงานของคลื่นไม่มีการสูญเสียไปภายในโพรง ถ้าเราให้ ω_0 เป็นความถี่อภินาตของ



รูปที่ ๓.๕ (ก) แสดงรูท่อรัศมี π_0 ของโพรงเหลี่ยม (ข) วงจรสมมูลของโพรงอภินาต

โมด TE_{101} ที่ลอคอยู่ในโพรง ในการหา Z_{in} หรืออินพุต อิมพีแดนซ์ ที่จุด $z = 0$ เราย้าย $Z_e = 0$

จากจุด $z = d$ มายังตำแหน่ง $z = 0$ แล้วรวมกับรีแอคแตนซ์ jX ของรูท่อ เราได้

$$\frac{1}{Z_{in}} = \frac{1}{jX} + \frac{1}{j\tan\beta d}$$

หรือ

$$Z_{in} = \frac{-X\tan\beta d}{jX + j\tan\beta d} \tag{๓.๕.๒}$$

โดยที่

$$jX = \frac{1}{-jB} \tag{๓.๕.๓}$$

จากสมการ(๓.๕.๒) จะเห็นได้ว่า Z_{in} จะมีค่าอนันต์เมื่อ $jX + j\tan\beta d$ เท่ากับศูนย์ ความถี่ที่ทำให้ปริมาณนี้มีค่าเป็นศูนย์คือความถี่อภินาตของโพรง สำหรับโมด TE_{101} ความถี่นี้คือ ω_0

ในกรณีนี้

$$X = -\tan\beta d = \frac{8\pi_0^3\beta d}{3abd} \tag{๓.๕.๔}$$

เราจะทำการพิจารณา Z_{in} ในบริเวณใกล้ๆความถี่ ω_0 ในการหาค่า Z_{in} ที่ค่าความถี่ใกล้ๆ ω_0 เราจะแทน $\omega = \omega_0$ ลงในสมการ(๓.๕.๒) แล้วกระจายเฉพาะส่วนออกเป็นอนุกรม

เทเลอร์ (TAYLOR SERIES) ในเทอมของ β รอบๆ $\beta = \beta_0$ ซึ่งจะได้ดังนี้คือ

$$x(\beta) + \tan \beta d = x(\beta_0) + \tan \beta_0 d + \left(\frac{dx}{d\beta} + \frac{d}{d\beta} \tan \beta d \right) \Big|_{\beta=\beta_0} (\beta - \beta_0) \quad (๓.๔.๘)$$

เพราะว่า

$$x(\beta_0) = x_0 = -\tan \beta_0 d \quad \text{และ} \quad \frac{dx}{d\beta} = \frac{x}{\beta} \quad (๓.๔.๖)$$

เพราะฉะนั้นเราจะได้

$$x(\beta) + \tan \beta d = \left(\frac{x_0}{\beta_0} + d \sec^2 \beta_0 d \right) (\beta - \beta_0) \quad (๓.๔.๗)$$

ในขั้นต่อไป กระจาย β ออกไปให้อยู่ในเทอมของ ω รอบๆ ω_0 ซึ่งได้ออกมาเป็น

$$\beta = \beta_0 + \frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0) \quad (๓.๔.๘)$$

กำหนดให้

$$\frac{d\beta}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0} = \beta'_0 \quad (๓.๔.๙)$$

ดังนั้น Z_{in} จึงเขียนได้เป็น

$$Z_{in} = \frac{j x_0 \tan \beta_0 d}{[x_0 + \beta_0 d (1 + \tan^2 \beta_0 d)] \left(\frac{\beta'_0}{\beta_0} \right) (\omega - \omega_0)} \quad (๓.๔.๑๐)$$

โดยที่เราได้แทน $\sec^2 \beta_0 d$ ด้วย $(1 + \tan^2 \beta_0 d)$ และเมื่อแทน $\tan \beta_0 d$ ด้วย $-x_0$

เราจะได้

$$Z_{in} = -j \cdot \frac{x_0^2}{[x_0 + \beta_0 d (1 + x_0^2)] \left(\frac{\beta'_0}{\beta_0} \right) (\omega - \omega_0)} \quad (๓.๔.๑๑)$$

ปกติแล้ว $x_0 \ll 1$ และเนื่องจาก $\beta_0 d = \pi$ ดังนั้นจากสมการ (๓.๔.๑๑) เราจะได้

$$Z_{in} = -j \frac{x_0^2}{\beta_0 d (\omega - \omega_0)} \quad (๓.๔.๑๒)$$

จากสมการ (๓.๔.๑๒) นี้ เราจะได้ว่า Z_{in} ที่ค่าความถี่ใกล้ๆ ω_0 ตามต้องการ ที่แล้วมานั้นเราได้อธิบายแล้วว่าพลังงานไม่มีการสูญเสียไปในโพรงอินท แต่ได้มีการสูญเสียพลังงานไปในโพรงเพียงเล็กน้อย เราอาจหาค่า Z_{in} ได้จากสมการ (๓.๔.๑๒) จากนิยามของค่า Q ที่ว่า

$$Q = \frac{\omega \times (\text{พลังงานที่สะสมไว้ในระบบ})}{\text{พลังงานที่สูญเสียไปในระบบในหนึ่งหน่วยเวลา}} = \frac{\omega E}{P_l} \quad (๓.๔.๑๓)$$

จากสมการ (๓.๔.๑๓) จะเห็นได้ว่าถ้าพลังงานมีการสูญเสียไปเพียงเล็กน้อย ค่า Q ของโพรง

ก็จะมีค่ามาก ในกรณีนี้เราอาจพิสูจน์ได้ว่าสนามไฟฟ้า (หรือสนามแม่เหล็ก) ในโพรงจะลดลง

ไปตามเวลา ดังสมการ

$$E = E_0 e^{j\omega_0 t - \frac{\omega_0}{2Q} t} \quad (๓.๔.๑๔)$$

นั่นคือเราอาจแทน ω_0 ได้ด้วย $\omega_0(1 + j/2Q)$ เพราะฉะนั้นจากสมการ(๓.๔.๑๒) เราจะได้ Z_{in} ในกรณีที่พลังงานมีการสูญเสียไปเพียงเล็กน้อย เป็นดังนี้คือ

$$Z_{in} = -j \frac{X_0^2}{\rho_0' d (\omega - \omega_0 - j \frac{\omega_0}{2Q})}$$

หรือ

$$Z_{in} = \frac{X_0^2}{\frac{\omega_0 \rho_0' d}{2Q} + j \rho_0' d (\omega - \omega_0)} \quad (๓.๔.๑๕)$$

หรือจะได้ Y_{in} ออกมาเป็น

$$Y_{in} = \frac{1}{Z_{in}} = \frac{\omega_0 \rho_0' d}{2Q X_0^2} + j \frac{\rho_0' d}{X_0^2} (\omega - \omega_0) \quad (๓.๔.๑๖)$$

เอาค่า Q จากสมการ(๓.๔.๑๓) แทนลงในสมการ(๓.๔.๑๖) เราจะได้

$$Y_{in} = \frac{\rho_0' d P_f}{2 X_0^2 \mathcal{E}} + \frac{j \rho_0' d}{X_0^2} (\omega - \omega_0) = G + jB \quad (๓.๔.๑๗)$$

ถ้าเราเปรียบเทียบสมการ(๓.๔.๑๗)กับสมการ(๓.๗.๑๓)ที่ว่า

$$Y_{in} = \frac{P_f}{\frac{1}{2} V V^*} + j \frac{2\omega(W_e - W_m)}{\frac{1}{2} V V^*} \quad (๓.๔.๑๘)$$

จะเห็นได้ว่าค่า G ของ Y_{in} จากทั้งสองสมการมีการแปรค่าไปตามพลังงานที่สูญเสีย P_f ควบคู่กันทั้งคู่ และในเวลาเดียวกันก็แปรค่าอย่างผกผันกับพลังงานแม่เหล็กไฟฟ้าที่สะสมไว้ในระบบ สำหรับ B นั้น จากสมการ(๓.๔.๑๗)จะเห็นได้ว่าที่ $\omega = \omega_0$ ค่า B จะเป็นศูนย์ และจากสมการ(๓.๔.๑๘)ค่า B จะเป็นศูนย์เช่นเดียวกันที่ความถี่อภินาต เนื่องจาก $W_e = W_m$ จะเห็นได้ว่าการเปลี่ยนแปลงของ B รอบๆ ω_0 ในทั้งสองสมการมีลักษณะคล้ายๆกัน การที่สมการทั้งสองสอดคล้องต่อกันแสดงถึงความถูกต้องของสมการ(๓.๔.๑๗) ซึ่งเราจะได้นำไปใช้ในการหาความถี่อภินาตต่อไป

๓.๕ แผนภูมิสมิท(Smith Chart)

แผนภูมิสมิทเป็นแผนภูมิที่ประกอบด้วยวงกลมสองชุด ชุดแรกเป็นชุดที่มีจุดศูนย์กลางอยู่ตามแนวแกนนอนของแผนภูมิ ชุดที่สองเป็นชุดของวงกลมซึ่งตัดตั้งฉากกับวงกลมชุดแรก ในแผนภูมินี้ระยะทางจากจุดกึ่งกลางของแผนภูมิไปยังจุดใดๆ เราแทนด้วย ρ ส่วน θ คือมุมที่ ρ ทำกับแกนนอน รูปที่ ๓.๑๐ ค่าต่างๆของ ρ เปลี่ยนจาก ๐ จนถึง ∞ และ θ เปลี่ยนค่าจาก ๐ องศา ไปจนถึง ๓๖๐ องศา วงกลมทั้งสองชุดก็กล่าวว่ามีจุดเริ่มต้นทั้งคู่คือไปนี้

พิจารณาโพล อิมพีแดนซ์ อันโคอินหนึ่ง ทั้งนี้มีนอร์มไลซ์ อิมพีแดนซ์ คือ

$$Z = \frac{1 + \rho e^{j\theta}}{1 - \rho e^{j\theta}} = R + jX \quad (๓.๕.๑)$$

เพราะว่า

$$e^{\pm j\theta} = \cos\theta \pm j\sin\theta$$

ดังนั้นสมการ(๓.๕.๑)จึงกลายเป็น

$$R + jX = \frac{1 + \rho \cos\theta + j\rho \sin\theta}{1 - \rho \cos\theta - j\rho \sin\theta} = \frac{(1 - \rho^2) + j2\rho \sin\theta}{1 + \rho^2 - 2\rho \cos\theta} \quad (๓.๕.๒)$$

หรือเราจะได้

$$R = \frac{1 - \rho^2}{1 + \rho^2 - 2\rho \cos\theta} \quad (๓.๕.๓)$$

และ

$$X = \frac{2\rho \sin\theta}{1 + \rho^2 - 2\rho \cos\theta} \quad (๓.๕.๓๑)$$

ถ้า u และ v เป็นความยาวทางแกนนอนและแกนตั้งตามลำดับ เราจะได้

$$u = \rho \cos\theta \quad (๓.๕.๔)$$

และ

$$v = \rho \sin\theta \quad (๓.๕.๕)$$

เพราะฉะนั้นสมการ(๓.๕.๓)จึงเปลี่ยนรูปเป็น

$$R = \frac{1 - u^2 - v^2}{(1-u)^2 + v^2} \tag{๓.๕.๕ก}$$

และ

$$X = \frac{2v}{(1-u)^2 + v^2} \tag{๓.๕.๕ข}$$

จากสมการ (๓.๕.๕) เมื่อจัดรูปใหม่เราจะได้

$$\left(u - \frac{R}{R+1}\right)^2 + v^2 = \frac{1}{(R+1)^2} \tag{๓.๕.๖}$$

และ

$$(u-1)^2 + \left(v - \frac{1}{X}\right)^2 = \frac{1}{X^2} \tag{๓.๕.๗}$$

ที่ค่า R คงที่ค่าหนึ่งจะได้สมการ (๓.๕.๖) เป็นสมการวงกลมมีจุดศูนย์กลางอยู่ที่ $(\frac{R}{R+1}, 0)$ และมีรัศมี $(\frac{1}{R+1})$ เท่ากับ $\frac{1}{R+1}$ และถ้าค่า R เปลี่ยนค่าเป็นค่าคงที่อื่นอื่นๆก็จะได้วงกลมเกิดขึ้นหลายวงซึ่งมีจุดศูนย์กลางและรัศมีเปลี่ยนค่าไปตามค่าของ R ดังแสดงไว้ในรูปที่ ๓.๑๐ และจะเห็นว่าสมการ (๓.๕.๗) เป็นสมการวงกลมเหมือนกันซึ่งมีจุดศูนย์กลางอยู่ที่ $(1, \frac{1}{X})$ มีรัศมีเท่ากับ $\frac{1}{X}$ แต่ละค่าคงที่ของ X จะให้วงกลมที่มีจุดศูนย์กลางและรัศมีเปลี่ยนไปตามค่า X ดังแสดงไว้ในรูปที่ ๓.๑๐

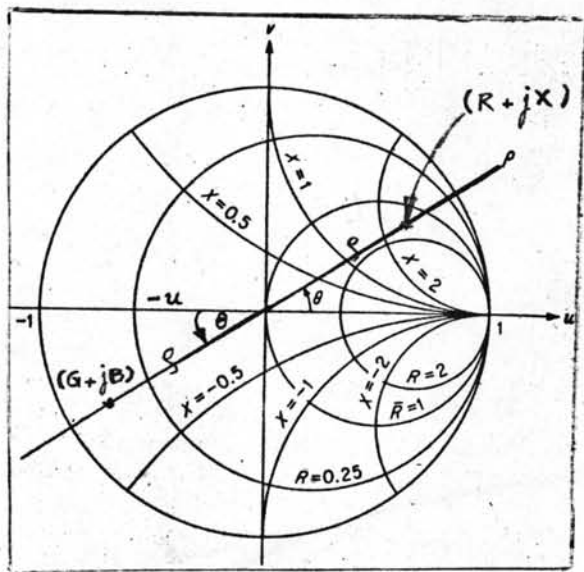
จากรูปที่ ๓.๑๐ จะเห็นว่าวงกลมชุดแรกคือวงกลมที่แทนรีซิสแตนซ์ (R) ซึ่งจะเขียนเอาไว้ในแผนภูมิเค้มางทุกวงและมีจุดศูนย์กลางอยู่ในแนวแกนอน (u) ของแผนภูมิ วงกลมชุดที่สองแทนรีแอคแตนซ์ (X) ซึ่งจะเขียนลงในแผนภูมิสมิทเพียงบางส่วน จุดที่วงกลมทั้งสองตัดกันจะเป็นจุดที่ให้ค่านอร์มไลซ์ อิมพีแดนซ์ (Z)

ถ้าเราพิจารณาถึงแอมพิทแตนซ์ Y จะได้ว่า

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{1 - \rho e^{j\theta}}{1 + \rho e^{j\theta}} = G + jB \tag{๓.๕.๘}$$

เราอาจพิจารณาทำนองเดียวกันว่า ส่วนโค้งซึ่ง G และ B คงที่ก็คือวงกลมบนระนาบ nง เช่นเดียวกับกรณีของ R และ X คงที่ดังกล่าวแล้ว ถ้าทราบค่า ρ และ θ เราจะสามารถหาค่า R และ X ได้จากวงกลม R คงที่และ X คงที่ ที่ผ่านจุด (ρ, θ) นั้น อาจจะสังเกตได้ว่าถ้าเราเปลี่ยน θ ไปเป็น θ + π สมการของ Z จะกลายเป็นสมการของ Y ดังนั้นเราอาจใช้แผนภูมิของสมิทในการหาค่า Z และ Y ที่จุดใดๆของท่อนำโดยการวัดสัมประสิทธิ์การสะท้อน (Γ) ที่จุดนั้น หลังจากทราบ ρ, θ เราก็อาจหาค่า Z และ Y จากแผนภูมิสมิทได้ตามต้องการ ค่า G และ B จะได้

จากวงกลม G คงที่ และ B คงที่ ที่ผ่านจุด (ρ, θ) เช่นเดียวกัน แต่ θ ในที่นี้คือมุมที่ทำกับแกน $-u$ จึงแสดงเอาไว้ตามรูปที่ ๓.๑๐



รูปที่ ๓.๑๐ แผนภูมิสมิท