รายการอ้างอิง

ภาษาไทย

บัณฑิต โรจน์อารยานนท์. วิศวกรรมไมโครเวฟ. กรุงเทพฯ : สำนักพิมพ์จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย, 2536

ปราโมทย์ เดชะอำไพ. ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขในงานวิศวกรรม. กรุงเทพฯ : สำนักพิมพ์จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย, 2538

มนฑกานต์ ศรีพันลำ. การวิเคราะห์สายอากาศไมโครสตริปที่มีแผ่นสายอากาศรูปร่างไม่เจาะจงโดยใช้วิธีไฟไนต์เอลิเมนต์. กรุงเทพฯ : บัณฑิตวิทยาลัย จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย, 2539

ภาษาอังกฤษ

Annaert, G. Evaluation of Sommerfeld Integrals Using Chebyshev Decomposition. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. Vol. 41 (Feb. 1993) : 159-164.

Balanis, C.A. Advanced Engineering Electromagnetics.John Wiley & Sons 1989.

Bladel, J.V. Singular Electromagnetic Fields And Sources. New York : Oxford University Press 1991.

Bossavit, A. and Verite, J.C. A Mixed FEM-BIEM Method to Solve 3-D Eddy Current Problems, IEEE on Trans. Magnetics. Vol. MAG-18 (Mar. 1982) : 431-435.

Burden, R.L. and Faires J.D. Numerical Analysis PWS Publishing Company 1993.

Chang, D.C. Electromagnetic Modeling of Passive Circuit Element in MMIC. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. Vol. 40 (Sep. 1992) : 1741-1747.

Chow, Y.L. and others A Closed-Form Green 's Function for the Thick Microstrip Substrate. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. Vol. 39 (Mar. 1991) : 588-592.

Davidovitz, M. and Lo, Y.T. Rigorous Analysis of a Circular Patch Antenna Excited by a Microstrip Transmission Line. IEEE Trans. on Antennas and Propagation. Vol. 37 (Aug 1989) : 949-958

Dunn, J.M. A Uniform Asymptotic for the Green 's Function Used in Microstrip Calculations. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. Vol. 39 (July. 1991) : 1223-1226.

Fang, D.G., Yang, J.J. and Delisle, G.Y. Discrete Image Theory for Horizontal Electric Diploe in a Multilayered Medium. IEE Proceedings. Vol.135 (Oct. 1988) : 297-303.

Gysel, U.H. New Theory and Design for Hairpin-Line Filters. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. Vol. MTT-22 (May 1974) : 523-531.

Hall, P.S. and James, J.R. eds. Handbook of Microstrip Antennas. n.p. : John Wiley & Sons, 1989

Hano, M. Finite-Element Analysis of Dielectric-Loaded Wavwguides. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. Vol. MTT-37 (Oct. 1984) : 1275-1279

Itoh, T. ed Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures. Singapore : John Wiley & Sons, 1989

Jackson, R.W. Full-Wave , Finite Element Analysis of Irregular Microstrip Discontinuities. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. Vol. 37 (Jan 1989) : 81-89

Jin, J. The Finite Element Method in Electromagnetics. n.p. : John Wiley & Sons, 1993.

Katehi, P.B. and Alexopoulos, N.G. Frequency-Dependent Characteristics of Microstrip Discontinuities in Millimeter-Wave Integrated Circuits. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. Vol. MTT-33 (Oct 1985) : 1029-1035.

Kipp, R. and Chan, C.H. Triangular-Domain Basis Functions for Full-Wave Analysis of Microstrip Discontinuities. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. 41 (Jun 1993) : 1187-1194

Kreyszig, E. Advanced Engineering Mathematics. John Wiley & Sons, 1993

Lee, K.F. Principles of Antenna Theory. John Wiley & Sons, 1984

Marchetti, S. and Citerne J. Series Form of Space Domain Green 's Function on the Conductor Plane of Microstrip Antennas. IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (1994) : 646-649.

Marchetti, S. and Citerne J. On the Space Domain Green 's Function for Microstrip Geometries. IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (1995) : 1058-1061.

Matsuhara, M. and Angkaew T. Vector Basis Functions in Mixed-Potential Integral Equation Method. The transactions of the institute of electronics, information and communication engineers. Vol. II9-C-1 (July 1996) : 256-260.

Michalski, K.A. The Mixed-Potential Electric Field Integral Equation for Objects in Layered Media. Arch. Elek. Ubertraguug. Vol. 39 (Sept.-Oct. 1985) : 317-322

Mosig, J.R. On the Efficient Evaluation of Integrals Arising in the Sommerfeld Halfspace Problem. IEE Proceedings. Vol.132 (Aug. 1985) : 312-318

Mosig, J.R. Arbitrarily Shaped Microstrip Structures and Their Analysis with a Mixed Potential Integral Equation. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. Vol. 36 (Feb 1988) : 314-323

Mosig, J.R. and Gardiol, F.E. General Integral Equation Formulation for Microstrip Antennas and Scatterers. IEE Proceedings. (1985) : 424-432.

Mosig, J.R. and Gardiol, F.E. Analytical and Numerical Techniques in the Green 's Function Treatment of Microstrip Antennas and Scatterers. IEE Proceedings. (Mar. 1983) : 424-432

Mosig, J.R. and Sarkar, T.K. Comparison of Quasi-Static and Exact Electromagnetic Fields from a Horizontal Electric Dipole Above a Lossy Dielectric Backed by an Imperfect Ground Plane. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. Vol. MTT-34 (Apr. 1986) : 379-387

Mur, G. and de Hoop, A.T. A Finite-Element Method for Computing Three-Dimensional Electromagnetic Fields in Inhomogeneous Media, IEEE Trans. on Magnetics. Vol. MAG-21 (Nov. 1985) : 2188-2191.

Penny, J. and Lindfield, G. Numerical Methods Using Matlab. Ellis Horwood 1995.

Rhea, R.W. HF Fiter Design And Computer Simulation. McGraw-Hill 1994.

Sercu, J. and others. Efficient Calculation Technique for the Impedance Matrix Equation in the MPIE Technique for Microatrip and Slot Line Planar Struture of Arbitrary Shape. IEEE Antennas and Propagation Magazine. (1993) : 350-353.

Shibata, T. and others Analysis of Microstrip Circuits using Three-Dimensional Full-Wave lectromagnetic Field Analysis in The Time Domain. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. Vol. 36 (June 1988) : 1064-1070.

Sommerfeld, A. Partial differential equation in physics. New York : Academic Press 1949.

Sun, D. and others. Spurious Modes in Finite Element Methods. IEEE Antennas and Propagation Magazine. (1995) : 12-24.

Tai, C. Dyadic Green functions in Electromagnetic Theory. New Yok : IEEE Press 1994.

Thiele, G.A. Analysis of Yagi-Uda Type Antennas. IEEE Trans. on Antennas and Propagation. Vol. AP-17 (Jan 1960) : 24-31.

Van Welij, J.S. Calculation of Eddy Current in Term of H on Hexhedra IEEE Trans. on Magnetics. Vol. MAG-21 (Nov. 1985) : 2239-2241

Webb, J.P. Edge Elements and What They can do for you. IEEE Trans. on Magnetics. Vol. 29 (Mar. 1993) : 1460-1465

Whitney, H. Geometric Integration Theory.Princeton, NJ : Princeton University Press, 1957.

Wong, J.S. Microstrip Tapped-Line Filter Design. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. Vol. MTT-27 (Jan 1979) : 44-50.

Wu, D.I., Chang, D.C., and Brim, B.L. Accurate Numerical Modeling of Microstrip Junctions and Discontinuities. Int. Jour. of MIMICAE. Vol. 1 (1991) : 48-58.

Wu, K.-L. and Litva J. Full Wave Analysis of Arbitrary Shaped Microstrip Antennas by Triangular Finite Element Method. IEEE Proceedings-H. (1990) : 628-631.

Wu, K.-L. and others. Full Wave Analysis of Arbitrarily Shaped Line-Fed Microstrip Antennas Using Triangular Finite-Element Method. IEE Proceedings-H. Vol. 138 (Oct 1991) : 421-428.

ภาคผนวก

ภาคผนวก ก.

โดเมนสเปกตรัม

ปัญหาลักษณะตัวนำหลายชั้นฝังอยู่ในตัวกลางที่เป็นชั้น ๆ ซ้อนกัน จะสามารถแก้ปัญหาได้ง่าย ถ้าแปลงตัวแปร x , y ให้อยู่ในโดเมนสเปกตรัมตัวแปร k_x , k_y โดยใช้ผลการแปลงฟูริเยร์สองชั้น (Itoh, 1989) ดังสมการ (ก.1) และสมการผลการแปลงฟูริเยร์ผกผันแสดงดังสมการ (ก.2)

$$\tilde{f}(k_x,k_y)=\Im[f(x,y)]=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}f(x,y)\exp(-jk_x x-jk_y y)dxdy \qquad (ก.1)$$

$$f(k_x,k_y)=\Im^{-1}[\tilde{f}(k_x,k_y)]=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{f}(x,y)\exp(jk_x x+jk_y y)dk_x dk_y \qquad (ก.2)$$

จากสมการ (ก.1) และ (ก.2) สามารถคำนวณในพิกัดทรงกระบอกได้โดยกำหนดเวกเตอร์เชิงขั้ว (polar vector) $\bar{\rho}=x\bar{a}_x+y\bar{a}_y$ และเวกเตอร์เชิงสเปกตรัมรัศมี (radial spectral vector) $\bar{k}_\rho=k_x\bar{a}_x+k_y\bar{a}_y$ ตัวปฏิบัติการเดล (del operator) ในโดเมนอวกาศว่างสามารถแยกเขียนออกเป็น 2 ส่วน คือ ส่วนตามขวาง (transverse) และส่วนตั้งฉาก (normal) $\nabla=\nabla_t+\frac{\partial}{\partial z}\bar{a}_z$ และสำหรับตัวปฏิบัติการเดลในโดเมนสเปกตรัมสามารถเขียนได้ $\tilde{\nabla}=jk_\rho+\frac{\partial}{\partial z}\bar{a}_z$ ถ้าฟังก์ชัน f แปรตาม $\rho=\sqrt{x^2+y^2}$ แต่เพียงอย่างเดียวไม่ได้แปรตามมุม $\theta=\tan^{-1}(y/x)$ การแปลงจากโดเมนอวกาศว่างไปยังโดเมนสเปกตรัมทำได้ โดยใช้ฟังก์ชันของเบสเสล (Bessel 's function) ช่วยดังนี้

$$\tilde{f}(k_\rho)=\Im[f(\rho)]=\int_{0}^{\infty}J_o(k_\rho\rho)f(\rho)\rho d\rho \qquad (ก.3)$$

$$f(\rho)=\Im^{-1}[\tilde{f}(k_\rho)]=\int_{0}^{\infty}J_0(k_\rho\rho)\tilde{f}(k_\rho)k_\rho dk_\rho \qquad (ก.4)$$

สมการ (ก.4) คือสมการอินทิกรัลของซอมเมอร์เฟลด์ (Sommerfeld integral) ซึ่งเป็นที่นิยมใช้กันในงานวิศวกรรมด้านวิทยุและไมโครเวฟ และสามารถเขียนสมการอินทิกรัลของซอมเมอร์เฟลด์ในรูปอนุพันธ์ของฟังก์ชัน f ได้ดังนี้

$$\frac{\partial f(\rho)}{\partial x} = \Im^{-1}[jk_x\tilde{f}(k_\rho)] = -\cos(\theta)\int_0^\infty J_1(k_\rho \rho)\tilde{f}(\rho)k_\rho^2 dk_\rho \quad (ก.5)$$

$$\frac{\partial f(\rho)}{\partial y} = \Im^{-1}[jk_y\tilde{f}(k_\rho)] = -\sin(\theta)\int_0^\infty J_1(k_\rho \rho)\tilde{f}(\rho)k_\rho^2 dk_\rho \quad (ก.6)$$

การแปลงโดเมนสเปกตรัมสามารถใช้กับตัวแปร ψ ในสมการเฮล์มโฮลตซ์ $(\nabla^2 + k^2)\psi = 0$ ได้ดังนี้

$$\left.\frac{d^2}{dz^2} - u^2\right]\tilde{\psi} = 0 \quad (ก.7)$$

โดยที่ $u^2 = -k_z^2 = k_x^2 + k_y^2 - k^2 = k_\rho^2 - k^2$ และ $k_\rho = \lambda + jv$ เมื่อ $\lambda = \mathrm{Re}[k_\rho]$ (มิใช่ความยาวคลื่นในอวกาศว่าง λ_0)

ภาคผนวก ข.

การหาฟังก์ชันของกรีน

ศักย์ชนิดเวกเตอร์ (vector potential) (Itoh,1989)

เฮิรตซ์ (H. Hertz) นำแนวความคิดของศักย์ชนิดเวกเตอร์เข้ามาช่วยในการแก้ปัญหาสนามแม่เหล็กไฟฟ้า ศักย์ชนิดแบบเวกเตอร์มี 2 ชนิด คือ ศักย์ไฟฟ้าชนิดเวกเตอร์ $\bar{F}$ และศักย์แม่เหล็กชนิดเวกเตอร์ $\bar{A}$

ศักย์ไฟฟ้าชนิดเวกเตอร์ และ ศักย์แม่เหล็กชนิดเวกเตอร์จะสอดคล้องกับสมการไม่เอกพันธ์ของเฮล์มโฮลตซ์ (inhomogeneous Helmholtz equation) ดังนี้

$$(\nabla^2 + k^2)\bar{A} = -\mu\bar{J} \tag{ข.1}$$
$$(\nabla^2 + k^2)\bar{F} = -\varepsilon\bar{M} \tag{ข.2}$$

โดยที่ $\mu = \mu_0\mu_r$, $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$, $\omega = 2\pi f$ และ $k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$

หาความสัมพันธ์ระหว่างศักย์ไฟฟ้าชนิดเวกเตอร์และศักย์แม่เหล็กชนิดเวกเตอร์กับสนามไฟฟ้า $\bar{E}$ และสนามแม่เหล็ก $\bar{H}$ ได้จากสมการของแมกซ์เวลล์ (Maxwell 's equation) ได้ดังนี้

$$\nabla \times \bar{E} = -j\omega\mu\bar{H} - \bar{M} \tag{ข.3}$$
$$\nabla \times \bar{H} = j\omega\varepsilon\bar{E} + \bar{J} \tag{ข.4}$$
$$\nabla \cdot \bar{D} = q_e \tag{ข.5}$$
$$\nabla \cdot \bar{B} = q_m \tag{ข.6}$$

โดยที่ $\bar{D} = \varepsilon\bar{E}$ และ $\bar{B} = \mu\bar{H}$

จากสมการ (ข.3) สามารถสร้างสมการสนามไฟฟ้าได้ดังนี้

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E} = -j\omega\mu\nabla \times \bar{H} - \nabla \times \bar{M} \tag{ข.7}$$

แทนสมการ (ข.4) ในสมการ (ข.7) จะได้

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E} = \omega^2 \mu\varepsilon \bar{E} - j\omega\mu \bar{J} - \nabla \times \bar{M} \tag{ข.8}$$

จากเอกลักษณ์เวกเตอร์ $\nabla \times \nabla \times \bar{E} = \nabla(\nabla \cdot \bar{E}) - \nabla^2 \bar{E}$ จะได้

$$(\nabla^2 + k^2)\bar{E} = \nabla(\nabla \cdot \bar{E}) + j\omega\mu \bar{J} + \nabla \times \bar{M} \tag{ข.9}$$

จากสมการ (ข.5) และสมการความต่อเนื่อง $\nabla \cdot \bar{J} + j\omega q_e = 0$ จะได้

$$\nabla \cdot \bar{E} = -\frac{\nabla \cdot \bar{J}}{j\omega\varepsilon} \tag{ข.10}$$

แทนสมการ (ข.10) ในสมการ (ข.9) จะได้

$$(\nabla^2 + k^2)\bar{E} = -\frac{\nabla(\nabla \cdot \bar{J})}{j\omega\varepsilon} + j\omega\mu \bar{J} + \nabla \times \bar{M} \tag{ข.11}$$

จัดรูปสมการ (ข.1) และสมการ (ข.2) ใหม่ แทนสมการ $\bar{J} = -\frac{(\nabla^2 + k^2)\bar{A}}{\mu}$ และ $\bar{M} = -\frac{(\nabla^2 + k^2)\bar{F}}{\varepsilon}$ ในสมการ (ข.11) จะได้

$$\begin{aligned}(\nabla^2 + k^2)\bar{E} = {} & \frac{1}{j\omega\mu\varepsilon}\nabla(\nabla \cdot (\nabla^2 + k^2)\bar{A}) - j\omega(\nabla^2 + k^2)\bar{A} \\ & - \frac{\nabla \times (\nabla^2 + k^2)\bar{F}}{\varepsilon}\end{aligned} \tag{ข.12}$$

สลับลำดับการหาอนุพันธ์

$$\nabla(\nabla \cdot (\nabla^2 + k^2)\bar{A}) = (\nabla^2 + k^2)\nabla(\nabla \cdot \bar{A}) \tag{ข.13}$$

$$\nabla \times (\nabla^2 + k^2)\bar{F} = (\nabla^2 + k^2)\nabla \times \bar{F} \tag{ข.14}$$

แทนสมการ (ข.13) และ (ข.14) ในสมการ (ข.12) จะได้

$$(\nabla^2+k^2)\bar{E}=\frac{1}{j\omega\mu\varepsilon}(\nabla^2+k^2)\nabla(\nabla\cdot\bar{A})-j\omega(\nabla^2+k^2)\bar{A}$$
$$-\frac{(\nabla^2+k^2)\nabla\times\bar{F}}{\varepsilon} \qquad (ข.15)$$

นำพจน์ $j\omega\mu\varepsilon$ คูณสมการ (ข.15) ทั้งสองข้างและตัดพจน์ (∇^2+k^2) จะได้

$$j\omega\mu\varepsilon\bar{E}=k^2\bar{A}+\nabla(\nabla\cdot\bar{A})-j\omega\mu\nabla\times\bar{F} \qquad (ข.16)$$

จากสมการ (ข.4) สามารถสร้างสมการสนามแม่เหล็กได้ดังนี้

$$\nabla\times\nabla\times\bar{H}=j\omega\varepsilon\nabla\times\bar{E}+\nabla\times\bar{J} \qquad (ข.17)$$

แทนสมการ (ข.3) ในสมการ (ข.17) จะได้

$$\nabla\times\nabla\times\bar{H}=\omega^2\mu\varepsilon\bar{H}-j\omega\varepsilon\bar{M}+\nabla\times\bar{J} \qquad (ข.18)$$

จากเอกลักษณ์เวกเตอร์ $\nabla\times\nabla\times\bar{H}=\nabla(\nabla\cdot\bar{H})-\nabla^2\bar{H}$ จะได้

$$(\nabla^2+k^2)\bar{H}=\nabla(\nabla\cdot\bar{H})+j\omega\varepsilon\bar{M}-\nabla\times\bar{J} \qquad (ข.19)$$

จากสมการ (ข.6) และสมการความต่อเนื่อง $\nabla\cdot\bar{M}+j\omega q_m=0$ จะได้

$$\nabla\cdot\bar{H}=-\frac{\nabla\cdot\bar{M}}{j\omega\mu} \qquad (ข.20)$$

แทนสมการ (ข.20) ในสมการ (ข.19) จะได้

$$(\nabla^2+k^2)\bar{H}=-\frac{\nabla(\nabla\cdot\bar{M})}{j\omega\mu}+j\omega\varepsilon\bar{M}-\nabla\times\bar{J} \qquad (ข.21)$$

จัดรูปสมการ (ข.1) และสมการ (ข.2) ใหม่ แทนสมการ $\bar{J} = -\frac{(\nabla^2 + k^2)\bar{A}}{\mu}$ และ $\bar{M} = -\frac{(\nabla^2 + k^2)\bar{F}}{\varepsilon}$ ในสมการ (ข.21) จะได้

$$(\nabla^2 + k^2)\bar{H} = \frac{\nabla(\nabla\cdot(\nabla^2 + k^2)\bar{F})}{j\omega\mu\varepsilon} - j\omega(\nabla^2 + k^2)\bar{F} + \frac{\nabla\times(\nabla^2 + k^2)\bar{A}}{\mu} \qquad (ข.22)$$

สลับลำดับการหาอนุพันธ์

$$\nabla(\nabla\cdot(\nabla^2 + k^2)\bar{F}) = (\nabla^2 + k^2)\nabla(\nabla\cdot\bar{F}) \qquad (ข.23)$$

$$\nabla\times(\nabla^2 + k^2)\bar{A} = (\nabla^2 + k^2)\nabla\times\bar{A} \qquad (ข.24)$$

แทนสมการ (ข.23) และ (ข.24) ในสมการ (ข.22) จะได้

$$(\nabla^2 + k^2)\bar{H} = \frac{(\nabla^2 + k^2)\nabla(\nabla\cdot\bar{F})}{j\omega\mu\varepsilon} - j\omega(\nabla^2 + k^2)\bar{F} + \frac{(\nabla^2 + k^2)\nabla\times\bar{A}}{\mu} \qquad (ข.25)$$

นำพจน์ $j\omega\mu\varepsilon$ คูณสมการ (ข.25) ทั้งสองข้างและตัดพจน์ $(\nabla^2 + k^2)$ จะได้

$$j\omega\mu\varepsilon\bar{H} = k^2\bar{F} + \nabla(\nabla\cdot\bar{F}) + j\omega\varepsilon\nabla\times\bar{A} \qquad (ข.26)$$

ศักย์ซอมเมอร์เฟลด์ (Sommerfeld potentials) (Itoh,1989)

ค่าศักย์ชนิดเวกเตอร์ในรูปของศักย์ซอมเมอร์เฟลด์ ซึ่งกำหนดให้ค่าความหนาแน่นกระแสแม่เหล็กเป็นศูนย์ ดังนั้นจะได้ค่าศักย์ไฟฟ้าชนิดเวกเตอร์เท่ากับศูนย์และสามารถเขียนฟังก์ชันของกรีนของค่าศักย์แม่เหล็กชนิดเวกเตอร์ในโดเมนอวกาศได้ดังนี้

$$\overline{\overline{G}}_A = (\bar{a}_x G_A^{xx} + \bar{a}_z G_A^{zx})\bar{a}_x + (\bar{a}_y G_A^{yy} + \bar{a}_z G_A^{zy})\bar{a}_y + \bar{a}_z G_A^{zz}\bar{a}_z \qquad (ข.27)$$

เขียนในรูปสมการเมตริกซ์ได้ดังนี้

$$G_A = \begin{bmatrix} G_A^{xx} & 0 & 0 \\ 0 & G_A^{yy} & 0 \\ G_A^{zx} & G_A^{zy} & G_A^{zz} \end{bmatrix} \quad (ข.28)$$

โดยที่ G^{st} คือ ฟังก์ชันของกรีนจากแหล่งกำเนิดวางตัวในแนวแกน t และทำให้เกิดโพลาไรเซชันในแนวแกน s

ค่าศักย์แม่เหล็กชนิดเวกเตอร์มีความสัมพันธ์กับค่าสนามไฟฟ้า และค่าสนามแม่เหล็กตามสมการ (ข.16) และสมการ (ข.26) ในโดเมนอวกาศได้ดังนี้

$$j\omega\mu\varepsilon\bar{E}_x = \frac{\partial^2 \bar{A}_z}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \bar{A}_y}{\partial x \partial y} + \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2\right)\bar{A}_x \quad (ข.29)$$

$$j\omega\mu\varepsilon\bar{E}_y = \frac{\partial^2 \bar{A}_z}{\partial y \partial z} + \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2\right)\bar{A}_y + \frac{\partial^2 \bar{A}_x}{\partial x \partial y} \quad (ข.30)$$

$$j\omega\mu\varepsilon\bar{E}_z = \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)\bar{A}_z + \frac{\partial^2 \bar{A}_y}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \bar{A}_x}{\partial x \partial z} \quad (ข.31)$$

$$\mu\bar{H}_x = \frac{\partial \bar{A}_z}{\partial y} - \frac{\partial \bar{A}_y}{\partial z} \quad (ข.32)$$

$$\mu\bar{H}_y = -\frac{\partial \bar{A}_z}{\partial x} + \frac{\partial \bar{A}_x}{\partial z} \quad (ข.33)$$

$$\mu\bar{H}_z = \frac{\partial \bar{A}_y}{\partial x} - \frac{\partial \bar{A}_x}{\partial y} \quad (ข.34)$$

การพิจารณาค่าฟังก์ชันของกรีนนิยมพิจารณาในโดเมนสเปกตรัม เนื่องจากสามารถหาผลเฉลยได้ง่ายกว่าการหาค่าฟังก์ชันของกรีนในโดเมนอวกาศ และสามารถเขียนศักย์แม่เหล็กชนิดเวกเตอร์มีความสัมพันธ์กับค่าสนามไฟฟ้าและค่าสนามแม่เหล็กในโดเมนสเปกตรัม ได้ดังนี้

$$j\omega\mu\varepsilon\tilde{E}_x = jk_x\frac{\partial \tilde{A}_z}{\partial z} - k_x k_y \tilde{A}_y + (k^2 - k^2{}_x)\tilde{A}_x \quad (ข.35)$$

$$j\omega\mu\varepsilon\tilde{E}_y = jk_y\frac{\partial \tilde{A}_z}{\partial z} + (k^2 - k^2{}_y)\tilde{A}_y - k_x k_y \tilde{A}_x \quad (ข.36)$$

$$j\omega\mu\varepsilon\tilde{E}_z = (k^2 - k_z^2)\tilde{A}_z + jk_y\frac{\partial \tilde{A}_y}{\partial z} + jk_x\frac{\partial \tilde{A}_x}{\partial z} \quad (ข.37)$$

$$\mu\tilde{H}_x = jk_y\tilde{A}_z - \frac{\partial \tilde{A}_y}{\partial z} \quad (ข.38)$$

$$\mu\tilde{H}_y = -jk_x\tilde{A}_z + \frac{\partial \tilde{A}_x}{\partial z} \quad (ข.39)$$

$$\mu\widetilde{H}_z = jk_x\widetilde{A}_y - jk_y\widetilde{A}_x \quad (ข.40)$$

โดยที่ $\frac{\partial}{\partial x} = jk_x$, $\frac{\partial}{\partial y} = jk_y$ และ $\frac{\partial^2}{\partial z^2} = -k_z^2$

สามารถแสดงค่าสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กในรูปของความหนาแน่นกระแส ไฟฟ้า $\bar{J}$ หรือ $Id\bar{l}$ ผ่านฟังก์ชันของกรีนชนิดไดอะดิกของค่าสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กในรูปสมการเชิงอนุพันธ์ได้ดังนี้

$$d\bar{E}(\bar{r}) = \overline{\overline{G}}_E(\bar{r}/\bar{r}')\cdot I(\bar{r}')d\bar{l}' \quad (ข.41)$$

$$d\bar{H}(\bar{r}) = \overline{\overline{G}}_H(\bar{r}/\bar{r}')\cdot I(\bar{r}')d\bar{l}' \quad (ข.42)$$

สามารถแสดงค่าศักย์แม่เหล็กชนิดเวกเตอร์ในรูปของความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าผ่านฟังก์ชันของกรีนชนิดไดอะดิกของค่าศักย์แม่เหล็กชนิดเวกเตอร์ได้ดังนี้

$$d\bar{A}(\bar{r}) = \overline{\overline{G}}_A(\bar{r}/\bar{r}')\cdot I(\bar{r}')d\bar{l}' \quad (ข.43)$$

จากสมการ (ข.41) และสมการ (ข.43) เขียนสมการ (ข.35)-(ข.37) ใหม่ในรูปของสมการเมตริกซ์ได้ดังนี้

$$j\omega\mu\varepsilon\left[\widetilde{G}_E\right][Idl] = [T]\left[\widetilde{G}_A\right][Idl] \quad (ข.44)$$

โดยที่

$$T = \begin{bmatrix} (k^2-k_x^2) & -k_xk_y & jk_x\frac{\partial}{\partial z} \\ -k_xk_y & (k^2-k_y^2) & jk_y\frac{\partial}{\partial z} \\ jk_x\frac{\partial}{\partial z} & jk_y\frac{\partial}{\partial z} & (k^2-k_z^2) \end{bmatrix}.$$

จากส่วนประกอบ $\overline{\overline{G}}_A$ ตามเงื่อนไขของซอมเมอร์เฟลด์ดังสมการ (ข.29) จะได้ความสัมพันธ์ขององค์ประกอบ $\overline{\overline{G}}_E$ ในแนวแกน $\hat{z}$ กับ $\overline{\overline{G}}_A$ ทั้ง 5 พจน์ดังนี้

$$j\omega\mu\varepsilon\left[\widetilde{G}_E\right] = [T]\left[\widetilde{G}_A\right] \quad (ข.45)$$

$$j\omega\mu\varepsilon\begin{bmatrix}\tilde{G}_E^{xx} & \tilde{G}_E^{xy} & \tilde{G}_E^{xz}\\ \tilde{G}_E^{yz} & \tilde{G}_E^{yy} & \tilde{G}_E^{yz}\\ \tilde{G}_E^{zx} & \tilde{G}_E^{zy} & \tilde{G}_E^{zz}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}(k^2-k_x^2) & -k_xk_y & jk\dfrac{\partial}{\partial z}\\ -k_xk_y & k^2-k_y^2 & jk_y\dfrac{\partial}{\partial z}\\ jk_x\dfrac{\partial}{\partial z} & jky\dfrac{\partial}{\partial z} & k^2-k_z^2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\tilde{G}_A^{xx} & 0 & 0\\ 0 & \tilde{G}_A^{yy} & 0\\ \tilde{G}_A^{zx} & \tilde{G}_A^{zy} & \tilde{G}_A^{zz}\end{bmatrix} \quad (ข.46)$$

ซึ่งสามารถเขียนในรูปของสมการเชิงเส้นเฉพาะพจน์ $\tilde{G}_E^{zx}$, $\tilde{G}_E^{zy}$ และ $\tilde{G}_E^{zz}$ ได้ดังนี้

$$j\omega\mu\varepsilon\tilde{G}_E^{zx} = jk_x\dot{\tilde{G}}_A^{xx} + k^2\tilde{G}_A^{zx} + \ddot{\tilde{G}}_A^{zx} \quad (ข.47)$$

$$j\omega\mu\varepsilon\tilde{G}_E^{zy} = jk_y\dot{\tilde{G}}_A^{yy} + k^2\tilde{G}_A^{zy} + \ddot{\tilde{G}}_A^{zy} \quad (ข.48)$$

$$j\omega\mu\varepsilon\tilde{G}_E^{zz} = k^2\tilde{G}_A^{zz} + \ddot{\tilde{G}}_A^{zz} \quad (ข.49)$$

โดยที่ $\dot{\psi} = \dfrac{\partial\psi}{\partial z}$, $\ddot{\psi} = \dfrac{\partial^2\psi}{\partial z^2}$ และ $\dfrac{\partial^2}{\partial z^2} = -k_z^2$

ในทำนองเดียวกันจากสมการ (ข.42) และสมการ (ข.43) เขียนสมการ (ข.38)-(ข.40) ใหม่ในรูปของสมการเมตริกซ์ได้ดังนี้

$$\mu[\tilde{G}_H][Idl] = [K][\tilde{G}_A][Idl] \quad (ข.50)$$

โดยที่

$$K = \begin{bmatrix}0 & -\dfrac{\partial}{\partial z} & jk_y\\ \dfrac{\partial}{\partial z} & 0 & -jk_x\\ -jk_y & jk_x & 0\end{bmatrix}$$

สามารถเขียนความสัมพันธ์ขององค์ประกอบ $\overline{\overline{G}}_H$ ในแนวแกน z กับ $\overline{\overline{G}}_A$ ทั้ง 5 พจน์ตามเงื่อนไขของซอมเมอร์เฟลด์ได้ดังนี้

$$\mu[\tilde{G}_H] = [K][\tilde{G}_A] \quad (ข.51)$$

$$\mu\begin{bmatrix} \tilde{G}_H^{xx} & \tilde{G}_H^{zy} & \tilde{G}_H^{xz} \\ \tilde{G}_H^{yz} & \tilde{G}_H^{yy} & \tilde{G}_H^{yz} \\ \tilde{G}_H^{zx} & \tilde{G}_H^{zy} & \tilde{G}_H^{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{\partial}{\partial z} & jk_y \\ \frac{\partial}{\partial z} & 0 & -jk_x \\ -jk_y & jk_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{G}_A^{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{G}_A^{yy} & 0 \\ \tilde{G}_A^{zx} & \tilde{G}_A^{zy} & \tilde{G}_A^{zz} \end{bmatrix} \tag{ข.52}$$

ซึ่งสามารถเขียนในรูปของสมการเชิงเส้นเฉพาะพจน์ $\tilde{G}_H^{zx}$, $\tilde{G}_H^{zy}$ และ $\tilde{G}_H^{zz}$ ได้ดังนี้

$$\mu\tilde{G}_H^{zx} = -jk_y\tilde{G}_A^{xx} \tag{ข.53}$$

$$\mu\tilde{G}_H^{zy} = jk_x\tilde{G}_A^{yy} \tag{ข.54}$$

$$\tilde{G}_H^{zz} = 0 \tag{ข.55}$$

ความสัมพันธ์ในสมการ (ก.47)-(ก.49) และ สมการ (ก.53)-(ก.55) คือความสัมพันธ์ของส่วนประกอบ $\bar{\bar{G}}_A$ ทั้ง 5 พจน์กับ $\bar{\bar{G}}_E$ และ $\bar{\bar{G}}_H$ บางพจน์ นั่นคือ ถ้าทราบค่า $\bar{\bar{G}}_A$ ก็จะสามารถหาค่า $\bar{\bar{G}}_E$ และ $\bar{\bar{G}}_H$ ในแนวแกน z ได้และสามารถหาค่า E_z และ H_z ได้ ซึ่งจะทำให้สามารถกลับไปหาค่า E_x , E_y , H_x และ H_y ได้

จากสมการ (ข.47)-(ข.49) และ สมการ (ข.53)-(ข.55) สามารถจัดพจน์ของ $\bar{\bar{G}}_A$ ใหม่ได้ดังนี้

$$\tilde{G}_A^{xx} = -\frac{\mu}{jk_y}\tilde{G}_H^{zx} \tag{ข.56}$$

$$\tilde{G}_A^{yy} = \frac{\mu}{jk_x}\tilde{G}_H^{zy} \tag{ข.57}$$

$$k_\rho^2\tilde{G}_A^{zx} = j\omega\mu\varepsilon\tilde{G}_E^{zx} + \frac{k_x}{k_y}\mu\tilde{G}_H^{zx} \tag{ข.58}$$

$$k_\rho^2\tilde{G}_A^{zy} = j\omega\mu\varepsilon\tilde{G}_E^{zy} - \frac{k_y}{k_x}\mu\tilde{G}_H^{zy} \tag{ข.59}$$

$$k_\rho^2\tilde{G}_A^{zz} = j\omega\mu\varepsilon\tilde{G}_E^{zz} \tag{ข.60}$$

โดยที่ $k_\rho^2 = k_x^2 + k_y^2$ และ $k^2 = k_\rho^2 + k_z^2$

ศักย์ชนิดสเกลาร์ (Itoh,1989)

จากสมการ (ข.26) กรณีค่าศักย์ไฟฟ้าชนิดเวกเตอร์ $\bar{F}$ เท่ากับศูนย์จะได้

$$\bar{B} = \nabla \times \bar{A} \tag{ข.61}$$

และจากสมการ (ข.3) กรณีค่า $\bar{M}$ เท่ากับศูนย์ จะได้

$$\nabla \times \bar{E} = -j\omega\bar{B} \tag{ข.62}$$

แทนสมการ (ข.61) ในสมการ (ข.62) จะได้

$$\nabla \times (\bar{E} + j\omega\bar{A}) = 0 \tag{ข.63}$$

จากเอกลักษณ์เวกเตอร์ $\nabla \times (\bar{E} + j\omega\bar{A}) = 0$ จะได้

$$\bar{E} + j\omega\bar{A} = -\nabla V \tag{ข.64}$$

โดยที่ V คือ ค่าสเกลาร์

จัดรูปสมการ (ข.64) ใหม่ได้

$$\bar{E} = -(j\omega\bar{A} + \nabla V) \tag{ข.65}$$

จากสมการ (ข.4) กรณีค่า $\bar{J}$ เท่ากับศูนย์ จะได้

$$\nabla \times \bar{H} = j\omega\varepsilon\bar{E} \tag{ข.66}$$

แทนสมการ $\bar{B} = \mu\bar{H}$ ในสมการ (ข.66) จะได้

$$\nabla \times \bar{B} = j\omega\mu\varepsilon\bar{E} \tag{ข.67}$$

แทนสมการ (ข.61) และ (ข.65) ในสมการ (ข.67) จะได้

$$\nabla \times \nabla \times \bar{A} = j\omega\mu\varepsilon(-j\omega\bar{A} - \nabla V) \tag{ข.68}$$

จากเอกลักษณ์เวกเตอร์ $\nabla \times \nabla \times \bar{A} = \nabla(\nabla \cdot \bar{A}) - \nabla^2 \bar{A}$ จะได้

$$-\nabla^2 \bar{A} + \nabla(\nabla \cdot \bar{A}) = \omega^2 \varepsilon\mu\bar{A} - j\omega\mu\varepsilon\nabla V \qquad (ข.69)$$

จัดรูปสมการ (ข.69) ใหม่ได้

$$-\nabla^2 \bar{A} - \omega^2 \varepsilon\mu\bar{A} = -\nabla(j\omega\mu\varepsilon V + \nabla \cdot \bar{A}) \qquad (ข.70)$$

กำหนดให้

$$j\omega\mu\varepsilon V + \nabla \cdot \bar{A} = 0 \qquad (ข.71)$$

สมการ (ข.71) เรียกว่าสมการเกจของลอเรนทซ์ (Lorentz's gauge) และจากสมการ (ข.43) สามารถเขียนศักย์แม่เหล็กชนิดเวกเตอร์ในรูปของสมการอินทิกรัลได้ดังนี้

$$\bar{A}(\bar{r}) = \int_{s'} \bar{\bar{G}}_A(\bar{r} / \bar{r}') \cdot \bar{J}_s(\bar{r}')ds' \qquad (ข.72)$$

แทนสมการ (ข.72) ในสมการ (ข.71) สามารถเขียนสมการ (ข.71) ใหม่ได้ดังนี้

$$j\omega\mu\varepsilon V(\bar{r}) = -\int_{s'} \left[\nabla \cdot \bar{\bar{G}}_A(\bar{r}/\bar{r}')\right] \cdot \bar{J}_s(\bar{r}')ds' \qquad (ข.73)$$

โดยที่ $\bar{J}_s$ คือ แหล่งความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าบนพื้นผิว ds'

จากความรู้เรื่องสนามไฟฟ้าสถิตย์ สามารถเขียนศักย์ชนิดสเกลาร์ในรูปฟังก์ชันของกรีนกับแหล่งประจุไฟฟ้าได้ดังนี้

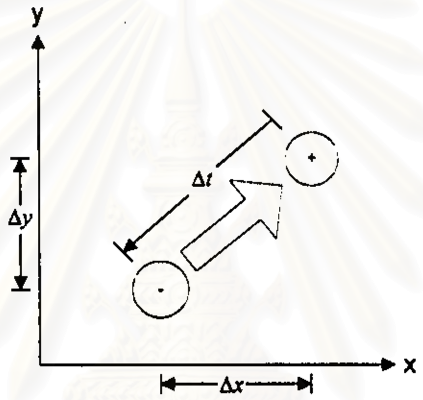
$$V(\bar{r}) = \int_{s'} G_V(\bar{r}/\bar{r}') \cdot q_s(\bar{r}')ds' \qquad (ข.74)$$

โดยที่ q_s คือแหล่งความหนาแน่นประจุไฟฟ้าบนพื้นผิว ds'

นำสมการ (ข.74) มาใช้กับสนามที่มีการเปลี่ยนแปลงตามเวลาได้โดยการพิจารณาร่วมกับสมการต่อเนื่องดังนี้

$$\nabla \cdot \bar{J}_s + j\omega q_s = 0 \qquad (ข.75)$$

สามารถหา G_V ในสมการ (ข.74) สำหรับกรณีที่ตัวกลางมีลักษณะเป็นชั้น ในกรณีสนามมีการเปลี่ยนแปลงตามเวลาได้จากการพิจารณารูปที่ ข.1 แหล่งกำเนิดแบบจุดเกิดจากประจุ 2 ขั้ว วางตัวห่างกัน Δt , $\Delta t = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$



รูปที่ ข.1 แหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวอยู่ในแนวนอน

จากรูปที่ ข.1 จะได้

$$\bar{J}_s = \bar{e}_t \delta(x)\delta(y) \qquad (ข.76)$$

โดยที่ $\bar{e}_t$ คือ เวกเตอร์หนึ่งหน่วยในทิศทางแนวราบ t , $t = x, y$

ประจุขั้วบวก คือ

$$\frac{1}{j\omega\Delta t}\delta(x - \frac{\Delta x}{2})\delta(y - \frac{\Delta y}{2}) \qquad (ข.77)$$

ประจุขั้วลบ คือ

$$-\frac{1}{j\omega\Delta t}\delta(x+\frac{\Delta x}{2})\delta(y+\frac{\Delta y}{2}) \tag{ข.78}$$

จากสมการ (ข.73) พิจารณาแหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวอยู่ที่จุดกำเนิดจะได้

$$\begin{aligned} V(\bar{r}) &= -\frac{1}{j\omega\mu\varepsilon}\iint_{y'x'}(\nabla\cdot\overline{\overline{G}}_A(x,y/x',y'))\cdot\bar{e}_t\delta(x')\delta(y')dx'dy' \\ &= -\frac{1}{j\omega\mu\varepsilon}\nabla\cdot\overline{\overline{G}}_A(\bar{r}|0,0)\cdot\bar{e}_t \end{aligned} \tag{ข.79}$$

จากสมการ (ข.74) , (ข.77) และสมการ (ข.78) จะได้

$$\begin{aligned} V(\bar{r}) &= \iint_{y'x'}G_V(x,y/x',y')\frac{1}{j\omega\Delta t}\left[\delta(x'-\frac{\Delta x}{2})\delta(y'-\frac{\Delta y}{2})-\delta(x'+\frac{\Delta x}{2})\delta(y'+\frac{\Delta y}{2})\right]dx'dy' \\ &= \frac{1}{j\omega}\frac{G_V\left(\bar{r}/\frac{\Delta x}{2},\frac{\Delta y}{2}\right)-G_V\left(\bar{r}/\frac{-\Delta x}{2},\frac{-\Delta y}{2}\right)}{\Delta t} \\ &= \lim_{\Delta t\to 0}\frac{1}{j\omega}\frac{G_V\left(\bar{r}/\frac{\Delta x}{2},\frac{\Delta y}{2}\right)-G_V\left(\bar{r}/\frac{-\Delta x}{2},\frac{-\Delta y}{2}\right)}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{j\omega}\frac{\partial G_V}{\partial t'}\bigg|_{x'=0,y'=0} \\ &= \frac{1}{j\omega}\nabla' G_V\cdot\bar{e}_t\Big|_{x'=0,y'=0} \end{aligned} \tag{ข.80}$$

เทียบสมการ (ข.79) และ (ข.80) จะได้

$$\frac{-\nabla\cdot\overline{\overline{G}}_A\cdot\bar{e}_t}{j\omega\mu\varepsilon}=\frac{\nabla' G_V\cdot\bar{e}_t}{j\omega}=\frac{-\nabla G_V\cdot\bar{e}_t}{j\omega} \tag{ข.81}$$

จากความสัมพันธ์ในสมการ (ข.81) ถ้าแทน $\overline{\overline{G}}_A$ แบบซอมเมอร์เฟลด์และพิจารณากรณีเนื้อสารเป็นสารเอกพันธ์ (homogeneous media) จะได้ส่วนประกอบความสมมาตรของ $\overline{\overline{G}}_A$ ในโดเมนสเปกตรัมดังนี้

$$\tilde{G}_A^{xx}=\tilde{G}_A^{yy} \tag{ข.82}$$

$$\frac{\tilde{G}_A^{zx}}{jk_x}=\frac{\tilde{G}_A^{zy}}{jk_y} \tag{ข.83}$$

แทนสมการ (ข.27), (ข.82) และสมการ (ข.83) ในสมการ (ข.81) จะได้ G_V ในโดเมนสเปกตรัมดังนี้

$$\widetilde{G}_V = \frac{j\omega}{k_\rho^2}\left(\frac{\dot{\widetilde{G}}_E^{zx}}{jk_x}\right) - \left(\frac{k}{k_p}\right)^2\left(\frac{\dot{\widetilde{G}}_H^{zx}}{jk_y\varepsilon}\right) \qquad (ข.84)$$

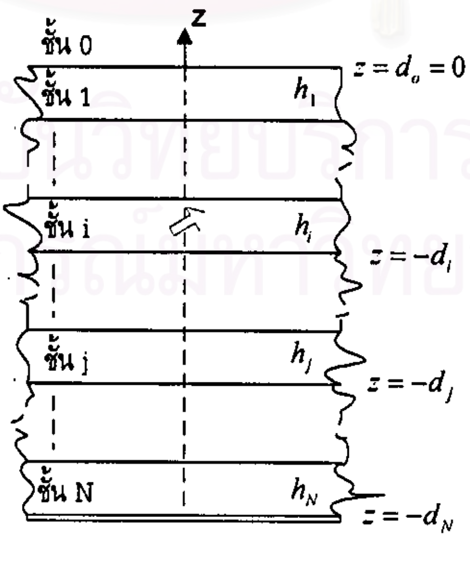
สนามที่เกิดจากแหล่งกำเนิดแบบจุดในตัวกลางซ้อนกันเป็นชั้น ๆ (Itoh,1989)

จากสมการ (ข.56)-(ข.60) และสมการ (ข.84) สามารถหาองค์ประกอบ $\widetilde{G}_A^{xx}$,$\widetilde{G}_A^{yy}$,$\widetilde{G}_A^{zx}$, $\widetilde{G}_A^{zy}$, $\widetilde{G}_A^{zz}$ และ $\widetilde{G}_v$ ได้จากองค์ประกอบ $\widetilde{G}_E^{zt}$ และ $\widetilde{G}_H^{zt}$, $t = x,y,z$ การคำนวณหาค่า $\widetilde{G}_A^{st}$, $s = x,y,z$ และ $\widetilde{G}_v$ โดยตรงจากค่าศักย์แม่เหล็กชนิดเวกเตอร์และค่าศักย์ชนิดสเกลาร์สามารถทำได้ แต่การคำนวณโดยผ่านค่าสนามในแนวตั้งฉากกับตัวกลางซ้อนกันเป็นชั้น ๆ สามารถกระทำได้ง่ายกว่า เนื่องจากการพิจารณาเงื่อนไขขอบเขตและผลเฉลยในอวกาศว่างของสนามสามารถหาได้

พิจารณารูปที่ ข.2 แหล่งกำเนิดแบบจุดถูกวางภายในชั้น i จะสามารถหาค่าสนามในชั้น j ได้ โดยผ่านฟังก์ชัน ψ ที่สอดคล้องกับสมการเฮล์มโฮลตซ์ในแต่ละชั้น ซึ่งมีเงื่อนไขขอบเขตที่รอยต่อระหว่างชั้น i กับชั้น $i+1$ ดังนี้

$$\alpha_i \psi_i = \alpha_{i+1} \psi_{i+1} \qquad (ข.85)$$

$$\dot{\psi}_i = \dot{\psi}_{i+1} \qquad (ข.86)$$



รูปที่ ข.2 ตัวกลางหลายชั้นมีแหล่งกำเนิดแบบจุดวางอยู่ในชั้น i

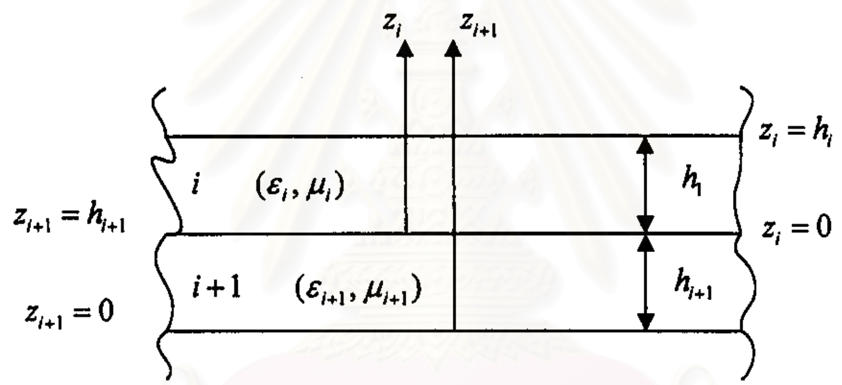
สามารถคำนวณหาองค์ประกอบ $\tilde{G}_E^{zz'}$ ได้จาก $\bar{E}_z$ โดยแทน ψ ด้วย $\bar{E}_z$ และแทน α_i ด้วย ε_i ในทำนองเดียวกันสามารถคำนวณหาองค์ประกอบ $\tilde{G}_H^{zz'}$ ได้จาก $\bar{H}_z$ โดยแทน ψ ด้วย $\bar{H}_z$ และแทน α_i ด้วย μ_i

ความหนาของชั้น i คือ h_i และรอยต่อระหว่างชั้น i และชั้น $i+1$ คือ $z=-d_i$ โดยที่ $d_0=0$ ดังรูปที่ ข.2 และสามารถเขียน h_i เป็นสูตรได้ดังนี้

$$h_i = d_i - d_{i-1} \tag{ข.87}$$

โดยที่ $d_i = \sum_{j=1}^{i} h_j$ (ข.88)

ตัวกลาง 2 ชั้นที่ปราศจากแหล่งกำเนิด



รูปที่ ข.3 ตัวกลาง 2 ชั้นปราศจากแหล่งกำเนิด

จากรูปที่ ข.3 สามารถหาตำแหน่งของรอยต่อแต่ละชั้นได้ดังนี้

$$z_i = z + d_i \tag{ข.89}$$

กรณีชั้นตัวกลางปราศจากแหล่งกำเนิด สามารถเขียนฟังก์ชัน ψ ในแต่ละชั้น k ได้ดังนี้

$$\psi_k = a_k \cosh(u_k z_k) + b_k \sinh(u_k z_k) \tag{ข.90}$$

ฟังก์ชัน ψ นิยมเขียนในรูปของฟังก์ชันไฮเพอร์โบลิกมากกว่าฟังก์ชันเอกซ์โพเนนเชียลเนื่องจากฟังก์ชันไฮเพอร์โบลิกสามารถจัดรูปแบบได้กะทัดรัดเหมาะสำหรับการนำฟังก์ชันไปคำนวณในงานคอมพิวเตอร์

$$V_i = T_{i,i+1} V_{i+1} \tag{ข.91}$$

จากสมการ (ข.91) V_i คือเวกเตอร์แถวตั้ง ซึ่งมีค่าสัมประสิทธิ์ a_i และ b_i ของฟังก์ชันไฮเพอร์โบลิกและ $T_{i,i+1}$ คือเมตริกซ์ส่งผ่านระหว่างชั้น i กับชั้น $i+$ ดังนี้

$$T_{i,i+1} = \begin{bmatrix} \alpha_{i+1} c_{i+1} / \alpha_i & \alpha_{i+1} s_{i+1} / \alpha_i \\ u_{i+1} s_{i+1} / u_i & u_{i+1} c_{i+1} / u_i \end{bmatrix} \tag{ข.92}$$

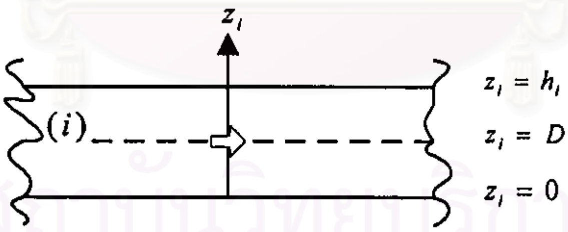
โดยที่ $c_i = \cosh(u_i h_i)$ และ $s_i = \sinh(u_i h_i)$

สามารถหาค่าเมตริกซ์ส่งผ่านในทางย้อนกลับ $T_{i+1,i}$ ได้โดยการหาอินเวอร์สของ $T_{i,i+1}$ ได้ดังนี้

$$T_{i+1,i} = \left(T_{i,i+1}\right)^{-1} = \begin{bmatrix} \alpha_i c_{i+1} / \alpha_{i+1} & -u_i s_{i+1} / u_{i+1} \\ -\alpha_i s_{i+1} / \alpha_{i+1} & u_i c_{i+1} / u_{i+1} \end{bmatrix} \tag{ข.93}$$

ตัวกลาง 1 ชั้นมีแหล่งกำเนิดวางภายในชั้นตัวกลาง

พิจารณาชั้น i แหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวในแนวนอน (HED) ที่ตำแหน่ง $z_i = D$ ซึ่งแบ่งชั้น i ออกเป็น 2 ชั้น คือ ชั้นบนซึ่งมีขอบเขต $D \le z_i \le h_i$ และชั้นล่างซึ่งมีขอบเขต $0 \le z_i \le D$



รูปที่ ข.4 ชั้น i มีแหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวในแนวนอน

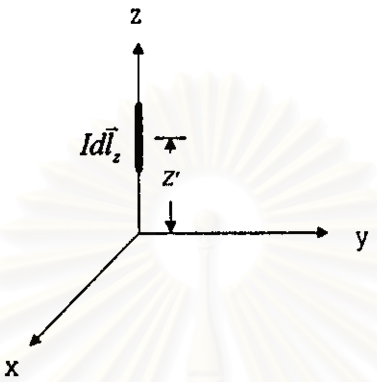
ให้ $\widetilde{\psi}^\alpha$ คือ $\widetilde{E}_z$ หรือ $\widetilde{H}_z$ ซึ่งเป็นผลเฉลยภายในตัวกลางชั้น i ที่เป็นสารเนื้อเดียวกันผลเฉลย $\widetilde{\psi}^\alpha$ ในโดเมนสเปกตรัมสามารถเขียนแยกออกเป็น 2 ส่วนดังนี้

$$\widetilde{\psi}^\alpha = \begin{cases} U_i \exp[-u_i(z_i - D)] \ , \ D \le z_i \le h_i \\ L_i \exp[+u_i(z_i - D)] \ , \ 0 \le z_i \le D \end{cases} \tag{ข.94}$$

โดยที่ U_i คือ ค่าสัมประสิทธิ์ในชั้นบน และ L_i คือ ค่าสัมประสิทธิ์ในชั้นล่าง

สามารถหาค่าสัมประสิทธิ์ U_i และ L_i ในสมการ (ข.94) ได้ดังนี้

หาค่าสัมประสิทธิ์ U_i และ L_i ของ $\tilde{G}_E^{zz}$ จากการพิจารณาแหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวในแนวแกน z ดังรูปที่ ข.5



รูปที่ ข.5 แหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวในแนวแกน z

แหล่งกำเนิดแบบจุดถูกเขียนในรูปโมเมนต์ของกระแสได้ดังนี้

$$\vec{J}_z = Idl_z\delta(r)\vec{a}_z \tag{ข.95}$$

กำหนดให้ขนาดของ $\vec{J}_z$ ถูกนอร์แมลไลซ์ ดังนั้นจะได้

$$Idl_z = 1 \text{ Am.} \tag{ข.96}$$

โดยที่ $\delta(r) = \delta(x)\delta(y)\delta(z-z')$ (ข.97)

สามารถแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\vec{A}_z$ กับ $\vec{J}_z$ จากสมการเฮล์มโฮลตซ์แบบไม่เอกพันธ์ได้ดังนี้

$$-(\nabla^2 + k^2)\vec{A}_z = \mu\vec{J}_z \tag{ข.98}$$

เกิดโพลาไรซ์ในทิศ z ดังนั้นสามารถเขียนสมการ (ข.8) ใหม่ได้ดังนี้

$$-(\nabla^2 + k^2)\vec{A}_z = \mu Idl_z\delta(r) \tag{ข.99}$$

จากสมการ (ข.96) และสมการ (ข.97) พิจารณาในระบบพิกัดมุมฉากสามารถเขียนสมการ (ข.99) ใหม่ได้

$$-\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k^2\right)\bar{A}_z = \mu\delta(x)\delta(y)\delta(z-z') \qquad (ข.100)$$

จากผลการแปลงฟูริเยร์ของสมการ (ข.100) ในโดเมนสเปกตรัม 2 มิติสามารถเขียนได้ดังนี้

$$-\left(\frac{d^2}{dz^2}+k^2-k_x^2-k_y^2\right)\widetilde{A}_z = \frac{1}{2\pi}\mu\delta(z-z') \qquad (ข.101)$$

โดยที่ $u^2 = k_x^2+k_y^2-k^2 = k_\rho^2-k^2$

จากสมการ (ข.101) สามารถจัดรูปสมการใหม่ได้ดังนี้

$$\left[\frac{d^2}{dz^2}-u^2\right]\widetilde{A}_z = -\frac{1}{2\pi}\mu\delta(z-z') \qquad (ข.102)$$

จากหนังสือของ Balanis หน้า 862-863 (Balanis, 1989) สามารถหาค่า $\widetilde{A}_z$ ได้ 2 ช่วงจากสมการอนุพันธ์แบบเอกพันธ์ของสมการ (ข.102) ได้ดังนี้

$$\left[\frac{d^2}{dz^2}-u^2\right]\left[\frac{-2\pi\widetilde{A}_z}{\mu}\right]=0 \quad , \qquad z<z' \qquad (ข.103)$$

$$\left[\frac{d^2}{dz^2}-u^2\right]\left[\frac{-2\pi\widetilde{A}_z}{\mu}\right]=0 \quad , \qquad z>z' \qquad (ข.104)$$

สมการ (ข.103) สอดคล้องกับเงื่อนไขขอบเขตของ $\widetilde{A}_z$ ดังนี้

$$\widetilde{A}_z(-\infty)=0 \qquad (ข.105)$$

สมการ (ข.104) สอดคล้องกับเงื่อนไขขอบเขตของ $\widetilde{A}_z$ ดังนี้

$$\widetilde{A}_z(\infty)=0 \qquad (ข.106)$$

จากสมการ (ข.106) และสมการ (14-42a) จากหนังสือของ Balanis จะได้คำตอบของพจน์ $\frac{-2\pi\widetilde{A}_z}{\mu}$ ในสมการ (ข.103) ดังนี้

$$\frac{-2\pi\widetilde{A}_z}{\mu} = A_1 e^{-uz} \tag{ข.107}$$

จากสมการ (ข.106) และสมการ (14-42b) จากหนังสือของ Balanis จะได้คำตอบของพจน์ $\frac{-2\pi\widetilde{A}_z}{\mu}$ ในสมการ (ข.104) ดังนี้

$$\frac{-2\pi\widetilde{A}_z}{\mu} = A_2 e^{-uz} \tag{ข.108}$$

และสามารถหาค่า A_1 และ A_2 ได้จากหนังสือของ Balanis สมการ (14-44a) และสมการ (14-44b) ดังนี้

$$A_1 = \frac{e^{-uz'}}{W(z')} \tag{ข.109}$$

$$A_2 = \frac{e^{-uz'}}{W(z')} \tag{ข.110}$$

โดยที่ $$\begin{aligned} W(z') &= e^{uz'}(-ue^{-uz'}) - e^{-uz'}(ue^{uz'}) \\ &= -2u \end{aligned} \tag{ข.111}$$

แทนสมการ (ข.111) ในสมการ (ข.109) และสมการ (ข.110) จะได้

$$A_1 = \frac{e^{-uz'}}{-2u} \tag{ข.112}$$

$$A_2 = \frac{e^{-uz'}}{-2u} \tag{ข.113}$$

แทนสมการ (ข.112) ในสมการ (ข.107) จะได้

$$\widetilde{A}_z = \frac{\mu e^{u(z-z')}}{4\pi u} \quad , \qquad z < z' \tag{ข.114}$$

แทนสมการ (ข.113) ในสมการ (ข.108) จะได้

$$\widetilde{A}_z = \frac{\mu e^{u(z-z')}}{4\pi u} \qquad , \qquad z > z' \tag{ข.115}$$

พิจารณาแหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวเฉพาะในแนวแกน z และจากสมการ (ข.43) สามารถเขียนในรูปสมการเมตริกซ์ได้ดังนี้

$$\begin{bmatrix} \widetilde{A}_x \\ \widetilde{A}_y \\ \widetilde{A}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \widetilde{G}_A^{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \widetilde{G}_A^{yy} & 0 \\ \widetilde{G}_A^{zx} & \widetilde{G}_A^{zy} & \widetilde{G}_A^{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ Idl_z \end{bmatrix} \tag{ข.116}$$

ดังนั้นจะได้

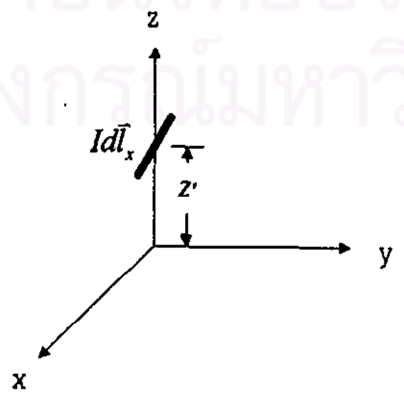
$$\widetilde{A}_z = \widetilde{G}_A^{zz} \tag{ข.117}$$

จากสมการ (ข.60) สามารถหาค่า $\widetilde{G}_E^{zz}$ ได้ดังนี้

$$\widetilde{G}_E^{zz} = \frac{k_\rho^2}{4\pi j\omega\varepsilon\mu} e^{u(z-z')} \qquad , \qquad z < z' \tag{ข.118}$$

$$\widetilde{G}_E^{zz} = \frac{k_\rho^2}{4\pi j\omega\varepsilon\mu} e^{-u(z-z')} \qquad , \qquad z > z' \tag{ข.119}$$

หาค่าสัมประสิทธิ์ U_i และ L_i ของ $\widetilde{G}_H^{zx}$ จากการพิจารณาแหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวในแนวแกน x ดังรูปที่ ข.6



รูปที่ ข.6 แหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวในแนวแกน x

แหล่งกำเนิดแบบจุดถูกเขียนในรูปโมเมนต์ของกระแสได้ดังนี้

$$\bar{J}_x = Idl_x \delta(r) \bar{a}_x \qquad (ข.120)$$

กำหนดให้ขนาดของ $\bar{J}_x$ ถูกนอร์แมลไลซ์ ดังนั้นจะได้

$$Idl_x = 1 \text{ Am.} \qquad (ข.121)$$

โดยที่ $\delta(r) = \delta(x)\delta(y)\delta(z-z')$ (ข.122)

สามารถแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\bar{A}_x$ กับ $\bar{J}_x$ จากสมการเฮล์มโฮลตซ์แบบไม่เอกพันธ์ได้ดังนี้

$$-(\nabla^2 + k^2)\bar{A}_x = \mu\bar{J}_x \qquad (ข.123)$$

เกิดโพลาไรซ์ในทิศ x ดังนั้นสามารถเขียนสมการ (ข.123) ใหม่ได้ดังนี้

$$-(\nabla^2 + k^2)\bar{A}_x = \mu Idl_x \delta(r) \qquad (ข.124)$$

จากสมการ (ข.120) และสมการ (ข.121) พิจารณาในระบบพิกัดมุมฉากสามารถเขียนสมการ (ข.124) ใหม่ได้

$$-(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2)\bar{A}_x = \mu\delta(x)\delta(y)\delta(z-z') \qquad (ข.125)$$

จากผลการแปลงฟูริเยร์ของสมการ (ข.125) ในโดเมนสเปกตรัม 2 มิติ สามารถเขียนได้ดังนี้

$$-(\frac{d^2}{dz^2} + k^2 - k_x^2 - k_y^2)\widetilde{A}_x = \frac{1}{2\pi}\mu\delta(z-z') \qquad (ข.126)$$

ทำตามสมการ (ข.102)-(ข.115) โดยเปลี่ยนตัวแปร $\widetilde{A}_z$ เป็น $\widetilde{A}_x$ จะได้สมการ $\widetilde{A}_x$ ดังนี้

$$\widetilde{A}_x = \frac{\mu e^{u(z-z')}}{4\pi u} \quad , \quad z < z' \qquad (ข.127)$$

$$\widetilde{A}_x = \frac{\mu e^{-u(z-z')}}{4\pi u} \quad , \quad z > z' \qquad (ข.128)$$

พิจารณาแหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวเฉพาะในแนวแกน x และจากสมการ (ข.43) สามารถเขียนในรูปสมการเมตริกซ์ได้ดังนี้

$$\begin{bmatrix} \tilde{A}_x \\ \tilde{A}_y \\ \tilde{A}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{G}_A^{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{G}_A^{yy} & 0 \\ \tilde{G}_A^{zx} & \tilde{G}_A^{zy} & \tilde{G}_A^{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Idl_x \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \qquad (ข.129)$$

ดังนั้นจะได้

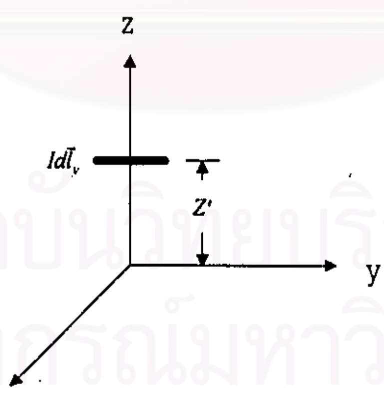
$$\tilde{A}_z = \tilde{G}_A^{zz} \qquad (ข.130)$$

จากสมการ (ข.56) สามารถหาค่า $\tilde{G}_H^{zx}$ ได้ดังนี้

$$\tilde{G}_H^{zx} = \frac{-jk_y}{4\pi u} e^{u(z-z')} \quad , \qquad z < z' \qquad (ข.131)$$

$$\tilde{G}_H^{zx} = \frac{-jk_y}{4\pi u} e^{-u(z-z')} \quad , \qquad z > z' \qquad (ข.132)$$

หาค่าสัมประสิทธิ์ U_l และ L_l ของ $\tilde{G}_H^{zy}$ จากการพิจารณาแหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวในแนวแกน y ดังรูปที่ ข.7



รูปที่ ข.7 แหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวในแนวแกน y

แหล่งกำเนิดแบบจุดเขียนในรูปโมเมนต์ของกระแสได้ดังนี้

$$\bar{J}_y = Idl_y \delta(r) \bar{a}_y \qquad (ข.133)$$

กำหนดให้ขนาดของ $\bar{J}_y$ ถูกนอร์แมลไลซ์ ดังนั้นจะได้

$$Idl_y = 1 \text{ Am.} \tag{ข.134}$$

โดยที่ $\delta(r) = \delta(x)\delta(y)\delta(z-z')$ (ข.135)

สามารถแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\bar{A}_y$ กับ $\bar{J}_y$ จากสมการเฮล์มโฮลตซ์แบบไม่เอกพันธ์ได้ดังนี้

$$-(\nabla^2 + k^2)\bar{A}_y = \mu\bar{J}_y \tag{ข.136}$$

เกิดโพลาไรซ์ในทิศ y ดังนั้นสามารถเขียนสมการ (ข.134) ใหม่ได้ดังนี้

$$-(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2)\bar{A}_y = \mu\delta(x)\delta(y)\delta(z-z') \tag{ข.137}$$

จากผลการแปลงฟูริเยร์ของสมการ (ข.137) ในโดเมนสเปกตรัม 2 มิติ สามารถเขียนได้ดังนี้

$$-(\frac{d^2}{dz^2} + k^2 - k_x^2 - k_y^2)\widetilde{A}_y = \frac{1}{2\pi}\mu\delta(z-z') \tag{ข.138}$$

ทำตามสมการ (ข.102)-(ข.115) โดยเปลี่ยนตัวแปร $\widetilde{A}_z$ เป็น $\widetilde{A}_y$ จะได้สมการ $\widetilde{A}_y$ ดังนี้

$$\widetilde{A}_y = \frac{\mu e^{u(z-z')}}{4\pi u} \quad , \qquad z < z' \tag{ข.139}$$

$$\widetilde{A}_y = \frac{\mu e^{-u(z-z')}}{4\pi u} \quad , \qquad z > z' \tag{ข.140}$$

พิจารณาแหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวเฉพาะในแนวแกน y และจากสมการ (ข.43) สามารถเขียนในรูปสมการเมตริกซ์ได้ดังนี้

$$\begin{bmatrix} \widetilde{A}_x \\ \widetilde{A}_y \\ \widetilde{A}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \widetilde{G}_A^{xx} & & \\ & \widetilde{G}_A^{yy} & \\ \widetilde{G}_A^{zx} & \widetilde{G}_A^{zy} & \widetilde{G}_A^{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ Idl_y \\ 0 \end{bmatrix} \tag{ข.141}$$

ดังนั้นจะได้

$$\widetilde{A}_y = \widetilde{G}_A^{yy} \qquad (ข.142)$$

จากสมการ (ข.58) สามารถหาค่า $\widetilde{G}_H^{zy}$ ได้ดังนี้

$$\widetilde{G}_H^{zy} = \frac{jk_x}{4\pi u} e^{u(z-z')} \quad , \quad z < z' \qquad (ข.143)$$
$$\widetilde{G}_H^{zy} = \frac{jk_x}{4\pi u} e^{-u(z-z')} \quad , \quad z > z' \qquad (ข.144)$$

หาค่าสัมประสิทธิ์ U_i และ L_i ของ $\widetilde{G}_E^{zx}$ จากการพิจารณาสมการ (ข.58) จะได้

$$\widetilde{G}_E^{zx} = \frac{jk_x}{4\pi j\omega\varepsilon} e^{u(z-z')} \quad , \quad z < z' \qquad (ข.145)$$
$$\widetilde{G}_E^{zx} = \frac{-jk_x}{4\pi j\omega\varepsilon} e^{-u(z-z')} \quad , \quad z > z' \qquad (ข.146)$$

หาค่าสัมประสิทธิ์ U_i และ L_i ของ $\widetilde{G}_E^{zx}$ จากการพิจารณาสมการ (ข.59) จะได้

$$\widetilde{G}_E^{zy} = \frac{jk_y}{4\pi j\omega\varepsilon} e^{u(z-z')} \quad , \quad z < z' \qquad (ข.147)$$
$$\widetilde{G}_E^{zy} = \frac{-jk_y}{4\pi j\omega\varepsilon} e^{-u(z-z')} \quad , \quad z > z' \qquad (ข.148)$$

จากการหาค่า U_i และ L_i ในกรณีต่าง ๆ สามารถสรุปได้ดังตารางที่ ข.1

	G_H^{zx}	G_H^{zy}	G_E^{zx}	G_E^{zy}	G_E^{zz}
$U_i=$	$-jk_y/4\pi u_o$	$jk_x/4\pi u_o$	$-jk_x/4\pi j\omega\varepsilon$	$-jk_y/4\pi j\omega\varepsilon$	$k_\rho^2/4\pi j\omega\varepsilon\, u_o$
$L_i=$	U_i	U_i	$-U_i$	$-U_i$	U_i

ตารางที่ ข.1 ค่าของสัมประสิทธิ์ U_i และ L_i ในส่วนบนและส่วนล่างของชั้น i ที่มีแหล่งกำเนิด

จากรูปที่ ข.4 สามารถเขียนฟังก์ชัน ψ_i ในกรณีชั้น i มีความหนาจำกัดและมีแหล่งกำเนิดภายในชั้นได้ดังนี้

$$\psi_i = \psi_i^{\infty} + a_i \cosh(u_i z_i) + b_i \sinh(u_i z_i) \qquad \text{(ข.149)}$$

จากสมการ (ข.149) สามารถเขียนฟังก์ชัน ψ_i ในส่วนของชั้นบนและชั้นล่างดังรูปที่ ข.4 ได้ดังนี้

$$\psi_i^U = a_i^U \cosh[u_i(z_i - D)] + b_i^U \sinh[u_i(z_i - D)] \qquad \text{(ข.150)}$$

$$\psi_i^L = a_i^L \cosh(u_i z_i) + b_i^L \sinh(u_i z_i) \qquad \text{(ข.151)}$$

สามารถเขียนในรูปสมการเมตริกซ์ได้ดังนี้

$$2V_i^U = \begin{bmatrix} E + 1/E & E - 1/E \\ E - 1/E & E + 1/E \end{bmatrix} V_i^L + 2S_i \qquad \text{(ข.152)}$$

โดยที่ $E = \exp(u_i D)$ (ข.153)

S_i คือเวกเตอร์แหล่งกำเนิดซึ่งมีรูปสมการดังนี้

$$S_i = \begin{bmatrix} -L_i + U_i \\ -L_i - U_i \end{bmatrix} \qquad \text{(ข.154)}$$

จากรูปที่ ข.4 กรณีแหล่งกำเนิดวางที่ $D = 0$ จากสมการ (ข.152) สามารถลดรูปสมการได้ดังนี้

$$2V_i^U = 2\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} V_i^L + 2S_i \qquad \text{(ก.155)}$$

จากสมการ (ข.155) จะได้

$$V_i^U = V_i^L + S_i \qquad \text{(ข.156)}$$

สามารถเขียนความสัมพันธ์ระหว่างชั้น i กับชั้น $i+1$ ได้โดยผ่านเมตริกซ์ส่งผ่าน $T_{i,i+1}$ ในกรณีมีแหล่งกำเนิดวางอยู่ระหว่างชั้น i กับ $i+1$ โดยที่ชั้น i กับ $i+1$ มีคุณสมบัติทางแม่เหล็กไฟฟ้าแตกต่างกันได้ดังนี้

$$V_i = T_{i,i+1}V_{i+1} + S_i \qquad (ข.157)$$

พิจารณากรณีแหล่งกำเนิดแบบจุดวางอยู่ชั้นบนสุด ซึ่งเป็นอวกาศว่างจะได้ฟังก์ชัน ψ ดังนี้

$$\psi = a_o \exp(-u_o z) \qquad (ข.158)$$

โดยที่ $-\pi/2 \le \arg(u_o) \le \pi/2$ เพื่อให้สอดคล้องกับเงื่อนไขการแผ่พลังงานที่อนันต์ เมื่อเทียบสัมประสิทธิ์ระหว่างสมการ (ข.158) กับสมการ (ข.90) จะได้ $b_o = -a_o$

พิจารณากรณีชั้น N เป็นผนังอิมพีแดนซ์ ดังนั้นจะได้ $\widetilde{E}_y = Z_s\widetilde{H}_x$ และ $\widetilde{E}_x = -Z_s\widetilde{H}_y$ สำหรับสนามในแนวแกน z จะได้ดังนี้

$$\mu\widetilde{H}_z = jZ_s\dot{\widetilde{H}}_z \qquad \text{และ} \qquad \varepsilon Z_s\widetilde{E}_z = j\dot{\widetilde{E}}_z \qquad (ข.159)$$

พิจารณาเงื่อนไขขอบเขตดังสมการ (ข.85) สามารถหาค่าสัมประสิทธิ์สนามไฟฟ้าในแนวแกน z ได้ดังนี้

$$b_N = \left(\frac{\omega\varepsilon_N Z_s}{ju_N}\right)a_N = \eta_E a_N \qquad (ข.160)$$

สำหรับสัมประสิทธิ์สนามแม่เหล็กในแนวแกน z จะได้

$$a_N = \left(\frac{Z_s u_N}{j\omega\mu_N}\right)b_N = \eta_H b_N \qquad (ข.161)$$

ในกรณีผนังไฟฟ้าจะได้ค่า $\eta_E = \eta_H = 0$

พิจารณากรณีชั้น N ใด ๆ ดังรูปที่ ข.2 สามารถหาได้จากสมการ (ข.92) และสมการ (ข.157) ในรูปสมการเมตริกซ์ดังนี้

$$V_o = T_{0,1}T_{1,2},\ldots,T_{i-1,i}(s_i + T_{i,i+1}T_{i+1,i+2},\ldots,T_{N-1,N})V_N \qquad (ข.162)$$

จากสมการ (ข.162) เขียนในรูปกะทัดรัดได้ดังนี้

$$V_o = e_i + TV_N \qquad (ข.163)$$

โดยที่ $$T = \prod_{i=1}^{N} T_{i-1,i} \qquad (ข.164)$$

T คือ เมตริกซ์ส่งผ่านทั้งหมด

เวกเตอร์กระตุ้นทั้งหมด

$$e_i = \left(\prod_{k=1}^{i} T_{k-1,k} \right) s_i \qquad (ข.165)$$

จากค่า a_i , b_i ในชั้น $i = 0$ และ $i = N$ สามารถหาค่าสัมประสิทธิ์ในชั้น $i = 0$ และ $i = N$ ในรูปสมการเมตริกซ์ T และ e ในกรณีสนามแม่เหล็กในแนวแกน z ตามตารางที่ ก.1 ได้ดังนี้

$$b_N = -\frac{e_1 + e_2}{t_{12} + t_{22} + \eta_H (t_{11} + t_{21})} \qquad (ข.166)$$

$$a_o = e_1 + (t_{12} + \eta_H t_{11}) b_N \qquad (ข.167)$$

สำหรับกรณีสนามไฟฟ้าในแนวแกน z จะได้

$$a_N = -\frac{e_1 + e_2}{t_{11} + t_{21} + \eta_E (t_{12} + t_{22})} \qquad (ข.168)$$

$$a_o = e_1 + (t_{11} + \eta_E t_{12}) a_N \qquad (ข.169)$$

โดยที่ t_{ij} คือ องค์ประกอบของเมตริกซ์ T และ e_i คือ องค์ประกอบของเมตริกซ์ e

ค่าสัมประสิทธิ์เหล่านี้สามารถนำไปหาค่าฟังก์ชัน ψ_i ที่สอดคล้องกับชั้น i ต่าง ๆ ได้ ถ้าพิจารณาชั้น j และ $j > i$ จะได้

$$V_j = \left(\prod_{k=j+1}^{N} T_{k-1,k} \right) V_N \qquad (ข.170)$$

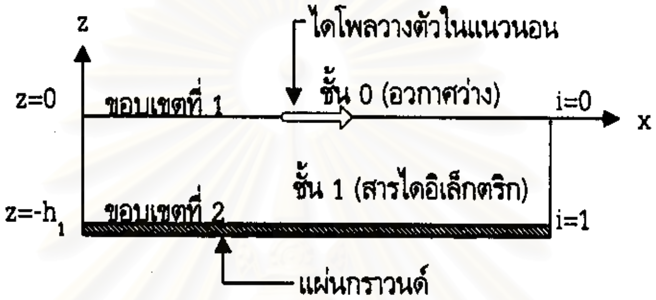
และถ้า $j \le i$ จะได้

$$V_j = \left(\prod_{k=j}^{i} T_{k-1,k} \right) s_i + \left(\prod_{k=j+1}^{N} T_{k-1,k} \right) V_N \qquad (ข.171)$$

เมตริกซ์ส่งผ่านในทางย้อนกลับสามารถหาได้โดยหาค่าอินเวอร์สเมตริกซ์ส่งผ่าน

พิจารณาไมโครสตริปที่มีชั้นไดอิเล็กตริกซ์ชั้นเดียว โดยแบ่งการพิจารณาได้เป็น 2 กรณี คือ กรณีสนามไฟฟ้าในแนวตั้งฉาก และ กรณีสนามแม่เหล็กในแนวตั้งฉาก

กรณีสนามแม่เหล็กในแนวตั้งฉาก



รูปที่ ข.8 ชั้นไดอิเล็กตริกมีแผ่นกราวนด์และแหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวที่รอยต่อระหว่างอวกาศว่างกับชั้นไดอิเล็กตริก

พิจารณารูปที่ ข.8 และจากสมการ (ข.90)

$$\psi_o = a_o \cosh(u_o z_o) + b_o \sinh(u_o z_o) \qquad (ข.172)$$

ที่เงื่อนไขขอบเขตที่ 1 , $z_o = 0$ จะได้

$$\psi_o\big|_{z_o=0} = a_o \cosh(0) + b_o \sinh(0) \qquad (ข.173)$$

$$= a_o \qquad (ข.174)$$

จากรูปที่ ข.8 พิจารณาเงื่อนไขขอบเขตจากสมการ (ข.85) จะได้

$$\mu_o \psi_o\big|_{z_o=0} = \mu_1 \psi_1\big|_{z_1=h_1} \qquad (ข.175)$$

$$\mu_o a_o = \mu_1[a_1 \cosh(u_1 h_1) + b_1 \sinh(u_1 h_1)] \qquad (ข.176)$$

ที่เงื่อนไขขอบเขตที่ 2 ของรูปที่ ข.8 และจากสมการ (ข.161) ผนังตัวนำไฟฟ้าสมบูรณ์ $\eta_H = 0$ ดังนั้นจะได้ $a_1 = 0$ และสามารถเขียนสมการ (ข.176) ใหม่ได้

$$\mu_o a_o = \mu_1 [b_1 \sinh(u_1 h_1)] \qquad (ข.177)$$

สารไดอิเล็กตริกไม่มีคุณสมบัติเป็นสารนำไฟฟ้า ดังนั้นจะได้

$$\mu_o = \mu_1 \qquad (ข.178)$$

แทนสมการ (ข.178) ในสมการ (ข.177) จะได้

$$a_o = b_1 \sinh(u_1 h_1) \qquad (ข.179)$$

จากรูปที่ ข.8 พิจารณาเงื่อนไขขอบเขตจากสมการ (ข.86) จะได้

$$\dot{\psi}_o\big|_{z_o=0} = \dot{\psi}_1\big|_{z_1=h_1} \qquad (ข.180)$$

$$[a_o u_o \sinh(0) + b_o u_o \cosh(0)] = [a_1 u_1 \sinh(u_1 h_1) + b_1 u_1 \cosh(u_1 h_1)] \qquad (ข.181)$$

ที่ขอบเขตที่ 2 ผนังตัวนำไฟฟ้าสมบูรณ์จะได้ $a_1 = 0$ และสามารถเขียนสมการ (ข.181) ใหม่ได้

$$b_o = \frac{u_1}{u_o} b_1 \cosh(u_1 h_1) \qquad (ข.182)$$

จากสมการ (ข.154) จะได้

$$S_o = \begin{bmatrix} -L_o + U_o \\ -L_o - U_o \end{bmatrix} \qquad (ข.183)$$

พิจารณาแหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวในแนวแกน x และเกิดโพลาไรซ์ในแนวแกน z หาค่า $\tilde{G}_H^{zx}$ จากตารางที่ ข.1 จะได้ U_o ดังนี้

$$U_o = \frac{-jk_y}{4\pi u_o} \tag{ข.184}$$

$$= L_o \tag{ข.185}$$

แทนสมการ (ข.184) และสมการ (ข.185) ในสมการ (ข.183) จะได้

$$S_o = \begin{bmatrix} 0 \\ -2U_0 \end{bmatrix} \tag{ข.186}$$

$$= \begin{bmatrix} 0 \\ jk_y \big/ 2\pi u_o \end{bmatrix} \tag{ข.187}$$

จากสมการ (ข.156) กรณี D = 0 จะได้

$$V_0^U = V_0^L + S_o \tag{ข.188}$$

แทนสมการ (ข.179) , (ข.182) และสมการ (ข.187) ในสมการ (ข.188) จะได้

$$V_o^U = \begin{bmatrix} a_o^U \\ b_o^U \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \sinh(u_1 h_1) \\ \frac{u_1}{u_o} b_1 \cosh(u_1 h_1) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ jk_y \big/ 2\pi u_o \end{bmatrix} \tag{ข.189}$$

จากสมการ (ข.189) จะได้

$$a_0^U = b_1 \sinh(u_1 h_1) \tag{ข.190}$$

$$b_0^U = \frac{u_1}{u_o} b_1 \cosh(u_1 h_1) + \frac{jk_y}{2\pi u_o} \tag{ข.191}$$

กรณีชั้น $i = 0$ เป็นรอยต่อระหว่างไมโครสตริปกับอวกาศว่าง ดังนั้นจะได้

$$b_o = -a_o \tag{ข.192}$$

จากสมการ (ข.190)-(ข.192) สามารถหา a_o^U ได้จากการคูณพจน์ $\left(\frac{u_1}{u_o}\right)\cosh(u_1h_1)$ ทั้งสองข้างของสมการ (ข.190) และนำพจน์ $\sinh(u_1h_1)$ คูณทั้งสองข้างของสมการ (ข.191) จะได้

$$\left(\frac{u_1}{u_o}\right)\cosh(u_1h_1)a_o^U = \left(\frac{u_1}{u_o}\right)\cosh(u_1h_1)b_1\sinh(u_1h_1) \qquad (ข.193)$$

$$\sinh(u_1h_1)b_o^U = \left(\frac{u_1}{u_o}\right)\sinh(u_1h_1)b_1\cosh(u_1h_1) + \frac{jk_y\sinh(u_1h_1)}{2\pi u_o} \qquad (ข.194)$$

แทนสมการ (ข.192) ในสมการ (ข.194) จะได้

$$-\sinh(u_1h_1)a_o^U = \left(\frac{u_1}{u_o}\right)\sinh(u_1h_1)b_1\cosh(u_1h_1) + \frac{jk_y\sinh(u_1h_1)}{2\pi u_o} \qquad (ข.195)$$

นำสมการ (ข.193) ลบกับสมการ (ข.195) จะได้

$$\left[\left(\frac{u_1}{u_o}\right)\cosh(u_1h_1) + \sinh(u_1h_1)\right]a_o^U = \frac{-jk_y\sinh(u_1h_1)}{2\pi u_o} \qquad (ข.196)$$

นำพจน์ $\sinh(u_1h_1)$ หารสมการ (ข.196) ตลอดจะได้

$$\left[\left(\frac{u_1}{u_o}\right)\coth(u_1h_1) + 1\right]a_o^U = \frac{-jk_y}{2\pi u_o} \qquad (ข.197)$$

จากสมการ (ข.197) จะได้

$$a_o^U = \frac{-jk_y}{2\pi u_o}\frac{1}{\left[\left(\frac{u_1}{u_o}\right)\coth(u_1h_1) + 1\right]} \qquad (ข.198)$$

$$a_o^U = \widetilde{G}_H^{zx} = \frac{-jk_y}{2\pi}\frac{1}{\left(u_1\coth(u_1h_1) + u_o\right)} \qquad (ข.199)$$

$$a_o^U = \widetilde{G}_H^{zx} = \frac{-jk_y}{2\pi}\frac{1}{D_{TE}} \qquad (ข.200)$$

โดยที่
$$D_{TE} = u_o + u_1 \coth(u_1 h_1) \tag{ข.201}$$

แทนสมการ (ข.200) ในสมการ (ข.56) จะได้

$$\tilde{G}_A^{xx} = -\frac{\mu_o}{jk_y}\tilde{G}_H^{zx} \tag{ข.202}$$
$$= \frac{\mu_o}{2\pi}\frac{1}{D_{TE}} \tag{ข.203}$$

กรณีสนามไฟฟ้าในแนวตั้งฉาก

จากสมการ (ข.174) จะได้

$$\psi_o\big|_{z_o=0} = a_o \tag{ข.204}$$

พิจารณารูปที่ ข.8 ที่เงื่อนไขขอบเขตที่ 2 จะได้

$$b_1 = \eta_E a_1 \tag{ข.205}$$

จากสมการ (ข.205) ที่ผนังตัวนำไฟฟ้าสมบูรณ์ $\eta_E = 0$ ดังนั้นจะได้ $b_1 = 0$ แต่ $a_1 \neq 0$

จากรูปที่ ข.8 พิจารณาเงื่อนไขขอบเขตจากสมการ (ข.85) จะได้

$$\varepsilon_o \psi_o\big|_{z_o=0} = \varepsilon_1 \psi_1\big|_{z_1=h_1} \tag{ข.206}$$
$$\varepsilon_o a_o = \varepsilon_1[a_1 \cosh(u_1 h_1) + b_1 \sinh(u_1 h_1)] \tag{ข.207}$$

จากสมการ (ข.205) ที่ผนังตัวนำไฟฟ้าสมบูรณ์ จะได้

$$\varepsilon_o a_o = \varepsilon_1 a_1 \cosh(u_1 h_1) \tag{ข.208}$$
$$a_o = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_o} a_1 \cosh(u_1 h_1) \tag{ข.209}$$

พิจารณาเงื่อนไขขอบเขตจากสมการ (ข.86) จะได้

$$\dot{\psi}_o\Big|_{z_o} = \dot{\psi}_1\Big|_{z_1=h_1} \tag{ข.210}$$

$$[a_o u_o \sinh(0) + b_o u_o \cosh(0)] = [a_1 u_1 \sinh(u_1 h_1) + b_1 u_1 \cosh(u_1 h_1)] \tag{ข.211}$$

จากสมการ (ข.205) ที่ผนังตัวนำไฟฟ้าสมบูรณ์ จะได้

$$u_o b_o = u_1 a_1 \sinh(u_1 h_1) \tag{ข.212}$$

$$b_o = \frac{u_1}{u_o} a_1 \sinh(u_1 h_1) \tag{ข.213}$$

จากสมการ (ข.183) และพิจารณาแหล่งกำเนิดแบบจุดวางตัวในแนวแกน x และเกิดโพลาไรซ์ในแนวแกน z หาค่า $\tilde{G}_E^{zx}$ จากตารางที่ ข.1 จะได้

$$S_o = \begin{bmatrix} {-jk_x}\big/{2\pi j\omega\varepsilon_o} \\ 0 \end{bmatrix} \tag{ข.214}$$

แทนสมการ (ข.209) , (ข.213) และสมการ (ข.214) ในสมการ (ข.188) จะได้

$$\begin{bmatrix} a_o^U \\ b_o^U \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dfrac{\varepsilon_1}{\varepsilon_o} a_1 \cosh(u_1 h_1) \\ \dfrac{u_1}{u_o} a_1 \sinh(u_1 h_1) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} {-jk_x}\big/{2\pi j\omega\varepsilon_o} \\ 0 \end{bmatrix} \tag{ข.215}$$

จากสมการ (ข.215) จะได้

$$a_0^U = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_o} a_1 \cosh(u_1 h_1) - \frac{jk_x}{2\pi j\omega\varepsilon_o} \tag{ข.216}$$

$$b_0^U = \frac{u_1}{u_o} a_1 \sinh(u_1 h_1) \tag{ข.217}$$

นำพจน์ $\left(\dfrac{u_1}{u_o}\right)\sinh(u_1 h_1)$ คูณทั้งสองข้างของสมการ (ข.216) จะได้

$$\left(\frac{u_1}{u_o}\right) a_o^U \sinh(u_1 h_1) = \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_o}\right)\left(\frac{u_1}{u_o}\right) a_1 \cosh(u_1 h_1)\sinh(u_1 h_1) - j\left(\frac{u_1}{u_o}\right)\frac{k_x \sinh(u_1 h_1)}{2\pi j\omega\varepsilon_o} \tag{ข.218}$$

นำพจน์ $\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_o}\right)\cosh(u_1h_1)$ คูณทั้งสองข้างของสมการ (ข.217) จะได้

$$\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_o}\right)b_o^U \cosh(u_1h_1) = \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_o}\right)\left(\frac{u_1}{u_o}\right)a_1 \cosh(u_1h_1)\sinh(u_1h_1) \qquad \text{(ข.219)}$$

แทนสมการ (ข.192) ในสมการ (ข.219) จะได้

$$-\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_o}\right)a_o^U \cosh(u_1h_1) = \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_o}\right)\left(\frac{u_1}{u_o}\right)a_1 \cosh(u_1h_1)\sinh(u_1h_1) \qquad \text{(ข.220)}$$

นำสมการ (ข.218) ลบสมการ (ข.220) จะได้

$$\left[\left(\frac{u_1}{u_o}\right)\sinh(u_1h_1) + \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_o}\right)\cosh(u_1h_1)\right]a_o^U = -j\left(\frac{u_1}{u_o}\right)\frac{k_x \sinh(u_1h_1)}{2\pi j\omega\varepsilon_o} \qquad \text{(ข.221)}$$

นำพจน์ $\cosh(u_1h_1)$ หารสมการ (ข.221) ตลอด จะได้

$$\left[\left(\frac{u_1}{u_o}\right)\tanh(u_1h_1) + \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_o}\right)\right]a_o^U = -j\left(\frac{u_1}{u_o}\right)\frac{k_x \tanh(u_1h_1)}{2\pi j\omega\varepsilon_o} \qquad \text{(ข.222)}$$

$$a_o^U = -u_1 \tanh(u_1h_1)\left(\frac{jk_x}{2\pi j\omega\varepsilon_o}\right)\frac{1}{\left(u_1 \tanh(u_1h_1) + u_o\left(\varepsilon_1 \;\; \varepsilon_o\right)\right)} \qquad \text{(ข.223)}$$

$$a_o^U = \tilde{G}_E^{zx} = -u_1 \tanh(u_1h_1)\left(\frac{jk_x}{2\pi j\omega\varepsilon_o}\right)\frac{1}{\left(u_1 \tanh(u_1h_1) + u_o\left(\varepsilon_1 \;\; \varepsilon_o\right)\right)} \qquad \text{(ข.224)}$$

$$a_o^U = \tilde{G}_E^{zx} = -\frac{jk_x}{2\pi j\omega\varepsilon_o}\frac{u_1 \tanh(u_1h_1)}{D_{TM}} \qquad \text{(ข.225)}$$

โดยที่

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_o\varepsilon_r \qquad \text{(ข.226)}$$

$$D_{TM} = \varepsilon_r u_o + u_1 \tanh(u_1h_1) \qquad \text{(ข.227)}$$

จากสมการ (ข.172) จะได้

$$\dot{\tilde{G}}_H^{zx} = \left.\frac{\partial\psi_o}{\partial z_o}\right|_{z_o=0} \tag{ข.228}$$

$$= u_o b_o \tag{ข.229}$$

แทนสมการ (ข.192) และสมการ (ข.200) ในสมการ (ข.228) จะได้

$$\dot{\tilde{G}}_H^{zx} = \frac{jk_y u_o}{2\pi}\frac{1}{D_{TE}} \tag{ข.230}$$

แทนสมการ (ข.225) และสมการ (ข.230) ในสมการ (ข.58) จะได้

$$k_\rho^2 \tilde{G}_A^{zx} = j\omega\mu\varepsilon\tilde{G}_E^{zx} + \frac{k_x}{k_y}\mu\dot{\tilde{G}}_H^{zx} \tag{ข.231}$$

$$= j\omega\mu\varepsilon_o\left(\frac{-jk_x u_1 \tanh(u_1 h_1)}{2\pi j\omega\varepsilon_o D_{TM}}\right) + \frac{k_x}{k_y}\frac{\mu u_o jk_y}{2\pi D_{TE}} \tag{ข.232}$$

$$= \frac{-jk_x\mu_o u_1 \tanh(u_1 h_1)}{2\pi D_{TM}} + \frac{jk_x\mu_o u_o}{2\pi D_{TE}} \tag{ข.233}$$

$$= \frac{jk_x}{2\pi}\mu_o\left[\frac{u_o}{D_{TE}} - \frac{u_1\tanh(u_1 h_1)}{D_{TM}}\right] \tag{ข.234}$$

$$= \frac{jk_x}{2\pi}\mu_o\left[\frac{u_o}{D_{TE}} - \frac{D_{TM} - \varepsilon_r u_o}{D_{TM}}\right] \tag{ข.235}$$

$$= \frac{jk_x}{2\pi}\mu_o\left[\frac{u_o D_{TM} - (D_{TM} - \varepsilon_r u_o)D_{TE})}{D_{TE}D_{TM}}\right] \tag{ข.236}$$

จัดรูปสมการ (ข.236) ใหม่ได้

$$\tilde{G}_A^{zx} = \frac{\mu_o}{2\pi}\frac{jk_x}{D_{TE}D_{TM}}(\varepsilon_r - 1) \tag{ข.237}$$

โดยที่

$$u_o^2 = -k_z^2 = k_\rho^2 - k_o^2 = k_x^2 + k_y^2 - k_o^2 \tag{ข.238}$$

$$u_1^2 = k_\rho^2 - \varepsilon_r k_o^2 \tag{ข.239}$$

สามารถหาสมการ $\tilde{G}_A^{zy}$ ได้จากสมการ (ข.83) ดังนี้

$$\tilde{G}_A^{zy} = \frac{\mu_o}{2\pi} \frac{jk_y}{D_{TE} D_{TM}} (\varepsilon_r - 1) \qquad (ข.240)$$

จากสมการ (ข.84)

$$G_V = \frac{j\omega}{k_\rho^2} \left(\frac{\dot{\tilde{G}}_E^{zx}}{jk_x} \right) - \left(\frac{k}{k_\rho} \right)^2 \left(\frac{\tilde{G}_H^{zx}}{jk_y \varepsilon} \right) \qquad (ข.241)$$

จากสมการ (ข.172) จะได้

$$\dot{\tilde{G}}_E^{zx} = \left. \frac{\partial \psi_o}{\partial z_o} \right|_{z_o = 0} \qquad (ข.242)$$

$$= u_o b_o \qquad (ข.243)$$

แทนสมการ (ข.192) และสมการ (ข.225) ในสมการ (ข.243) จะได้

$$\dot{\tilde{G}}_E^{zx} = \frac{jk_x}{2\pi j\omega\varepsilon_o} \frac{u_o u_1 \tanh(u_1 h_1)}{D_{TM}} \qquad (ข.244)$$

แทนสมการ (ข.200) และสมการ (ข.225) ในสมการ (ข.241) จะได้

$$G_V = \frac{1}{2\pi\varepsilon_o} \frac{u_o + u_1 \tanh(u_1 h_1)}{D_{TE} D_{TM}} \qquad (ข.245)$$

จากคุณสมบัติความสมมาตรรอบแกน z สามารถเขียนความสัมพันธ์ของฟังก์ชันของกรีนได้ดังนี้

$$G(x, y / x', y') = G(x - x', y - y' / 0,0) \qquad (ข.246)$$

ภาคผนวก ค.

รหัสต้นฉบับที่ได้จากการแปลงแผนภาพของโปรแกรม Libra

Libra (R) for Windows , Version 2.100.105.0425R

Date: 16 December 1996 Time : 17.33

Design File Name : C:\EESOFWIN\EXAMPLES\CU\NONG.CKT

Printout of EditFile

```
! EEsof For Windows File Generated By Protel Advanced Schematic Version 2.3.0
! File C:\EESOFWIN\EXAMPLES\CU\NONG.SCH    Date 16-Dec-1996    Time 10:46:00

DIM
FREQ GHZ
RES  OH
COND /OH
IND  NH
CAP  PF
LNG  MM
TIME PS
ANG  DEG
VOL  V
CUR  MA
PWR  DBM

VAR
```

```
EQN

CKT

! ******************* Start Sheet Netlist for : NONG.SCH *******************

msub er=6 h=0.625 t=0.018 rho=1 rgh=0.001524

!Microstrip Line
MLIN_T1 501 502 W=0.824 L=3.58
!
!Optimally Mitered 90-degree Bend in Microstrip
MBEND3_T2 502 503 W=0.824
!
!Microstrip Coupled Line Filter Section
MCFIL_T3 503 504 W=0.824 S=0.2436 L=24.18 W1=0.824 W2=0.824
!
!Optimally Mitered 90-degree Bend in Microstrip
MBEND3_T4 504 505 W=0.824
!
!Microstrip Line
MLIN_T5 505 506 W=0.824 L=7.12
!
!Optimally Mitered 90-degree Bend in Microstrip
MBEND3_T6 506 507 W=0.824
!
!Microstrip Coupled Line Filter Section
MCFIL_T7 507 508 W=0.824 S=1.357 L=24.535 W1=0.824 W2=0.824
!
!Optimally Mitered 90-degree Bend in Microstrip
MBEND3_T8 508 509 W=0.824
```

```
!
!Microstrip Line
MLIN_T9 509 510 W=0.824 L=7.054
!
!Optimally Mitered 90-degree Bend in Microstrip
MBEND3_T10 510 511 W=0.824
!
!Microstrip Coupled Line Filter Section
MCFIL_T11 511 512 W=0.824 S=1.6875 L=24.534 W1=0.824 W2=0.824
!
!Optimally Mitered 90-degree Bend in Microstrip
MBEND3_T12 512 513 W=0.824
!
!Microstrip Line
MLIN_T13 513 514 W=0.824 L=7.054
!
!Optimally Mitered 90-degree Bend in Microstrip
MBEND3_T14 514 515 W=0.824
!
!Microstrip Coupled Line Filter Section
MCFIL_T15 515 516  W=0.824 S=1.6875 L=24.534 W1=0.824 W2=0.824
!
!Optimally Mitered 90-degree Bend in Microstrip
MBEND3_T16 516 517 W=0.824
!
!Microstrip Line
MLIN_T17 517 518  W=0.824 L=7.054
!
!Optimally Mitered 90-degree Bend in Microstrip
MBEND3_T18 518 519 W=0.824
!
```

```
!Microstrip Coupled Line Filter Section
MCFIL_T19 519 520  W=0.824 S=1.357 L=24.535 W1=0.824 W2=0.824
!
!Optimally Mitered 90-degree Bend in Microstrip
MBEND3_T20 520 521  W=0.824
!
!Microstrip Line
MLIN_T21 521 522 W=0.824 L=7.12
!
!Optimally Mitered 90-degree Bend in Microstrip
MBEND3_T22 522 523  W=0.824
!
!Microstrip Coupled Line Filter Section
MCFIL_T23 523 524  W=0.824 S=0.2436 L=24.18 W1=0.824 W2=0.824
!
!Optimally Mitered 90-degree Bend in Microstrip
MBEND3_T24 524 525  W=0.824
!
!Microstrip Line
MLIN_T25 525 526  W=0.824 L=3.58
!
DEF2P  501 526 NONG

TERM

PROC

MODEL

SOURCE
```

```
DCTR

FREQ

      sweep 1.07 1.47 0.05

POWER

FILEOUT

OUTVAR

OUTEQN

OUT
      nong dB[s11] gr1
      nong dB[s21] gr2

GRID
      freq 1.07 1.47 0.05
      gr1 0 -40 5
      gr2 0 -80 10

HBCNTL

OPT

YIELD

TOL
```

ภาคผนวก ง.

ตารางตัวต่อชนิด SMA

SMA

Specifications	
Conforming Standards	MIL-C-39012
Impedance	50Ω
Coupling	Threaded Coupling 1/4-36UNS-2A, 2B
Voltage Rating	AC 500V
Withstanding Voltage	0.0865 inch AC 750V one minute; 0.141 inch AC 1,000V one minute; RG-316/U, RG-188A/U AC 750V one minute; RG-142B/U AC 1,000V one minute
Insulation Resistance	5,000MΩ min. at DC 500V
Contact Resistance	[illegible] max. at DC 0.1A
Frequency Range	0~12,000MHz
VSWR Semi Rigid Cable	0.0865 inch 1.07 + 0.01f(GHz); 0.141 inch 1.05 + 0.01f(GHz)

PLUGS

SMAP-402S
SMAP-405S

RG-402/U cable's center conductor is to be used as contact pin of connector.

SMAP-402
SMAP-405

SMAP-174SX

SMAP-142X
SMAP-316X

L TYPE PLUGS

SMA-LP-402
SMA-LP-405

SMA 20 CONNECTORS

SMA

SMA-LP-142X
SMA-LP-316X

JACKS

SMAJ-402
SMAJ-405

SMAJ-142X
SMAJ-316X

PANEL JACKS

SMA-PJ-402
SMA-PJ-405

RECEPTACLES

SMA-R

SMA-RC

SMA-PR

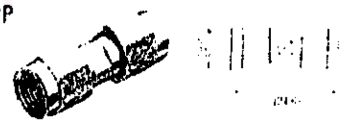
SMA-LR4

ADAPTERS

SMA-A-JJ

SMA-PA-JJ

SMA-A-PP



SMA-LA

ประวัติผู้เขียน

นาย ชาญไชย ไทยเจียม เกิดเมื่อวันอังคารที่ 1 กุมภาพันธ์ พ.ศ. 2515 ที่อำเภอเมือง จังหวัดนครปฐม สำเร็จการศึกษาปริญญาวิศวกรรมศาสตรบัณฑิตจาก ภาควิชาวิศวกรรมไฟฟ้า คณะวิศวกรรมศาสตร์ มหาวิทยาลัยสยาม ในปีการศึกษา 2536 ระหว่างการศึกษาได้ฝึกงานที่องค์การโทรศัพท์แห่งประเทศไทย เมื่อปี พ.ศ. 2536 และในปีการศึกษา 2537 ได้เข้าศึกษาต่อในหลักสูตรวิศวกรรมศาสตรมหาบัณฑิต ภาควิชาวิศวกรรมไฟฟ้า คณะวิศวกรรมศาสตร์จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย