รายการอ้างอิง

ภาษาไทย

บัณฑิต โรจน์อารยานนท์. วิศวกรรมไมโครเวฟ. กรุงเทพฯ : สำนักพิมพ์จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย, 2536

ภาษาอังกฤษ

Aksun M.I., Chuang, S.L., and Lo, Y.T. On Slot-Coupled Microstrip Antennas and Their Applications to CP Operation—Theory and Experiment. IEEE Trans. on Antennas and Propagation. (1990) : 1224-1230.

_________., M.I. A Robust Approach for the Derivation of Closed-Form Green's Functions. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. (1996) : 651-658.

_________., Mittra, R. Derivation of Closed-Form Green's Functions for a General Microstrip Geometry. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. (1992) : 2055-2061.

Alam, S., Koshiba, M., Hirayama, K., and Hayashi, Y. Analysis of Lossy Planar Transmission Lines by Using a Vector Finite Element Method. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. (1995) : 2466-2471.

Araki, K., Itoh, T. Hankel Transform Domain Analysis of Open Circular Microstrip Radiating Structures. IEEE Trans. on Antennas and Propagation. (1981) : 84-88.

Bahl, I.J., Bhartia, P., Stuchly, S.S. Design of Microstrip Antennas Covered with a Dielectric Layer. IEEE Trans. on Antennas and Propagation. (1982) : 314-318.

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

Barkeshli, S., Pathak, P.H., Marin, M. An Asymptotic Closed-Form Microstrip Surface Green's Function for the Efficient Moment Method Analysis of Mutual Coupling in Microstrip Antennas. IEEE Trans. on Antennas and Propagation. (1990) : 1374-1383.

Bhattacharjee, A.K., Bhadra Chaudhuri, S.R., Poddar, D.R., and Chowdhury, S.K. Equivalence of Radiation Properties of Squeare and Circular Microstrip Patch Antennas, IEEE Trans. on Antennas and Propagation. (1990) : 1710-1711.

Bokhari, S.A., Mosig, J.R., Gardiol, F.E. Radiation Pattern Pomputation of Microstrip Antennas on Finite Size Ground Planes. IEE Proceedings-H (1992) : 278-286.

Burden, F., Richard, L. and Douglas, J. Numerical Analysis. Boston : PWS Publishing 1993.

Carver, K.R. and Mink, J.W. Microstrip Antenna Technology. IEEE Trans. Antenna and Propagation. (1981) : 2-24

Chew, W.C. and Nasir, M.A. A Variational Analysis of Anisotropic Inhomogenous Dielectric Waveguides. IEEE Trans. Microwave and Techniques. (1989) : 661-668.

________. A Quick Way to Approximate a Sommerfeld-Weyl-Type Integral. IEEE Trans. on Antennas and Propagation. (1988) : 1654-1657.

________. Waves and Fields in Inhomogenous Media. United States of America IEEE Press, 1995.

Chow, Y.L., Yang, J.J., Fang, G., and Howard, G.E. A Closed-Form Spatial Green's Function for the Thick Microstrip Substrate. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. (1991) : 588-592.

Collin, F.E. Antennas and Radiowave Propagation. McGraw Hill Series in Electrical Engineering 1985.

Dural, G. Closed-Form Green's Functions for General Sources and Stratifid Media. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. (1995) : 1545-1551.

Fang, D.G., Yang, J.J., Delisle, G.Y. Discrete Image Theory for Horizontal Electric Dipoles in a Multlayered Medium. IEE Proceedings. (1988) : 297-303.

Faraji-Dana, R., Chow, Y.L. Accurate and Efficient CAD Tool for the Design of Optimum Packaging for (M)MICs. IEE Procs.-Microw. Antennas Propag. (1995) : 81-88.

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

Hall, R.C. and Mosig, J.R. Vertical Monopoles Embedded in a Dielectric Substrate. IEE Proceedings. (1989) : 462-468.

Horng, T.-S., Alexopoulos, N.G., Wu, S.-C., and Yang H.-Y. Full-Wave Spectral-Domain Anaysis for Open Microstrip Discontinuities of Arbitrary Shape Including Radiation and Surface-Wave Losses. International Journal of Microwave and Millimeter-Wave Computer-Aided Engineering. (1992).

Huang, J., Microstrip Antennas for commercial applications. in Pozar, D.M., and Schaubert, D.H. eds. Microstrip Antennas the Analysis and Design of Microstrip Antennas and Arrays. New York: IEEE Press, 1995.

Ishimaru, A. Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering. Prentice-Hall International Editions 1994.

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

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

Kashiwa, T., Onishi, T., ,and Fukai, I. Analysis of Microstrip Antennas on a curved surface using the conformal grids FD-TD method. IEEE Trans. Antennas and Propagation. (1994) : 423-427

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

Koshiba, M. and Inoue, K. Simple and Efficient Finite-Element Analysis of Microwave and Optical Waveguides. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. (1992) : 371-377.

Lee, J.F. Finite Element Analysis of Lossy Dielectric Waveguides. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. (1994) : 1025-1031.

Ludwig, A.C. The Definition of Cross Polarization. IEEE Trans. on Antennas and Propagation. (1973) : 116-119.

Martinson, T.M. and Kuester, E.F. Accurate Analysis of Arbitrarily Shaped Patch Resonators on Thin Substrates. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. (1987) : 324-330.

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) : pp. 256-260

Michalski, K.A., Butler, C.M. Evaluation of Sommerfeld Integrals Arising in the Gournd Stake Antenna Problem. IEE Proceedings. (1987) : 93-97.

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

________. Zheng, D., Analysis of Microstrip Resonator of Arbitrary Shape. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. (1992) : 112-119.

________. Zheng, D., Electromagnetic Scattering and Radiation by Surfaces of Arbitrary Shape in Layered Media, Part II: Implementatino and Result. IEEE Trans. on Antennas and Propagation. (1990) : 1374-1383.

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

________. Arbitrarily Shaped Microstrip Structures and Their Analysis with a Mixed Potential Integral Equation. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques (1988) : 314-323.

________. Gardiol, F.E., Analytical and Numerical Techniques in the Green's Function Treatment of Microstrip Antennas and Scatterers. IEEE Proceedings (1983) : 175-182.

Park, I., Mittra, R. Numerically Efficient Analysis fo Planar Microstrip Configurations Using Closed-Form Green's Functions. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. (1995) : 394-400.

Pozar, D.M. Input Impedance and Mutual Coupling of Rectangular Microstrip Antennas. IEEE Trans. Antennas and Propagation. (1982) : 1191-1196.

Rana, I.E., Alexopoulos, N.G. Current Distribution and Input Impedance of Printed Dipoles. IEEE Trans. on Antennas and Propagation. (1981) : 99-105.

Rao, S.M., Wilton, D.R., and Glisson, A.W. Electromagnetic Scattering by Surfaces of Arbitrary Shape. IEEE Trans. on Antennas and Propagation. (1982) : 409-418.

Sadiku, N.O. Numerical Techniques in Electromagnetics. the United States of America. : CRC Press, 1992.

Shimin, D. A New Method for Measuring Dielectric Constant Using the Resonant Frequency of a Patch Antenna. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. (1986) : 923-931.

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

Sun, D., Manges, J., Yuan X., and Cendes, Z. Spurious Modes in Finite-Element Methods. IEEE Antennas and Propagation Magazine. (1995) : 12-24.

Tai, C. Dyadic Green Functions in Electromagnetic Theory. New York : IEEE Press 1994.

Tan, J. and Guangwen P., A New Edge Element Analysis of Dispersive Waveguiding Structures. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. (1995) : 2600-2607.

Yang, X.H. and Shafai, L. Nodal-based Basis Function for Full Wave Analysis of Microstrip Antennas with Arbitrary Geometries. Electronic Letters. (1994) : 830-831.

ภาคผนวก

ภาคผนวก ก

การพิสูจน์ฟังก์ชันของกรีน

เนื่องจากค่าฟังก์ชันของกรีนที่เลือกใช้ในงานวิจัยนี้ ใช้ค่าศักย์เวกเตอร์ในรูปของศักย์ซอมเมอร์เฟลด์ ดังที่ได้กล่าวไว้ในบทที่ 2 ถ้าสนามในแนวตั้งฉาก E_Z และ H_Z ในโดเมนสเปกตรัมให้ค่าสอดคล้องกับค่าศักย์แม่เหล็กชนิดเวกเตอร์ $\mathbf{A}$ และค่าศักย์ไฟฟ้าชนิดเวกเตอร์ $\mathbf{F}$ ดังแสดงในสมการที่ (2.14) จะสามารถจัดรูปของส่วนประกอบของฟังก์ชันของกรีนที่เกิดขึ้นเนื่องจากค่าศักย์แม่เหล็กชนิดเวกเตอร์ $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{A}}$ ในรูปของฟังก์ชันของกรีนที่เกิดขึ้นเนื่องจากค่าสนามไฟฟ้า $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{E}}$ และฟังก์ชันของกรีนที่เกิดขึ้นเนื่องจากค่าสนามแม่เหล็ก $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{H}}$ ได้ดังขั้นตอนต่อไปนี้

จาก $\mathbf{A} = A_x\mathbf{x} + A_y\mathbf{y} + A_z\mathbf{z}$ และ $\mathbf{F} = 0$ ตามนิยามของซอมเมอร์เฟลด์ จะสามารถแสดงค่า $\mathbf{E}(x,y,z)$ และ $\mathbf{H}(x,y,z)$ ในพจน์ของ $\mathbf{A}$ ที่แตกต่างกันได้ดังนี้ (Balanis, 1989)

$$j\omega\mu\varepsilon E_x = \frac{\partial^2 A_z}{\partial x\partial z} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial x\partial y} + \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2\right)A_x$$

$$j\omega\mu\varepsilon E_y = \frac{\partial^2 A_z}{\partial y\partial z} + \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2\right)A_y + \frac{\partial^2 A_x}{\partial x\partial y} \qquad \text{(ก.1)}$$

$$j\omega\mu\varepsilon E_z = \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)A_z + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y\partial z} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial x\partial z}$$

$$\mu H_x = \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}$$

$$\mu H_y = -\frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial A_x}{\partial z} \qquad \text{(ก.2)}$$

$$\mu H_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}$$

เนื่องจากโดเมนที่พิจารณาในขณะนี้เป็นโดเมนสเปกตรัม ดังนั้นแปลงสมการ (ก.1) และ (ก.2) ให้อยู่ในโดเมนสเปกตรัมจะได้

$$j\omega\mu\varepsilon\widetilde{E}_x = jk_x\frac{\partial\widetilde{A}_x}{\partial z} - k_xk_y\widetilde{A}_y + \left(k^2 - k_x^2\right)\widetilde{A}_x$$

$$j\omega\mu\varepsilon\widetilde{E}_y = jk_y\frac{\partial\widetilde{A}_z}{\partial z} + \left(k^2 - k_y^2\right)\widetilde{A}_y + k_xk_y\widetilde{A}_x \qquad \text{(ก.3)}$$

$$j\omega\mu\varepsilon\widetilde{E}_z = \left(k^2 - k_z^2\right)\widetilde{A}_z + jk_y\frac{\partial\widetilde{A}_y}{\partial z} + jk_x\frac{\partial\widetilde{A}_x}{\partial z}$$

$$\mu\tilde{H}_x = jk_y\tilde{A}_z - \frac{\partial\tilde{A}_y}{\partial z}$$
$$\mu\tilde{H}_y = -jk_x\tilde{A}_z + \frac{\partial\tilde{A}_x}{\partial z} \qquad \text{(ก.4)}$$
$$\mu\tilde{H}_z = jk_x\tilde{A}_y - jk_y\tilde{A}_x$$

เมื่อค่าสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กสามารถแสดงให้อยู่ในรูปของฟังก์ชันของกรีนชนิดไดอะดิกได้ในทำนองเดียวกับสมการที่ (2.15) ดังนี้

$$d\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{E}}(\mathbf{r}|\mathbf{r}')\cdot I(\mathbf{r}')dl'$$
$$d\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{H}}(\mathbf{r}|\mathbf{r}')\cdot I(\mathbf{r}')dl' \qquad \text{(ก.5)}$$

พิจารณาสมการที่ (ก.1) สามารถเขียนความสัมพันธ์ของ $\mathbf{E}$ และ $\mathbf{A}$ ในพจน์ของ $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{E}}$ และ $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{A}}$ ได้เป็นดังแสดงในสมการที่ (ก.6)

$$j\omega\mu\varepsilon[G_E][Idl] = [T][G_A][Idl] \qquad \text{(ก.6)}$$

เมื่อ

$$T = \begin{bmatrix} (k^2 - k_x^2) & -k_xk_y & jk_x\frac{\partial}{\partial z} \\ -k_xk_y & (k^2 - k_y^2) & jk_y\frac{\partial}{\partial z} \\ jk_x\frac{\partial}{\partial z} & jk_y\frac{\partial}{\partial z} & (k^2 - k_z^2) \end{bmatrix} \qquad \text{(ก.7)}$$

ถ้ากระแส I = 1 A จะได้ว่า $j\omega\mu\varepsilon[G_E] = [T][G_A]$ โดยที่ $[G_A]$ เป็นส่วนประกอบที่เป็นไปได้ตามเงื่อนไขของซอมเมอร์เฟลด์ ดังแสดงในสมการที่ (2.16) และพิจารณาเพียงแต่ละส่วนประกอบในแนวตั้งฉากของ $\mathbf{E}$ จะได้ความสัมพันธ์ระหว่าง $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{E}}$ และ $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{A}}$ เป็นดังนี้คือ

$$j\omega\mu\varepsilon\tilde{G}_E^{zx} = jk_x\dot{\tilde{G}}_A^{xx} + k^2\tilde{G}_A^{zx} + \ddot{\tilde{G}}_A^{zx}$$
$$j\omega\mu\varepsilon\tilde{G}_E^{zy} = jk_y\dot{\tilde{G}}_A^{yy} + k^2\tilde{G}_A^{zy} + \ddot{\tilde{G}}_A^{zy} \qquad \text{(ก.7)}$$
$$j\omega\mu\varepsilon\tilde{G}_E^{zz} = k^2\tilde{G}_A^{zz} + \ddot{\tilde{G}}_A^{zz}$$

เมื่อ $\quad \dot{\psi} = \frac{\partial\psi}{\partial z}, \quad \ddot{\psi} = \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} = -k_z^2$

ในทำนองเดียวกัน ค่าสนามแม่เหล็กของสมการ (ก.2) สามารถจัดรูปแบบให้ค่า $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{H}}$ ในพจน์ของ $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{A}}$ ได้ดังนี้

$$\tilde{G}_H^{zx} = \frac{-jk_y}{\mu}\tilde{G}_A^{xx}$$
$$\tilde{G}_H^{zy} = \frac{jk_x}{\mu}\tilde{G}_A^{yy} \qquad \text{(ก.8)}$$
$$\tilde{G}_H^{zz} = 0$$

จากสมการที่ (ก.7) และ (ก.8) จะได้ความสัมพันธ์ระหว่างส่วนประกอบของ $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{A}}$ ทั้ง 5 ส่วนกับ $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{E}}$ และ $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{H}}$ บางส่วน นั่นคือถ้าหาค่า $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{A}}$ ได้ก็จะสามารถหาค่าส่วนประกอบของ E_z และ H_z ได้ และจะสามารถหาค่า E_x, E_y, H_x, H_y ต่อไปได้อีกด้วย จากสมการทั้งสอง สามารถจัดพจน์ของ $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{\mathbf{A}}$ ใหม่ได้เป็น

$$\tilde{G}_A^{xx} = \frac{-\mu}{jk_y}\tilde{G}_H^{zx}, \qquad \tilde{G}_A^{yy} = \frac{\mu}{jk_x}\tilde{G}_H^{zx}$$

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

$$k_\rho^2\tilde{G}_A^{zy} = j\omega\mu\varepsilon\tilde{G}_E^{zy} + \frac{k_y}{k_x}\mu\dot{\tilde{G}}_H^{zy} \qquad \text{......(ก.9)}$$

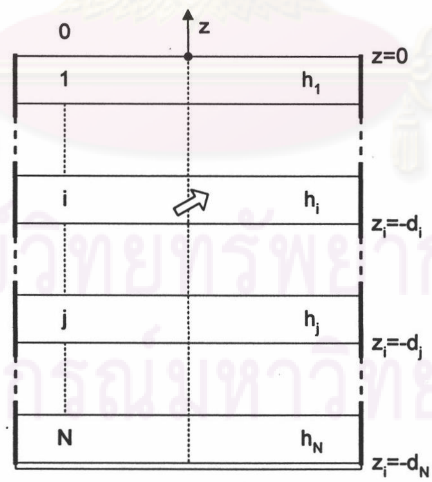
$$k_\rho^2\tilde{G}_A^{zz} = j\omega\mu\varepsilon\tilde{G}_E^{zz}$$

สำหรับค่าฟังก์ชันของกรีนชนิดสเกลาร์ $\tilde{G}^\phi$ นั้นสามารถเขียนได้ในพจน์ของส่วนประกอบของ $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_\mathbf{E}$ และ $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_\mathbf{H}$ ได้ในทำนองเดียวกับค่า $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_\mathbf{A}$ ดังนี้

$$\tilde{G}^\phi = \frac{j\omega}{k_\rho^2}\left(\frac{\dot{\tilde{G}}_E^{zx}}{jk_x}\right) - \left(\frac{k}{k_\rho}\right)\left(\frac{\tilde{G}_H^{zx}}{jk_y\varepsilon}\right) \qquad \text{......(ก.10)}$$

เมื่อได้ความสัมพันธ์ของ $\tilde{G}_A^{st}, \tilde{G}^\phi, \tilde{G}_E^{zt}, \tilde{G}_H^{zt}$ เมื่อ s,t = (x,y,z) แล้ว จะเห็นได้ว่าเมื่อหาค่าของ $\tilde{G}_E^{zt}$, $\tilde{G}_H^{zt}$ ได้แล้ว ก็จะนำไปสู่การหาฟังก์ชันของกรีนทั้งสองแบบก่อน ส่วนสาเหตุที่ต้องคำนวณหาค่าของ $\tilde{G}_E^{zt}$, $\tilde{G}_H^{zt}$ ก่อนแล้วจึงสามารถหาค่าของ $\tilde{G}_A^{st}$, $\tilde{G}^\phi$ ได้นั้น เนื่องจากการหาค่า $\tilde{G}_E^{zt}$, $\tilde{G}_H^{zt}$ กระทำได้ง่ายกว่าการหาค่า $\tilde{G}_A^{st}$, $\tilde{G}^\phi$ จากแหล่งกำเนิดโดยตรง นอกจากนี้การพิจารณาเงื่อนไขขอบเขตของ $\tilde{G}_E^{zt}$, $\tilde{G}_H^{zt}$ ทำได้สะดวกกว่าในกรณีการพิจารณาตัวกลางที่เป็นชั้นดังแสดงในรูปที่ 2.2

ขั้นตอนต่อไปจะเป็นการหาสนามในแนวตั้งฉากในโดเมนสเปกตรัมที่เกิดจากไดโพลหนึ่งหน่วย ซึ่งอยู่ในตัวกลางที่เป็นชั้นไดอิเล็กตริก พิจารณารูปที่ (ก.1) มีไดโพลหนึ่งหน่วยอยู่ในชั้นที่ i ดังรูป



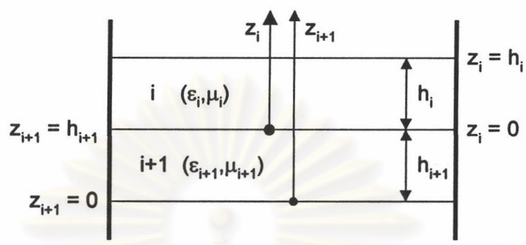
รูปที่ ก.1 ตัวกลางที่เป็นชั้นซึ่งมีแหล่งกำเนิดแบบจุดในชั้นที่ i

พิจารณาสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กในชั้นที่ j เมื่อชั้นที่ 0 คือชั้นอวกาศว่าง ในขณะที่ชั้นที่ z=d_N เป็นชั้นตัวนำสมบูรณ์แบบ ซึ่งต้องหาฟังก์ชัน ψ ที่สอดคล้องกับสมการเฮล์มโฮลตซ์ใน (2.17) และ (2.21) โดยมีเงื่อนไขขอบเขตระหว่างชั้นที่ i กับ i+1 ดังนี้

$$\alpha_i \tilde{\psi}_i = \alpha_{i+1} \tilde{\psi}_{i+1}$$
$$\dot{\tilde{\psi}}_i = \dot{\tilde{\psi}}_{i+1} \qquad \text{(ก.11)}$$

โดยที่ $\tilde{\psi}$ แทน $\tilde{E}_z$ เมื่อ $\alpha_i = \varepsilon_i$ หรือ $\tilde{\psi}$ แทน $\tilde{H}_z$ เมื่อ $\alpha_i = \mu_i$

เพื่อให้ง่ายต่อการพิจารณา จะกำหนดระบบพิกัดใหม่ดังรูปที่ (ก.2)



รูปที่ ก.2 ระบบพิกัดที่ใช้กับชั้นไดอิเล็กตริก 2 ชั้น

กำหนดให้ $z_i = z + d_i$ และในกรณีที่ไม่มีแหล่งกำเนิด คำตอบของ $\tilde{\psi}$ ในแต่ละชั้นไดอิเล็กตริกคือ

$$\tilde{\psi}_k = a_k \cosh(u_k z_k) + b_k \sinh(u_k z_k) \qquad \text{(ก.12)}$$

โดยที่ $u_k = jk_z$ และ k คือหมายเลขของแต่ละชั้น

โดยทั่วไปแล้วการแสดงผลค่า $\tilde{\psi}$ ที่ชั้น k ชั้นใดก็ตามมักจะแสดงผลในพจน์ของการรวมกันของฟังก์ชันเอกซ์โพเนนเชียล แต่ในสมการที่ (ก.12) แสดงในพจน์ของฟังก์ชันไฮเพอร์โบลิก เนื่องจากสามารถนำเสนอผลในรูปแบบที่กะทัดรัดกว่า

จากสมการที่ (ก.12) ถ้าใส่เงื่อนไขขอบเขตดังสมการที่ (ก.11) แล้วจัดให้อยู่ในรูปของสมการเมตริกซ์จะได้ว่า

$$\mathbf{V_i} = \mathbf{T_{i,i+1}} \mathbf{V_{i+1}} \qquad \text{(ก.13)}$$

เมื่อ $\mathbf{V_i}$ เป็นเวกเตอร์แถวตั้งที่แสดงขนาดของ a_i และ b_i และ $\mathbf{T_{i,i+1}}$ เป็นเมตริกซ์ส่งผ่านระหว่างชั้นที่ i และ i+1 ซึ่งสามารถแสดงได้ดังนี้

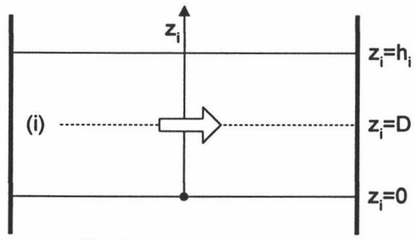
$$\mathbf{T_{i,i+1}} = \begin{bmatrix} \alpha_{i+1}\cosh(u_{i+1}h_{i+1})/\alpha_i & \alpha_{i+1}\sinh(u_{i+1}h_{i+1})/\alpha_i \\ u_{i+1}\sinh(u_{i+1}h_{i+1})/u_i & u_{i+1}\cosh(u_{i+1}h_{i+1})/u_i \end{bmatrix} \qquad \text{(ก.14)}$$

เมื่อ $u_i = k_i^2 - k_{\rho_i}^2$ ดังสมการที่ (2.21)

ถ้าจะพิจารณาให้ละเอียดยิ่งขึ้น พิจารณารูปที่ ก.3 ที่มีแหล่งกำเนิดอยู่ที่ตำแหน่ง Z_i=D ซึ่งจะแบ่งชั้น i ออกเป็นสองชั้นย่อยที่อยู่เหนือไดโพลและอยู่ใต้ไดโพล

กำหนดให้ $\tilde{\psi}^\infty$ ($\tilde{E}_z$ หรือ $\tilde{H}_z$) เป็นคำตอบของระบบที่มีแหล่งกำเนิดที่เป็นไดโพลไฟฟ้าในแนวนอน โดยถือว่าตัวกลางในชั้นที่ i ซึ่งเป็นสารเนื้อเดียวกันและเป็นบริเวณกว้างใหญ่ไร้ขอบเขต คำตอบของ $\tilde{\psi}^\infty$ ในโดเมนสเปกตรัมสามารถแสดงได้ดังนี้

$$\tilde{\psi}^\infty = \begin{cases} U_i \exp[-u_i(z_i - D)], & D \le Z_i \le h \\ L_i \exp[+u_i(z_i - D)], & 0 \le Z_i \le D \end{cases} \qquad \text{(ก.15)}$$



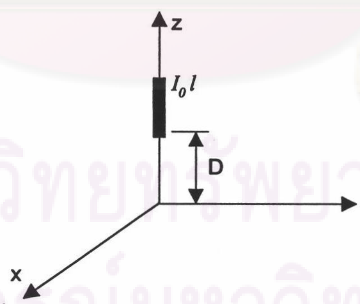
รูปที่ ก.3 ชั้นไดอิเล็กตริกชั้นที่ i ที่มีไดโพลไฟฟ้าแนวนอน (HED) อยู่ตรงกลาง

โดยที่ U_i และ L_i เป็นสัมประสิทธิ์ที่มีค่าในแต่ละกรณีดังแสดงในตารางที่ ก.1

ตารางที่ ก.1 ค่าสัมประสิทธิ์ U_i และ L_i

	$\tilde{G}_H^{zx}$	$\tilde{G}_H^{zy}$	$\tilde{G}_E^{zx}$	$\tilde{G}_E^{zy}$	$\tilde{G}_E^{zz}$
U_i	$-jk_y/4\pi u_i$	$-jk_y/4\pi u_i$	$-jk_x/4\pi j\omega\varepsilon$	$-jk_y/4\pi j\omega\varepsilon$	$-jk_y/4\pi u_i$
L_i	U_i	U_i	$-U_i$	$-U_i$	U_i

การหาค่าสัมประสิทธิ์ในตารางที่ ก.1 สามารถทำได้โดยการกำหนดให้แหล่งกำเนิดแบบจุดอยู่ที่ Z_i=D ดังแสดงในรูปที่ (ก.4)



รูปที่ ก.4 การวางแหล่งกำเนิดแบบจุดในทิศ z

พิจารณาในอวกาศว่างและมีการสูญเสียน้อยมากจนสามารถใส่ขีดจำกัดของสนามที่อนันต์ได้ และมีการโพลาไรซ์ในทิศ z พิจารณาแหล่งกำเนิดแบบจุดในรูปของโมเมนต์ของกระแสได้ดังสมการที่ (ก.16) ดังนี้

$$\mathbf{J} = \mathbf{z} I_0 l_z \delta(\mathbf{r}) \qquad \text{(ก.16)}$$

เมื่อ $I_0 l_z = 1\ A \cdot m, \qquad \delta(\mathbf{r}) = \delta(x)\delta(y)\delta(z-D)$

จากสมการเฮล์มโฮลตซ์ สามารถแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง **A** กับ **J** ได้คือ

$$-\left(\nabla^2 + k^2\right)\mathbf{A} = \mu\mathbf{J} \quad \text{(ก.17)}$$

เนื่องจากกระแสที่พิจารณามีแต่ทิศ z ดังนั้น **A** จึงมีแต่ทิศ z จากสมการที่ (ก.17) สามารถจัดรูปได้ใหม่เป็นดังนี้

$$-\left(\nabla^2 + k^2\right)A_z = \mu I_0 l_z \delta(\mathbf{r}) \quad \text{(ก.18)}$$

กำหนดให้

$$g = \frac{A_z}{\mu I_0 l_z} = \frac{A_z}{\mu} \quad \text{(ก.19)}$$

จากสมการที่ (ก.18) เนื่องจากพิจารณาในระบบพิกัดมุมฉากจะได้ว่า

$$-\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k\right)g = \delta(x)\delta(y)\delta(z-D) \quad \text{(ก.20)}$$

จากนั้นจึงทำการแปลงฟูริเยร์ให้อยู่ในโดเมนสเปกตรัม 2 มิติจะได้ว่า

$$-\left(\frac{d^2}{dz^2} + k^2 - k_x^2 - k_y^2\right)\widetilde{G} = \delta(Z-D) \quad \text{(ก.21)}$$

ซึ่งจะให้คำตอบ $\widetilde{G}$ ได้เป็นดังนี้

$$\widetilde{G} = \frac{e^{-ju|z-D|}}{4\pi u} \quad \text{(ก.22)}$$

จากสมการที่ (2.15) และ (ก.19) และในกรณีที่พิจารณาจะได้ว่า

$$\widetilde{A}_z = \mu \widetilde{G}_A^{zz} \quad \text{(ก.23)}$$

จากความสัมพันธ์ของ $\widetilde{G}_A^{zz}$ และ $\widetilde{G}_E^{zz}$ ในสมการที่ (ก.9) และแทนค่า $\widetilde{G}$ ในสมการที่ (ก.22) ลงสมการที่ (ก.23) จะได้ว่า

$$\widetilde{G}_E^{zz} = \frac{k_\rho^2}{4\pi u_i j\omega\varepsilon} e^{-ju_i|z-D|} \quad \text{(ก.24)}$$

ในทำนองเดียวกัน วางแหล่งกำเนิดแบบจุดในทิศ z และพิจารณาการเกิดโพลาไรเซชันในทิศ x และ y ค่า $\widetilde{G}_H^{zx}, \widetilde{G}_H^{zy}$ สามารถพิสูจน์ได้ในทำนองเดียวกับ $\widetilde{G}_E^{zz}$ ดังนี้

$$\begin{aligned} \widetilde{G}_H^{zx} &= \frac{-jk_y e^{-ju_i|z-D|}}{4\pi u_i} \\ \widetilde{G}_H^{zy} &= \frac{jk_x e^{-ju_i|z-D|}}{4\pi u_i} \end{aligned} \quad \text{(ก.25)}$$

ถ้าวางแหล่งกำเนิดแบบจุดในทิศ x,y และให้มีโพลาไรเซชันในทิศ z ค่า $\widetilde{G}_E^{zx}, \widetilde{G}_E^{zy}$ ก็สามารถพิสูจน์ได้ในทำนองเดียวกับสมการที่ (ก.24) และ (ก.25) ดังนี้

$$\begin{aligned} \widetilde{G}_E^{zx} &= \frac{-jk_x}{4\pi j\omega\varepsilon} e^{-u_i|z-D|} \\ \widetilde{G}_E^{zy} &= \frac{-jk_y}{4\pi j\omega\varepsilon} e^{-u_i|z-D|} \end{aligned} \quad \text{(ก.26)}$$

จากสมการที่ (ก.24) ถึง (ก.26) สามารถหาค่าสัมประสิทธิ์ U_i และ L_i ได้

สำหรับคำตอบของ $\tilde{\psi}_i$ ในชั้นที่ i ที่มีแหล่งกำเนิดในชั้นก็จะเท่ากับผลรวมของคำตอบ $\tilde{\psi}_i^{\infty}$ รวมกับ $\tilde{\psi}_i$ ที่ยังไม่ได้คิดผลของแหล่งกำเนิด นั่นคือ

$$\tilde{\psi}_i = \tilde{\psi}_i^{\infty} + a_i \cosh u_i z_i + b_i \sinh u_i z_i \qquad \text{(ก.27)}$$

สมการที่ (ก.27) สามารถเขียนได้เป็น

$$\begin{aligned} \psi_i^U &= a_i^U \cosh u_i\left(z_i - D\right) + b_i^U \sinh u_i\left(z_i - D\right) \\ \psi_i^L &= a_i^L \cosh u_i z_i + b_i^L \sinh u_i z_i \end{aligned} \qquad \text{(ก.28)}$$

หรือจัดในรูปเมตริกซ์ได้คือ

$$2\mathbf{V}_\mathbf{i}^\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \cosh(u_i D) & \sinh(u_i D) \\ \sinh(u_i D) & \cosh(u_i D) \end{bmatrix} \mathbf{V}_\mathbf{i}^\mathbf{L} + 2\mathbf{S}_\mathbf{i} \qquad \text{(ก.29)}$$

เมื่อ $$\mathbf{V}_\mathbf{i}^\mathbf{L} = \begin{bmatrix} a_i^L \\ b_i^L \end{bmatrix}, \qquad \mathbf{S}_\mathbf{i} = \begin{bmatrix} -L_i + U_i \\ -L_i - U_i \end{bmatrix}$$

ถ้าพิจารณาในกรณีที่แหล่งกำเนิดอยู่ที่ขอบเขตชั้นล่างสุดของชั้นไดอิเล็กตริก (D=0) สมการ (ก.29) สามารถแปลงได้เป็น

$$\mathbf{V}_\mathbf{i}^\mathbf{U} = \mathbf{V}_\mathbf{i}^\mathbf{L} + \mathbf{S}_\mathbf{i} \qquad \text{(ก.30)}$$

ในทำนองเดียวกับสมการที่ (ก.13) จะได้ความสัมพันธ์ของ **V** ระหว่างชั้นที่ i กับ i+1 โดยมีแหล่งกำเนิดแบบจุดร่วมอยู่ด้วยคือ

$$\mathbf{V}_\mathbf{i} = \mathbf{T}_\mathbf{i,i+1}\mathbf{V}_\mathbf{i+1} + \mathbf{S}_\mathbf{i} \qquad \text{(ก.31)}$$

ถ้าในกรณีที่พิจารณาชั้นไดอิเล็กตริกชั้นบนสุด ซึ่งเป็นอวกาศจะได้ว่าผลตอบ $\tilde{\psi}$ คือ

$$\tilde{\psi} = a_0 e^{-u0z} \qquad \text{(ก.32)}$$

เมื่อ $-\pi/2 \le \arg(u_0) \le \pi/2$ เพื่อให้สอดคล้องกับเงื่อนไขการแผ่พลังงานที่อนันต์ โดยเทียบระหว่างสมการที่ (ก.32) กับสมการที่ (ก.12) จะได้ความสัมพันธ์ระหว่างสัมประสิทธิ์ทั้งสองคือ $b_0 = -a_0$

ถ้าในกรณีที่พิจารณาชั้นไดอิเล็กตริกชั้นล่างสุดหรือชั้นที่ N ที่เป็นผนังอิมพีแดนซ์ ดังนั้นจะได้ $\tilde{E}_y = z_s \tilde{H}_x$ และ $\tilde{E}_x = -z_s \tilde{H}_y$ หรือเมื่อแสดงในพจน์ของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กในแนวตั้งฉากจะได้

$$\omega\mu\tilde{H}_z = jz_s\tilde{H}_z, \qquad \omega\varepsilon z_s\tilde{E}_z = j\tilde{E}_z \qquad \text{(ก.33)}$$

พิจารณาสนามไฟฟ้าในแนวตั้งฉาก สัมประสิทธิ์ a_N และ b_N จะต้องสอดคล้องกับเงื่อนไขขอบเขตในสมการที่ (ก.11) และสามารถแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง a_N และ b_N ได้เป็น

$$b_N = \left(\omega\varepsilon_N z_s / ju_N\right)a_N = \eta_E a_N \qquad \text{(ก.34)}$$

พิจารณาสนามแม่เหล็กในแนวตั้งฉาก ในทำนองเดียวกับสมการที่ (ก.34) จะได้ว่า

$$a_N = \left(jz_s u_N / \omega\mu_N\right)b_N = \eta_H b_N \qquad \text{(ก.35)}$$

ในกรณีที่เป็นผนังตัวนำไฟฟ้าสมบูรณ์แบบ จะได้ $\eta_E = \eta_H = 0$

เมื่อพิจาณาชั้นไดอิเล็กตริกชั้นบนสุดและชั้นล่างสุดแล้ว ต่อไปจะเป็นการพิจารณาที่ชั้น N แต่ละชั้นจากสมการที่ (ก.14) และ (ก.31) จะได้เมตริกซ์ในรูปทั่วไปเป็นดังนี้

$$\mathbf{V_0} = \mathbf{T_{0,1}T_{1,2}\cdots T_{i-1,i}}\left(\mathbf{S_i} + \mathbf{T_{i,i+1}T_{i+1,i+2}\cdots T_{N-1,N}}\right)\mathbf{V_N} \quad \text{(ก.36)}$$

หรือ

$$\mathbf{V_0} = \mathbf{c_i} + \mathbf{TV_N}$$

เมื่อ $\mathbf{T}$ เป็นเมตริกซ์ส่งผ่านทั้งหมดซึ่งสามารถแสดงได้เป็น

$$\mathbf{T} = \prod_{i=1}^{N} \mathbf{T_{i-1,i}} \quad \text{(ก.37)}$$

และ $\mathbf{c_i}$ เป็นเวกเตอร์กระตุ้นทั้งหมดซึ่งสามารถแสดงได้เป็น

$$\mathbf{c_i} = \left(\prod_{k=1}^{i} \mathbf{T_{k-1,k}}\right)\mathbf{S_i} \quad \text{(ก.38)}$$

จากความสัมพันธ์ระหว่างขนาดของ a_i และ b_i ในชั้นที่ i=0 และ i=N ดังแสดงในสมการที่ (ก.32) (ก.34) และ (ก.35) นั้น เมื่อแก้สมการที่ (ก.36) จะได้ขนาดของสัมประสิทธิ์ในชั้นที่ i=0 และ i=N ในรูปของส่วนประกอบในเมตริกซ์ $\mathbf{c}$ และ $\mathbf{T}$ ดังนี้

1) พิจารณาสนามแม่เหล็กในแนวตั้งฉากตามตารางที่ ก.1

$$b_N = \frac{c_1 + c_2}{t_{12} + t_{22} + \eta_H(t_{11} + t_{21})} \quad \text{(ก.39)}$$

$$a_0 = c_1 + (t_{12} + \eta_H t_{11})b_N$$

2) พิจารณาสนามไฟฟ้าในแนวตั้งฉาก

$$a_N = \frac{c_1 + c_2}{t_{11} + t_{21} + \eta_E(t_{12} + t_{22})} \quad \text{(ก.40)}$$

$$a_0 = c_1 + (t_{11} + \eta_E t_{12})a_N$$

เมื่อพจน์ t_{ij} และ c_i เป็นส่วนประกอบของเมตริกซ์ $\mathbf{T}$ และ $\mathbf{c}$

เมื่อได้ค่าสัมประสิทธิ์เหล่านี้แล้ว สามารถนำไปหาค่าตัวแปรที่ไม่รู้ค่าต่อไปได้

สายอากาศไมโครสตริปที่มีชั้นไดอิเล็กตริกชั้นเดียว

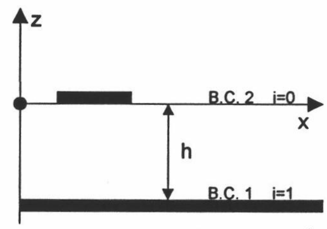
ในงานวิจัยนี้พิจารณาสายอากาศไมโครสตริปที่มีชั้นไดอิเล็กตริกเพียงชั้นเดียวซึ่งมีค่า $\mu_i = \mu_0$ และชั้นล่างสุดเป็นระนาบตัวนำสมบูรณ์แบบ ดังนั้นเมตริกซ์ $\mathbf{T}$ ในสมการที่ (ก.36) จะลดรูปลงเป็น $\mathbf{T_{0,1}}$ และสนามในแนวตั้งฉากที่จะใช้เพื่อช่วยในการหาค่าฟังก์ชันของกรีนชนิดไดอะดิกและสเกลาร์ดังที่กล่าวไว้แล้วในตอนต้น สามารถหาได้โดยนำสมการที่ (ก.39) และสมการที่ (ก.40) ไปประยุกต์ใช้งาน

สนามแม่เหล็กในแนวตั้งฉาก

พิจารณารูปที่ (ก.5) เมื่อแหล่งกำเนิดและจุดสังเกตอยู่บนระนาบ z=0 หรือรอยต่อระหว่างอากาศกับไดอิเล็กตริกดังแสดงในรูป

พิจารณาเงื่อนไขขอบเขตที่ 1 (B.C. 1) จะได้ว่า

$$a_1 = \eta_H b_1 \quad \text{(ก.41)}$$



รูปที่ ก.5 ระนาบ x-z ของสายอากาศไมโครสตริปที่มีชั้นไดอิเล็กตริกชั้นเดียว

เนื่องจากในกรณีนี้ $\eta_H = 0$ เพราะเป็นผนังตัวนำไฟฟ้าสมบูรณ์แบบ ทำให้ a_1=0 แต่ b_1 ไม่เป็นศูนย์

พิจารณาเงื่อนไขขอบเขตที่ 2 (B.C. 2) โดยมีแหล่งกำเนิดอยู่ที่ชั้น i=0 ดังนั้นจะได้ว่า D_0=0 และสมการที่ (ก.28) สามารถแสดงได้เป็นดังนี้

$$\begin{aligned}\psi_0^U &= a_0^U \cosh(u_0 z_0) + b_0^U \sinh(u_0 z_0)\\ \psi_0^L &= a_0^L \cosh(u_0 z_0) + b_0^L \sinh(u_0 z_0)\end{aligned} \quad \text{(ก.42)}$$

จากสมการที่ (ก.30) สามารถแสดงได้ดังสมการที่ (ก.43) เป็นดังนี้

$$\mathbf{V_0^U} = \mathbf{V_0^L} + \mathbf{S_0} \quad \text{(ก.43)}$$

จากนั้นใส่เงื่อนไขขอบเขตดังสมการที่ (ก.11) ได้เป็นดังนี้

$$\left.\begin{aligned}\mu_0 \tilde{\psi}_0\big|_{z_0=0} &= \mu_1 \tilde{\psi}_1\big|_{z_1=h}\\ \mu_0 a_0^L &= \mu_1\left(a_1 \cosh(u_1 h_1)\right) + b_1 \sinh(u_1 h_1)\\ a_0^L &= \frac{\mu_1}{\mu_0} b_1 \sinh(u_1 h_1)\end{aligned}\right\} \quad \text{(ก.44)}$$

$$\left.\begin{aligned}\dot{\tilde{\psi}}_0\big|_{z_0=0} &= \dot{\tilde{\psi}}_1\big|_{z_1=h}\\ u_0 b_0^L &= u_1 b_1 \cosh(u_1 h)\\ b_0^L &= \frac{u_1}{u_0} b_1 \cosh(u_1 h)\end{aligned}\right\} \quad \text{(ก.45)}$$

จากสมการที่ (ก.44) และ (ก.45) ทำให้ได้ค่า $\mathbf{V_0^L}$ ในสมการที่ (ก.43) จากนั้นหาค่า $\mathbf{S_0}$ ได้ดังนี้

$$\mathbf{S_0} = \begin{bmatrix} -L_0 + U_0 \\ -L_0 - U_0 \end{bmatrix}$$

โดยที่ U_0 ในตารางที่ ก.1 ในกรณีนี้คือ $\tilde{G}_H^{zx}$ ซึ่งจะได้ค่าเป็น

$$U_0 = \frac{-jk_y}{4\pi u_0} = L_0 \quad \text{(ก.46)}$$

ดังนั้นจะได้ว่า

$$\mathbf{S_0} = \begin{bmatrix} 0 \\ -2U_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ jk_y/2\pi u_0 \end{bmatrix} \quad \text{(ก.47)}$$

เมื่อแทนค่า $\mathbf{S_0}, \mathbf{V_0^L}$ ลงในสมการที่ (ก.43) จะได้ว่า

$$a_0^U = \frac{\mu_1}{\mu_0} b_1 \sinh(u_1 h) \quad \text{(ก.48)}$$

$$\left.\begin{aligned} a_0^U &= \frac{\mu_1}{\mu_0} b_1 \sinh(u_1 h) \\ b_0^U &= \frac{u_1}{u_0} b_1 \cosh(u_1 h) + \frac{jk_y}{2\pi u_0} \end{aligned}\right. \qquad \text{.......... (ก.49)}$$

เนื่องจากรูปที่ ก.5 อยู่ในกรณีที่ชั้น i=0 เป็นอวกาศจะได้ว่า

$$b_0^U = -a_0^U \qquad \text{.......... (ก.50)}$$

จากสมการที่ (ก.48) ถึง (ก.50) แก้สมการหาค่าของ a_0^U ได้โดยนำ $(u_1/u_0)\cosh(u_1 h)$ มาคูณทั้งสองข้างของสมการที่ (ก.48) และทั้งนำ $(\mu_1/\mu_0)\sinh(u_1 h)$ มีคูณทั้งสองข้างของสมการที่ (ก.49) จากนั้นแทนสมการที่ (ก.50) ลงในสมการที่ (ก.49) จะได้เป็นสมการที่ (ก.51) และ (ก.52) ตามลำดับดังนี้

$$\frac{u_1}{u_0}\cosh(u_1 h) a_0^U = \frac{\mu_1}{\mu_0}\frac{u_1}{u_0} b_1 \sinh(u_1 h)\cosh(u_1 h) \qquad \text{.......... (ก.51)}$$

$$-\frac{\mu_1}{\mu_0}\cosh(u_1 h) a_0^U = \frac{\mu_1}{\mu_0}\frac{u_1}{u_0} b_1 \sinh(u_1 h)\cosh(u_1 h) \qquad \text{.......... (ก.52)}$$

นำสมการที่ (ก.51) ลบกับสมการที่ (ก.52) และเนื่องจาก $\mu_1 = \mu_0$ จะได้ว่า

$$\begin{aligned} a_0^U &= \frac{-jk_y}{2\pi} \times \frac{1}{u_0 + u_1 \coth(u_1 h)} \\ &= \frac{-jk_y}{2\pi} \times \frac{1}{D_{TE}} \\ &= \tilde{G}_H^{zx} \end{aligned} \qquad \text{.......... (ก.53)}$$

และจากความสัมพันธ์ระหว่างค่า $\tilde{G}_H^{zx}$ กับ $\tilde{G}_A^{xx}$ ดังแสดงในสมการที่ (ก.9) แทนค่า $\tilde{G}_H^{zx}$ ลงในสมการและจัดรูปใหม่จะได้เป็น

$$\tilde{G}_A^{xx} = \frac{\mu_0}{2\pi} \times \frac{1}{D_{TE}} \qquad \text{.......... (ก.54)}$$

เมื่อ $$D_{TE} = u_0 + u_1 \coth(u_1 h)$$

สนามไฟฟ้าในแนวตั้งฉาก

พิสูจน์ได้ในทำนองเดียวกันกับสนามแม่เหล็กในแนวตั้งฉาก ซึ่งจะได้ว่า

$$\left.\begin{aligned} \tilde{G}_H^{zx} &= \frac{u_0 jk_y}{2\pi} \times \frac{1}{D_{TE}} \\ \tilde{G}_E^{zx} &= \frac{u_0 u_1 \tanh(u_1 h)(jk_x/2\pi j\omega\varepsilon_0)}{D_{TM}} \end{aligned}\right\} \qquad \text{.......... (ก.55)}$$

เมื่อ $$D_{TM} = \varepsilon_r u_0 + u_1 \tanh(u_1 h)$$

แทนค่าจากสมการที่ (ก.55) ลงในสมการที่ (ก.9) และจัดรูปใหม่จะได้เป็น

$$\tilde{G}_A^{zx} = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{jk_x(\varepsilon_r - 1)}{D_{TE} D_{TM}} \qquad \text{.......... (ก.56)}$$

ในทำนองเดียวกันจะได้ว่า

$$\widetilde{G}_A^{zx} = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{jk_x(\varepsilon_r - 1)}{D_{TE}D_{TM}} \quad \text{(ก.57)}$$

$$\widetilde{G}^{\phi} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\left(\frac{u_0 + u_1\tanh(u_1 h)}{D_{TE}D_{TM}}\right) \quad \text{(ก.58)}$$

ซึ่งสอดคล้องกับสมการที่ (3.2) ถึง (3.5) ที่เป็นค่าฟังก์ชันของกรีนตามวิธีของ Mosig

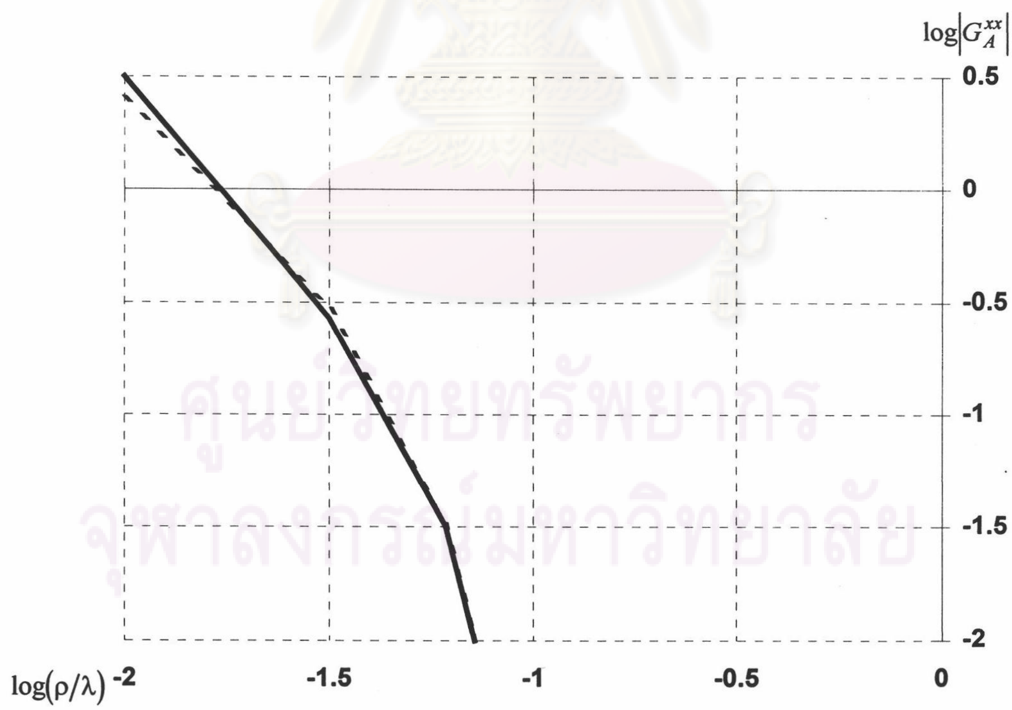
ภาคผนวก ข

การทดสอบการอินทิเกรตฟังก์ชันของกรีน

การหาค่าฟังก์ชันของกรีนด้วยการอินทิเกรตสมการที่ (3.7) ถึง (3.10) ซึ่งเป็นการอินทิเกรตตั้งแต่ศูนย์ถึงอนันต์นั้น ในงานวิจัยนี้ใช้เทคนิคการอินทิเกรตของ Pozar ดังที่ได้กล่าวไว้แล้วในบทที่ 2 ในภาคผนวกบทนี้จะเป็นการทดสอบการอินทิเกรตค่าฟังก์ชันของกรีนในสมการที่ (3.7) ถึง (3.10) ดังนี้

การทดสอบค่าฟังก์ชันของกรีน G_A^{xx}

จากตัวอย่างการคำนวณค่าฟังก์ชันของกรีนในงานวิจัยของ Fang, Yang, และ Delisle (1988) ซึ่งใช้ทฤษฎีเชิงเงาแบบไม่ต่อเนื่องเปรียบเทียบกับเทคนิคการอินทิเกรตของ Pozar ซึ่งมีพารามิเตอร์ได้แก่ ค่าคงตัวไดอิเล็กตริก $\varepsilon_r = 2.55$ ค่าความสูงของชั้นไดอิเล็กตริกต่อความยาวคลื่น $h/\lambda = 0.01$ และให้ผลของ G_A^{xx} โดยแสดงในแผนภูมิระหว่าง $\log(\rho/\lambda)$ กับ $\log\left|G_A^{xx}\right|$ ดังแสดงในรูปที่ ข.1



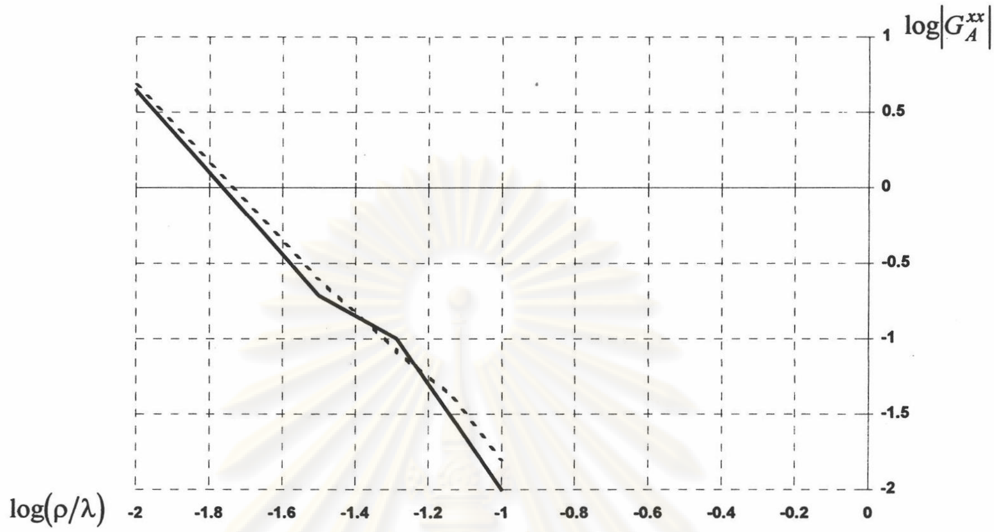
รูปที่ ข.1 ฟังก์ชันของกรีน

เมื่อ — เป็นเทคนิคการอินทิเกรตของ Pozar

--- เป็นเทคนิคการอิทิเกรตโดยใช้ทฤษฎีเชิงเงาแบบไม่ต่อเนื่อง

การทดสอบค่าฟังก์ชันของกรีนชนิดสเกลาร์ G^{ϕ}

จากค่าพารามิเตอร์ชุดเดียวกับการทดสอบค่าฟังก์ชันของกรีน G_A^{xx} จะได้ผลดังแสดงในรูปที่ ข.2



รูปที่ ข.2 ฟังก์ชันของกรีนชนิดสเกลาร์ G^{ϕ}

เมื่อ — เป็นเทคนิคการอินทิเกรตของ Pozar

--- เป็นเทคนิคการอินทิเกรตโดยใช้ทฤษฎีเชิงเงาแบบไม่ต่อเนื่อง

จากรูปที่ ข.1 และ ข.2 แสดงให้เห็นว่าเทคนิคการอินทิเกรตของ Pozar ซึ่งใช้ในงานวิจัยนี้สอดคล้องกับเทคนิคการอินทิเกรตด้วยวิธีการอื่น

ประวัติผู้เขียน

นางสาว มนฑกานต์ ศรีพันลำ เกิดวันที่ 30 มีนาคม พ.ศ. 2516 ที่เขตดอนเมือง จังหวัดกรุงเทพมหานคร สำเร็จการศึกษาปริญญาตรีวิศวกรรมศาสตรบัณฑิต สาขาวิศวกรรมไฟฟ้า ภาควิชาวิศวกรรมไฟฟ้า คณะวิศวกรรมศาสตร์ จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย ในปีการศึกษา 2536 และเข้าศึกษาต่อในหลักสูตรวิศวกรรมศาสตรมหาบัณฑิต สาขาวิศวกรรมไฟฟ้า ภาควิชาวิศวกรรมไฟฟ้า คณะวิศวกรรมศาสตร์ จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย เมื่อ พ.ศ. 2537 โดยได้รับทุนการวิจัยจากโครงการศิษย์ก้นกุฏิ ซึ่งเป็นโครงการความร่วมมือในการพัฒนาการศึกษาด้านวิศวกรรมศาสตร์ระดับบัณฑิตศึกษา ระหว่างจุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัยกับสำนักงานพัฒนาวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยีแห่งชาติ (สวทช.)