

การวิเคราะห์โหมดที่ถูกลำและคุณลักษณะของ เส้นใยแสงแบบแบรกก์*

อาคม แก้วระวัง¹⁾ และ ทับทิม อ่างแก้ว²⁾

¹⁾ อาจารย์ ภาควิชาวิศวกรรมไฟฟ้า คณะวิศวกรรมศาสตร์ มหาวิทยาลัยขอนแก่น จังหวัดขอนแก่น 40002

²⁾ ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ภาควิชาวิศวกรรมไฟฟ้า คณะวิศวกรรมศาสตร์ จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย จังหวัดกรุงเทพฯ 10330

Email: arkokm@yahoo.com

บทคัดย่อ

บทความนี้นำเสนอ วิธีการวิเคราะห์โหมดที่ถูกลำ (guided mode) ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มจำนวนจำกัดโดยใช้วิธีแม่นตรง ซึ่งจะทำได้โหมดที่ถูกลำที่สอดคล้องกับเส้นใยแสงแบบแบรกก์ในทางปฏิบัติมากขึ้น โดยผลที่ได้จากการคำนวณด้วยวิธีดังกล่าวนำไปเปรียบเทียบกับผลที่ได้จากการวิเคราะห์โหมดที่ถูกลำของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ ที่มีจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มจำนวนอนันต์ โดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ

นอกจากการวิเคราะห์โหมดที่ถูกลำแล้ว ในบทความนี้ยังได้แสดงตัวอย่างการวิเคราะห์การกระจายสนามแม่เหล็กไฟฟ้า (electromagnetic field distribution) ค่าการสูญเสียของการแผ่พลังงาน (radiation loss) และค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชัน (dispersion parameter) ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์แกนอากาศ (air-core Bragg optical fiber) จากผลการคำนวณพบว่าสนามแม่เหล็กไฟฟ้าของโหมดที่มีอันดับต่ำส่วนใหญ่อยู่ในบริเวณแกนอากาศ ค่าการสูญเสียของการแผ่พลังงานขึ้นอยู่กับจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มและโหมดของคลื่นและดิสเพอร์ชันของเส้นใยแสงแบบแบรกก์มีค่ามากกว่าเส้นใยแสงแบบทั่วไป (conventional fiber)

คำสำคัญ: โหมดที่ถูกลำ, การกระจายสนามแม่เหล็กไฟฟ้า, ค่าการสูญเสียของการแผ่พลังงาน, ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชัน

* รับต้นฉบับเมื่อวันที่ 22 เมษายน 2547 และได้รับบทความฉบับแก้ไขเมื่อวันที่ 17 พฤษภาคม 2547

Guided Mode Analysis and Characteristic of Bragg Optical Fibers *

Arkorn Kaewrawang ¹⁾ and Tuptim Angkaew ²⁾

¹⁾ Lecturer, Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Khon Kaen University, Khon Kaen 40002

²⁾ Assistant Professor, Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Chulalongkorn University, Bangkok 10330

Email: arkokm@yahoo.com

ABSTRACT

This paper presents the analysis of guided mode of a Bragg optical fiber which finite pairs of cladding using the exact method. Consequently, the guided modes are corresponding to the Bragg optical fiber in practical. The computational results from this method are compare with the computational results from the analysis of guided mode of a Bragg optical fiber which infinite pairs of cladding using the asymptotic matrix method.

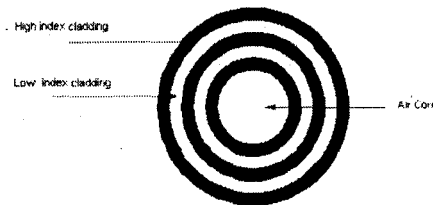
In addition, this paper is demonstrate some examples of the analysis, electromagnetic field distribution, radiation loss, dispersion parameter of an air core Bragg optical fiber. The computational results have been found that the most of electromagnetic field of the lower order mode are in the air core, the radiation loss is depend on the pairs of cladding and the mode, and the dispersion of the Bragg optical fiber is higher than the dispersion of the conventional fiber.

Keywords: Guided mode, Electromagnetic field distribution, Radiation loss. Dispersion parameter

บทนำ

ในเส้นใยแสงแบบทั่วไปมีแกน (core) เป็นแก้ว และมีวัสดุหุ้ม (cladding) เป็นแก้วที่มีดรรชนีหักเหของแสงน้อยกว่าแกนเล็กน้อย การกักกันแสงในเส้นใยแสงแบบทั่วไปใช้หลักการสะท้อนกลับหมด (total internal refraction, TIR) ซึ่งแสงส่วนใหญ่อยู่ในแกนของเส้นใยแสง ดังนั้นการสูญเสียกำลังแสง ส่วนใหญ่เกิดจากแก้วที่เป็นแกนของเส้นใยแสง โดยการสูญเสียกำลังแสงจะมีค่าน้อยในช่วงความยาวคลื่น 1.3 μm และ 1.55 μm และค่าการสูญเสียกำลังแสงจะมีค่าน้อยที่สุดมีค่าประมาณ 0.2 dB/km ที่ความยาวคลื่น 1.55 μm

ในปี ค.ศ. 1978 P. Yeh และคณะ [Yeh, P., Yariv, A., and Marom, E. 1978.] ได้นำเสนอเส้นใยแสงแบบแบรกก์ซึ่งเป็นเส้นใยแสงที่ประกอบด้วยแกนเป็นอากาศ และมีวัสดุหุ้มเป็นชั้นของไดอิเล็กตริกที่มีค่าดรรชนีหักเหมากและน้อยสลับกันแบบรายคาบหรือตัวสะท้อนแบบแบรกก์ (Bragg reflector) ดังรูปที่ 1 เนื่องจากคลื่นแสงถูกนำอยู่ในแกนอากาศ ดังนั้นจึงมีความเป็นไปได้ที่เส้นใยแสงแบบแบรกก์จะมีการสูญเสียกำลังแสงน้อยกว่าเส้นใยแสงแบบทั่วไป



รูปที่ 1 โครงสร้างของเส้นใยแสงแบบแบรกก์

นอกจาก P. Yeh และคณะ [Yeh, P., Yariv, A., and Marom, E. 1978.] ได้เสนอโครงสร้างของเส้นใยแสงแบบแบรกก์แล้ว ยังใช้ทฤษฎีคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าของแมกซ์เวลล์วิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มเป็นอนันต์ เราเรียกวิธีการวิเคราะห์ดังกล่าวว่า วิธีการวิเคราะห์โดยใช้วิธีแม่นยำตรง ในปี ค.ศ. 2002 Y. Xu และคณะ [Xu, Y., Ouyang, G. X., Lee, R. K., and Yariv, A., 2002.] ได้เสนอวิธีการวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มเป็นอนันต์โดยใช้การประมาณสนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่อยู่ในชั้นวัสดุหุ้มด้วยการประมาณเชิงเส้นกำกับ เราเรียกวิธีการวิเคราะห์ดังกล่าวว่า วิธีการวิเคราะห์โดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ

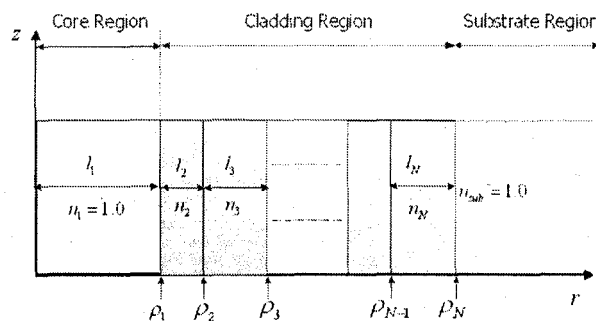
ในทางปฏิบัติแล้ว ผู้วิจัยเห็นว่าเส้นใยแสงแบบแบรกก์มีจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มจำกัด ดังเช่นในปี ค.ศ. 1999 Y. Fink และคณะ [Fink, Y., Ripin, D. J., Fan, S., Chen, C., Joannopoulos, J. D., and Thomas, E. L. 1999.] ได้สร้างเส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนวัสดุหุ้ม 9 ชั้น เป็นเทลลูไรด์ (tellurium) มีค่าดรรชนีหักเห 4.6 มีความหนา 0.8 μm จำนวน 5 ชั้น กับโพลีสไตรีน (polystyrene) มีค่าดรรชนีหักเห 1.59 มีความหนา 1.6 μm จำนวน 4 ชั้น สลับกันเป็นรายคาบ และมีวัสดุรอง (substrate media) เป็นอากาศ เพื่อทำทดลองการนำแสงของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ จากเหตุผลข้างต้นเพื่อให้สอดคล้องกับเส้นใยแสงแบบแบรกก์

ในทางปฏิบัติ ดังนั้นผู้วิจัยจึงได้นำเสนอการวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มจำกัด โดยใช้วิธีแมนตรงที่มีวัสดุรองเป็นอากาศ และเพื่อแสดงให้เห็นว่าการวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มจำกัดโดยใช้วิธีแมนตรง กับการวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มอนันต์สามารถใช้แทนกันได้ ผู้วิจัยจึงเปรียบเทียบผลการคำนวณโมดที่ถูกนำโดยวิธีแมนตรงกับวิธีเมท-ริกซ์เชิงเส้นกำกับ

นอกจากได้นำเสนอ การวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มจำกัดและมีวัสดุรองเป็นอากาศ (air substate media) โดยใช้วิธีแมนตรงแล้ว ยังได้ศึกษาคุณลักษณะที่สำคัญ ๆ ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ เช่น การกระจายสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในเส้นใยแสงแบบแบรกก์ การวิเคราะห์การสูญเสียเนื่องจากการแผ่พลังงานในโมด TE และ TM การวิเคราะห์ดิสเพอร์ชันของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ โดยใช้ตัวอย่างการวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ในกรณีต่าง ๆ ด้วย

การวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มจำกัด โดยใช้วิธีแมนตรง

ในหัวข้อนี้ ผู้วิจัยจะได้นำเสนอ การวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มจำกัดโดยใช้วิธีแมนตรง พิจารณาเส้นใยแสงที่มีแกนเป็นอากาศ รัศมีของแกนอากาศ ρ_1 และวัสดุหุ้มมีดรรชนีหักเหต่างกันและน้อยสลับกันเป็นรายค่าที่มีจำนวนวัสดุหุ้ม $N-1$ ชั้น และมีวัสดุรองเป็นอากาศ โครงสร้างทางเรขาคณิตบนระนาบ $r-z$ ดังแสดงในรูปที่ 2



รูปที่ 2 ภาคตัดขวาง $r-z$ ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่ใช้ในการวิเคราะห์โดยวิธีแมนตรง

ฟังก์ชันคลื่นของสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในรูปทั่วไปในแนวรัศมี จะอยู่ในรูปของผลรวมเชิงเส้นของฟังก์ชันเบสเซล ตามสมการ [Agrawal, G. P. 1992.]

$$F(r) = \begin{cases} A' J_l(kr) + B' Y_l(kr); k^2 = n^2 k_0^2 - \beta^2 \\ C' K_l(r) + D' I_l(r); r^2 = \beta^2 - n^2 k_0^2 \end{cases} \quad (1)$$

เมื่อ $J_l(x)$ เป็นฟังก์ชันเบสเซลชนิดที่ 1 อันดับ l $Y_l(x)$ เป็นฟังก์ชันเบสเซลชนิดที่ 2 อันดับ l $I_l(x)$ เป็นฟังก์ชันเบสเซลดัดแปลงชนิดที่ 1 อันดับ l (modified Bessel function of the first kind) $K_l(x)$ เป็นฟังก์ชันเบสเซลดัดแปลงชนิดที่ 2 อันดับ l (modified Bessel function of the second kind) A', B', C', D' เป็นแอมพลิจูดของสนามแม่เหล็กไฟฟ้า l เป็นอันดับของฟังก์ชันเบสเซลและเป็นเลขจำนวนเต็ม

ตามเงื่อนไขขอบเขตสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในแนวสัมผัส E_z, H_z, E_θ และ H_θ ต้องมีค่าต่อ เนื่องที่ผิวของรอยต่อระหว่างไดอิเล็กตริกชั้นที่ i กับ $i+1$ ที่ตำแหน่ง $r = \rho_i$ แบ่งเป็น 3 กรณี ดังนี้

กรณีที่ 1 เมื่อ $i = 2, 3, 4, \dots, N-1$ จะได้

$$[M(i, \rho_i)] \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \\ C_i \\ D_i \end{pmatrix} - [M(i+1, \rho_i)] \begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \\ C_{i+1} \\ D_{i+1} \end{pmatrix} = [0]_{1 \times 1} \quad (2)$$

$$\text{เมื่อ } [M(i, \rho_i)] = \begin{bmatrix} J_l(k_i \rho_i) & Y_l(k_i \rho_i) & 0 & 0 \\ \frac{\omega \varepsilon_i}{\beta k_i} J'_l(k_i \rho_i) & \frac{\omega \varepsilon_i}{\beta k_i} Y'_l(k_i \rho_i) & \frac{l}{k_i^2 \rho_i} J_l(k_i \rho_i) & \frac{l}{k_i^2 \rho_i} Y_l(k_i \rho_i) \\ 0 & 0 & J_l(k_i \rho_i) & Y_l(k_i \rho_i) \\ \frac{l}{k_i^2 \rho_i} J_l(k_i \rho_i) & \frac{l}{k_i^2 \rho_i} Y_l(k_i \rho_i) & \frac{\omega \mu_i}{\beta k_i} J'_l(k_i \rho_i) & \frac{\omega \mu_i}{\beta k_i} Y'_l(k_i \rho_i) \end{bmatrix} \quad (3)$$

และ k_i เป็นเลขคลื่นในไดอิเล็กตริกชั้นที่ i มีค่า $k_i = \sqrt{(k_0 n_i)^2 - \beta^2}$

กรณีที่ 2 เมื่อ $i = 1$ เป็นรอยต่อระหว่างแกนอากาศกับวัสดุหุ้มชั้นที่ 1 บริเวณแกนของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ ฟังก์ชันเบสเซล $Y_l(kr)$ ไม่สอดคล้องกับลักษณะทางกายภาพ ดังนั้นค่าของ $B_1, D_1 = 0$ ตามเงื่อนไขขอบเขตระหว่างแกนอากาศกับชั้นวัสดุหุ้มชั้นที่ 1 ที่ตำแหน่ง $r = \rho_1$ จะได้

$$\begin{bmatrix} J_l(k_1 \rho_1) & 0 \\ \frac{\omega \varepsilon_1}{\beta k_1} J'_l(k_1 \rho_1) & \frac{l}{k_1^2 \rho_1} J_l(k_1 \rho_1) \\ 0 & J_l(k_1 \rho_1) \\ \frac{l}{k_1^2 \rho_1} J_l(k_1 \rho_1) & \frac{\omega \mu_1}{\beta k_1} J'_l(k_1 \rho_1) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ C_1 \end{pmatrix} - [M(2, \rho_1)] \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \\ C_2 \\ D_2 \end{pmatrix} = [0]_{1 \times 1} \quad (4)$$

กรณีที่ 3 เมื่อ $i = N$ เป็นรอยต่อระหว่างวัสดุหุ้มชั้นที่ N กับวัสดุรองที่เป็นอากาศ จากลักษณะทางกายภาพแล้ว ในบริเวณวัสดุรองนั้น ฟังก์ชันคลื่นต้องมีค่าลดลง เมื่อเราพิจารณาคุณสมบัติของฟังก์ชันเบสเซล $I_l(kr)$ พบว่าฟังก์ชันเบสเซล $I_l(kr)$ มีคุณสมบัติไม่สอดคล้องกับลักษณะทางกายภาพ ดังนั้นเงื่อนไขขอบเขตระหว่างไดอิเล็กตริกชั้นที่ N กับวัสดุรองที่ตำแหน่ง $r = \rho_N$ จะเป็นดังสมการข้างล่าง

$$[M(N, \rho_N)] \begin{pmatrix} A_N \\ B_N \\ C_N \\ D_N \end{pmatrix} - \begin{bmatrix} K_l(\gamma_{sub} \rho_N) & 0 \\ -\frac{\omega \epsilon_{sub}}{\beta \gamma_{sub}} K'_l(\gamma_{sub} \rho_N) & -\frac{l}{\gamma_{sub}^2 \rho_N} K_l(\gamma_{sub} \rho_N) \\ 0 & K_l(\gamma_{sub} \rho_N) \\ -\frac{l}{\gamma_{sub}^2 \rho_N} K_l(\gamma_{sub} \rho_N) & -\frac{\omega \mu_{sub}}{\beta \gamma_{sub}} K'_l(\gamma_{sub} \rho_N) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_{sub} \\ C_{sub} \end{pmatrix} = [0]_{4 \times 1} \quad (5)$$

เมื่อนำเงื่อนไขขอบเขตทั้งหมด ในสมการ (2), (4) และ (5) มาเขียนในรูปเมทริกซ์ จะได้

$$[A]_{4N \times 4N} [B]_{4N \times 1} = [0]_{4N \times 1} \quad (6)$$

โดยสมการ (6) เป็นสมการค่าเฉพาะ (eigenvalue equation) ที่มีค่าเฉพาะเป็นศูนย์ ดังนั้น

$$\det([A]_{4N \times 4N}) = 0 \quad (7)$$

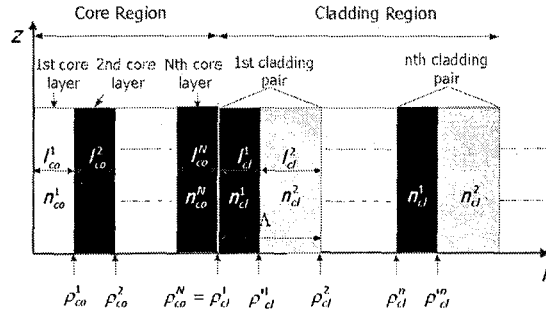
เมื่อเรากำหนดพารามิเตอร์ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์และความยาวคลื่นแสงที่ค่าใดค่าหนึ่งแล้ว เราจะได้ผลเฉลยของสมการ (7) เป็นค่าคงที่ของการแพร่กระจายคลื่น (propagation constant) ซึ่งผลเฉลยของสมการ (7) นั้น สามารถแบ่งออกเป็น 2 กรณี นั่นคือ เมื่อเราให้อันดับ $l = 0$ เราจะได้ผลเฉลยของสมการ (7) เป็นค่าคงที่ของการแพร่กระจายคลื่นในโหมด TE และโหมด TM และเมื่ออันดับ $l \neq 0$ เราจะได้ผลเฉลยของสมการ (7) เป็นค่าคงที่ของการแพร่กระจายคลื่นในโหมดไฮบริด

การวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้มจำนวนจำกัดโดยวิธีแม่นยำ นอกจากใช้ในการวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่ชั้นไดอิเล็กตริกของวัสดุหุ้มมีค่ามาก-น้อยสลับกันได้แล้ว วิธีการนี้ยังสามารถประยุกต์ใช้กับปัญหาอื่น ๆ เช่น เส้นใยแสงแบบแบรกก์โคแอเซียล ซึ่งมีแกนเป็นอากาศ แทรกด้วยไดอิเล็กตริก และเส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่ดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มมีไดอิเล็กตริกในหนึ่งหน่วยเซลล์ (unit cell) มากกว่า 2 ชั้น ได้อีกด้วย

การวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้มอนันต์ โดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ

ในหัวข้อนี้จะกล่าวถึงการวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ โดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับอย่างคร่าว ๆ ซึ่งรายละเอียดนั้นได้กล่าวไว้แล้วในบทความ [Xu, Y., Ouyang, G. X., Lee, R. K., and Yariv, A., 2002. and Xu, Y., Lee, R. K., and Yariv, A., 2000.] โดยวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับนี้เป็นการวิเคราะห์ที่ประมาณสนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่อยู่ในบริเวณวัสดุหุ้ม และเส้นใยแสงแบบแบรกก์ดังกล่าวนี้ต้องมีจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มอนันต์ โดยในการวิเคราะห์จะแบ่งบริเวณการหาผลเฉลยของสมการคลื่นออกเป็น 2

บริเวณ นั้นคือ บริเวณแกนและบริเวณวัสดุหุ้ม ดังในรูปที่ 3



รูปที่ 3 ภาคตัดขวาง $r - z$ ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่ใช้ในการวิเคราะห์โดยวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ

ในบริเวณแกนประกอบด้วยชั้นไดอิเล็กตริก N ชั้น แต่ละชั้นมีดรรชนีหักเห n_{co}^i และความหนา l_{co}^i เมื่อ $i=1,2,3,...N$ สำหรับชั้นที่ i มีค่าดรรชนีหักเห n_{co}^i และความหนาของชั้น l_{co}^i และในบริเวณวัสดุหุ้มประกอบด้วยชั้นไดอิเล็กตริก ที่มีค่าดรรชนีหักเหมาก-น้อย สลับกันเป็นรายคาบ นั่นคือไดอิเล็กตริกที่มีดรรชนีหักเห n_{cl}^1 ความหนา l_{cl}^1 สลับกับไดอิเล็กตริกที่มีดรรชนีหักเห n_{cl}^2 ความหนา l_{cl}^2 ดังแสดงในรูปที่ 3 โดยในบริเวณแกนจะใช้วิธีแม่นยำตรง (exact method) และในบริเวณวัสดุหุ้มจะใช้การประมาณสนามแม่เหล็กไฟฟ้าแบบการประมาณเชิงเส้นกำกับ (asymptotic approximation)

เราสามารถหาค่าคงที่ของการแพร่กระจายคลื่นในโหมด TM, TE และไฮบริด ได้จากการใช้เงื่อนไขขอบเขต (apply boundary condition) ที่รอยต่อระหว่างบริเวณแกนกับบริเวณวัสดุหุ้ม โดยค่าคงที่ของการแพร่กระจายคลื่นในโหมด TM หาได้ดังสมการข้างล่าง [Xu, Y., Ouyang, G. X., Lee, R. K., and Yariv, A., 2002.]

$$\frac{\omega \epsilon_0 (n_{co}^1)^2}{k_{co}^1 \beta} \frac{J'_0(k_{co}^1 \rho_{co}^1)}{J_0(k_{co}^1 \rho_{co}^1)} = \frac{g_{TM}^2}{g_{TM}^1} \quad (8)$$

ในทำนองเดียวกัน เราสามารถหาค่าคงที่ของการแพร่กระจายคลื่นในโหมด TE ได้ดังสมการ [3]

$$\frac{\omega \mu_0}{k_{co}^1 \beta} \frac{J'_0(k_{co}^1 \rho_{co}^1)}{J_0(k_{co}^1 \rho_{co}^1)} = \frac{g_{TE}^1}{g_{TE}^2} \quad (9)$$

เมื่อเรากำหนดพารามิเตอร์ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ และเลือกความถี่ ω หรือความยาวคลื่น λ ค่าใดค่าหนึ่ง เราหาค่าคงที่การแพร่กระจายคลื่นโหมด TM β_{TM} และโหมด TE β_{TE} ได้จากการแก้สมการ (8) และ (9) ตามลำดับ

สำหรับโหมดไฮบริดที่มีอันดับ $l \neq 0$ ผลเฉลยของสมการจะซับซ้อนมาก เราหาค่าคงที่ของการแพร่กระจายคลื่นในโหมดไฮบริด ได้ดังสมการ [Xu, Y., Ouyang, G. X., Lee, R. K., and Yariv, A., 2002.]

$$\frac{H_{TM}^1}{H_{TM}^2} = \frac{H_{TE}^1}{H_{TE}^2} \quad (10)$$

เมื่อเรานิยามพารามิเตอร์ $HE_{TE}^1, HE_{TE}^2, HE_{TM}^1$ และ HE_{TM}^2 ดังสมการ

$$H_{TE}^1 = \frac{l}{(k_{co}^1)^2 \rho_{co}^1} J_l(k_{co}^1 \rho_{co}^1) g_{TE}^2 + \frac{\omega \mu_0}{k_{co}^1 \beta} J'_l(k_{co}^1 \rho_{co}^1) g_{TE}^3 - J_l(k_{co}^1 \rho_{co}^1) g_{TE}^4 \quad (11)$$

$$H_{TE}^2 = J_l(k_{co}^1 \rho_{co}^1) g_{TE}^2 - \frac{\omega \epsilon_0 (n_{co}^1)^2}{k_{co}^1 \beta} J'_l(k_{co}^1 \rho_{co}^1) g_{TE}^3 - \frac{l}{(k_{co}^1)^2 \rho_{co}^1} J_l(k_{co}^1 \rho_{co}^1) g_{TE}^4 \quad (12)$$

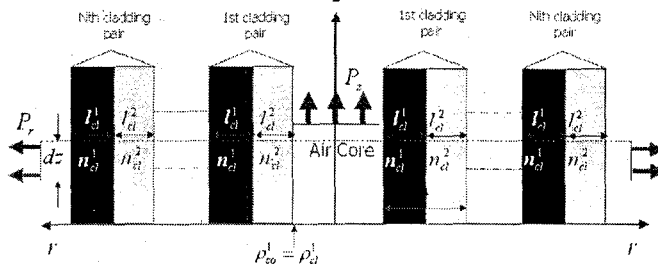
$$H_{TM}^1 = \frac{-l}{(k_{co}^1)^2 \rho_{co}^1} J_l(k_{co}^1 \rho_{co}^1) g_{TM}^1 - \frac{\omega \mu_0}{k_{co}^1 \beta} J'_l(k_{co}^1 \rho_{co}^1) g_{TM}^3 + J_l(k_{co}^1 \rho_{co}^1) g_{TM}^4 \quad (13)$$

$$H_{TM}^2 = -J_l(k_{co}^1 \rho_{co}^1) g_{TM}^1 + \frac{\omega \epsilon_0 (n_{co}^1)^2}{k_{co}^1 \beta} J'_l(k_{co}^1 \rho_{co}^1) g_{TM}^3 + \frac{l}{(k_{co}^1)^2 \rho_{co}^1} J_l(k_{co}^1 \rho_{co}^1) g_{TM}^4 \quad (14)$$

เมื่อเรหาค่าคงที่ของการแพร่กระจายคลื่นในโหมดต่าง ๆ ได้แล้ว ผลที่ตามมา เราสามารถหาการกระจายสนามแม่เหล็กไฟฟ้าภายในบริเวณแกนและวัสดุหุ้มได้ทั้งหมด

การสูญเสียจากการแผ่พลังงานในเส้นใยแสงแบบแบรกก์ โดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ

ในเส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีแกนเป็นอากาศและมีจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้มจำนวน N คู่ ดังรูปที่ 4 การสูญเสียเนื่องจากการแพร่กระจาย (propagation loss) จะเป็นผลรวมของการสูญเสียจากการแผ่พลังงานเนื่องมาจากจำนวนจำกัดของคู่วัสดุหุ้ม และการสูญเสียแบบดูดกลืน (absorption loss) เนื่องมาจากวัสดุที่ใช้เป็นวัสดุหุ้ม แสงในเส้นใยแสงแบบแบรกก์ส่วนใหญ่จะถูกกักกันในแกนที่เป็นอากาศ ดังนั้นการสูญเสียแบบดูดกลืนเนื่องมาจากวัสดุที่ใช้เป็นวัสดุหุ้มจึงมีค่าน้อย ซึ่งเราจะไม่พิจารณาในงานวิจัยนี้



รูปที่ 4 แสดงภาคตัดขวาง $r-z$ ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีแกนเป็นอากาศ และมีคู่ของวัสดุหุ้ม N คู่ P_r แทนฟลักซ์กำลังในแกนอากาศและ P_t แทนฟลักซ์กำลังในแนวรัศมี

ในการประมาณสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในบริเวณวัสดุหุ้มด้วยการประมาณแบบเชิงเส้นกำกับนั้น ใน

กรณีที่เส้นใยแสงแบบแบรกก์มีจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้มจำนวนอนันต์ เราจะเห็นว่าที่รอยต่อระหว่างวัสดุหุ้มชั้นที่ N กับชั้นที่ $N+1$ นั้น สนามแม่เหล็กไฟฟ้าจะประกอบด้วยองค์ประกอบ 2 องค์ประกอบ นั่นคือ คลื่นที่เคลื่อนที่ออก (outgoing wave) ที่มีแอมพลิจูดแปรผันตรงกับ a_N , c_N และคลื่นที่เข้ามา (incoming wave) ที่มีแอมพลิจูดแปรผันตรงกับ c_{N+1} , d_{N+1} แต่ในกรณีที่เส้นใยแสงแบบแบรกก์มีจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้มจำนวน N คู่ ดังรูปที่ 4 สนามแม่เหล็กไฟฟ้าจะมีเฉพาะคลื่นที่เคลื่อนที่ออกเท่านั้น เนื่องจากการสะท้อนจากวัสดุหุ้มของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ชั้นที่เหลือ นั่นคือ $c_{N+1} = d_{N+1} = 0$

สำหรับโหมด TE คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้ามีการแพร่กระจายในทิศทาง z ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีการสูญเสียจากการแผ่พลังงาน ทำให้กำลังของแสงจะลดลงตามแนวแกน z เป็น $\exp(-\alpha_{TE}z)$ ให้พารามิเตอร์ α_{TE} เป็นค่าคงที่ของการสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโหมด TE หา α_{TE} ได้จากสมการ [Xu, Y., Ouyang, G. X., Lee, R. K., and Yariv, A., 2002.]

$$\alpha_{TE} = \frac{1}{\beta} \left(\frac{k_{co}^1}{k_{cl}^1} \right)^2 \left| \frac{B_{TE}}{\lambda_{TE} - A_{TE} + B_{TE}} \right|^2 |\lambda_{TE}|^{2N} \frac{[J_0(k_{co}^1 \rho_{co}^1)]^2 (k_{co}^1 \rho_{co}^1)}{\rho_{co}^1 \int_0^{\rho_{co}^1} [J_0'(k_{co}^1 r)]^2 r dr} \quad (15)$$

ในทำนองเดียวกัน สำหรับโหมด TM เราจะได้ พารามิเตอร์ α_{TM} เป็นค่าคงที่ของการสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโหมด TM ดังสมการข้างล่าง [3]

$$\alpha_{TM} = \frac{1}{\beta} \left(\frac{n_{cl}^1 k_{co}^1}{n_{co}^1 k_{cl}^1} \right)^2 \left| \frac{B_{TM}}{\lambda_{TM} - A_{TM} + B_{TM}} \right|^2 |\lambda_{TM}|^{2N} \frac{[J_0(k_{co}^1 \rho_{co}^1)]^2 (k_{co}^1 \rho_{co}^1)}{\rho_{co}^1 \int_0^{\rho_{co}^1} [J_0'(k_{co}^1 r)]^2 r dr} \quad (16)$$

สมการ (15) และ (16) เป็นสมการหาค่าคงที่ของการสูญเสียจากการแผ่พลังงาน ซึ่งเราจะเห็นว่าค่าคงที่ของการสูญเสียจากการแผ่พลังงานจะขึ้นอยู่กับโหมดของคลื่น รัศมีของแกนอากาศ ค่าดัชนีหักเหของวัสดุหุ้มจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้ม และค่าคงที่ของการแพร่กระจายคลื่น

ดิสเพอร์ชันของแสงในเส้นใยแสงแบบแบรกก์

เมื่อพัลส์แสง (optical pulse) เดินทางในเส้นใยแสงแบบแบรกก์จะเกิดการบานออกของสัญญาณแสง ซึ่งเป็นปัญหาที่สำคัญในระบบสื่อสารทางแสง ดิสเพอร์ชันในเส้นใยแสงแบบแบรกก์แบ่งออกเป็นสองประเภทใหญ่ ๆ คือ ดิสเพอร์ชันระหว่างโหมด (intermodal dispersion) และดิสเพอร์ชันภายในโหมด (intramodal dispersion) ดังรายละเอียดดังต่อไปนี้

ดิสเพอร์ชันระหว่างโหมด

ดิสเพอร์ชันระหว่างโหมดเป็นการบานออกของสัญญาณพัลส์แสง เนื่องมาจากเวลาที่ใช้ในการเดิน

ทางของแสงในแต่ละโหมดมีค่าไม่เท่ากัน จะเกิดขึ้นในเส้นใยแสงแบบแบรกก์ชนิดโมดรวม (multimode Bragg optical fiber) ซึ่งดิสเพอร์ชันระหว่างโหมดจะมีผลต่อการบานออกของพัลส์แสงมากกว่าดิสเพอร์ชัน ชนิดอื่น ทำให้มีผลต่ออัตราการส่งข้อมูลดิจิทัล นั่นคืออัตราการส่งข้อมูลต่ำ อย่างไรก็ตามเราสามารถทำให้ไม่เกิดดิสเพอร์ชันระหว่างโหมดได้ โดยใช้เส้นใยแสงแบบแบรกก์แบบแผนคลื่นเดียว (single mode Bragg optical fiber) ทำให้สามารถลดดิสเพอร์ชันลงได้อย่างมาก

ดิสเพอร์ชันภายในโหมด

ดิสเพอร์ชันภายในโหมดเป็นการบานออกของสัญญาณพัลส์แสง เนื่องมาจากคลื่นแสงแต่ละความยาวคลื่นจะใช้เวลาในการเดินทางไม่เท่ากัน ดิสเพอร์ชันภายในโหมดเรียกอีกอย่างว่าดิสเพอร์ชันโครมาติก (chromatic dispersion) หรือดิสเพอร์ชันความเร็วกลุ่ม (group-velocity dispersion, GVD) เราจะได้พารามิเตอร์ดิสเพอร์ชัน D ซึ่งสัมพันธ์กับดิสเพอร์ชันภายในโหมด ดังสมการ [Agrawal, G. P. 1992]

$$D = -(2\pi c / \lambda^2) \beta_2 \quad (17)$$

เราเรียกพารามิเตอร์ $\beta_2 = d^2 \beta / d\omega^2$ เรียกว่าพารามิเตอร์ GVD (GVD parameter) และเรียกพารามิเตอร์ D ว่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชัน และโดยทั่วไปจะใช้หน่วย $ps/(km - nm)$ ซึ่ง D สามารถเขียนแยกได้ดังสมการ [Agrawal, G. P. 1992.]

$$D = D_M + D_M \quad (18)$$

เมื่อ D_M เป็นพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่น และ D_M เป็นพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากวัสดุ ดังนั้นดิสเพอร์ชันภายในโหมดแบ่งย่อยได้เป็น 2 ชนิด คือดิสเพอร์ชันเนื่องจากวัสดุ (material dispersion) และดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่น (waveguide dispersion) นอกจากดิสเพอร์ชันที่ได้กล่าวข้างต้นแล้ว ในเส้นใยแสงแบบแบรกก์แบบแผนคลื่นเดียว ยังมีการบานออกของสัญญาณพัลส์แสงอันเนื่องมาจากดิสเพอร์ชันชนิดอื่น เช่น ดิสเพอร์ชันอันดับสูง (higher order dispersion) และดิสเพอร์ชันเนื่องจากโพลาไรเซชัน (polarization dispersion) ในเส้นใยแสงแบบแบรกก์แสงส่วนใหญ่เดินทางในแกนอากาศ ซึ่งแกนอากาศมีการเปลี่ยนแปลงค่าดัชนีหักเหอย่างมาก ดังนั้นในงานวิจัยนี้จึงไม่คิดผลของดิสเพอร์ชันเนื่องจากวัสดุ และเนื่องจากเส้นใยแสงแบบแบรกก์มีโครงสร้างทางเรขาคณิต ที่สลับซับซ้อนมากกว่าเส้นใยแสงแบบทั่วไป ดังนั้นจึงไม่เป็นที่น่าแปลกใจ ที่ค่าดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นของเส้นใยแสงแบบแบรกก์จะมีค่ามากกว่าเส้นใยแสงแบบทั่วไป

แม้ว่าดิสเพอร์ชันอันดับสูงจะขึ้นอยู่กับค่าความชันดิสเพอร์ชันก็ตาม ดิสเพอร์ชันอันดับสูงยังมีผลต่อการบานออกของสัญญาณพัลส์น้อยมาก เมื่อเทียบกับพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชัน D นอกจากนี้เส้นใยแสงแบบแบรกก์มีแกนเป็นอากาศ ซึ่งดรรชนีหักเหของแสงบนหน้าตัดมีค่าประมาณใกล้เคียงกัน ดังนั้นผลของดิสเพอร์ชันเนื่องจากโพลาไรเซชันมีค่าน้อยมาก จากเหตุผลที่ได้กล่าวมาข้างต้น ในงานวิจัยนี้ดิสเพอร์

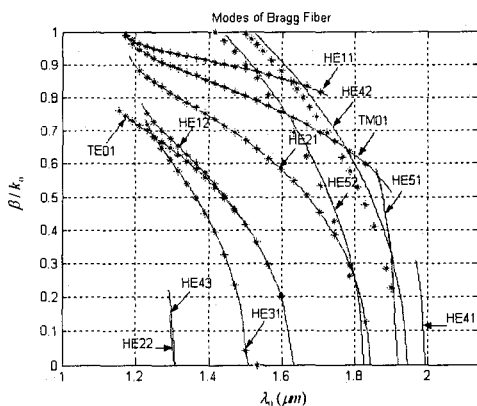
ชั้นรวมของแต่ละโหมดจะหมายถึงดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นเท่านั้น

ผลการวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ในกรณีตัวอย่าง โดยใช้วิธีแม่นยำตรงและวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ

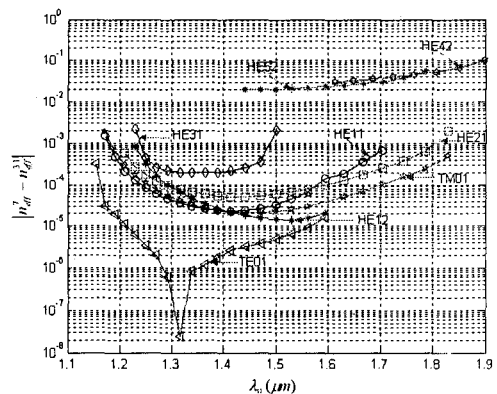
ผลการวิเคราะห์โหมดที่ถูกลำเลียงของเส้นใยแสงแบบแบรกก์โดยวิธีแม่นยำตรงและวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ

พิจารณากรณีที่มีพารามิเตอร์ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ในรูปที่ 3 มีค่าดังนี้ ดรรชนีหักเหของแกนอากาศ $n_{co}' = 1$ ดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มชนิดที่ 1 $n_{cl}' = 3.0$ ดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มชนิดที่ 2 $n_{cl}' = 1.5$ รัศมีของแกนอากาศ $\rho_{co}' = 1.0 \mu m$ การออกแบบชั้นวัสดุหุ้มใช้หลักการกักกันที่เหมาะสมที่สุด (optimal confinement) นั่นคือ $k_{cl}' l_{cl}' = k_{cl}^2 l_{cl}^2 = \pi/2$ จะได้ความหนาของวัสดุหุ้มชนิดที่ 1 เป็น $l_{cl}' = 0.13 \mu m$ ความหนาของวัสดุหุ้มชนิดที่ 2 เป็น $l_{cl}^2 = 0.265 \mu m$ ที่ความยาวคลื่นกลาง $\lambda_c = 1.55 \mu m$ และในการวิเคราะห์โดยใช้วิธีแม่นยำตรงมีจำนวนคู่ของวัสดุหุ้ม $(N-1)/2 = 15$ คู่ วัสดุรอบเป็นอากาศ $n_{sub} = 1.0$ จากสมการ (8) (9) และ (10) จะได้ความสัมพันธ์ระหว่าง β/k_0 ของโหมด TM TE และไฮบริด ตามลำดับหรือโหมด ที่มีอันดับ จาก $l=0$ ถึง $l=5$ กับความยาวคลื่น (λ_0) ดังรูปที่ 5(ก)

พิจารณาผลการวิเคราะห์โหมดที่ถูกลำเลียงของเส้นใยแสงแบบแบรกก์โดยวิธีแม่นยำตรง และวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ พบว่าโหมดที่ถูกลำเลียงจะมีเฉพาะในบางช่วงความยาวคลื่น ความยาวคลื่นตัด (cutoff wavelength) นั่นคือไม่จำเป็นต้องเกิดขึ้นที่ $\beta/k_0 = 0$ และโหมดที่ถูกลำเลียงไม่จำเป็นต้องมีค่าสูงสุดเป็น 1 ซึ่งเป็นคุณสมบัติที่แตกต่างจากโหมดที่ถูกลำเลียงของเส้นใยแสงแบบทั่วไป



(ก)



(ข)

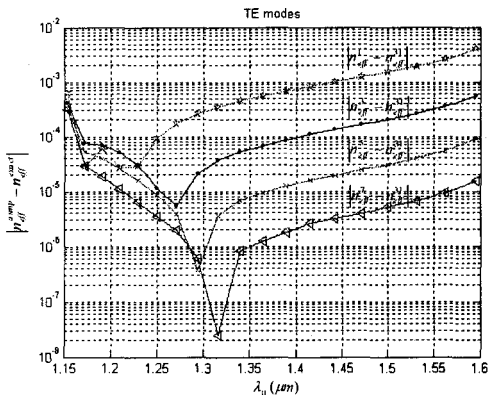
รูปที่ 5 ผลการวิเคราะห์โหมดที่ถูกลำเลียง (ก) ความสัมพันธ์ระหว่าง β/k_0 กับความยาวคลื่นแสง (* แทนวิธีแม่นยำตรง และ - แทนวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ) (ข) ความแตกต่างระหว่างดรรชนีประสิทธิผล n_{eff} กับความยาวคลื่นแสง

เมื่อเปรียบเทียบผลการวิเคราะห์โหมดที่ถูกนำโดยวิธีแม่นยำตรง กับวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับของโหมด TE และ TM หรือโหมดที่มีอันดับ $l = 0$ พบว่าจะให้ผลการวิเคราะห์ที่สอดคล้องกัน ส่วนโหมดไฮบริดหรือโหมดที่มีอันดับ $l \neq 0$ โดยโหมดที่มีอันดับ $1 \leq l \leq 3$ จะให้ผลการวิเคราะห์ที่สอดคล้องกัน และโหมดไฮบริดที่มีอันดับ $l \geq 4$ จะให้ผลที่สอดคล้องกันน้อยลง เมื่อค่าอันดับ l ที่เพิ่มขึ้น นอกจากนี้จากการวิเคราะห์โหมดไฮบริดโดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ จะเกิดโหมดไฮบริดบางโหมด ในกรณีศึกษาที่คือ $HE_{22}, HE_{41}, HE_{43}$ และ HE_{51} ซึ่งเกิดในบริเวณที่ใกล้ขอบของแบนวิทท์ แต่โหมดเหล่านี้จะไม่เกิดขึ้นจากการวิเคราะห์โดยใช้วิธีแม่นยำตรงที่มีจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้มจำนวนน้อย ในกรณีศึกษาที่คือ 15 คู่ เนื่องมาจากโหมดเหล่านี้เป็นโหมดที่อยู่ใกล้บริเวณขอบของแบนวิทท์ จะมีการสูญเสียจากการแผ่พลังงานมาก

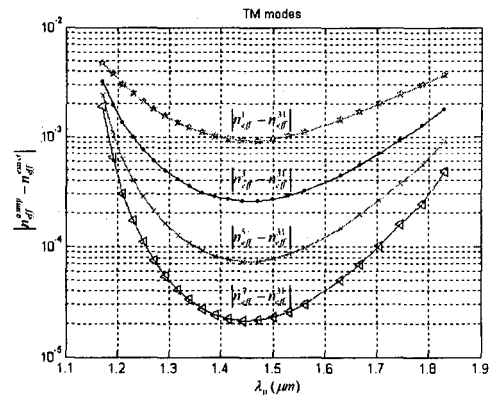
จากการวิเคราะห์โหมดที่ถูกนำโดยวิธีแม่นยำตรง ที่มีจำนวนชั้นของวัสดุหุ้ม 15 คู่ กับวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ จะได้ค่าความแตกต่างระหว่างค่าดัชนีประสิทธิผล ($n_{eff} = \beta/k_0$) ของโหมด TE TM และไฮบริด โดยการวิเคราะห์โดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ ใช้จำนวนชั้นไดอิเล็กตริกในบริเวณแกน 7 ชั้น n_{eff}^7 เทียบกับการวิเคราะห์โดยใช้วิธีแม่นยำตรงที่มีจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้ม 15 คู่ n_{eff}^{15} ซึ่งใช้เป็นมาตรฐานของโหมดที่มีอันดับ l จาก $l = 0$ ถึง $l = 5$ ดังรูปที่ 5(ข)

พิจารณาค่าความแตกต่างระหว่างค่าดัชนีประสิทธิผล n_{eff} ของโหมด TE TM และไฮบริด พบว่าค่าความแตกต่างระหว่างดัชนีประสิทธิผลของโหมด TE จะมีค่าน้อยที่สุด โดยมีค่ามากที่สุดประมาณ 3×10^{-4} ค่าความแตกต่างระหว่างดัชนีประสิทธิผลของโหมด TM และไฮบริดที่มีอันดับ l จาก $l = 1$ ถึง $l = 3$ มีค่ามากที่สุดประมาณ 2×10^{-3} และค่าความแตกต่างระหว่างดัชนีประสิทธิผลของโหมดไฮบริด ที่มีอันดับ $l \geq 4$ มีค่ามากที่สุดประมาณ 0.1 จากการวิเคราะห์ เราพบว่าเมื่อค่า l มากขึ้น ค่าความแตกต่างระหว่างดัชนีประสิทธิผลจะมากขึ้นด้วย แสดงว่าการวิเคราะห์โดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับกับการวิเคราะห์โดยใช้วิธีแม่นยำตรงสามารถใช้วิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบเรกท์แทนกันได้ดี เมื่ออันดับ l มีค่าต่ำ (ในกรณีศึกษาที่ ค่าอันดับ $0 \leq l \leq 3$)

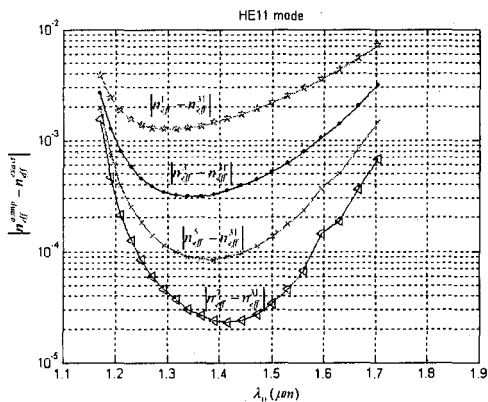
ในการวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบเรกท์ โดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับนั้น จะมีการประมาณสนามแม่เหล็กไฟฟ้าอยู่ในรูป $\exp(\pm kr)/\sqrt{r}$ ในชั้นของวัสดุหุ้ม ดังนั้นในการลดค่าความแตกต่างระหว่างดัชนีประสิทธิผล เพื่อให้การวิเคราะห์โหมดที่ถูกนำมีความถูกต้องมากขึ้น จึงจำเป็นต้องเพิ่มจำนวนชั้นไดอิเล็กตริกในบริเวณแกน เมื่อให้ n_{eff}^{11} เป็นผลการวิเคราะห์ค่าดัชนีประสิทธิผลโดยวิธีแม่นยำตรงที่มีจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้ม 15 คู่ เป็นมาตรฐาน และให้ n_{eff}^N เป็นผลการวิเคราะห์ค่าดัชนีประสิทธิผลโดยวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ ที่มีจำนวนชั้นไดอิเล็กตริกภายในบริเวณแกนจำนวน N ชั้น ในกรณีศึกษาที่เลือกให้ N เป็น 1, 3, 5 และ 7 จะได้ค่าความแตกต่างระหว่างดัชนีประสิทธิผลของ โหมด TE TM และไฮบริด ดังแสดงในรูปที่ 6



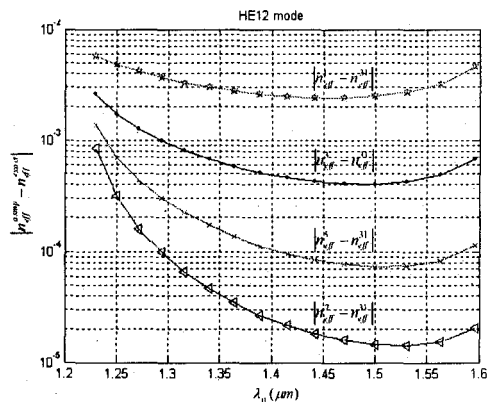
(ก)



(ข)



(ค)



(ง)

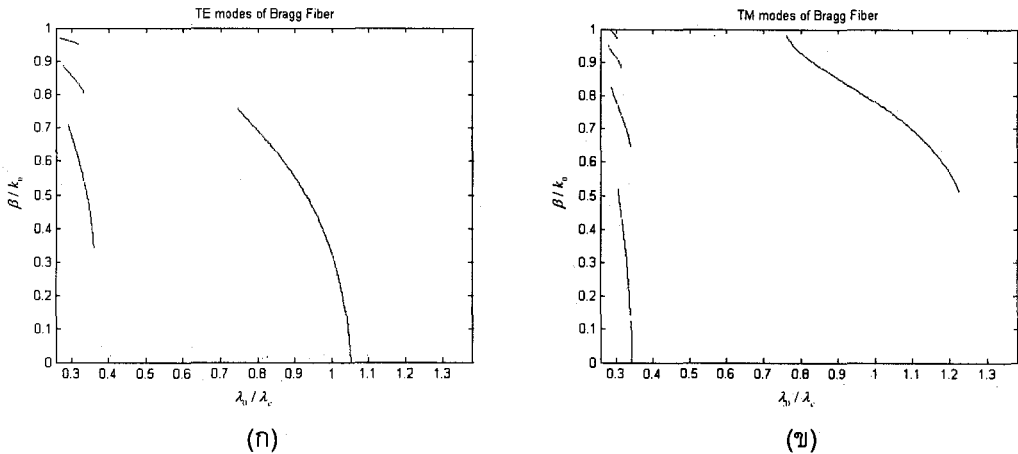
รูปที่ 6 ค่าความแตกต่างระหว่างดรรชนีประสิทธิผล n_{eff} จากการเปลี่ยนแปลงชั้นบริเวณแกนภายใน

ในการวิเคราะห์โดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับเทียบกับการวิเคราะห์โดยใช้วิธีแมนตรง ที่ใช้จำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้ม 15 คู่ ใช้เป็นมาตรฐาน (ก) โหมด TE_{01} (ข) โหมด TM_{01} (ค) โหมด HE_{11} (ง) โหมด HE_{12}

จากการเพิ่มจำนวนชั้นไดอิเล็กตริกในบริเวณแกนในการวิเคราะห์โหมดที่ถูกนำโดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ พบว่าค่าความแตกต่างระหว่างดรรชนีประสิทธิผลของทุกโหมดมีค่าน้อยลง สรุปได้ว่า การวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์โดยวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ กับการวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ โดยวิธีแมนตรง สามารถใช้วิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์แทนกันได้ เมื่อจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้มของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ในการวิเคราะห์โดยวิธีแมนตรงมีค่ามากเพียงพอ และจำนวนชั้นของไดอิเล็กตริกในบริเวณแกนของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ ในการวิเคราะห์โดยวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับมีค่ามากเพียงพอเช่นกัน อย่างไรก็ตาม การวิเคราะห์โหมดที่ถูกนำโดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับจะให้ผลที่เร็วกว่าการวิเคราะห์โดยใช้วิธีแมนตรง

ผลการวิเคราะห์โหมดที่ถูกนำในช่วง $0.258 < \lambda_0/\lambda_c < 1.382$

ในหัวข้อนี้ เราจะใช้การวิเคราะห์โหมดที่ถูกนำโดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ เพื่อศึกษาคุณสมบัติบางประการของเส้นใยนำแสงแบบแบรกก์ โดยให้พารามิเตอร์ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์เหมือนดังหัวข้อที่แล้ว จะได้ความสัมพันธ์ระหว่าง β/k_0 ของโหมด TE TM กับ λ_0/λ_c ในช่วง $0.258 < \lambda_0/\lambda_c < 1.382$ ดังรูปที่ 7



รูปที่ 7 ความสัมพันธ์ระหว่าง β/k_0 กับ λ_0/λ_c ในช่วง $0.258 < \lambda_0/\lambda_c < 1.382$ (ก) โหมด TE (ข) โหมด TM

เมื่อวิเคราะห์โหมดที่ถูกนำของเส้นใยแสงแบบแบรกก์แทนอากาศของโหมด TE และ TM ในช่วง $0.258 < \lambda_0/\lambda_c < 1.382$ พบว่าเส้นใยแสงแบบแบรกก์มีโหมดที่ถูกนำในบางช่วงความยาวคลื่นเท่านั้น แสดงว่า เส้นใยแสงแบบแบรกก์ใช้นำแสงได้เฉพาะบางช่วงความยาวคลื่น ซึ่งจะไม่เหมือนกับเส้นใยแสงแบบทั่วไป (conventional optical fiber) เราเรียกคุณสมบัติเช่นนี้ว่า คุณสมบัติแถบช่องว่าง (bandgap characteristic) ดังนั้นจึงมีความเป็นไปได้ที่จะใช้เส้นใยแสงแบบแบรกก์เป็นตัวกรองในขณะเดียวกับที่ใช้นำแสง

ผลการวิเคราะห์การกระจายสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในเส้นใยแสงแบบแบรกก์

จากการวิเคราะห์โหมดที่ถูกนำในหัวข้อข้างต้น เราจะได้ค่าดัชนีประสิทธิผล β/k_0 ที่ความยาวคลื่นใด ๆ ของโหมด TE TM และไฮบริด ดังตารางที่ 1

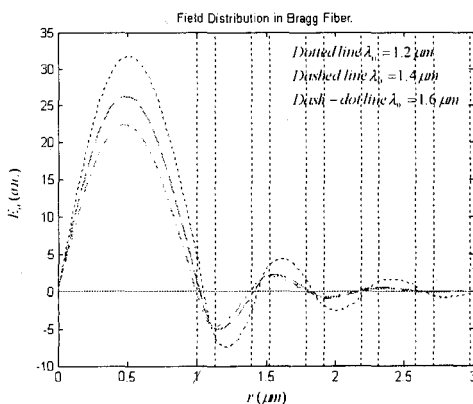
โหมด	ค่า β/k_0 ของโหมด TE_{01} TM_{01} และ HE_{s2} ที่ความยาวคลื่นใด ๆ						เซตของเลขชี้กำลัง $\{m, n, p, q\}$
	$\lambda_0 (\mu m)$	β/k_0	$\lambda_0 (\mu m)$	β/k_0	$\lambda_0 (\mu m)$	β/k_0	
TE_{01}	1.2	0.7217	1.4	0.5454	1.6	0.1852	$\{-1, --, -, -1\}$
TM_{01}	1.2	0.9545	1.5	0.8050	1.8	0.6253	$\{--, -1, 2, --\}$
HE_{s2}	1.5	0.9207	1.65	0.6823	1.8	0.2491	$\{12, 13, 15, 15\}$

ตารางที่ 1 ค่าตรรกะประสิทธิภาพที่ความยาวคลื่นใด ๆ ของโหมด TE_{01} TM_{01} และ HE_{s2}

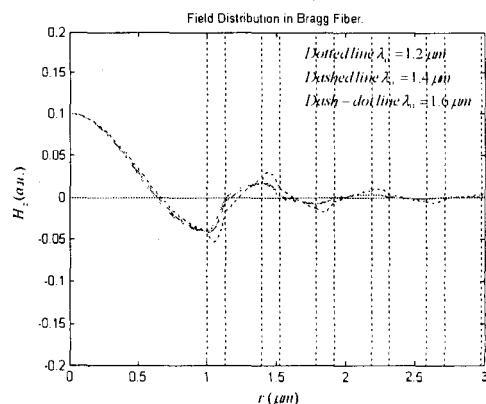
หมายเหตุ เครื่องหมาย “—” หมายความว่า โหมดดังกล่าวไม่มีองค์ประกอบของสนามแม่เหล็กไฟฟ้านั้น

เมื่อทราบค่าตรรกะประสิทธิภาพแล้ว สามารถหาการกระจายสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในเส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่ความยาวคลื่นใด ๆ โดยใช้วิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ [Xu, Y., Ouyang, G. X., Lee, R. K., and Yariv, A.. 2002.] ได้ดังรูปที่ 8. ถึง 10 เมื่อกำหนดให้ $E_0(a.u.) = E_0 \times 10^{-9}$, $E_z(a.u.) = E_z \times 10^{-9}$, $H_0(a.u.) = H_0 \times 10^{-9}$ และ $H_z(a.u.) = H_z \times 10^{-9}$

เนื่องจากสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในบริเวณแกนของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ เขียนในรูปผลรวมเชิงเส้นของฟังก์ชันเบสเชลและอนุพันธ์ของฟังก์ชันเบสเชล ดังนั้นสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในบริเวณแกนอากาศของโหมด TE TM และไฮบริดที่มีอันดับต่ำ จะอยู่ในบริเวณแกนอากาศมากกว่าโหมดไฮบริดที่มีอันดับสูง สำหรับโหมดที่มีอันดับมากขึ้น สนามแม่เหล็กไฟฟ้าจะอยู่ในบริเวณวัสดุหุ้มมากขึ้น และในบริเวณวัสดุหุ้มไกล ๆ (ค่า kr มีค่ามาก) สนามในบริเวณนี้จะลดลงเรื่อย ๆ ตามแนวรัศมี นอกจากนี้สนามที่อยู่ในบริเวณที่ใกล้ขอบของแบนด์วิธจะอยู่ในวัสดุหุ้มมากขึ้น หรือเริ่มไม่นำคลื่น (unguided wave) ซึ่งในบริเวณนี้จะมีการสูญเสียจากการแผ่พลังงานมากนั่นเอง

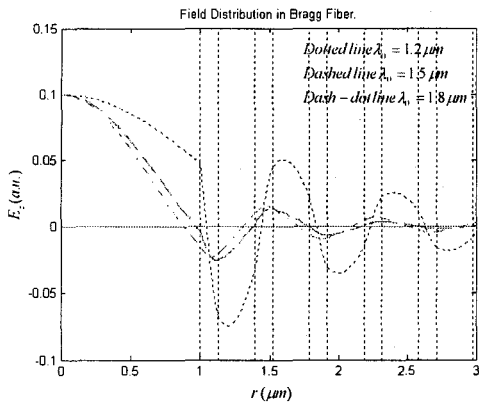


(ก)

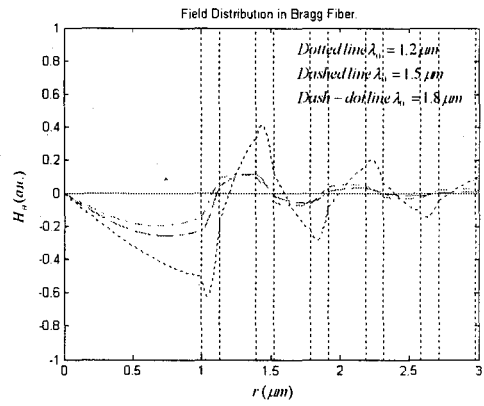


(ข)

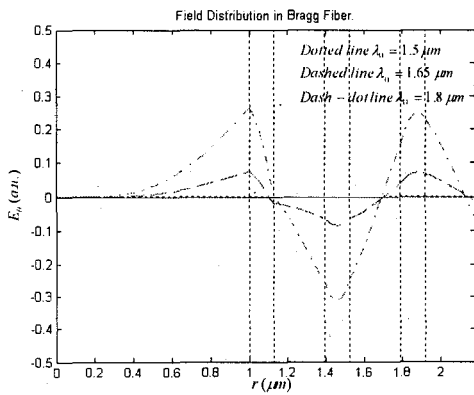
รูปที่ 8 การกระจายสนามแม่เหล็กไฟฟ้าโหมด TE_{01} (ก) ขนาดของ E_0 (ข) ขนาดของ H_z



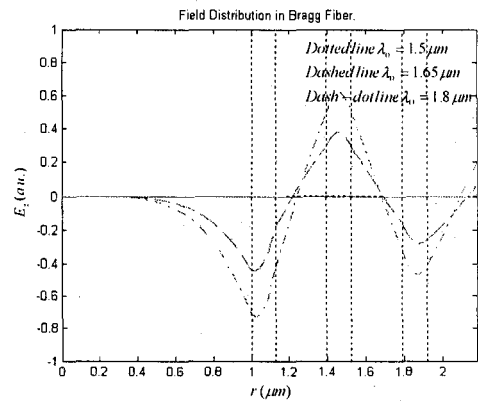
(ก)



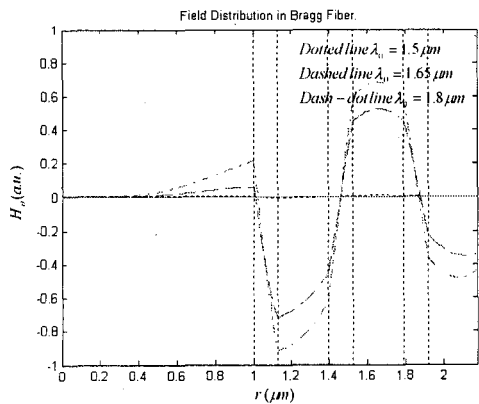
(ข)

รูปที่ 9 การกระจายสนามแม่เหล็กไฟฟ้าโหมด TM_{01} (ก) ขนาดของ E_z (ข) ขนาดของ H_z 

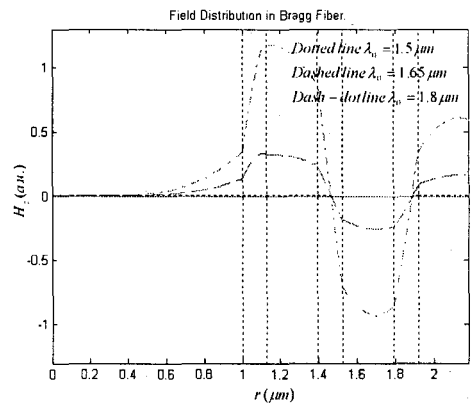
(ก)



(ข)



(ค)

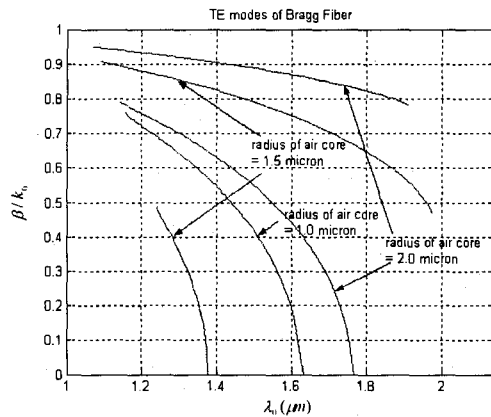


(ง)

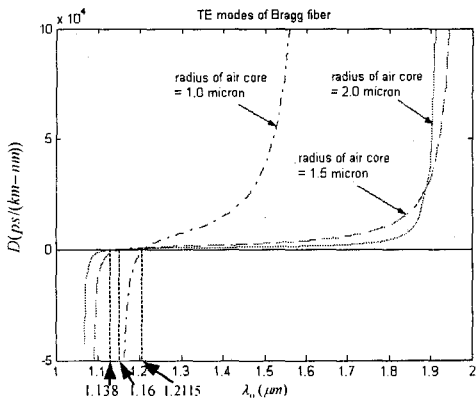
รูปที่ 10 การกระจายสนามแม่เหล็กไฟฟ้าโหมด HE_{52} (ก) ขนาดของ E_r (ข) ขนาดของ E_z (ค) ขนาดของ H_r (ง) ขนาดของ H_z

ผลการวิเคราะห์โหมดที่ถูกลำ ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่น และค่าคงที่ของการสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโหมด TE เมื่อรัศมีของแกนอากาศเปลี่ยนแปลง

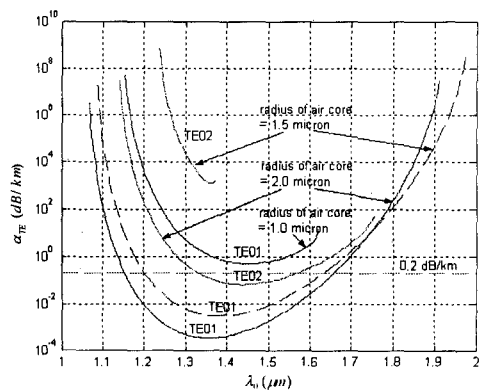
ในหัวข้อนี้จะศึกษาผลจากรัศมีของแกนอากาศเปลี่ยนแปลงที่มีต่อโหมดที่ถูกลำ ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่น และค่าคงที่ของการสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโหมด TE พิจารณาเมื่อพารามิเตอร์ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ในรูปที่ 3 มีค่าดังนี้ ดรรชนีหักเหของแกนอากาศ $n_{co}^1 = 1$ ดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มชนิดที่ 1 $n_{cl}^1 = 3.0$ ดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มชนิดที่ 2 $n_{cl}^2 = 1.5$ การออกแบบชั้นวัสดุหุ้มใช้หลักการกักกันที่เหมาะสมที่สุด จะให้ความหนาของวัสดุหุ้มชนิดที่ 1 $l_{cl}^1 = 0.13 \mu m$ ความหนาของวัสดุหุ้มชนิดที่ 2 $l_{cl}^2 = 0.265 \mu m$ ที่ความยาวคลื่นกลาง $\lambda_c = 1.55 \mu m$ เมื่อรัศมีของแกนอากาศเปลี่ยนแปลง $\rho_{co}^1 = 1.0, 1.5$ และ $2.0 \mu m$ จะให้ความสัมพันธ์ระหว่าง β/k_0 กับความยาวคลื่นแสง ดังรูปที่ 11



รูปที่ 11 ความสัมพันธ์ระหว่าง β/k_0 ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์กับความยาวคลื่นแสงของโหมด TE เมื่อรัศมีของแกนอากาศมีค่าเป็น $\rho_{co}^1 = 1.0, 1.5$ และ $2.0 \mu m$



(ก)



(ข)

รูปที่ 12 ผลของการเปลี่ยนแปลงรัศมีของแกนอากาศ $\rho_{co}^1 = 1.0, 1.5$ และ $2.0 \mu m$ (ก) ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นของโหมด TE_{01} (ข) ค่าคงที่ของการสูญเสียจากการแผ่พลังงานโหมด TE และมีจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้ม 15 คู่

เมื่อรัศมีของแกนอากาศเปลี่ยนแปลงจะมีผลต่อจำนวนโมด นั่นคือรัศมีของแกนอากาศมากขึ้น จะทำให้จำนวนโมดมากขึ้น ในทางตรงกันข้ามเมื่อรัศมีของแกนอากาศน้อยลง จะทำให้จำนวนโมदन้อยลง เมื่อพิจารณาค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่น จากสมการ (17) จะได้ผลของค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นของโมด TE เมื่อรัศมีของแกนอากาศเปลี่ยนแปลง ดังรูปที่ 12(ก)

จากรูปที่ 12 (ก) เมื่อรัศมีของแกนอากาศมากขึ้น ที่ความยาวคลื่นใด ๆ ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นน้อยลง ในทางตรงกันข้ามเมื่อรัศมีของแกนอากาศน้อยลง ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นมากขึ้น และในบริเวณใกล้ขอบของแบนวิทซ์ ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นจะมีค่ามาก นอกจากนี้รัศมีของแกนอากาศมีผลต่อความยาวคลื่นที่ทำให้ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นเป็นศูนย์ (wavelength at zero dispersion) กล่าวคือเมื่อรัศมีมากขึ้น จะทำให้ความยาวคลื่น ที่พารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นเป็นศูนย์ (zero dispersion wavelength) เลื่อนไปทางความ ยาวคลื่นสั้น (short wave length) จากสมการ (15) จะได้ผลของค่าคงที่ของการสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโมด TE เมื่อรัศมีของแกนอากาศเปลี่ยนแปลง ดังรูปที่ 12(ข)

จากรูปที่ 12 (ข) เมื่อรัศมีของแกนอากาศมากขึ้น การสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโมด TE มีค่าน้อยลง ในทางตรงกันข้ามเมื่อรัศมีของแกนอากาศน้อยลง การสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโมด TE จะมากขึ้น

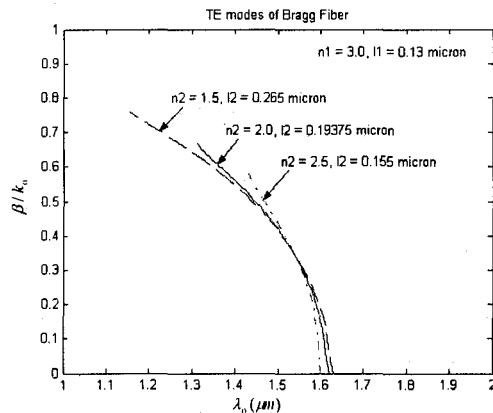
ผลการวิเคราะห์โมดที่ถูกนำ ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่น และค่าคงที่ของการสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโมด TE เมื่อความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มเปลี่ยนแปลง

ในหัวข้อนี้จะศึกษา ผลจากความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มเปลี่ยนแปลงที่มีต่อโมดที่ถูกนำ ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่น และค่าคงที่ของการสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโมด TE พิจารณากรณีที่พารามิเตอร์ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ในรูปที่ 3 มีค่าดังนี้ ดรรชนีหักเหของแกนอากาศ $n_{co}^1 = 1$ ดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มชนิดที่ 1 $n_{cl}^1 = 3.0$ ดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มชนิดที่ 2 มีค่าเปลี่ยนแปลงเป็น $n_{cl}^2 = 1.5, 2.0$ และ 2.5 การออกแบบชั้นวัสดุหุ้มใช้หลักการกักกันที่เหมาะสมที่สุด จะได้ความหนา ของวัสดุหุ้มชนิดที่ 1 เป็น $l_{cl}^1 = 0.13 \mu m$ ความหนาของวัสดุหุ้มชนิดที่ 2 เป็น $l_{cl}^2 = 0.265, 0.19375$ และ $0.155 \mu m$ ที่ความยาวคลื่นกลาง $\lambda_c = 1.55 \mu m$ จะได้ความสัมพันธ์ระหว่าง β/κ_{cl} กับความยาวของ คลื่นแสง ดังรูปที่ 13

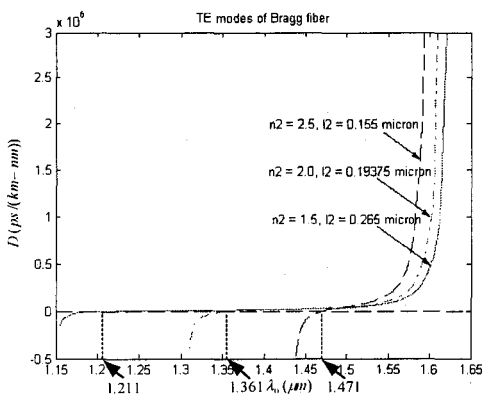
เมื่อความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มน้อยลง จะทำให้แบนวิทซ์ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์น้อยลง ในทางตรงกันข้าม เมื่อความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มมากขึ้นจะทำให้แบนวิทซ์ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์มากขึ้น ผลของค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นของโมด TE เมื่อความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มเปลี่ยนแปลง ดังรูปที่ 14(ก)

จากรูปที่ 14(ก) เมื่อความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มมากขึ้น ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นน้อยลง ในทางตรงกันข้าม เมื่อความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มน้อยลง

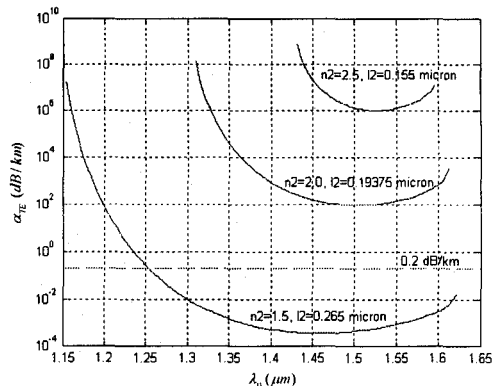
ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นมากขึ้น และในบริเวณใกล้ขอบของแบนด์วิท ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นจะมีค่ามาก นอกจากนี้แล้วความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มยังมีผลต่อความยาวคลื่นที่ทำให้ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นเป็นศูนย์ (wavelength at zero dispersion) กล่าวคือ เมื่อความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มมากขึ้น จะทำให้ความยาวคลื่นที่ทำให้ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นเป็นศูนย์เลื่อนไปทางความยาวคลื่นยาว (long wavelength) ผลของค่าคงที่ของการสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโหมด TE เมื่อความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มเปลี่ยนแปลง ดังรูปที่ 14(ข)



รูปที่ 13 ความสัมพันธ์ระหว่าง β/k_0 ของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ กับความยาวคลื่นแสงของโหมด TE เมื่อความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มเปลี่ยนแปลง



(ก)



(ข)

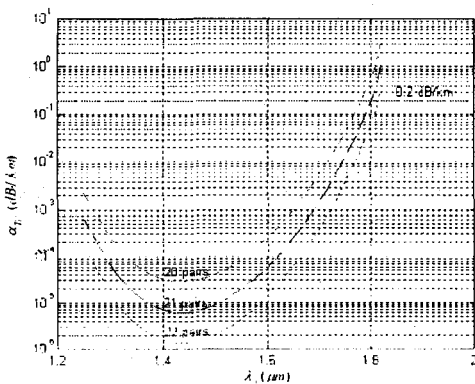
รูปที่ 14 ผลของการเปลี่ยนแปลงความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้ม (ก) ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นของโหมด TE₀₁ (ข) ค่าคงที่ของการสูญเสียจากการแผ่พลังงานโหมด TE เมื่อจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้ม 20 คู่

จากรูปที่ 14(ข) เมื่อความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มมากขึ้น การสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโหมด TE มีค่าน้อยลง ในทางตรงกันข้ามเมื่อความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มน้อยลง

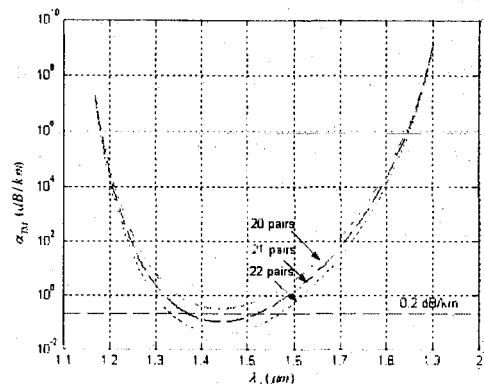
ค่าการสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโหมด TE จะมากขึ้น

ผลการวิเคราะห์การสูญเสียเนื่องจากการแผ่พลังงานของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ของโหมด TE และ TM เมื่อเปลี่ยนแปลงจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้ม

เส้นใยแสงนำแสงแบบแบรกก์ที่ดีต้องมีการสูญเสียจากการแผ่พลังงานต่ำ ซึ่งการสูญเสียจากการแผ่พลังงานต้องเกี่ยวข้องกับการกักกันกำลังแสงของชั้นวัสดุหุ้ม ดังนั้นในหัวข้อนี้จะกล่าวถึงผลการวิเคราะห์การสูญเสียเนื่องจากการแผ่พลังงานของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ของโหมด TE และ TM เมื่อเปลี่ยนแปลงจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้ม พิจารณาเส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีพารามิเตอร์ของเส้นใยแสง ดังหัวข้อผลการวิเคราะห์โหมดที่ถูกนำของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ โดยวิธีแมนตรงและวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับ จากสมการ (15) และ (16) เราจะได้การสูญเสียเนื่องจากการแผ่พลังงานของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ของโหมด TE และ TM เมื่อเปลี่ยนแปลงจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้ม ดังรูปที่ 15



(ก)



(ข)

รูปที่ 15 ความสัมพันธ์ระหว่างค่าคงที่ของการสูญเสียจากการแผ่พลังงานกับความยาวคลื่นเมื่อจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มเปลี่ยนแปลง (ก) โหมด TE (ข) โหมด TM

จากรูปที่ 15 จำนวนคู่ของวัสดุหุ้มจะมีผลต่อการสูญเสียจากการแผ่พลังงาน กล่าวคือ เมื่อจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มมากขึ้น ค่าการสูญเสียจากการแผ่พลังงานมีค่าน้อยลง ในทางตรงกันข้าม เมื่อจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มน้อยลง ค่าการสูญเสียจากการแผ่พลังงานมีค่ามากขึ้น

สรุป

ในบทความนี้ได้นำเสนอ การวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้มจำนวนจำกัดโดยใช้วิธีแมนตรง แล้วได้เปรียบเทียบผลการวิเคราะห์โหมดที่ถูกลำกับการวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ที่มีจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้มจำนวนอนันต์ พบว่าการวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์ โดยวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับกับการวิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์โดยวิธีแมนตรง สามารถใช้วิเคราะห์เส้นใยแสงแบบแบรกก์แทนกันได้ เมื่อจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้มของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ ในการวิเคราะห์โดยวิธีแมนตรงมีค่ามากเพียงพอ และจำนวนชั้นของไดอิเล็กตริกในบริเวณแกนของเส้นใยแสงแบบแบรกก์ในการวิเคราะห์โดยวิธีเมทริกซ์เชิงเส้นกำกับมีค่ามากเพียงพอเช่นกัน

ผลการวิเคราะห์โหมดที่ถูกลำของเส้นใยแสงแบบแบรกก์แกนอากาศ พบว่าเส้นใยแสงแบบแบรกก์มีคุณลักษณะแถบช่องว่าง และผลการวิเคราะห์สนามแม่เหล็กไฟฟ้าในเส้นใยแสงแบบแบรกก์ พบว่าสนามแม่เหล็กไฟฟ้าใน บริเวณแกนอากาศของโหมด TE_{1m} และไฮบริดที่มีอันดับต่ำ (ในกรณีศึกษา $1 \leq l \leq 3$) จะอยู่ในบริเวณแกนอากาศมากกว่าโหมดไฮบริดที่มีอันดับสูง (ในกรณีศึกษา $l \geq 4$) และขนาดสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในบริเวณนี้จะลดลงเรื่อย ๆ ตามแนวรัศมี นอกจากนี้โหมดที่อยู่ใกล้ขอบของแบนด์วิธ สนามแม่เหล็กไฟฟ้าจะอยู่ในวัสดุหุ้มมากขึ้นหรือเริ่มไม่นำคลื่น

เมื่อรัศมีของแกนอากาศเปลี่ยนแปลง พบว่าเมื่อรัศมีของแกนอากาศมากขึ้น จะทำให้จำนวนโหมดมากขึ้น ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นน้อยลง ความยาวคลื่นที่ทำให้ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นเป็นศูนย์เลื่อนไปทางความยาวคลื่นสั้น และการสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโหมด TE มีค่าน้อยลง เมื่อจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้มคงที่ เมื่อความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มเปลี่ยนแปลง พบว่าเมื่อความแตกต่างของดรรชนีหักเหของวัสดุหุ้มมากขึ้น จะทำให้แบนด์วิธของเส้นใยแสงแบบแบรกก์มากขึ้น ดิสเพอร์ชันเนื่องจากท่อนำคลื่นน้อยลง ความยาวคลื่นที่ทำให้ค่าพารามิเตอร์ดิสเพอร์ชันเป็นศูนย์เลื่อนไปทางความยาวคลื่นยาว และการสูญเสียจากการแผ่พลังงานของโหมด TE มีค่าน้อยลง เมื่อจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้มคงที่ และเมื่อจำนวนคู่ของชั้นวัสดุหุ้มเปลี่ยนแปลง พบว่าเมื่อจำนวนคู่ของวัสดุหุ้มมากขึ้น การสูญเสียจากการแผ่พลังงานมีค่าน้อยลง

เอกสารอ้างอิง

- Agrawal, G. P. 1992. **Fiber-Optic Communication Systems**. Singapore: John Wiley & Sons.
- Fink, Y., Ripin, D. J., Fan, S., Chen, C., Joannopoulos, J. D., and Thomas, E. L. 1999. Guiding Optical Light in Air Using an All-Dielectric Structure. **Journal of Lightwave Technology** 17, 11: 2039-2041.
- Xu, Y., Ouyang, G. X., Lee, R. K., and Yariv, A.. 2002. Asymptotic Matrix Theory of Bragg Fibers. **Journal of Lightwave Technology** 20, 3: 428-440.
- Xu, Y., Lee, R. K., and Yariv, A.. 2000. Asymptotic analysis of Bragg fibers. **Optics Letters** 25, 24: 1756-1758.
- Yeh, P., Yariv, A., and Marom, E. 1978. Theory of Bragg fiber. **Journal of Optical Society of America** 68, 9: 1196-1201.