

측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래의 유전체 사이에서의 결합과 전파특성의 해석

정희원 권 광희*, 윤 기 홍*, 김 정 훈**, 송 재 원***, 박 의 돈****, 손 석 우****

Light Coupling and Propagation Between a Fiber and a Dielectric Slab with a Conductor Cladding

Kwang-Hee Kwon*, Ki-Hong Yoon*, Jeong-Hoon Kim**, Jae-Won Song***,

Euy-Dong Park****, Seok-Woo Son**** Regular Members

요 약

완전도체면 아래의 유전체와 측면 연마된 광섬유의 소산장 결합 및 전파특성에 대한 해석 연구 결과를 나타내었다. 두 구조에서의 전파특성과 소산장 결합 관계를 해석하기 위해 결합모드 방정식과 혼합 모드(compound-mode) 방정식을 이용하여 코어와 유전체의 굴절률 및 구조의 각 변수에 대한 특성을 나타내었다. 그리고 측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래의 유전체가 결합할 때 일어나는 광섬유에서의 감쇠현상을 비교하기 위하여 감쇠상수를 구하여 함께 비교하였다.

ABSTRACT

A theoretical presentation of evanescent coupling is offered with respect to the refractive indexes between a side polished optical fiber and an infinitely planar waveguide with a conductor cladding(PWGCC). The PWG is suspended at a constant distance from an unclad fiber core and attached with the perfect conductor(PEC) on one side. The behavior of the distributed coupler is examined using a coupled mode model, which takes account of the two dimensions of the waveguide configuration. The coupling and propagation of light were found to depend on both the relationship between the refractive index values of each structure and the configuration of the side polished fiber used in the PWGCC. The spreading of light in the unconfined direction of the PWGCC is described in terms of a simple geometrical interpretation of the synchronism condition that is in agreement with a previous investigation of the problem based on the coupled-mode theory(CMT). The power of the light propagation in the fiber decreased exponentially along the fiber axis as it was transferred to the PWGCC.

I. 서 론

측면 연마된 광섬유와 평면도파로와의 결합특성을 이용한 소자는 주로 채널제거 필터, 편광기, 변조기 및 센서로서 다양하게 이용되고 있다. 또한 이에 대한 이론적인 해석 연구도 다양하게 이루어져 왔으며 최근 측면 연마된 광섬유와 진행방향에 대

해 양쪽 측면에 임의의 완전도체를 두고 수직인 단면이 대칭[1] 및 비대칭[2]인 평면도파로 사이의 결합과 전파특성에 대한 해석이 이루어지고 있다. 또한 평면 도파로의 상부에 금속막을 입혀 편광특성 및 편광분리기[3]로써 사용되기도 하는데 평면 도파로가 완전도체와 함께 구성이 되어 있는 비대칭 구조에 대해서는 해석이 이루어지지 않고 있다. 그래

* 경북대학교 공과대학 전자공학과 박사과정, ** 경북대학교 공과대학 석사 과정, *** 경북대학교 공과대학 전자공학과 교수
**** LG 전선

논문번호 : 020508-1127, 접수일자 : 2002년 11월 28일

서 본 논문에서는 완전도체 면 아래에 유전체가 있을 때 측면 연마된 광섬유와 결합 및 전파 특성을 이론적으로 해석한 연구 결과를 나타내었다. 본 논문에서 제시한 구조를 해석하기 위해서 측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래의 유전체 사이에서 결합이 일어나는 부분을 직교 모드 특성을 이용하여 결합모드 방정식을 유도한 다음 수치해석으로 진행 방향에 대한 $E(x, y, z)$ 의 크기를 나타내었다. 그리고 결합모드 방정식을 이용하여 혼합모드 방정식(compound-mode)을 유도한 다음 고유치를 구하여 진행방향에 대한 단면에 대하여 각 필드 크기를 나타내어 비교하였다. 본 논문에서 사용한 일반 단일 모드 광섬유는 편광 방향에 관계없는 LP_{01} 모드를 사용하였으며 완전도체면 아래의 유전체에서는 TE 모드에 대해서 결합 및 전파특성을 나타내었다. 이론적으로 측면 연마된 광섬유와 결합이 일어나는 무한 평판 도파로는 진행방향에 대해 양쪽 측면에 완전도체를 둠으로써 경계조건을 만족하는 기저함수를 사용했으며 양쪽 측면에 둔 완전도체 사이의 간격을 증가시켜 평면 도파로를 등가화 하였다. 그리고 측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래의 유전체와 결합할 때 일어나는 감쇠상수를 구해 진행 방향에 대한 $E(x, y, z)$ 의 크기와 비교 및 진행방향 및 단면에 대한 $E(x, y, z)$ 의 결합 특성을 나타내었다.

II. 이론

2.1. 결합 및 혼합 모드 방정식의 유도

본 논문에서 다루고 있는 구조는 그림 1과 같으며 유전체의 상부는 완전도체가 x 축 상으로 무한히 존재하고 완전 도체 면 아래에 유전체가 존재할 때 측면 연마된 광섬유와의 결합 및 전파 특성을 다루었다. 평면 도파로의 비대칭 구조[2] 중에서 완전도체 면에서의 경계조건을 만족시키기 위해 TE 모드에 대해 다루었으며 그림 1에서 측면 연마된 광섬유와 유전체 사이의 간격 s 에 따라서 결합 상태가 달라진다는 것을 알 수 있었다. 그리고 측면 연마된 광섬유의 코어와 유전체의 굴절률 차이에 따라서도 결합 크기는 다양하게 이루어지며 유전체의 두께에 따라서도 결합 특성은 다르게 나타난다. 또한 결합이 일어나는 유전체 내에서 전파될 수 있는 단일 및 다중 모드에 따라서도 결합 현상은 다

른 현상을 보이게 되며 일반적인 단일 모드 및 다중 모드의 방향성 결합기와 달리 광섬유와 평면 도파로에서 각 모드 사이에서 결합이 일어났을 때 각각의 구조 내의 모드가 서로 직교 특성을 만족하지 않으므로 측면 연마된 광섬유에서 LP_{01} 모드는 평면 도파로에서의 모든 모드와 결합이 이루어진다. 그리고 각 모드들은 (y, z) 평면에서 모든 방향으로 전파 되게 된다.

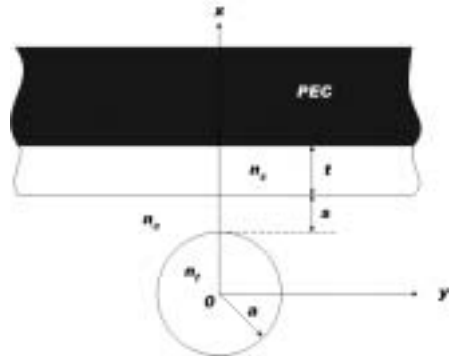


그림 1. 측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래 유전체와의 결합 구조

그림 1에서와 같이 두 구조 사이에 일어나는 결합모드 방정식과 혼합 모드(compound-mode) 방정식을 유도하기 위해 측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래의 유전체 및 클래드 영역에서의 각각 굴절률의 차이는 거의 없다고 가정하였다. 그리고 측면 연마된 광섬유에는 편광 특성이 없는 LP_{01} 모드만 입사되었고 해석 영역에서의 $E(x, y, z)$ 는 측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래의 유전체에서의 각각 필드의 중첩으로 식(1)과 같이 표현할 수 있다.

$$E(x, y, z) = a_0(z)F_0 e^{-j\beta_0 z} + \sum_n b_n(z)S_n e^{-j\beta_n z} \quad (1)$$

여기서 $a_0(z), b_n(z) (n = 0, 1, 2, \dots)$ 는 측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래의 유전체 내에서 진행 방향인 z 방향으로 전파되어 나가는 각 모드의 크기를 나타내었으며 β_0, β_{sn} 은 결합이 일어나지 않았을 때 각 구조 내에서 전파되어 나가는 전파상수를 의미한다. 본 논문에서는 유전체의 상, 측면의 완전도체 면에서의 경계 조건을 만족시키기 위하여 TE 모드에 대해서 측면 연마된 광섬유

와의 결합 상태를 다루었다. 완전 도체면 아래의 유전체에서 전파 상수 β_{sm} 을 구하기 위해서는 식(2a)와 같은 고유치 방정식을 이용하며 기본 모드가 존재하기 위한 유전체의 두께는 식(2b)의 조건을 만족하여야 한다.

$$-X \cdot \cot X = \sqrt{V^2 - X^2} \quad (2a)$$

$$\frac{t}{\lambda_0} > \frac{1}{4(n_s^2 - 1)^{1/2}} \quad (2b)$$

여기서 $X = k_s t$, $V^2 = k_0^2(n_s^2 - 1)t^2$ 를 나타내며 k_s 는 x 축 방향의 전파상수를 의미한다. F_n 는 측면 연마된 광섬유를 통하여 전파되는 (x, y) 평면에서의 모드의 함수를 나타내며 그리고 S_n 은 측면 연마된 광섬유가 없을 때 완전 도체면 아래의 유전체에서 전파되는 평면 도파로의 모드를 의미한다. 그리고 각 구조에서의 모드의 함수들은 식(3a), (3b)와 같이 모드의 직교 특성을 이용하였다.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_m F_n dx dy = \delta_{mn} \quad (3a)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_m S_n dx dy = \delta_{mn} \quad (3b)$$

식(3a), (3b)에서 δ_{mn} 는 Kronecker 델타 함수를 나타내며 $m = n$ 일 때 $\delta_{mn} = 1$ 이며 $m \neq n$ 일 때는 $\delta_{mn} = 0$ 를 의미한다. 그러나 F_n 과 S_n 의 각 모드들은 구조 특성상 서로 직교하지 않으며 그림 1에서와 같이 두 구조 사이에서의 결합과 전파 특성은 파동 방정식으로 식(4)와 같이 나타낼 수가 있다.

$$\nabla_t E + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k^2 n^2(x, y) E = 0 \quad (4)$$

식(4)에서 $\nabla_t = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ 이다. $n(x, y)$ 는 (x, y) 평면에서의 굴절률을 나타내며 식(5a), (5b)와 같이 나타낼 수 있다.

$$n_f(x, y) = \begin{cases} n_f & , \text{ for } x^2 + y^2 \leq a^2 \\ n_c & , \text{ for } x^2 + y^2 > a^2 \end{cases} \quad (5a)$$

$$n_s(x, y) = \begin{cases} n_s & , \text{ for } a + s \leq x < a + s + t \\ n_c & , \text{ for } a + s < x \end{cases} \quad (5b)$$

그러므로 일반적으로 그림 1에서의 전체 해석 영역에서의 굴절률 함수는 식(6)과 같이 나타낼 수 있다.

$$n^2(x, y) = n_f^2(x, y) + n_s^2(x, y) - n_c^2 \quad (6)$$

그림 1에서의 두 구조 사이에서의 결합 모드 방정식을 유도하기 위해서 식(1)을 식(4)에 대입하여 그 결과식을 식 (3a), (3b)와 같이 F_n, S_n ($n = 0, 1, 2, \dots$) 모드의 직교성을 이용한 다음 (x, y) 평면에 대해서 적분을 하게 되면 식(7a), (7b)와 같이 일차 미분 방정식 형태의 결합 모드 방정식을 유도할 수 있다. 이 때 측면 연마된 광섬유와 완전 도체면 아래의 유전체 내에서 전파되는 각 모드의 크기의 변화율은 무시할 수 있을 정도로 작다고 가정하여 식(7a), (7b)을 유도할 때 2차 미분 항들은 결합 모드 방정식을 유도하는 과정에서 그 크기를 무시하였다.

$$\frac{da_0}{dz} = - \sum_n [B_{\beta_0 n} \frac{db_n}{dz} + iK_{\beta_0 n \beta_0}] e^{-i(\beta_0 - \beta_n)z} - iQ_{\beta_0 0} a_0 \quad (7a)$$

$$\frac{db_m}{dz} = - [B_{sm0} \frac{da_0}{dz} + iK_{sm0 a_0}] e^{-i(\beta_m - \beta_0)z} - i \sum_n Q_{smn} b_n e^{i(\beta_m - \beta_n)z} \quad (7b)$$

식(7a), (7b)에서 결합 계수는 식(8)-(13)와 같이 나타낼 수 있다.

$$K_{\beta_0 n} = \frac{k^2}{2i\beta_0} \int_{area} (n_f^2 - n_0^2) F_0 S_n dx dy \quad (8)$$

$$K_{sm0} = \frac{k^2}{2i\beta_{sm}} \int_{area} (n_s^2 - n_0^2) S_m F_0 dx dy \quad (9)$$

$$Q_{\beta_0 0} = \frac{k^2}{2i\beta_0} \int_{area} (n_s^2 - n_0^2) F_0 F_0 dx dy \quad (10)$$

$$Q_{smn} = \frac{k^2}{2\beta_{sm}} \int_{area} (n_f^2 - n_0^2) S_m S_n dx dy \quad (11)$$

$$B_{\beta n} = \frac{\beta_{sn}}{2\beta_{\beta 0}} \int_{area} F_0 S_n dx dy \quad (12)$$

$$B_{\beta sm0} = \frac{\beta_{\beta 0}}{\beta_{sm}} \int_{area} F_0 S_m dx dy \quad (13)$$

식(8),(9) 그리고 (11)은 정확하게 적분 계산이 되며 식(10)의 적분은 근사치로써 계산을 하였고 각 식에 대한 계산결과는 부록에 나타내었다. 식(8)과 (9)에서 결합 계수 $K_{\beta 0n}$ 과 $K_{\beta sm0}$ 는 측면 연마된 광섬유와 완전 도체면 아래의 유전체와 결합이 이루어질 때 결합 계수를 각각 나타내며 식(10)과 (11)에서 Q_{smm} 과 $Q_{\beta 00}$ 는 각각 유전체 내부와 측면 연마된 광섬유 자체에서 이루어지는 결합 계수를 나타낸다. 그리고 식(12)와 식(13)에서 $B_{\beta 0n}$ 과 $B_{\beta sm0}$ 는 (x, y) 평면에서 각 영역에서의 $E(x, y, z)$ 의 표현 함수 F_0, S_n 가 서로 직교하지 못한 결과로 나타난 결과이며 결합 모드 방정식에서 영향을 크게 미치지 못하므로 무시하였다. 그러므로 식(7a), (7b)의 결합 모드 방정식을 간략화 하여 표현하면 식(14), (15)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{da_0}{dz} = - \sum_n iK_{\beta 0nb} e^{-i(\beta_n - \beta_{sm})z} - iQ_{\beta 00} a_0 \quad (14)$$

$$\frac{db_m}{dz} = - iK_{\beta sm0} a_0 e^{-i(\beta_n - \beta_{sm})z} - i \sum_n Q_{smn} b_n e^{i(\beta_{sm} - \beta_n)z} \quad (15)$$

식(14)와 식(15)의 간략화 된 결합 모드 방정식은 측면 연마된 광섬유의 입력 크기가 주어지면 일반적인 일차 미분 방정식을 풀 수 있는 수치 해석으로 $a_0(z), b_m(z)$ 의 크기를 구할 수 있으며 본 논문에서는 Runge-Kutta 방법을 사용하여 진행 방향 z 에 대해 결합되는 현상을 관찰하여 $E(x, y, z)$ 크기의 변화를 나타내었다. 그리고 $a_0(z), b_m(z)$ 의 함수를 식(16)과 같이 진행 방향 z 의 함수로 표현하여 식(14)와 식(15)에 대입하면 식(17), 식(18)과 같은 혼합 모드(compound mode) 방정식을 나타낼 수 있다.

$$a_0 = A_0 e^{i(\beta_{\beta 0} - \beta)z}, \quad b_m = B_m e^{i(\beta_{sm} - \beta)z} \quad (16)$$

$$Q_{\beta 00} A_0 + \sum_n K_{\beta 0n} B_n = (\beta - \beta_{\beta 0}) A_0 \quad (17)$$

$$K_{\beta sm0} A_0 + \sum_n Q_{smn} B_n = (\beta - \beta_{sm}) B_m \quad (18)$$

식(17)과 (18)에서 행렬방정식을 유도하면 고유치 문제로 전환되는데 Newton-Raphson 방법을 사용하여 혼합 모드 방정식의 고유치 β 를 구할 수 있다. 혼합 모드 방정식을 만족하는 고유치 β 를 구하여 각 계수 A_0 와 B_m 을 구할 수가 있고 식(16)을 식(1)에 대입하여 $E(x, y, z)$ 의 크기와 위상을 분리한 뒤 진행거리 z 에 대한 단면 (x, y) 평면에서의 $E(x, y, z)$ 의 크기를 표현하였다. 혼합 모드 방정식에서 고유치 β 는 여러 개 생길 수 있으며 본 논문에서는 두 개의 혼합 모드 고유치가 발생하여 각각 고유치 β 에 대한 $E(x, y, z)$ 를 표현하였다.

2.2. 측면 연마된 광섬유에서의 감쇠상수

측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래의 유전체에서 결합은 각 모드의 연속성(continuum mode)[4]으로 광섬유에서 유전체로 에너지가 전달되는데 이런 경우에는 광섬유 쪽에서는 복사 손실로서 나타나게 된다. 광섬유에서 일어나는 복사 손실은 근사적으로 식(18a), (18b) 그리고 (18c)에 나타내었다.

$$\alpha = K_{\beta 0m} K_{\beta sm0} \frac{\beta_{\beta 0}}{\sigma_m} D \quad \text{for} \quad \beta_{sm} = \beta_{\beta 0} \quad (18a)$$

$$\beta_s^2 = n_s^2 k^2 - k_s^2 = n_0^2 k^2 + \gamma^2 \quad (18b)$$

$$\beta_{sm}^2 = \beta_s^2 - \sigma_v^2$$

$$\sigma_n = \pi(n + 1/2)/D, (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (18c)$$

여기서 β_s 는 완전도체 아래의 유전체에서 결합이 일어나지 않았을 경우 진행방향의 전파상수를 나타내며 β_{sm} 은 유전체의 양쪽 측면에 완전도체를 두고 무한 평면으로 등가화 하였을 경우 전파되는 각 모드의 전파상수를 의미한다. 본 논문에서는 유전체의 양쪽 측면에 둔 입의 완전도체들 사이의 간격을 무한히 증가함에 따라서 무한평면으로 등가화 하여 적분 계산을 해결하였으며 수치해석을 할 때에는

500 μm 의 간격을 두고 등가화 하였다.

III. 수치 해석 결과

본 논문은 그림 1에서 사용된 주파수와 측면 연마된 광섬유의 반경을 각각 $\lambda = 1.3 \mu m$, $a = 2.5 \mu m$ 로 두었고 유전체의 두께 $t = 3 \mu m$ 로 두었다. 그리고 측면 연마된 광섬유의 클래드 굴절률 $n_c = 1.46$, 측면 연마된 광섬유와 유전체 사이의 간격 $s = 4 \mu m$ 로 두었다. 측면 연마된 광섬유의 전파상수 β_{f0} 는 Newton-Raphson 방법을 사용하여 각 굴절률에 대하여 구하였다. 그리고 완전도체면 아래의 유전체의 굴절률 $n_s = 1.4745$ 로 두었다. 그리고 측면 연마된 광섬유에 $z = 0$ 인 지점에서 LP_{01} 모드가 입사되었을 때 $a_0(0) = 1$ 로 정규화 하였으며 완전 도체면 아래의 유전체에서의 각 모드의 크기 $b_m(0) = 0$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) 로 가정하여 결합 모드 방정식의 초기치를 결정하였다. 그 다음 Runge-Kutta의 방법으로 결합 방정식을 수치해석 하여 진행 거리에 대한 $|a_0|^2$ 의 크기를 그림 (2a)-(2e)에 나타내었다. 그림(2a)는 $n_f > n_s$ 일 때 측면 연마된 광섬유에서 완전도체 아래의 유전체로 진행 거리 z 에 따라 결합이 거의 일어나지 않으며 약간의 에너지만 유전체로 전달되는 것을 나타내고 있다. 그래서 대부분의 에너지는 측면 연마된 광섬유에서 존재하며 거의 감쇠가 이루어지지 않고 전파되어 가는 것을 볼 수 있다. $\beta_f > \beta_s$ 인 경우 측면 연마된 광섬유에서의 LP_{01} 모드는 완전도체 아래의 유전체에서의 어떤 모드와도 결합이 크게 일어나지 못한다. 그림 (2b), (2c)는 측면 연마된 광섬유의 굴절률이 감소할수록 결합 크기가 증가하는 것을 나타내며 그림 (2d)는 측면 연마된 광섬유의 굴절률이 유전체의 굴절률보다 낮은 경우 거의 모든 에너지가 전달되는 것을 나타내고 있다. 그림 (2e)는 $n_f = 1.4709$ 그리고 $n_s = 1.4745$ 로 두었을 때 측면 연마된 광섬유와 완전도체 아래의 유전체 사이의 간격 s 에 의한 영향을 나타내며 두 구조가 결합이 이루어졌을 때 측면 연마된 광섬유 측에서의 에너지의 감쇠 상수를 구하여 함께 비교하였다. 여기서 감쇠 상수 α 를 구

하기 위해서 $|a|^2 = e^{-\alpha z}$ 로 두었으며 $\beta_{sm} = \beta_{f0}$, $\sigma_m = (2m + 1)\pi/(2D)$ 일 때 $\alpha = K_{f0m}K_{sm0} \frac{\beta_{f0}}{\sigma_m} D$ 로 나타내었다. 그리고 직접 계산한 감쇠상수 α 와 수치 해석으로 구한 $|a|^2$ 의 변화가 서로 잘 일치하는 것을 알 수 있다.

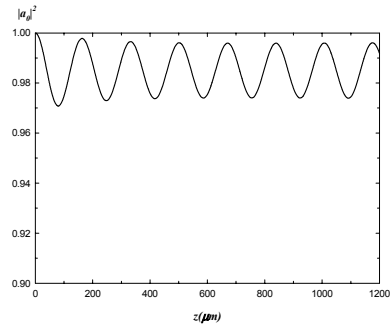


그림 (2a). $n_f = 1.4817$ 일 때의 진행방향 z 에 따른 $|a|^2$ 의 변화

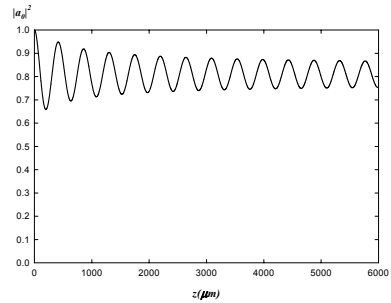


그림 (2b). $n_f = 1.4756$ 일 때의 진행방향 z 에 따른 $|a|^2$ 의 변화

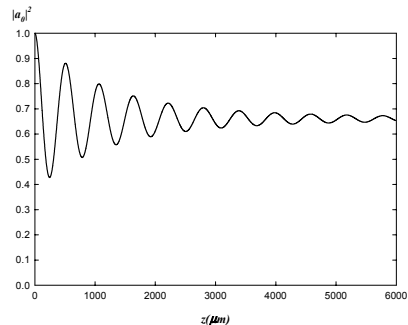


그림 (2c). $n_f = 1.4745$ 일 때의 진행방향 z 에 따른 $|a|^2$ 의 변화

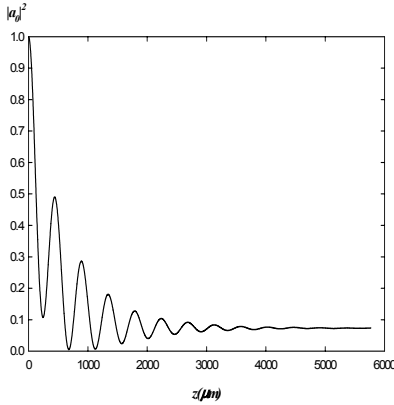


그림 (2d). $n_f = 1.4709$ 일 때의 진행방향 z 에 따른 $|a|^2$ 의 변화

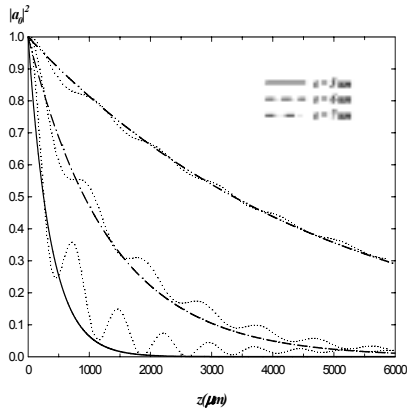


그림 (2e). $n_f = 1.4709$ 일 때 측면 연마된 광섬유와 완전도체면 아래의 유전체와의 간격 s 에 따른 $|a|^2$ 의 변화와 감쇠상수의 비교

그림(3a)-(3d)은 혼합모드(compound mode) 방정식에서 구해진 가장 큰 고유치를 이용하여 진행 거리 z 에 대한 $y = 0$ 인 (x, y) 평면에 $E(x, y, z)$ 의 크기를 나타내며 그림 (3e)은 두 번째의 고유치를 이용하여 $E(x, y, z)$ 의 크기를 나타내고 있다. 그림 (3a)-(3d), (4a)-(4d)는 완전도체 아래의 유전체의 굴절률 $n_s = 1.4745$ 로 고정되었을 때 측면 연마된 광섬유의 굴절률 차이에 의한 영향을 관찰하기 위하여 각각 $n_f > n_s$, $n_f = n_s$ 그리고 $n_f < n_s$ 인 경우에 대하여 $E(x, y, z)$ 의 크기를 나타내었다.

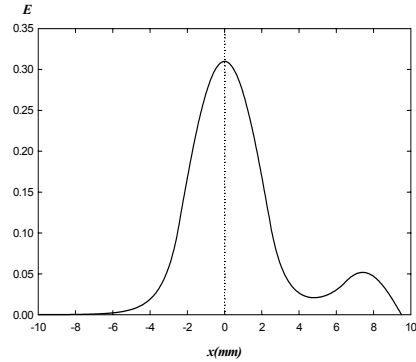


그림 (3a). $n_f = 1.4817$ 일 때 첫 번째 혼합모드(compound mode)의 고유치에 의한 $y = 0$ 에서의 $E(x, y, z)$ 크기

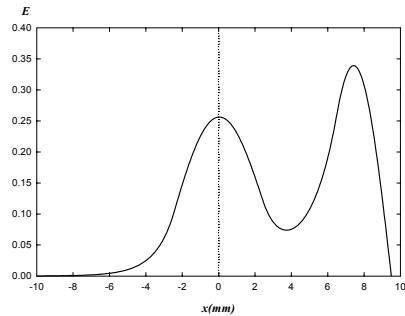


그림 (3b). $n_f = 1.4756$ 일 때 첫 번째 혼합모드(compound mode)의 고유치에 의한 $y = 0$ 에서의 $E(x, y, z)$ 크기

그림 (3a)는 $n_f > n_s$ 일 때 입사된 LP_{01} 모드는 측면 연마된 광섬유에 거의 다 존재하고 유전체 쪽으로 약간 결합이 일어나는 것을 볼 수 있다. 그리고 n_f 의 굴절률이 낮아질수록 유전체 쪽으로 결합되는 에너지는 증가한다는 것을 나타내었다. 그림 (3b), (3c)는 n_f 가 n_s 와 거의 비슷할 때 각 구조에서의 $E(x, y, z)$ 의 크기가 서로 비슷해지며 점차 유전체 쪽으로 에너지가 전달되는 것을 보여 주고 있다. 그림 (3d)에서는 $n_f < n_s$ 일 때 측면 연마된 광섬유에서 완전 도체면 아래의 유전체로 에너지가 크게 결합되는 것을 나타낸다. 그림 (3e)는 혼합모드(compound mode) 방정식에서 두 번째로 작은 고유치 β 을 구하여 $x = 3 \mu m$ 인 지점에서 $E(x, y, z)$ 의 크기를 나타낸 것이다.

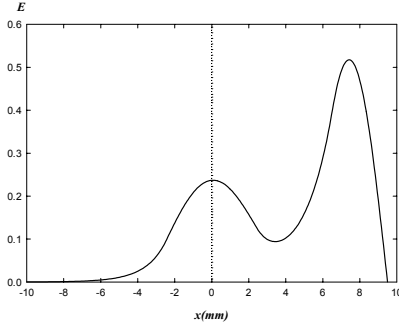


그림 (3c). $n_f = 1.4745$ 일 때 첫 번째 혼합모드(compound mode)의 고유치에 의한 $y = 0$ 에서의 $E(x, y, z)$ 크기

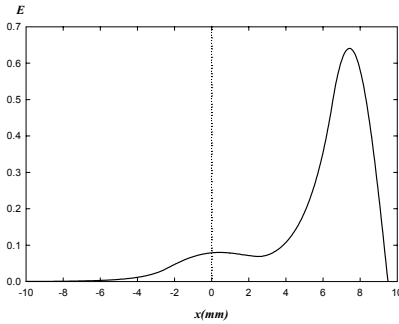


그림 (3d). $n_f = 1.4709$ 일 때 첫 번째 혼합모드(compound mode)의 고유치에 의한 $y = 0$ 에서의 $E(x, y, z)$ 크기

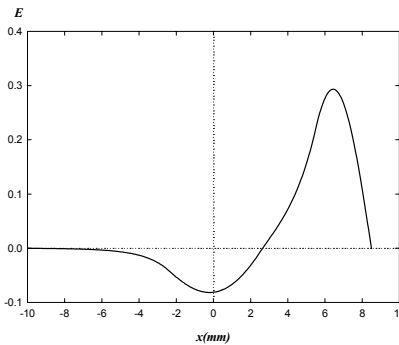


그림 (3e). $n_f = 1.4709$ 일 때 두 번째 혼합모드(compound mode)의 고유치에 의한 $y = 0$ 에서의 $E(x, y, z)$ 크기

그림 (4a)-(4d)는 혼합모드(compound mode) 방정

식에서 가장 큰 고유치 β 을 구하여 유전체의 가운데 지점 $x = 8 \mu m$ 에서 (y, z) 평면에 대한 $E(x, y, z)$ 에 대해 나타낸다. 그림 (4a)는 $n_f > n_s$ 일 때 결합이 거의 일어나지 않지만 $E(x, y, z)$ 의 크기는 다른 경우와 마찬가지로 $y = 0$ 지점에서 에너지가 모여 있는 것을 나타내며 그림 (4a)-(4d)에서와 같이 n_f 가 낮아질수록 결합이 이루어진 $E(x, y, z)$ 의 크기는 증가하는 것을 알 수 있다. 그림 (4e)는 두 번째 혼합 모드(compound mode)로 $x = 3 \mu m, y = 0$ 에서의 $E(x, y, z)$ 의 크기를 나타내며 $y = 0$ 에서 에너지가 퍼지지 않고 모여 있는 것을 나타낸다.

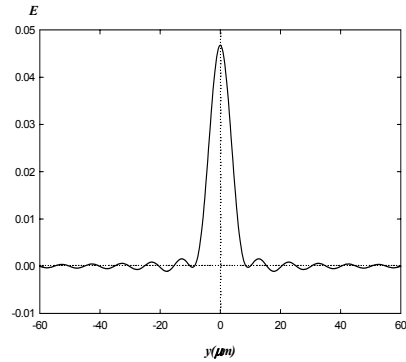


그림 (4a). $n_f = 1.4817$ 일 때 첫 번째 혼합모드(compound mode)의 고유치에 의한 $x = 0$ 에서의 $E(x, y, z)$ 크기

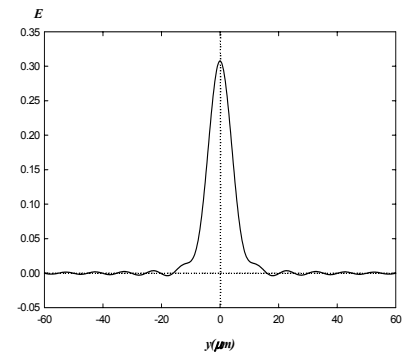


그림 (4b). $n_f = 1.4756$ 일 때 첫 번째 혼합모드(compound mode)의 고유치에 의한 $x = 0$ 에서의 $E(x, y, z)$ 크기

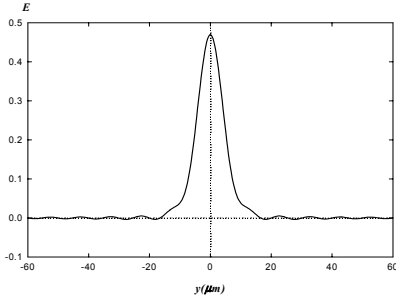


그림 (4c). $n_f = 1.4745$ 일 때 첫 번째 혼합모드(compound mode)의 고유치에 의한 $x = 0$ 에서의 $E(x, y, z)$ 크기

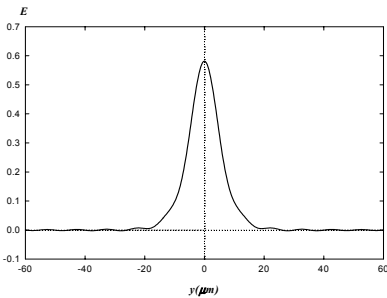


그림 (4d). $n_f = 1.4709$ 일 때 첫 번째 혼합모드(compound mode)의 고유치에 의한 $x = 0$ 에서의 $E(x, y, z)$ 크기

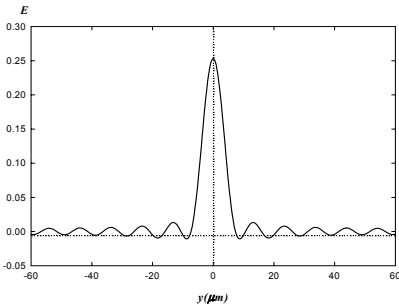


그림 (4e). $n_f = 1.4709$ 일 때 두 번째 혼합모드(compound mode)의 고유치에 의한 $x = 0$ 에서의 $E(x, y, z)$ 크기

IV. 결론

본 논문에서는 측면 연마된 광섬유와 완전 도체면 아래의 유전체와의 결합 및 전파 현상을 해석하

여 연구 결과를 나타내었다. 그리고 두 구조 사이에서의 결합 모드 방정식을 유도하였고 Runge-kutta 및 Newton-Raphson 수치 해석 방법을 이용하여 각 영역에서의 $E(x, y, z)$ 및 $|a|^2$ 의 크기를 나타내었다. 두 구조의 굴절률 차이와 간격에 따라라도 측면 연마된 광섬유에서 입사한 LP_{01} 모드와 유전체에서의 각 모드와의 결합은 서로 다르게 나타나는 해석 연구 결과를 나타내었다. 측면 연마된 광섬유의 굴절률 n_f 와 완전 도체면 아래의 유전체의 굴절률 n_s 와 비슷하거나 작아질 때 결합은 크게 일어나며 혼합 모드(compound mode) 방정식을 이용하여 구한 각 고유치 β 에 의한 $E(x, y, z)$ 의 크기도 나타내었다. 그리고 측면 연마된 광섬유 및 유전체와의 각 변수에 대해서 결합 특성을 다양하게 나타낸다는 것을 예상할 수 있었다. 본 논문에서 제시한 구조 중 완전 도체가 없는 측면 연마 결합기는 주로 채널 제거 필터 및 변조기 등 다양하게 사용되고 있는데 특히 편광기는 일정 두께를 가지는 금속면을 코팅하여 제작 및 실험을 하고 있으며 코팅된 금속면의 성질에 따라 다양하게 특성이 바뀐다. 그래서 금속의 재질에 따라 편광 특성에 대해 많은 연구 결과가 나오고 있고 실제로 제작 및 응용에 이용되고 있다. 그래서 본 논문에서 연구한 측면 연마 광섬유와 완전 도체면 아래의 유전체의 이론적인 연구 결과는 금속면을 이용한 구조에 기초적인 정보를 제공해 주고 있다. 더 나아가 유한한 두께의 금속체가 있는 경우도 해석, 제작 실험 특성을 연구할 부분이 남아 있고 이 부분을 해석 연구하는 데 본 논문은 기초 자료로서 사용될 수 있으리라 짐작된다.

부록

[1]. 정규화 된 측면 연마된 광섬유의 LP_{01} 모드 표현식[5]

$$F_0 = N_f \begin{cases} \frac{J_0(k_f r)}{J_0(k_f a)} & r \leq a \\ \frac{K_0(\gamma_f r)}{K_0(\gamma_f a)} & r > a \end{cases} \quad (\text{부록-1})$$

여기서 $N_f = \frac{\gamma_f J_0(k_f a)}{\sqrt{\pi} V_f J_1(k_f a)}$ 이고 측면 연마된 광섬유의 LP_{01} 모드의 정규화 된 상수이다. 그리고 J_0 와 J_1 는 제 1차 베셀 함수이며 K_0 는 수정된 베셀 함수를 나타낸다. 그리고 $k_f^2 = n_f^2 k^2 - \beta_{f0}^2$ 이며 $\gamma_f^2 = \beta_{f0}^2 - n_c^2 k^2$ 를 나타낸다.

[2]. 완전 도체면 아래의 유전체에서의 정규화된 TE 모드에 대한 n 번째 모드 표현식

$$S_n(x, y) = N_s \cos(\sigma_n y) \cdot \begin{cases} -e^{-\gamma_s t} \frac{\sin[k_s(x-a-s-t)]}{\sin(k_s t)} & , a+s < x \leq a+s+t \\ \exp[\gamma_s(x-a-s-t)] & , x \leq a+s \end{cases} \quad (\text{부록-2})$$

여기서 $n = 0, 1, 2, \dots, N_s = \frac{\sqrt{2}k_s t \cdot \exp[\gamma_s t]}{V[D(t+1/\gamma_s)]^{1/2}}$ 로 정규화 하여 나타내었다. 그리고 각 전파상수 값은 $k_s = n_s^2 k^2 - \beta_s^2$, $\gamma_s^2 = \beta_s^2 - n_c^2 k^2$ 및 $\beta_{sn}^2 = \beta_s^2 - \sigma_n^2$ 이고 $\sigma_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{D}$, $(n = 0, 1, 2, \dots)$ 를 나타낸다.

[3]. 결합 계수

식(7)-(12)에서 나타낸 각 결합 계수는 식(부록-3b)-(부록-3d)에 정확하게 표현되며 식(부록-3a)은 수정된 베셀 함수 K_0 의 근사식을 이용하여 표현하였다.

$$Q_{f0} = \frac{\pi V^2 N_f^2}{4\sqrt{2}\gamma_f^2 t^2 \beta_{f0} K_0^2(\gamma_f a)} \cdot \text{erf}[\sqrt{2}\gamma_f(a+s+t)] - \text{erf}[\sqrt{2}\gamma_f(a+s)] \quad (\text{부록-3a})$$

$$Q_{smn} = \frac{\pi N_s^2 V_f^2}{2\beta_{sm}} \exp[-2\gamma_s(a+s+t)] \cdot \begin{cases} \frac{I_1[\sqrt{4\gamma_s^2 - (\sigma_m + \sigma_n)^2} a]}{\sqrt{4\gamma_s^2 - (\sigma_m + \sigma_n)^2} a} \\ + \frac{I_1[\sqrt{4\gamma_s^2 - (\sigma_m - \sigma_n)^2} a]}{\sqrt{4\gamma_s^2 - (\sigma_m - \sigma_n)^2} a} \end{cases} \quad (\text{부록-3b})$$

$$K_{fon} = \frac{\pi N_f N_s V_f^2 \exp[-\gamma_s(a+s+t)]}{\beta_{f0} a J_0(k_f a) \sqrt{k_f^2 + \gamma_s^2 - \sigma_n^2}} \cdot \begin{cases} \sqrt{\gamma_s^2 - \sigma_n^2} J_0(k_f a) I_1(\sqrt{\gamma_s^2 - \sigma_n^2} a) \\ + k_f J_1(k_f a) I_0(\sqrt{\gamma_s^2 - \sigma_n^2} a) \end{cases} \quad (\text{부록-3c})$$

$$K_{smn} = \frac{\pi V^2 N_f N_s e^{\{-(a+s)\sqrt{\gamma_f^2 + \sigma_n^2} - \gamma_s t\}}}{2\beta_{sn} t^3 K_0(\gamma_f a)} \cdot \frac{t(\gamma_s + \sqrt{\gamma_f^2 + \sigma_n^2}) - V e^{(-t\sqrt{\gamma_f^2 + \sigma_n^2})}}{(k_s^2 + \gamma_f^2 + \sigma_n^2) \sqrt{\gamma_f^2 + \sigma_n^2}} \quad (\text{부록-3d})$$

여기서 $V^2 = (n_s^2 - n_c^2) k^2 t^2$ 를 나타낸다.

참고문헌

- [1] D. MARCUSE, "Investigation of Coupling Between a Fiber and an Infinite Slab," IEEE J. of Lightwave Tech., vol. 7, no.1, pp.122-130, 1989.
- [2] Shu Zheng, Le N, Binh, and George P. Simon, "Light Coupling and Propagation in Composite Optical Fiber-Slab Waveguides," IEEE J. of Lightwave Tech., vol. 13, no.2, pp.244-251, 1995.
- [3] 김광택, 황보승, "금속층이 포함된 측면 연마 광섬유 결합기의 편광 분리 특성," 한국광학회지 13권 3호, pp. 228-233.
- [4] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation. New York: Oxford Univ. Press, 1954, pp. 181-184.
- [5] D. Glodge, "Weakly guiding fibers," Appl. Opt. , vol. 10, no.2, pp.2252-2258, 1971.

권 광 희(Kwang-Hee Kwon)

정회원



1995년 2월 : 경북대학교
전자공학과(공학사)
1997년 2월 : 경북대학교
전자공학과(공학석사)
1997년3월~현재 : 경북대학교
전자공학과 박사과정

<관심분야> 광소자 및 통신 시스템, 광파 및 전자
파 수치해석

송 재 원(Jae-Woon Song)

정회원



1978년 2월 : 경북대학교
전자공학과(공학사)
1980년 2월 : 한국과학기술원
전기및 전자공학과(공학석사)
1984년 2월 : 한국과학기술원
전기및 전자공학과(공학박사)
1984년 8월~현재 : 현재 경북
대학교 전자전기공학부 교수

<관심분야> 광소자 제작, 이드넷 네트워크 및 통신
시스템, 광파 및 전자파 수치해석

김 정 훈(Jeong-Hoon Kim)

학생회원



2001년 2월 계명대학교
전자공학과(공학사),
2003년 2월 경북대학교 대학
원 전자공학과(공학석사)

<관심 분야> 광소자 및 통신 시스템

손 석 우(Seok-Woo Son)

정회원



1998년 2월 : 경북대학교
전자공학과(공학사)
2001년 2월 : 경북대학교
전자공학과(공학석사)
2001년3월~현재 : LG 전선
ERC 사원

<관심분야> 광섬유 제작 및 통신 시스템

윤 기 홍(Ki-Hong Yoon)

정회원



1995년 2월 : 영남대학교
전자공학과(공학사)
1998년 2월 : 경북대학교
전자공학과(공학석사)
1998년3월~현재 : 경북대학교
전자공학과 박사과정

<관심분야> 광소자 및 통신 시스템, 비선형 광학
및 전자파 수치해석

박 의 돈(Euy-Dong Park)

정회원



1986년 2월 : 경북대학교
전자공학과(공학사)
1991년 2월 : 경북대학교
전자공학과(공학석사)
2002년 2월 : 경북대학교
전자공학과(공학 박사)
2002년 3월~현재 : LG 전선
광케이블팀 팀장

<관심분야> 광섬유 와 광 소자 제작 및 통신 시스
템