

파장 분할 광 결합기의 최적화에 관한 연구

正會員 尹 星 鉉* 正會員 鄭 萬 永*

A Study on the Optimization of the Optical Coupler for Wavelength Division.

Sung Hyun YUN*, Man Yung CHUNG* *Regular Members*

要 約 연마된 단일 모드 광섬유를 이용하여 파장 분할 광결합기를 만들때 결합계수는 파장과 두 코어 사이의 거리에 따라서 다르다.

파장 분할은 중심 파장에 따른 결합 계수의 변화율의 함수이며 두개의 코어 사이의 거리에 따라서 변화율이 다르다.

본 논문은 두개의 파장을 분리할 때 최소의 파장 분할 구간을 얻을 수 있는 조건을 두개의 코어 사이의 거리의 함수로 제시하여 파장범위에 따르는 최적화가 다르다는 것을 알 수 있었다.

ABSTRACT when wavelength division optical coupler is fabricated with the polished single mode optical fiber, coupling coefficient differ from wavelength and distance to two cores.

Wavelength division is function of the differential coupling coefficient to distance of two cores.

This paper suggests the condition of the minimum spacing of the wavelength division with the function of the distance of two cores.

I. 서 론

최근 단일 모드 광섬유를 이용하여 여러가지 광소자가 제작되고 있다.

그중에서도 광 결합기는 간접계, 광 신호 처리, 광 센서, 파장 분할 다중 통신, 등등에 광범위 하게 사용되는 가장 기본적인 광소자이다.

두개의 광섬유 사이에 광전력을 서로 교환할 수 있도록 하는 광 결합기는 용융법⁽¹⁾(fusion method) 부식법⁽²⁾(chemical etching method) 연마

법⁽³⁾(mechanical polishing method)의 방법으로 제작되고 있다

이들 방법은 광섬유의 전송 모드가 코어(core) 속에만 국한되지 않고 크래딩(cladding)에서도 지수 감쇄 함수인 소위 "evanescent field"로 존재 하는 것을 이용한다.

즉 evanescent field가 분모된 크래딩의 영역에 또다른 광섬유의 코어를 접근시키면 광전력이 결합된다.

이때 결합되는 정도는 두 광섬유의 코아와 코아 사이의 거리의 함수이며 광원의 파장의 함수이다.

따라서 코아 사이의 거리와 결합길이를 조정하면 두개의 파장을 분리, 혼합하여 전송시킬 수

*東亞大學校 電子工學科

Dept. of Electronics Engineering, Dong-A University, Pusan, Korea.

論文番號 : 89-17 (接授1989. 4. 15)

있으므로 파장 분할 다중 통신을 위한 광통신 시스템에 정보 전송 용량의 증가에 많은 활용이 가능하다.

이때 분할 하고자 하는 두파장의 분할 범위가 짧으면 짧을수록 결합길이는 길게 해야하므로 제작상 어려운점이 따른다. 따라서 본 논문에서는 결합기의 최소결합 길이로써 같은 파장 분할 범위를 얻을 수 있는 최적화에 대해서 이론적으로 제시하고자 한다.

II. 단일 모드 광섬유의 이론

코아의 굴절율 n_1 , 클래딩의 굴절율 n_2 코아의 반경 a 인 광섬유의 전파모드를 정확하게 구하는 것은 매우 어렵다. 그러나 $n_1 \approx n_2$ 인 소위 weakly guiding 광섬유를 이용하면 전파모드의 해는 근사식을 이용하여 비교적 정확하게 구할 수 있다.

즉 그림1과 같은 원통형 광섬유에서 전송모드의 축방향의 성분 E_z 혹은 H_z 는 원통좌표 파동 방정식에 의해서⁽⁴⁾

$$\psi_z = \begin{cases} J_l(ur) \cdot \exp(jl\theta) \cdot \exp(j\beta z) & r < a \\ K_l(wr) \cdot \exp(jl\theta) \cdot \exp(j\beta z) & r \geq a \end{cases} \quad (1)$$

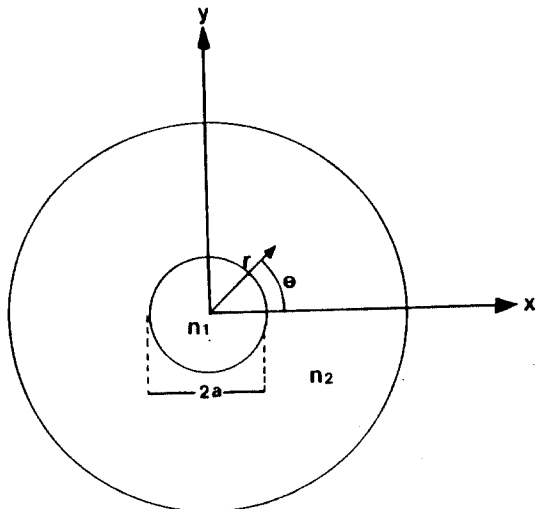


Fig 1. Cross section of an optical fiber.

여기서 $r \cdot \phi \cdot z$ 는 좌표축을 나타내며 J_l, K_l 은 l 차의 베셀 및 변형된 베셀함수를 나타내며 u 와 w 는 코아와 클래딩에서의 r 방향의 전파상수, ψ_z 는 전계 혹은 자계를 나타낸다.

축방향의 전자계 성분이 (1)식과 같이 주어지면 ψ_o, ψ_r 성분은 Maxwell 방정식에 의해서 성분별로 구할 수 있다. 그러나 $n_1 \approx n_2$ 일때 광섬유의 전파모드의 쌍 $HE_{l,1m}$ 와 $EH_{l-1,m}$ 의 전자계 형태와 전파상수는 서로 비슷하다. 따라서 $n_1 \approx n_2$ 일때 모드쌍은 서로 결합하여 ψ_r, ψ_o 성분은 선형 편광(LP mode) 상태인 ψ_x, ψ_y 성분이 된다⁽⁵⁾. 그러므로 극좌표의 축방향 성분 ψ_z 를 직각좌표로 좌표변환하여 y 축 방향을 전계의 성분 $E_y^{(R)}$ 로 선택하면 기본모드에 대해서⁽⁶⁾

$$E_y(R) = \begin{cases} J_o(UR) / J_o(U) & R < 1 \\ K_o(WR) / K_o(W) & R \geq 1 \end{cases} \quad (2)$$

규정화 주파수 V 는

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

$$V^2 = u^2 + w^2$$

$R=1$ 에서 $E_y^{(R)}$, $\frac{\partial E_y(R)}{\partial R}$ 은 연속이어야 하므로

제단형 광섬유의 고유방정식은

$$\frac{U \cdot J_1(U)}{J_o(U)} = \frac{W \cdot K_1(W)}{K_o(W)} \quad (4)$$

(2)-(4)식에 의해서 V 값에 따른 $E_y^{(R)}$ 의 분포는 그림2와 같다. (3)식에 의하면 V 값은 광원의 파장에 의해서 변하고 V 가 변하면 W 값도 변하여 evanescent field의 진폭도 변한다. 따라서 그림2와 같이 코아의 근처까지 그레딩을 연마한 후 연마된 또 다른 광섬유를 접근 시키면 첫번째 광섬유의 evanescent field가 두번째 광섬유의 코아영역에서 광결합이 발생한다.

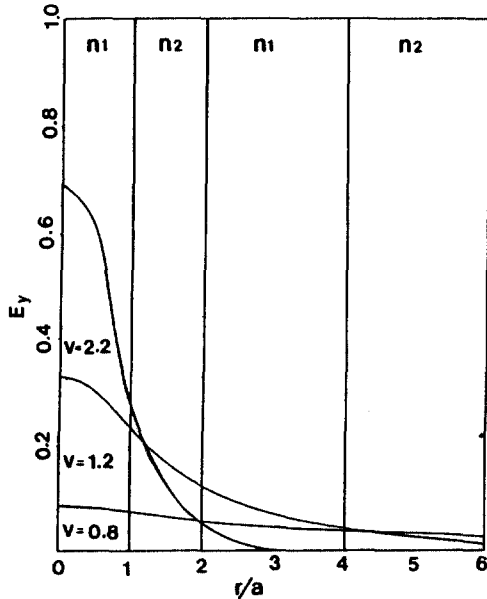


Fig 2. The electric field polarized in the Y direction for unit optical power for various values of V

Ⅲ. 광 결합기의 해석

$n_1 \approx n_2$ 인 계단형 광섬유의 전파모드는 스칼라 파동 방정식을 이용하여 매우 정확하게 구할 수 있다. 그러나 광섬유의 코아가 서로 접근하면 굴절률의 변화에 의해서 광 결합기의 정확한 전파모드의 해를 구하는 것은 매우 어렵다.

그러나 evanescent field가 두번째 광섬유의 코아속으로 결합될 때 굴절률의 변화는 $n_1 \approx n_2$ 이므로 evanescent field에 미치는 영향은 매우 적다.

따라서 동일한 두개의 광섬유로 구성된 광 결합기의 전파모드는 광섬유가 분리되어 있을때의 각각의 전파모드 ψ_1, ψ_2 의 중첩에 의해서 구할 수 있으므로 교란 이론(perturbation theory)를 이용하여 광 결합기를 해석할 수 있다.

그림3은 두개의 동일한 광섬유가 거리d 만큼 떨어져 있을때의 단면적을 보여준다.

그림에서 p점은 ϕ_1, r_1, ϕ_2, r_2 로 정의되어 광섬유1의 evanescent field가 광섬유2의 코아에서 굴절률 변화에 의해서 광전력의 결합이 발생된다. 광섬유가 서로 분리되어 있다면 각각의 광섬유

전파모드는 $e_x = \bar{\psi} \hat{x}$ 혹은 $e_y = \bar{\psi} \hat{y}$ 가 존재한다.

그러나 광섬유가 서로 접근하면 합성된 광섬유는 전파모드가 2배가 되어서 전파할 수 있는 모드는 4개가 되어 광섬유의 대칭성에 의해서 0° 혹은 90° 회전했을때 같은 특성을 가지는 모드끼리 서로 결합하여 광 결합기의 전파모드인 우모드(even mode)와 기모드(odd mode) 혹은 1차모드(first mode)와 2차모드(second mode)가 된다. 그러므로 결합기의 전파모드는 선형적인 결합에 의해서¹⁷⁾

$$\psi_+ \approx \psi_1 + \psi_2 \quad (5)$$

$$\psi_- \approx \psi_1 - \psi_2$$

ψ_+ : 1차모드, ψ_- : 2차모드

ψ_1, ψ_2 : 분리된 광섬유의 전파모드.

또한 광 결합기의 교란된 스칼라 파동 방정식은¹⁸⁾

$$(\nabla_x^2 + k^2 \cdot n^2(x,y) - \beta_\pm^2) \psi_\pm = 0 \quad (6)$$

분리된 광섬유의 파동 방정식은

$$(\nabla_x^2 + k^2 \cdot n^2(x,y) - \beta_1^2) \cdot \psi_1 = 0 \quad (7)$$

ψ_1 : 교란된 미지의 전자계

$\bar{\psi}_1$: 결정된 전자계

Δ_x^2 : 횡방향기의 Laplace 연산자

β_\pm : 교란된 미지의 전파상수

$\bar{\beta}_1$: 결정된 전파상수

$n(x,y)$: 교란된 굴절률

$n(x,y)$: 크래딩의 굴절률

광 결합기의 β_\pm, ψ 와 광섬유의 β_1, ψ_1 사이에 적분 관계식을 얻기 위하여 약간의 수학적 처리를 수행하면

$$\beta_\pm - \beta_1 = k \cdot \frac{\int_{A_p} (n - \bar{n}) \cdot \psi_\pm \cdot \psi_1 \cdot dA}{\int_{\infty} \psi_\pm \cdot \psi_1 \cdot dA} \quad (8)$$

여기서 C를 두 광섬유 사이의 전력의 결합계수라 정의하면

$$|C| = \beta_{\pm} - \bar{\beta}_1 \quad (9)$$

또한 $\psi_+ \approx \bar{\psi}_1 + \bar{\psi}_2$, $\psi_- \approx \bar{\psi}_1 - \bar{\psi}_2$ 이므로

$$C = k \cdot \frac{\int_{A_p} (n - \bar{n}) (\bar{\psi}_1^2 \pm \bar{\psi}_1 \cdot \bar{\psi}_2) dA}{\int_{A_{\infty}} (\bar{\psi}_1^2 \pm \bar{\psi}_1 \cdot \bar{\psi}_2) dA} \quad (10)$$

포인팅 벡터 $P_z = \frac{1}{2} \text{Re} \{ \mathbf{e}_t \times \mathbf{h}_t^* \}$ 로 주어지며 $n_1 \approx n_2$ 계단형 광섬유의 기본 모드에 대한 횡방향의 전계가 주어지면 자계의 성분은 서로 직교하므로

$$\mathbf{h}_t = \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot n_1 \cdot \mathbf{z} \times \mathbf{e}_t \quad (12)$$

$\hat{\mathbf{z}}$: 축방향의 단위벡터

$\mathbf{e}_t, \mathbf{h}_t$: 횡방향의 전자계

따라서 (2), (12)식을 (11)식에 대입하고 베셀함

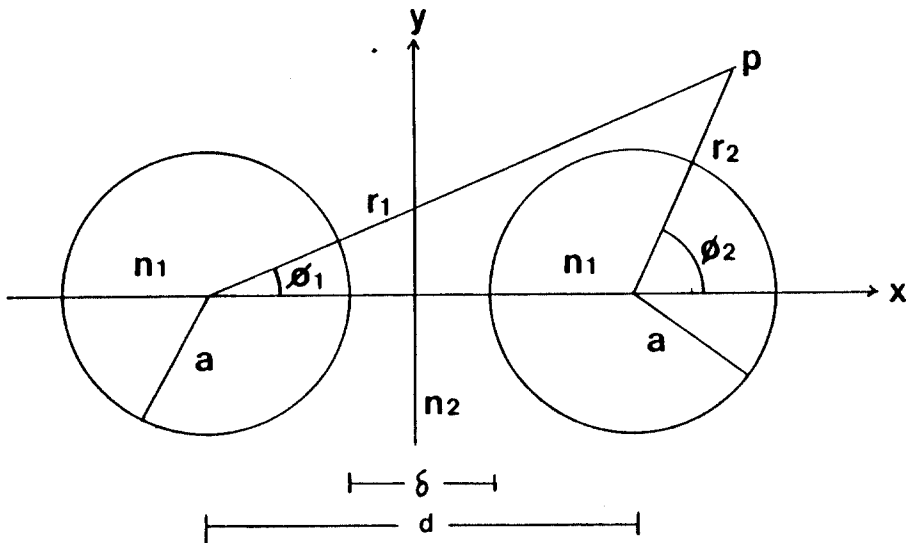


Fig 3. Cross section of an optical coupler

A_p 는 교란 영역으로써 광섬유 2의 코어 영역에서만 $n - \bar{n} \neq 0$ 이므로 A_p 는 광섬유 2의 코어 영역이 된다.

이 영역에서 $\bar{\psi}_2 \gg \bar{\psi}_1$ 이므로 A_p 영역에서 우세모드 (dominant mode)는 $\bar{\psi}_1 \cdot \bar{\psi}_2$ 이고 A_{∞} 영역은 광섬유 1에서의 코어와 클래딩 영역이므로 $\bar{\psi}_1 \gg \bar{\psi}_2$ 이므로 우세모드는 $\bar{\psi}_1^2$ 이 된다.

그러므로 결합계수는

$$C = k \cdot (n_{co} - n_{ce}) \cdot \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^a \psi_1 \cdot \psi_2 \cdot r_2 \cdot dr_2 \cdot d\psi_2}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \psi_1^2 \cdot r_1 \cdot dr_1 \cdot d\psi_1} \quad (11)$$

이때 A_p, A_{∞} 영역에 존재하는 전력은 축방향의

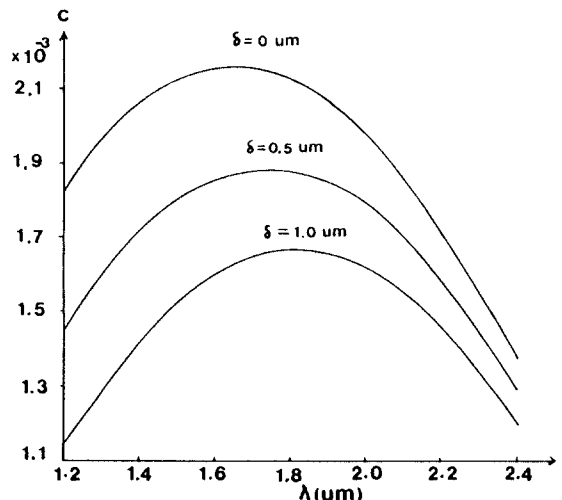


Fig 4. Coupling coefficient of optical coupler for various wavelengths

수의 공식⁽⁹⁾을 이용하여 수학적 처리를 하면

$$C = \frac{1}{a} \cdot \frac{U^2 K_0(w \cdot \frac{d}{a})}{V^3 K_1^2(w)} \cdot (2 \Delta)^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$$

즉 광 결합기의 결합계수는 광섬유의 제원이 주어지면, 코아의 거리d와 사용파장에 따라서 변한다는 것을 알 수 있다.

그림 4·5·6은 $a=4.15\mu\text{m}=1.46 n_2=1.456$ 일 때 거리 d와 파장에 따른 c와 전력의 완전한 결합은 $\pi/2$ 마다 발생하므로 $L = \frac{\pi/2}{c}$ 라 정의할때 파장에 따른 L의 변화를 보인다.

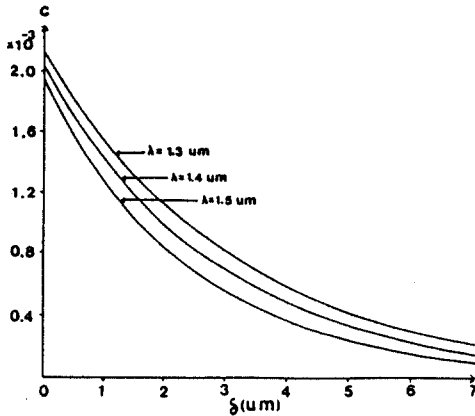


Fig 5. Coupling coefficient of optical coupler for various core spacing

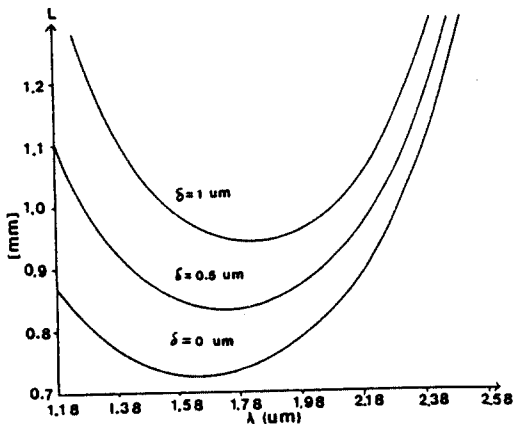


Fig 6. Coupling length VS for various wavelengths

IV. 광 결합기의 파장 분할 특성

두개의 동일한 광섬유로 구성된 광결합기의 결합계수는 그림 4 와 같이 파장에 따라서 다르다.

이것은 파장에 따라서 V 값이 변하며 V 값이 변하면 W 값도 변하기 때문에 evanescent field 의 진폭의 크기가 변하여 결합되는 광전력의 양이 변하기 때문이다.

즉 파장이 커짐에 따라서 V 값이 작아지므로 그림 2 와같이 크래딩에 분포된 전자계는 두번째 광섬유의 코아속으로 효율적으로 광결합이 발생할 수 있도록 분포되지만 V 값이 너무 작으면 즉 파장이 너무 크면 크래딩에 분포된 전자계는 광결합을 일으키고도 주위의 크래딩에 광범위 하게 분포되어 있기 때문에 |결합계수가 작아지는 것이다.

따라서 광 결합기는 파장에 따라서 결합계수가 다르므로 광결합이 발생하는 결합 길이를 조정하므로써 임의의 두 파장을 완전하게 분리시킬 수 있다.

또한 결합기는 동일한 광섬유로 구성 하였기 때문에 각각의 광섬유에서의 전파상수 β_1, β_2 는 같다.

그러므로 결합모드 방정식⁽¹⁰⁾에서

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 = 0 \text{ 이므로}$$

$$P_1(\lambda) = \cos^2 C \cdot L$$

$$P_2(\lambda) = \sin^2 C \cdot L$$

여기서 $P_1(\lambda)$ 는 광원에 입사되는 단자의 출력 광전력을 나타내고 $P_2(\lambda)$ 는 광전력이 결합되는 단자의 출력 광전력을 나타낸다.

따라서 파장 λ 에 의한 결합계수를 $C(\lambda)$, 결합이 발생하는 작용거리를 L이라 하면 결합되는 광전력은 $P_2(\lambda) = \sin^2 C(\lambda) \cdot L$ 로 주어진다.

V. 광 결합기의 파장 분할

두개의 파장 λ_1, λ_2 에서 $S_1=C(\lambda_1) \cdot L, S_2=C(\lambda_2) \cdot L$ 라 두면 결합되는 광전력

$$P_1=\sin^2 S_1=1 \text{ 혹은 } 0 \quad (15)$$

$$P_2=\sin^2 S_2=0 \text{ 혹은 } 1$$

를 만족해야만 λ_1 에서 100% 혹은 0% 결합이 발생하고 λ_2 에서 0% 혹은 100%의 광전력의 결합이 발생한다.

따라서 λ_1 과 λ_2 를 분할하기 위해서는

$$|S_2 - S_1| = \frac{\pi}{2} + m\pi, \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (16)$$

를 만족해야 한다. 즉 λ_1 에서 $\sin^2 S_1=1$ 이고 $\lambda_2=\lambda_1+\Delta\lambda$ 에서

$\sin^2 S_2=0$ 이면 $\Delta\lambda$ 의 파장 구간 만큼 분리시킬 수 있다. $m=0$ 일때 S_2 를 Taylor 급수로 $\Delta\lambda$ 와 S_1 의 항으로 전개하면⁽⁹⁾

$$S_2 = S_1 + \Delta\lambda \cdot \frac{\partial S_1}{\partial \lambda} + \frac{(\Delta\lambda)^2}{2!} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} (S_1)^2 + \dots \quad (17)$$

$$\Delta\lambda = |\lambda_2 - \lambda_1|$$

고차항을 무시하면

$$|S_2 - S_1| = \Delta\lambda \cdot \frac{\partial C}{\partial \lambda} \cdot L \quad (18)$$

파장분할은 $|S_2 - S_1| = \pi/2$ 마다 발생하므로

$$\Delta\lambda = \pi/2 \left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\bar{\lambda}} \cdot L \quad (19)$$

여기서 $\lambda=\bar{\lambda}$ 는 분할하고자 하는 두파장의 중심파장을 의미한다. 결합길이 L 가 파장에 따라서 일정하다고 간주하고 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\bar{\lambda}}$ 를 얻기 위하여 V 값이 $1.3 \leq V \leq 2.4$ 의 범위에서 V 와 W 의 선형적인 함수⁽¹¹⁾

$$W \approx 1.1428V - 0.996 \quad (20)$$

와 $v^2=u^2+w^2$ 의 관계를 이용하면

$$w^2 \approx 1.306v^2 - 2.276v + 0.992$$

$$u^2 \approx -0.306v^2 + 2.276v - 0.992 \quad (21)$$

이식을 결합계수 C 대입하면

$$C = \left\{ -0.0487 \cdot \frac{\lambda}{a^2 \cdot n_1} + 0.05765 \cdot \frac{\lambda^2}{a^3 \cdot n_1^2 \cdot (2\Delta)^{\frac{1}{2}}} - 3.9992 \times 10^{-3} \cdot \frac{\lambda^3}{a^4 \cdot (2\Delta) \cdot n_1^3} \right\} \cdot \frac{k_0(w \cdot \frac{d}{a})}{k_1^2(w)} \quad (22)$$

따라서

$$\frac{\partial C}{\partial \lambda} = \left(\frac{k_0(w \cdot \frac{d}{a})}{k_1^2(w)} \right)' \cdot \left\{ -0.0487 \cdot \frac{\lambda}{a^2 \cdot n_1} + 0.05765 \cdot \frac{\lambda^2}{a^3 \cdot n_1^2 \cdot (2\Delta)^{\frac{1}{2}}} - 3.9992 \times 10^{-3} \cdot \frac{\lambda^3}{a^4 \cdot n_1^3 \cdot (2\Delta)} \right\} + \left(\frac{k_0(w \cdot \frac{d}{a})}{k_1^2(w)} \right) \cdot \left\{ -0.0487 \cdot \frac{1}{a^2 \cdot n_1} + 0.1153 \cdot \frac{\lambda}{a^3 \cdot (2\Delta)^{\frac{1}{2}} \cdot n_1^2} - 0.012 \cdot \frac{\lambda}{a^4 \cdot n_1^3 \cdot (2\Delta)} \right\} \quad (23)$$

여기서

$$\left(\frac{k_0(w \cdot \frac{d}{a})}{k_1^2(w)} \right)' = \frac{7 \cdot 18 \cdot \frac{a}{\lambda^2} \cdot n_1 \cdot (2\Delta)^{\frac{1}{2}} \cdot \left\{ \frac{d}{a} k_1\left(\frac{w}{a} \cdot d\right) \cdot k_1(w) - k_0\left(w \cdot \frac{d}{a}\right) \cdot \left(2k_0(w) + \frac{2}{w} k_1(w)\right) \right\}}{k_1^3(w)} \quad (24)$$

$$\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\bar{\lambda}} = X \cdot [A\lambda + B\lambda^2 + D\lambda^3] + Y \cdot [A + 2B\lambda + 3D\lambda^2] \quad (25)$$

여기서 $X = \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\frac{k_0 (w \frac{d}{a})}{k_1^2 (w)} \right]$, $Y = \frac{k_0 (wd/a)}{k_1^2 (w)}$

$$A = -0.0487 \cdot \frac{1}{a^2 \cdot n_1^2}, B = 0.0576 \cdot$$

$$\frac{1}{a^3 \cdot n_1^2 \cdot (2\Delta)^{1/2}} \cdot D = -3.9992 \times 10^{-3} \cdot$$

$$\frac{1}{a^4 \cdot n_1^3 \cdot (2\Delta)} \quad (26)$$

그러므로 중심파장 $\bar{\lambda}$ 에 대해서 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|$ 와 결합길이 L이 결정되면 파장 분할 구간 $\Delta\lambda$ 가 (19)식에 의해서 결정되며 분할되는 두 파장 $\lambda_{1,2} = \bar{\lambda} \pm \frac{\Delta\lambda}{2}$ 가 된다. 그러나 그림4에 의하면 두 코아 사이의 거리 $d=2a+\delta$ 에서 $\delta=0$ 인 경우 즉 두 코아가 붙어 있는 경우, 결합계수가 최대가 되는 파장과 $\delta \neq 0$ 인 경우 즉 두 코아가 분리되어 있는 경우의 결합계수가 최대가 되는 파장이 다르다는 것을 보여주고 있다.

따라서 δ 가 변하면 주어진 중심파장에 대해서 결합계수의 변화율 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|_{\bar{\lambda}}$ 도 δ 에 따라서 변한다는 것을 알 수 있다.

그림 7·8은 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|$ 가 최대가 되는 두 코아 사이의 거리와 파장을 보여준다.

그림에서 알 수 있듯이 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|$ 는 $\delta=0$ 일때 최대가 되는 파장의 범위와 $\delta \neq 0$ 에서 최대가 되는 범위가 다르다.

즉 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|$ 가 최대가 되는 거리 δ 는 중심파장에서 따라서 다르다는 것을 알 수 있다. 그림 9·10은 δ 와 λ 에 따른 파장 분할구간 $\Delta\lambda$ 를 나타낸 것이다.

그림9에서 $\lambda=1.5\mu\text{m}$ 일때 $\delta=0$ 인 경우보다 $\delta=2.5\mu\text{m}$ 경우가 $\Delta\lambda$ 를 약 $\frac{1}{2}$ 정도 줄일 수 있다는 것을 보여준다.

그림10은 결합계수가 최대로 되는 파장을 중심으로 선택할 경우 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|$ 는 영에 접근하므로 파장 분할 구간 $\Delta\lambda$ 는 무한대에 접근하여 두 파장을 분리할 수 없다는 것을 보여준다.

그러므로 파장 분할 광결합기 제작시 결합계수가 최대가 되는 파장 혹은 그 근처의 파장을 중심 파장으로 선택하면 안되며, 선택된 중심파장에 대해서 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|$ 가 최대가 되게끔 δ 를 선택하는 것이 필요하다.

따라서 $\delta \neq 0$ 에서 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|$ 가 최대가 된다면 그만큼 덜 크래딩을 연마해도 되므로 제작상 시간을 절약할 수 있고 그만큼 결합길이 L를 줄일 수 있으므로 제작상 편리하다.

또한 그림4와 같이 $\delta \neq 0$ 일때 결합 계수의 최대가 되는 파장이 큰파장 쪽으로 이동하므로 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|$ 의 최대가 되는 것이 $\delta \neq 0$ 에서 얻어진다면 $\Delta\lambda$ 도 최소화할 수 있고 분할하고자 하는 파장의 선택 범위도 커지므로 활용의 범위도 크다.

그림11은 주어진 중심파장에 대해서 결합길이 L에 따른 $\Delta\lambda$ 를 보여준다.

즉 결합길이 L이 클수록 $\Delta\lambda$ 는 작아지지만 L이 크면 클수록 제작상에 어려운 점이 따른다.

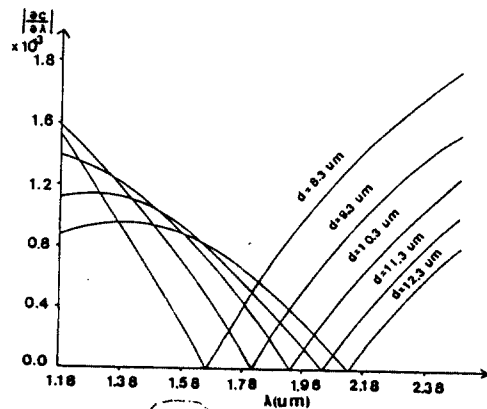


Fig 7. VS for various center wavelenths

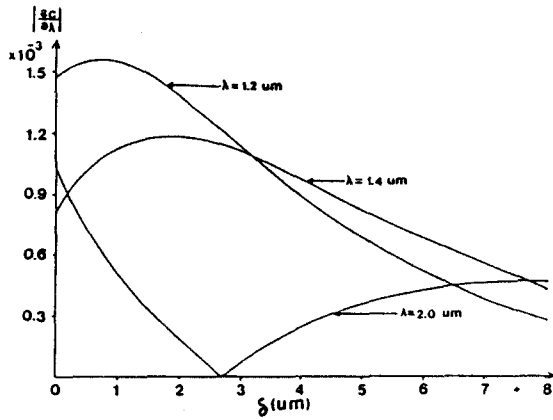


Fig 8. VS for various core spacing

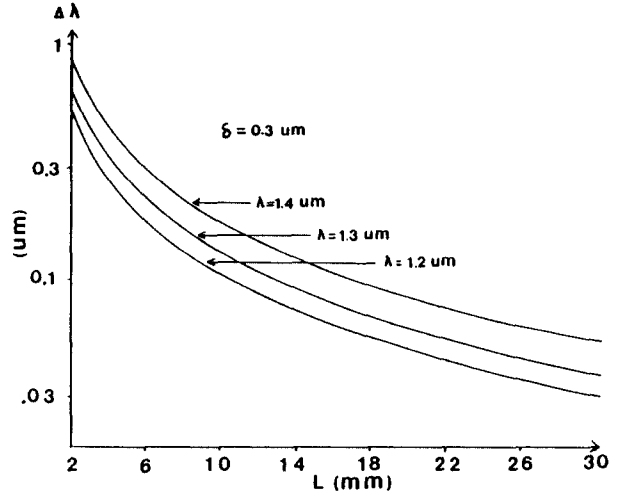


Fig 11. Δλ VS for various coupling lengths

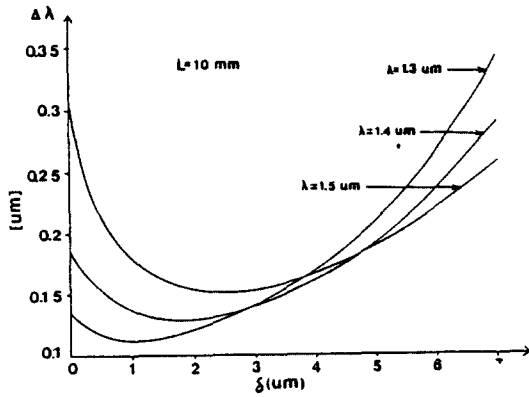


Fig 9. Δλ VS for various core spacing

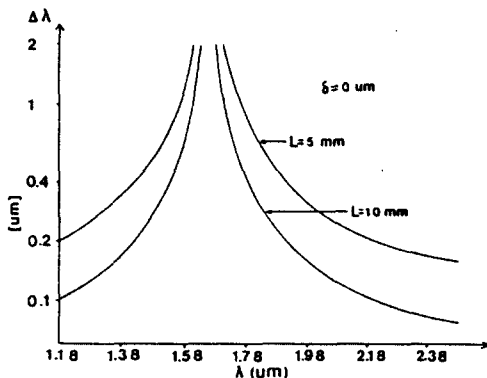


Fig 10. Δλ VS for various center wavelengths.

VI. 광 결합기의 최적화 두께

파장 분할 주간Δλ는 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|$ 가 클수록 Δλ는 작아 지므로 분해능이 좋아진다.

또한 그림8에서 처럼 주어진 파장에서 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|$ 가 최대가 되는 δ가 존재한다.

따라서 δ ≠ 0에서 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|$ 가 최대가 되는 파장의 범위에서

$$\frac{\partial}{\partial d} \left(\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|_{\lambda} \right) = 0 \quad (27)$$

(27)식이 만족되는 δ에서 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|$ 는 최대가 되며 이때의 조건이 Δλ를 최소화 할 수 있으며 결합 길이 L도 최소화 할 수 있다.

$$\begin{aligned} \approx \frac{\partial}{\partial d} \left(\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|_{\lambda} \right) &= \frac{\partial X}{\partial d} \cdot [A\lambda + B\lambda^2 + D\lambda^3] \\ &+ \frac{\partial Y}{\partial d} \cdot [A + 2B\lambda + 3D\lambda^2] = 0 \end{aligned} \quad (28)$$

베셀함수의 미분 공식과 $k_1 \left(\frac{w}{a} d \right) = \frac{wd}{2a}$

$\left\{ k_2 \left(\frac{w}{a} d \right) - k_0 \left(\frac{w}{a} \right) \right\}$ 를 이용하면

$$\frac{\partial X}{\partial d} = G \cdot \left[\frac{1}{a} \cdot k_1(w) \cdot k_1\left(\frac{w \cdot d}{a}\right) - \frac{w \cdot d}{2a^2} \cdot k_1(w) \right. \\ \left. \cdot \left[k_0\left(\frac{w \cdot d}{a}\right) + k_2\left(\frac{w \cdot d}{a}\right) \right] + \frac{w}{a} \cdot k_1\left(\frac{w \cdot d}{a}\right) \cdot \left[k_0(w) + k_2(w) \right] \right] \quad (29)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial d} = -\frac{w}{a} \cdot \frac{1}{k_1^2(w)} \cdot k_1\left(\frac{w \cdot d}{a}\right) \quad (30)$$

따라서

$$\frac{\partial}{\partial d} \left(\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right| \right) = k_2\left(\frac{w \cdot d}{a}\right) \cdot d \left\{ E \cdot G \cdot \frac{w^2}{2a^2} \cdot \left[k_0(w) + k_2(w) \right] - F \cdot \frac{w^2}{2a^2} \cdot \frac{1}{k_1^2(w)} \right\} - k_0\left(\frac{w \cdot d}{a}\right) \cdot d \cdot \left\{ \frac{w}{a^2} \cdot k_1(w) \cdot E \cdot G + E \cdot G \cdot \frac{w^2}{2a^2} \cdot \left[k_0(w) + k_2(w) \right] - F \cdot \frac{w^2}{2a^2} \cdot \frac{1}{k_1^2(w)} \right\} = 0 \quad (31)$$

여기서 $k_2(x) = k_0(x) + \frac{2}{x} \cdot k_1(x)$ 공식을 이용하면

$$k_1\left(\frac{w \cdot d}{a}\right) = \frac{w \cdot d}{2a} \cdot (H-1) \cdot k_0\left(\frac{w \cdot d}{a}\right) \quad (32)$$

단

$$H = \frac{E \cdot G \cdot \frac{w}{a^2} \cdot k_1(w) + E \cdot G \cdot \frac{w^2}{2a^2} \cdot [2k_0(w) + k_1(w)]}{E \cdot G \cdot \frac{w^2}{2a^2} \cdot \left[2k_0(w) + \frac{2}{w} k_1(w) \right]} - F \cdot \frac{w^2}{2a^2} \cdot \frac{1}{k_1^2(w)}$$

$$E = A\lambda + B\lambda^2 + D\lambda^3 \\ F = A + 2B\lambda + 3D\lambda^2$$

$$G = 7 \cdot 18 \cdot \frac{a \cdot n_1 \cdot (2\Delta)^{\frac{1}{2}}}{\lambda^2 \cdot k_1^2(w)}$$

여기서 H는 중심파장과 광섬유 제원에 의해서 결정되는 상수이다.

따라서 (32)식이 성립하는 $d = 2a + \delta$ 에서 $\left| \frac{\partial C}{\partial \lambda} \right|_{\lambda}$ 의 최대값이 발생하며 $\Delta\lambda$ 의 최소분해능 즉 최소의 파장 분할 구간을 가진다.

그림12는 주어진 중심파장에서 (32)식이 만족하는 δ 값을 화살표로 표시하고 있다.

그림13은 중심파장에 따른 H값을 보여 주고 있다.

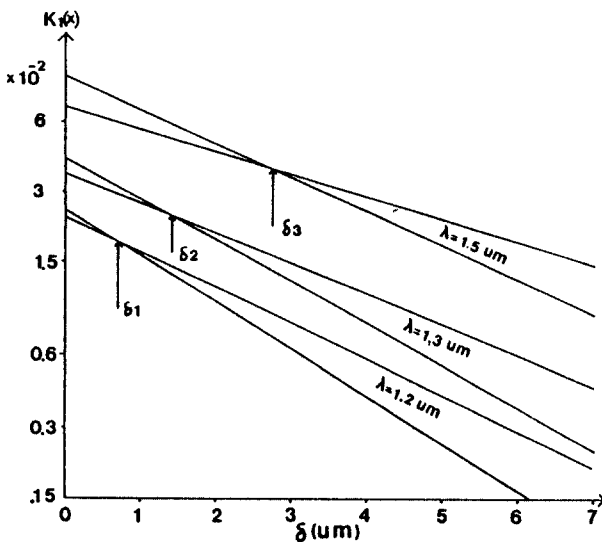


Fig 12. Various core spacing to equalize with $K(x)$ and $x/2 \cdot (H-1)$. $K(x)$ for various center wavelengths

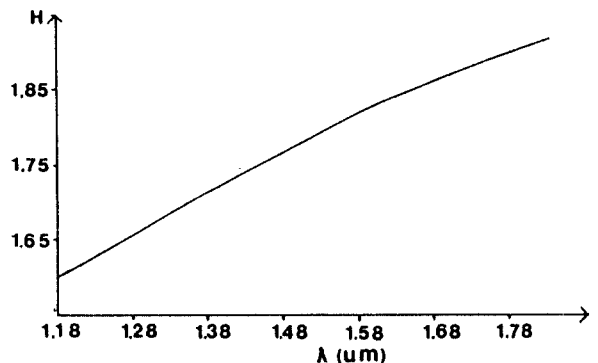


Fig 13. H values VS for various center wavelengths

VII. 결과 및 고찰

본 논문에서 제시한 결과는 두 코아 사이의 거리 δ 에 따라서 파장에 따른 결합계수의 변화율이 다르다는 것을 이용하여 $\frac{\partial C}{\partial \lambda}$ 가 최대가 되는 δ 값을 이론적으로 제안하였다.

한편 (32)식에서 중심파장 λ 에 대한 최적화 거리 δ 를 얻기 위하여 (32)식의 $K_1(w \frac{d}{a})$ 를 $K_2(w \frac{d}{a})$ 로 변형하면 (32)식은

$$k_2\left(w \frac{d}{a}\right) = H \cdot k_0\left(w \frac{d}{a}\right) \tag{33}$$

또한 $K_0(x)$, $K_2(x)$ 를 급수 전개식으로 표현하면 3차항 이상을 무시하면⁹⁾

$$k_2\left(\frac{w}{a}d\right) \approx \sqrt{\frac{a\pi}{2wd}} \cdot e^{-\frac{w}{a}a} \left\{ 1 + \frac{15a}{8 \cdot w \cdot d} + \frac{105a^2}{128w^2 \cdot d^2} \right\} \tag{34}$$

$$k_0\left(\frac{w}{a}d\right) \approx \sqrt{\frac{a\pi}{2\pi d}} \cdot e^{-\frac{w}{a}a} \left\{ 1 - \frac{a}{8 \cdot w \cdot d} + \frac{9 \cdot a^2}{128w^2 \cdot d^2} \right\}$$

따라서 (32)식은

$$(1 + 1.875\alpha + 0.8203\alpha^2) = H(1 - 0.125\alpha + 0.0703\alpha^2) \tag{35}$$

(35)식을 이차 방정식의 근의공식을 이용하면

$$\alpha = \frac{a}{w \cdot d} = \frac{-(1.875 + 0.124H) + \sqrt{0.2344 + \frac{4.03115H - 0.265575H^2}{-0.1406H}}}{1.6406} \tag{36}$$

여기서 $\alpha = \frac{a}{w \cdot d} > 0$ 이므로 양의 근만 취했다. 그림 14는 앞장의 광섬유 제원에 대해서 중심파장 λ 에 따른 최적화 거리 δ 를 보인다.

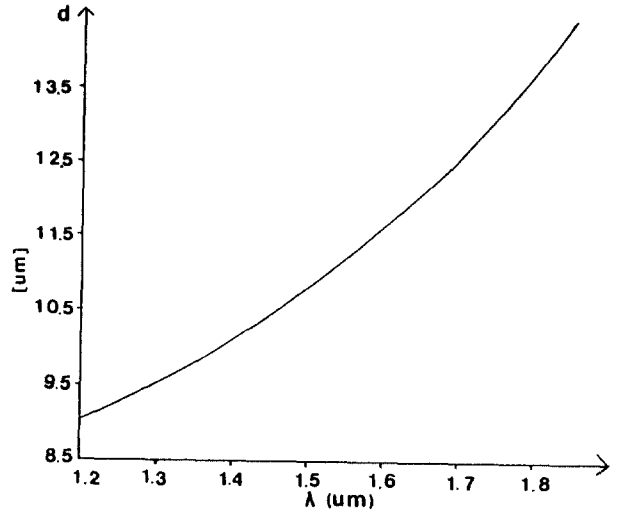


Fig 14. Optimum-core spacing VS for various center wavelengths.

VIII. 결 론

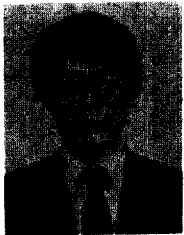
본 논문에서는 연마된 단일 모드 광섬유로 파장 분할 광 결합기를 만들때 중심파장 λ 에 의해서 $\Delta\lambda$ 가 최소화 되는 두 코아 사이의 거리 $d=2a+\delta$ 를 이론적으로 제시하였다.

파장 분할 간격 $\Delta\lambda$ 가 최소화 되는 두 코아 사이의 거리는 파장에 따라 다르다는 것을 알 수 있으며 $\delta \neq 0$ 에서 최적화가 되는 V값의 범위는 1.5에서 2.4 사이에서 발생하며 show*⁽¹³⁾ 제시한 결과는 V값이 1.5보다 작은 값에서만 $\delta=0$ 일때 최적화가어진다는 것을 알 수 있었다.

일반적으로 단일 모드 광섬유는 v 값이 $1.5 \leq V \leq 2.4$ 가 되는 범위에서 사용하므로 WDM 광 결합기 제작시 본 논문의 결과를 이용하면 성능이 우수한 결합기를 만들수 있으리라 사료된다.

參 考 文 獻

1. B.S. Kawasaki, K.O. Hill, R.G. Lamont "Biconical-taper Single-mode fiber Coupler" Optis Letters. Vol 6, No. 7, pp. 327-328, 1981.
2. S.K. Sheem, T.G. Giallorenzi "Single-mode fiber-optical power divider:encapsulated etching technigue" Optics Letters. Vol 4, No. 1, pp. 29-31, 1979.
3. R.A. Bergh, G. Kotler, H.J. Shaw "Single-node fiber optic directional coupler" Electron Lettters, Vol 16, No. 7, pp. 260-261, 1980.
4. 강 민호, 송 관호 "광 공학 개론" 회중당 pp. 236-248, 1983.
5. John. Gowar "Optical Communication system," Prentice-Hall international Series in optoelectronics pp. 1 15-148, 1984.
6. S. Geckeler "Optical Transmission system" Artech House, Inc. pp. 109-116, 1987.
7. A.W. Snyder, W.R. Young "Modes of Optical Waweguides" J. Optical Society of America Vol. 68, No. 3, pp. 297-309, 1987.
8. A.W. Snyder, J.D. Love "Optical Waveguide theory" London, U.K. Chapman and Hall, pp. 640-646, 1983.
9. M. Abramowitz, I.E. Stegun "Handbook of Mathe matical Fuctions with Formulas, Graphs, and Mathe matical Tables" National Bureau of Standards, pp. 3 58-388, 880, 1972 /
10. R.G. Hunsperger "Integrated Optics:Theory and Technology" Springer Series in Optical Science Vol 33, pp. 111-114, 1982.
11. H.D. Rudolph, E.G. Neumann "Approximations for the eigx values of the fundamental mode of a Step indeh glass fiber Waveguide" Nachrichtentech, Z, 2, 9. pp. 38-9, 1976.



尹 星 鉉(Sung Hyun YUN) 正會員
1958年6月8日生
1984年:東亞大學校 電子工學科 卒業
1986年:東亞大學校 大學院 電子工學科 卒業
1987年~現在:東亞大 博士 課程



鄭 萬 永(Man Yung CHUNG) 正會員
1926年11月1日生
1948年8月:서울大學校 予科理甲卒
1952年3月:大阪大學通信工學科(工學士)
1960年10月:上記大學(工學博士)
1961年1月:遞信部工務局傳送課長
1962年8月:原子力研究所電子工學室長
1967年4月:科學技術研究所研究室長副 所長
1977年12月:電子·通信研究所長
1984年9月~現在:東亞大學校 教授