

論 文

# Graded Index 光纖維의 Mode Coupling Coefficient 決定에 關한 研究

正會員 李 鎬 俊\* 正會員 金 炳 贊\*\*

## A Study on the Determination of Mode Coupling Coefficient in Graded-Index Optical Fiber

Ho Joon LEE\*, Byung Chan KIM\*\* *Regular Members*

**要 約** 本 論 文 에 서 는 모 우 드 파 우 어 에 대 한 結 合 微 分 方 程 式 의 解 를 구 하 기 위 하 여 Fourier Transform 이 使 用 되 었 고, phasor 型 態 의 試 圖 解 를 使 用 하 여 세 개 의 모 우 드 結 合 係 數 方 程 式 을 誘 導 하 였 다. 이 모 우 드 結 合 係 數 理 論 은 다 른 著 者 들 에 의 해 제 안 된 理 論 을 包 含 한 다. 또 한 光 源 이 正 弦 函 數 에 의 하 여 變 調 되 는 경 우 에 도 이 式 이 잘 適 用 된 을 알 수 있 었 다. 實 驗 에 서 多 모 우 드 언 덕 型 屈 折 率 光 纖 維 의 모 우 드 結 合 係 數 는 正 弦 函 數 로 變 調 된 光 源 을 使 用 함 에 의 하 여 決 定 되 었 다.

**ABSTRACT** In this paper, the Fourier Transform is employed to solve the coupled differential equations of modal power and three equations of the mode coupling coefficient are derived using the phasor form trial solution. The theory of the mode coupling coefficient contains a few theories proposed by earlier authors. Also it is seen that in case the optical source is modulated by a sinusoidal function, this theory is applied as well. In experiment, the mode coupling coefficient is determined for a multimode graded-index fiber by using the optical source, which modulated by a sinusoidal function.

### I. 序 論

多 모 우 드 光 纖 維 의 傳 送 特 性 은 모 우 드 群 速 度 (modal group velocity), 모 우 드 損 失 (modal loss), 모 우 드 結 合 係 數 (mode coupling coefficient) 로 表 現 된 다. 따 라 서 모 우 드 結 合 係 數 는 重 要 한 要 素 이 며 또 한 損 失 과 帶 域 幅 (bandwidth) 을 豫 想 하 는 데 利 用 된 다<sup>(1)</sup>.

모 우 드 結 合 을 解 析 하 는 方 法 은 理 想 的 導 波 路 의 모 우 드 에 대 한 觀 點 에 서 波 動 結 合 方 程 式 을 誘 導 하 는 方 法<sup>(2)</sup> 과 local normal 모 우 드 의

\* 湖 西 大 學 通 信 工 學 科

Dept. of Telecommunication Engineering,  
Ho Seo College, Cheon An, 330, Korea.

\*\* 成 均 館 大 學 校 工 科 大 學 電 子 工 學 科

Dept. of Electronic Engineering, Sung Kyun Kwan  
University, Seoul, 110, Korea.

論 文 番 號 : 88-15 (接 受 1988. 2. 3)

觀點에서 誘導하는 方法<sup>(3)</sup>이 있다. 이러한 解析으로 多 모드 또는 單一 모드 光纖維에서 發生하는 모드 結合과 放射現象을 적어도 原理적으로는 說明할 수 있으나 모든 모드의 位相과 振幅이 波動 結合 方程式에 包含되기 때문에 實際의 光纖維에 適用하기는 어렵다. 그러나 大部分의 境遇 各 모드나 모드 群에 의하여 傳達되는 파워의 平均量을 아는 것으로 充分하기 때문에 平均파우어에 對한 結合 方程式<sup>(4)</sup>이 考案되었다.

모드 파워의 觀點에서 結合의 程度를 測定하는 方法에는 여러가지가 있는데 階段型 光纖維에서 Gambling et. al<sup>(5)</sup>은 結合係數를 常數로 보고 모드 損失  $\gamma$ 를  $\gamma = \gamma_0 + A\theta^2$ 로 表現하여 測定하였으며, Jeunhomme과 Pocholle<sup>(6)</sup>은 導波 모드(guided mode)에서 損失  $\gamma$ 를 영으로 放射 모드(radiation mode)에서는 무한대로 假定하였으며 또한 光纖維의 met microbending 損失을 알고 定常狀態에서 光파우어 分布를 測定함으로써 모드 結合係數를 決定하였다. Kawakami et. al<sup>(7)~(9)</sup>은 多 모드 光纖維의 모드 파워 波形간에 時間差(temporal difference)가 存在하는 原理에 根據하여 階段型 屈折率 光纖維에 對하여 모드 結合 係數를 測定하였으나 이때는 모드 群速度를 알아야 한다. Nagano et. al.<sup>(10)</sup>은 모드 光파우어 分布(modal power distribution: MPD)가 모드 結合과 모드 損失에 의하여 光纖維를 따라 서서히 變化하는 現象에 根據하여 測定하였으며 光纖維 人力에 가까운 地點과 出力點에서 光파우어 分布를 測定하여야 한다. 또한 Jeunhomme의 理論에 의하여는 bare光纖維와 cabling된 光纖維의 境遇에 대하여 모드 結合係數의 測定이 몇 件 報告<sup>(11, 12)</sup> 되었다.

本 論文에서는 파워 結合 方程式을 Fourier transform하고 trial solution을 假定함으로써 모드 結合係數를 求하는 式을 誘導하였다. 그리고 언덕型 光纖維에 대하여 모드 結合係數를 測定하는데 利用되는 모드 파워 分布를 計算하기 위하여 near field 패턴을 測定하였다. 光信號의 形態는 모드 파워 分布 計算

에 便利한 正弦函數를 利用하였으며 모드 結合係數 式에 包含된 모드 群速度는 언덕型 光纖維에 對하여 理論적으로 號想되는 값을 利用하여 모드 結合係數를 決定하였다.

## II. 結合係數 測定理論

多 모드 光纖維에서 導波 모드간에 임의의 結合을 가질때 모드 平均 파워의 傳達를 나타내며, 모드를 連續스펙트럼으로 表現한 파워 結合 方程式<sup>(1), (13)</sup>은

$$\frac{\partial P(m, z, t)}{\partial z} + \tau(m) \frac{\partial P(m, z, t)}{\partial t} = -[\gamma(m) P(m, z, t) + \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial m} \left[ mh(m) \frac{\partial P(m, z, t)}{\partial m} \right]] \quad (1)$$

이다. 여기서  $m$ 은 主 모드수(principal mode number)이고,  $\tau(m)$ 은  $m$ 번째 모드의 平均 遲延時間이고,  $\gamma(m)$ 은  $m$ 번째 모드群의 減衰率의 平均値이고,  $h(m)$ 은  $m+1$  모드群과  $m$  모드群사이의 結合에 對한 平均値이며, 또한  $0 \leq m \leq M(\alpha)$ 이다. 電力 結合 方程式의 解를 구하기 위하여 一般的으로 Laplace變換<sup>(13)</sup>이나 Fourier變換<sup>(14)</sup>을 使用한다.

Fourier變換을 式(1)에 適用하면

$$\frac{\partial \bar{P}(m, z, \omega)}{\partial z} = -[\gamma(m) + j\omega\tau(m)] \bar{P}(m, z, \omega) + \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial m} \left[ mh(m) \frac{\partial \bar{P}(m, z, \omega)}{\partial m} \right] \quad (2)$$

가 된다. 이 式의 解는

$$\bar{P}(m, z, \omega) = Q(m, z, \omega) \cdot \exp[-j\omega T(m, z, \omega)] \quad (3)$$

로 表現되며, 여기서  $Q(m, z, \omega)$ 는 모드 振幅 分布이며 減衰率이 包含된다.  $T(m, z, \omega)$ 는

$$T(m, z, \omega) = T_r(m, z, \omega) + \tau_o'(z, \omega) \cdot z \quad (4)$$

가 된다. 여기서  $\tau_o'(z, \omega) \cdot z$ 는 모든 모우드에 서 共通인 遲延時間이며, 모우드 間 相對 遲延時間은  $T_r(m, z, \omega)$ 로 表現되었다. 모우드 結合이 存在하지 않을때 單位 길이當 遲延時間  $\tau(m)$ 은  $\tau_o$ 와  $\tau_r(m)$ 의 合으로 表示되며 그림 1은 모우드 結合의 유무에 따라 相對遲延時間 分布를 나타낸다.

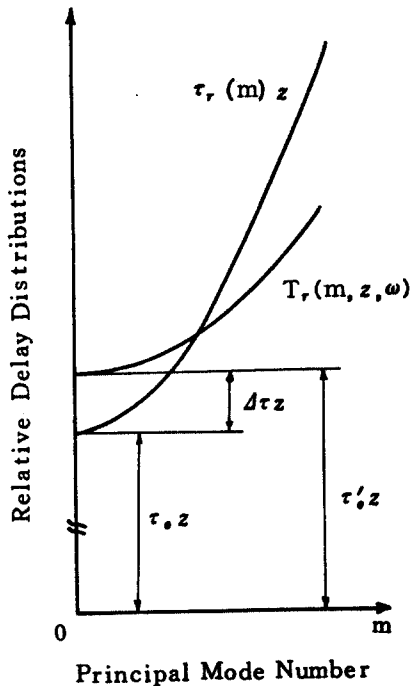


그림 1 主 모우드數에 대한 相對遲延時間  
Relative delay time versus principal mode number.

만일 모우드 結合이 存在하는 光纖維에서 定常狀態에 도달했다고 假定하면,  $Q(m, z, \omega)$ 는

$$Q(m, z, \omega) = Q'(m, \omega) \exp[-\lambda(\omega)z] \quad (5)$$

가 되며  $T(m, z, \omega)$ 는

$$T(m, z, \omega) = T_r'(m, \omega) + \tau_o'(\infty, \omega) \cdot z \quad (6)$$

로 表現된다. 여기서  $Q'(m, \omega)$ 는  $z$ 의 函數가 아니며 이때를 에너지分布 定常狀態(energy distribution steady state)라 하며,  $T_r'(m, \omega)$ 가  $z$ 의 函數가 아닌것을 動的平衡(dynamic equilibrium) 또는 時間遲延 定常狀態(temporal difference steady state)라 한다. 減衰率  $\lambda(\omega)$ 는 c.w. 固有置(eigen value)  $\lambda_o$ 와  $\omega$ 의 函數의 項으로 表現되고 定常狀態에서 모든 모우드에 共通인 遲延時間은  $\tau_o'(\infty, \omega) \cdot z$ 가 된다.

모우드 結合이 存在할때를 考慮하기 위하여 trial solution(3)을 모우드 結合 方程式(2)에 代入하고 이 式에서 實數部만 取하고  $\omega$ 가 0일 때, 즉 c.w.인 境遇에

$$\frac{1}{m} \left[ \frac{\partial}{\partial m} \left\{ m h(m) \frac{\partial Q}{\partial m} \right\} \right] = \left[ \frac{\partial Q}{\partial z} + \gamma(m) Q \right] \quad (7)$$

가 된다. 式(7)에서 모우드 結合係數를 計算하기 위하여  $Q(m, z, \omega)$ 가 必要하며 定常狀態에서 式(5)로 表示된다. 이 式은 c.w. 일때

$$Q(m, z, \omega) = Q_o(m) \exp[-\lambda_o z] \quad (8)$$

가 된다. 여기서  $\lambda_o$ 는 式(7)의 固有置 中 가장 작은 값이며 定常狀態 損失이다.  $Q_o(m)$ 은 定常狀態 파우어分布이다. 式(8)을 式(7)에 代入하여 모우드 結合係數  $h(m)$ 에 對하여 整理하면

$$h(m) = \frac{1}{m \partial Q_o / \partial m} \int_0^m [\gamma(m) - \lambda_o] Q_o m \, dm \quad (9)$$

이 되어 Jeunhomme과 Pochelle<sup>(6)</sup>에 의해 誘導된 式과 같다. 式(9)로 부터 모우드 結合係數 計算을 위하여 모우드 損失  $\gamma(m)$ 과 定常狀態 損失  $\lambda_o$ 가 要求되며 光纖維에 c.w. 光 信號를 入射시켜 定常狀態에서의 파우어分布  $Q_o$ 를 測定하여야 한다.

다음에 式(2)에 式(3)을 代入하여 虛數部를 취하고, 兩邊에  $Q$ 를 곱하여 整理하면

$$\frac{1}{m} \left[ \frac{\partial}{\partial m} \{mh(m)Q^2 \frac{\partial T}{\partial m}\} - \left\{ \frac{\partial T}{\partial z} - \tau(m) \right\} Q^2 \right] \quad (10)$$

으로 表示되며 式(10)을 모우드 結合係數h(m)에 대해 整理하면

$$h(m) = \frac{1}{mQ^2(m, z, \omega) \frac{\partial T(m, z, \omega)}{\partial m}} \times \int_0^m \left[ \frac{\partial T(m, z, \omega)}{\partial z} - \tau(m) \right] \cdot Q^2(m, z, \omega) m dm \quad (11)$$

이 된다. 만일 動的 平衡에 到達했다면 T(m, z, ω)는 式(8)과 같이 되어 光纖維 길이에 따라 相對 遲延時間 T, τ'가 變化하지 않는다. 따라서 光纖維 길이에 對한 遲延時間의 變化率은

$$\frac{\partial T(m, z, \omega)}{\partial z} = \tau_0'(\infty, \omega) \quad (12)$$

가 된다. 이러한 動的 平衡狀態 또는 時間差 定常狀態는 모우드 結合係數에 逆比例하는 距離 傳送後에 이루어지며 모든 모우드는 같은 遲延時間 τ<sub>0</sub>'를 갖는다<sup>(7), (8)</sup>. 이때 τ<sub>0</sub>'는

$$\tau_0' = \frac{\int_0^m \tau(m)Q^2(m, z, \omega) m dm}{\int_0^m Q^2(m, z, \omega) m dm} \quad (13)$$

이 된다. 式(12)를 式(11)에 代入하면 모우드 結合係數 h(m)은

$$h(m) = \frac{1}{mQ^2(m, z, \omega) \frac{\partial T(m, z, \omega)}{\partial m}} \times \int_0^m [\tau_0' - \tau(m)] Q^2(m, z, \omega) m dm \quad (14)$$

가 된다.

다음에 入力되는 光과우어의 形態가 에너지 信號인 境遇에 Q(m, z, ω), T(m, z, ω)는 각각 모우드 에너지 E(m)과 平均 到達時間(mean a-

rrival time) Γ(m)으로 표시된다. 따라서 光纖維 入力에 單一 光 펄스를 入射했을 때 모우드 結合係數 h(m)은

$$h(m) = \frac{1}{mE^2(m) \frac{\partial \Gamma(m)}{\partial m}} \times \int_0^m [\tau_0' - \tau(m)] E^2(m) m dm \quad (15)$$

과 같이 된다. 이 式은 Miyagi에 의해 誘導된 式과 같으며 그는 에너지와 Action을 먼저 定義하고 平均 到達時間에 對한 聯立 微分方程式을 電力結合 方程式으로부터 얻어냄에 의하여 式(15)를 誘導하였다. 또한 이 式을 계산하기 위하여 모우드 遲延時間이 必要하며, 모우드 에너지와 모우드 平均 到達時間을 알기위하여 受信된 펄스波形을 測定하여야 하는 어려움이 있다.

光纖維에 入射되는 信號가 正弦函數로 直接 光度變調(direct intensity modulation)시켰을 때 Fourier스펙트럼은 正弦函數의 周波數에서 크기가 振幅의 π배인 delta 函數와 ω가 0에서 크기가 時間平均값의 2π배인 delta 函數로 表現된다. 光纖維 終端에서 受光器에 의하여 電氣信號로 變換하고 增幅할 때 AC增幅器를 使用하여 直流成分을 除去한다면 Q(m, z, ω)와 T(m, z, ω)는 각각 正弦波의 振幅 Q(m)과 遲延時間 T(m)으로 表示된다. 따라서 모우드 結合係數는 式(14)로부터

$$h(m) = \frac{1}{mQ^2(m) \frac{\partial T(m)}{\partial m}} \times \int_0^m [\tau_0' - \tau(m)] Q^2(m) m dm \quad (16)$$

가 된다. 式(16)으로부터 모우드 結合係數를 계산하기 위하여 모우드 振幅 Q(m)과 遲延時間 T(m)을 測定하고 모우드 遲延時間 τ(m)을 理論式<sup>(15)</sup>

$$\tau(m) = \frac{N_1 L}{c} \left[ 1 + \frac{\alpha - 2 - \epsilon}{\alpha + 2} \Delta \left( \frac{m}{M} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \right]$$

$$+ \frac{3\alpha - 2 - 2\epsilon}{2(\alpha + 2)} \Delta^2 \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{4\alpha}{\alpha+2}} + 0(\Delta^3) \quad (17)$$

을 이용한다. 이 식은  $\alpha$  乘型 光纖維에서  $M$ 은 主 모우드數의 최대값,  $\Delta$ 는 屈折率差이고

$$N_1 = n_1 - \lambda \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} \quad (18)$$

$$\epsilon = \frac{-2n_1}{N_1} \left(\frac{\lambda}{\Delta}\right) \left(\frac{d\Delta}{d\lambda}\right) \quad (19)$$

이다. 여기서  $n_1$ 은 core의 屈折率의 최대값이다.

以上과 같이 모우드 結合이 存在하는 境遇 光信號의 Fourier變換을 假定함으로써 c.w.를 使用하고 에너지 分布 定常狀態에서 모우드 結合係數를 誘導하였으며, 單一 光 펄스를 光纖維에 入射시켰을때 時間遲延 定常狀態에서 모우드 結合係數를 誘導하였다. 또한 正弦函數를 光信號로 入射했을때 모우드 結合係數를 誘導하여 어떤 形態의 光信號를 使用하더라도 모우드 結合係數를 얻어낼 수 있도록 一般化한 理論을 展開하였다.

### III. NFP와 MPD

언덕型 屈折率 光纖維에서 모우드 電力分布를 求하기 위한 研究가 많은 著者들에 의하여 이루어 졌다. Piazzola<sup>(16)</sup>는  $\alpha$ 乘 屈折率 多 모우드 光纖維에서 NFP (near-field intensity pattern)를 測定함에 의하여 MPD (modal power distribution)를 計算하였으며, Grau<sup>(17)</sup> 등은 FFP (far-field intensity pattern)으로 부터 誘導하였다.

本 論文에서는 NFP를 測定하여 모우드 파워 分布를 計算하였으며 時間에 따라 光度가 正弦函數로 變化하는 境遇에 對하여 理論을 展開하였다.

NFP와 MPD의 關係식<sup>(16)</sup>은

$$P(m) = -2\pi \left(\frac{a}{V}\right)^2 \frac{a}{\alpha} \frac{1}{\left(\frac{r}{a}\right)^{\alpha-1}} \times \frac{dI(r)}{dr} \Big|_{r=a\left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{2}{\alpha+2}}} \quad (20)$$

이며, 여기서  $V$ 는 正規化 周波數이고,  $a$ 는 光纖維 半徑이고,  $I(r)$ 은 NFP이다.

光纖維에 入射되는 光信號가 正弦函數 일때 NFP와 MPD는 phasor로 表現될 수 있으며, 이것을 각각  $\bar{I}(r)$ 과  $\bar{P}(m)$ 으로 表示한다. 따라서 NFP  $\bar{I}(r)$ 과 MPD  $\bar{P}(m)$ 은

$$\bar{I}(r) = Q(r) \exp[-j\phi(r)] \quad (21)$$

$$\bar{P}(m) = Q(m) \exp[-j\omega T(m)] \quad (22)$$

이 되며 여기서  $Q(r)$ 을 near field 振幅 分布라 하고,  $\phi(r)$ 을 near field 位相 分布라 定義한다. 그리고  $Q(m)$ 은 모우드 振幅 分布라 하고,  $T(m)$ 은 모우드 遲延時間이라 定義한다. 式(21)과 式(22)를 式(20)에 代入하여

$$Q(m) = 2\pi \left(\frac{a}{V}\right)^2 \frac{a}{\alpha} \frac{1}{\left(\frac{r}{a}\right)^{\alpha+1}} \times \sqrt{Q'^2(r) + Q^2(r) \cdot \phi'^2(r)} \Big|_{r=a\left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{2}{\alpha+2}}} \quad (23)$$

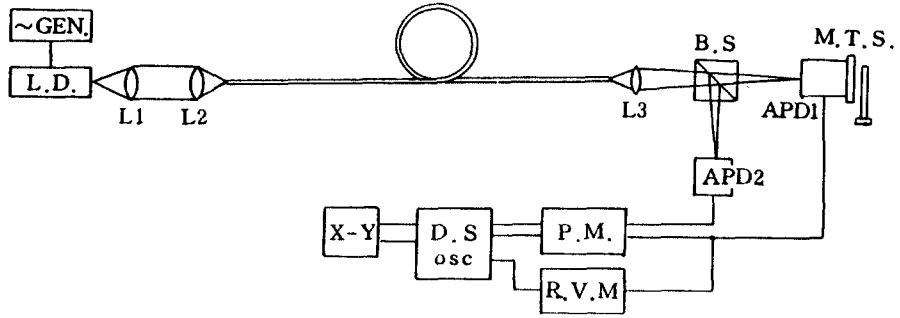
$$T(m) = \frac{1}{\omega} \left[ \phi(r) + \tan^{-1} \frac{Q(r) \phi'(r)}{Q'(r)} + \pi \right]_{r=a\left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{2}{\alpha+2}}} \quad (24)$$

를 얻는다.

언덕型 光纖維에서 near field를 scan함에 의하여 바로 모우드 파워어 分布를 얻을 수 없기 때문에 式(23)과 式(24)를 使用하여 求한다.

### IV. 實驗 方法 및 結果

언덕型 光纖維의 모우드 結合係數를 測定하



- L1-L3 : Microscope Objective Lens
- B.S. : Polarized Beam Splitter
- M.T.S. : Motorized Translation Stage
- ~ GEN. : Sine Wave Generator
- L.D. : Laser Diode Drive Unit
- A.P.D. : Avalanche Photo Diode
- P.M. : Phase Meter
- R.V.M. : RMS Voltmeter
- D.S. osc : Digital Storage Oscilloscope
- X-Y : X-Y Recorder

그림 2 實驗裝置圖  
Experimental setup.

기 위한 시스템 구성은 그림 2와 같다. 시스템은 크게 나누어 광학장치와 전자장치로 나누어지며 광학장치는 laser를 광섬유에 결합시키기 위한 부분과 광섬유 끝단의 near field 패턴을 확대하는 부분으로 되어있고 전자장치는 10MHz의 정현신호로 laser를 구동하기 위한 부분과 기준파에 대하여 near field를 scan하여 얻어지는 파와의 위상차와 진폭을 저장하였다가 plot 하는 부분으로 구성된다.

실험에 사용된 laser 다이오드는 NDL 3108로서 발진 중심 파장이  $0.85\mu\text{m}$  이고, 광출력이 8.0 mW인 연속 발진형을 사용하였으며, 구동 회로에는 자동 광파워 제어 회로를 추가하였다. 광 수신기에 사용된 광 다이오드는 NDL1202 실리콘 APD이며, 전달 임피던스 증폭기를前置 증폭기로 사용하였다. 정현 함수로 광도 변조된 laser 출력을 광섬유에 결합하기 위하여  $L_1$ 은 배

율이 20이고,  $L_2$ 는 배율이 10인 현미경 대물렌즈를 사용하였다. 광섬유는 금성 광통신에서 제조된 직경  $50\mu\text{m}$ 의 언덕형을 사용하였고, 감쇠율은  $0.85\mu\text{m}$ 에서  $2.61\text{dB/km}$ ,  $\epsilon$ 는 0.05,  $N_1$ 은 1.468,  $\alpha$ 는 1.94,  $\Delta$ 는 1.019, N. A.는 0.21, 길이는 1 km이다. 광섬유의 출력 NFP를 관측하기 위하여 배율이 60인 현미경 대물렌즈  $L_3$ 로 약 77배 확대하였다. 이 패턴은 서보 모터를 사용하여 약  $100\mu\text{m/s}$ 의 균일한 속도로 이동하는 광 수신기에 의하여 스캔되었다. 그림 3 - (a)는 광 송신기의 변조 신호이며 (b)는 APD 1로 수신한 파형이다. 이 수신된 신호는 진폭을 측정하기 위하여 실험 장치 전압계에 입력하였고 위상을 측정하기 위하여 위상계의 채널 A에 입력하였다. 또한 위상의 기준 신호는 비임 splitter에 의하여 나누어진 빛을 APD 2가 연결된 수신기로 검출하여 위상계 채널 B에 입력하여 위상

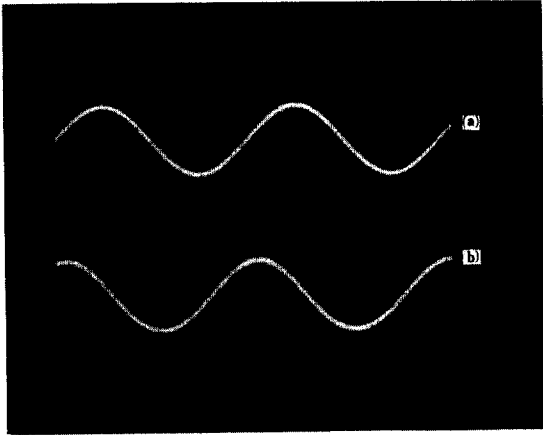


그림 3 - (a) 光 送信器의 變調 信號 (1V/div, 0.02 μs/div)  
(b) 光 受信器의 出力 信號 (20mV/div, 0.02 μs/div)

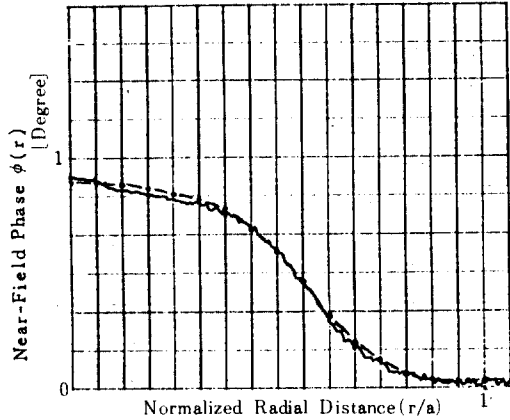


그림 5 Near-field 位相 分布  
Near-field phase distribution.

差 B-A로 測定하였다.

NFP를 스캔함에 따라 測定된 振幅과 位相은 각각 實效 電壓計와 位相計로 出力되며 이 信號를 디지털 storage 오실로스코프에 저장하였다가 차트 記錄計에 出力하였다.

測定된 near field 振幅의 相對値와 near field 位相은 그림 4와 5에서 實線으로 表示하고 있다. 그리고 實驗 오차를 減少시키기 위하여 near-field 振幅의 實驗 데이터를 近以曲線

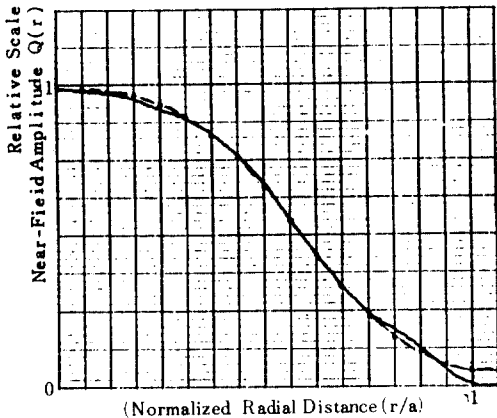


그림 4 Near-field 振幅 分布  
Near-field amplitude distribution.

$$Q(r) = q_a \frac{\exp\left[-\left(\frac{r}{q_e}\right)^2\right]}{1 + \left(\frac{r}{q_t}\right)^{p_a}} \quad (25)$$

에 fit하였다. 最小自乘法을 利用하여

$$q_a = 1, \quad q_e = 8.524, \quad q_t = 5.479, \quad q_0 = 5.245 \quad (26)$$

를 얻었으며 그림 4에 이 값에 의한 曲線을 點으로 表示하고 있다. Near field 位相도

$$\phi(r) = p_a \frac{\exp\left[-\left(\frac{r}{q_e}\right)^2\right]}{1 + \left(\frac{r}{p_t}\right)^{p_a}} \quad (27)$$

에 近以하였으며

$$p_a = 1.36, \quad p_e = 6.94, \quad p_t = 4.96, \quad p_0 = 8.397 \quad (28)$$

를 얻었으며 그림 5에서 點으로 表示하고 있다.

이 near field 振幅 Q(r)과 位相 φ(r)에서 모우드 振幅 分布 Q(m)과 모우드 遲延時間 T(m)을 求하기 위하여 式(23)과 (24)를 利用하였다. 計算 結果는 그림 6과 7에 나타냈다.

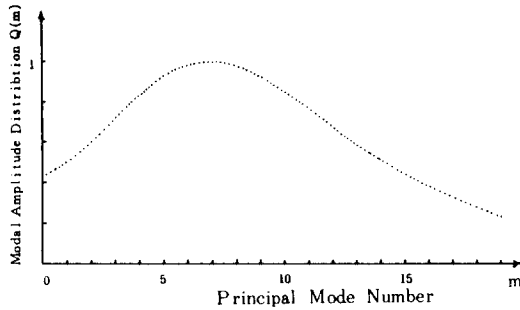


그림 6 모우드 振幅 分布  
Modal amplitude distribution.

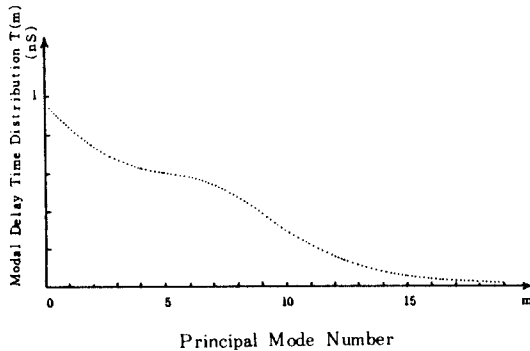


그림 7 모우드 遲延時間 分布  
Modal delay time distribution.

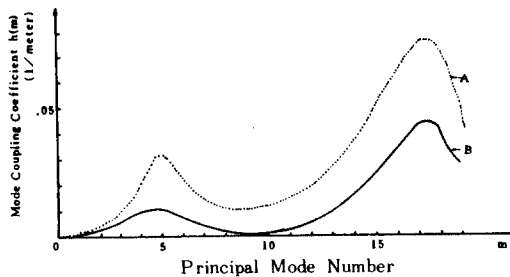


그림 8 모우드 結合係數  
Mode coupling coefficient.

動的平衡狀態가 이루어졌다고 假定하였을때 式(16)을 利用하여 모우드 結合係數를 計算할 수 있고, 이것을 式圖 모우드 結合係數라 하며 그림 8에 點으로 나타내었다. 그러나 이 結果는 動的平衡狀態를 假定하였으므로 컴퓨터 시뮬레

이션을 利用하였다. m과 z의 微分 方程式(10)을 M個의 聯立 方程式으로 바꾸면

$$\frac{\partial T_m}{\partial z} = \tau_m + \frac{Q_{m+1}}{Q_m} h_m (T_{m+1} - T_m) - \frac{m}{m+1} \frac{Q_{m-1}}{Q_m} h_{m-1} (T_m - T_{m-1}) \quad (29)$$

이 되며 誘導過稿은 附錄에 첨가하였다. 이 式에서  $\tau_m$ ,  $Q_m$ ,  $T_m(L)$ 은 아는 값이거나 測定된 값이며 모우드 파워 比가 光纖維 內에서 傳送되는 동안 크게 變하지 않기 때문에 式(29)로부터  $T_m(Z) = T(m, Z)$ 에 對한 聯立 線型 微分 方程式을 풀 수 있다. 모우드 結合係數가 주어졌을때 數值積分에 의해서 入力으로부터 任意의 距離 떨어진 地點에서  $T_m(Z)$ 를 計算할 수 있다. 따라서  $h(m)$ 을 적절히 選擇함에 의하여  $Z = 1$  [km]에서 實驗으로 얻어진 時間遲延  $T_m^{(e)}$ 를 數值解  $T_m(L)$ 과 같게 할 수 있다.

$Z = 0$ 에서  $T_m(Z) = 0$ 이며 數值積分을 위하여 Gill係數를 利用한 Runge-Kutta 方法이 使用되었고  $\Delta z$ 는 2m로 하였다. 먼저 動的 平衡 狀態에서 求한  $h_m^{(0)}$ 를 利用하여 光纖維 길이 1 km에서의  $T_m$ 을 計算하고 다음에 모우드 結合 係數를 修正하기 위하여

$$d_m = \frac{T_{m+1} - T_m}{T_{m+1}^{(e)} - T_m^{(e)}} \quad (30)$$

을 定義하였다. 修正된 모우드 結合係數  $h_m^{(1)}$ 은

$$h_m^{(1)} = d_m \cdot h_m^{(0)} \quad (31)$$

가 된다. 다시 式(29)에 의하여 모우드 遲延時間을 얻을 수 있고 또 式(31)에 의해  $h_m$ 을 計算하는 反復的 計算으로  $d_m$ 이 1%이내의 誤差를 가질때 計算을 끝내도록 하였으며 이때 모우드



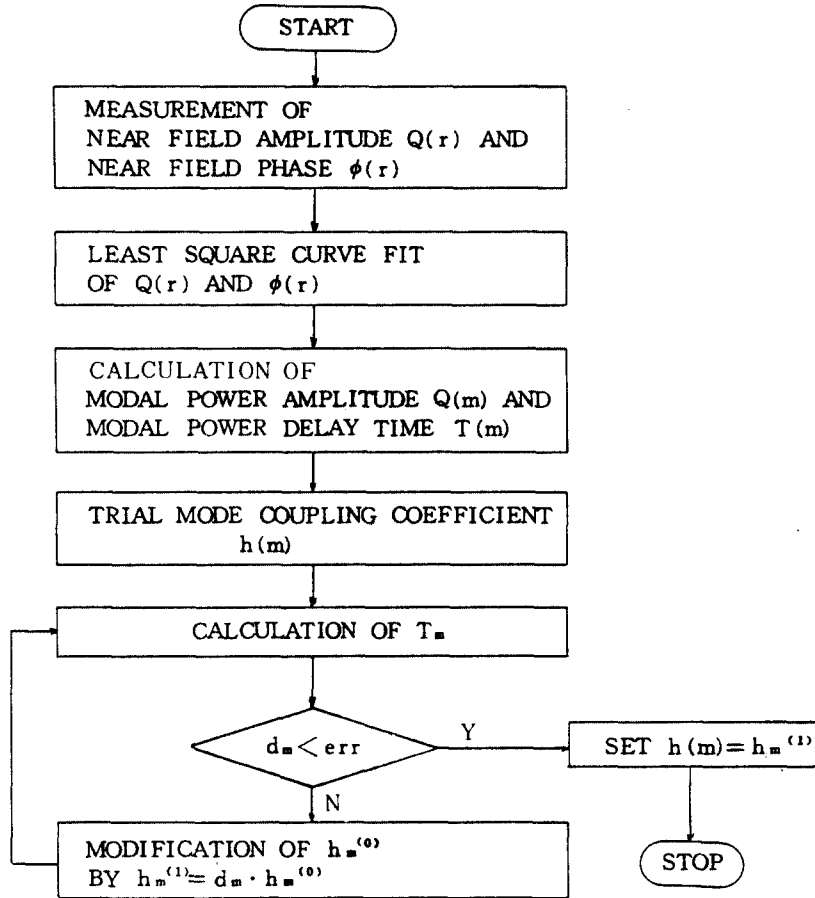


그림 9 모우드 결합 계수를 구하기 위한 flow chart  
Flow chart to obtain the mode coupling coefficient.

결합계수  $h_m$ 이 얻어진다. 이 계산의 flow-chart는 그림 9와 같다. 결과는 그림 8에서 직선으로 나타냈다. 동적의 평형상태를假定하고求한 모우드 결합계수와는 差異가 있으며 이것은 1 km 傳送後 동적의 평형에 到達되지 않았음을 意味한다. 主 모우드 數가 4 까지 增加됨에 따라 모우드 결합계수는 增加하고 主 모우드 數 10까지는 減少하다가 다시 增加하는 것을 알 수 있다. 이것은 低次 모우드 보다 高次 모우드가 코어-클래딩 境界不均一에 더 敏感하다고 볼 수 있다.

定常狀態 far-field 測定에 의한 方法<sup>(6)</sup>은 光信號로 c. w. 를 使用하기 때문에 簡便하나 모우드

損失係數의 理論的 使用이 困難하여 導波 모우드에서는 영, 放射 모우드에서는 無限帶라 假定하였기 때문에 모우드 결합계수 計算에 正確度가 떨어진다. 그리고 언덕型 光纖維의 境遇에 모우드 時間差 測定에 의한 方法<sup>(7)~(9)</sup>에 의하여 모우드 결합계수를 計算할 때 모우드 파워 分布는 NFP나 FFP로 부터 얻어지는데 이 때 光信號로 펄스를 使用하기 때문에 모우드 파워 分布의 計算이 困難하나 光信號로 正弦 函數를 使用하였을 때 簡短히 計算되는 것을 알 수 있었다.

本 論文에서 研究된 方法은 階段型 光纖維나

언덕型 光纖維에서 모두 測定可能하며 모우드 遲延時間으로 理論式을 適用하나 理論式 內의 모든 파라미터는 實際 測定한 값을 使用함으로써 正確性을 維持하였고 光纖維 終端에서 動的 平衡에 到達되지 않았을 때에도 computer simulation을 使用하여 正確한 모우드 結合係數를 計算할 수 있었다.

### V. 結 論

本 論文에서는 파워 結合 方程式에 Fourier 變換을 하여 얻어지는 微分方程式에 試圖解를 代入함으로써 이미 報告된 두 理論을 모두 包含하여, 光信號를 正弦函數로 했을때도 適用된다.

모우드 結合係數를 實驗을 通하여 測定하기 위하여 언덕型 光纖維를 使用하였고 光信號는 아직 報告되지 않은 正弦函數를 使用하였다. 모우드 振幅, 遲延時間 分布는 NFP로부터 計算하였다.

이 方法에 의하여 決定된 모우드 結合係數는 모우드 마다 獨立이며 一般적으로 低次 모우드 보다 高次 모우드에서 係數값이 커지는 것을 알 수 있었다. 모우드 結合係數 測定으로 多 모우드 光纖維 通信 시스템 設計와 光纖維 製造에 많이 利用되리라 본다.

### 附 錄

모우드 結合은 選擇法則에 의하여 隣接 모우드 群 사이에서 주로 發生된다. 이때 主 모우드 數  $m$  이 不連續일때 모우드 結合 方程式은 周波數 영역에서 光纖維 軸을 따라 위치  $z$  의 函數 로서

$$\frac{\partial \bar{P}_m}{\partial z} + j\omega \tau_m \bar{P}_m = -\gamma_m \bar{P}_m + h_m (\bar{P}_{m+1} - \bar{P}_m) - \frac{m}{m+1} h_{m-1} (P_m - P_{m-1}) \quad (A-1)$$

로 表示된다<sup>(18)</sup>. 또한 이 式은 모우드 數  $m$  을 連

續이라 假定할때 擴散 方程式(2)가 된다. 式(A-1)의 解를

$$\bar{P}_m = Q_m \cdot \exp[-j\omega T_m] \quad (A-2)$$

라 假定하고, 이 式을 式(A-1)에 代入하여 虛數部를 취하면

$$\omega Q_m \left( \frac{\partial T_m}{\partial z} - \tau_m \right) = h_m Q_{m+1} \sin[\omega(T_{m+1} - T_m)] - \frac{m}{m+1} h_{m-1} Q_{m-1} \sin[\omega(T_m - T_{m-1})] \quad (A-3)$$

이 되며 隣接 모우드 間에 遲延時間의 차는 상당히 작기 때문에  $\sin[\omega(T_{m+1} - T_m)] \approx \omega(T_{m+1} - T_m)$ ,  $\sin[\omega(T_m - T_{m-1})] \approx \omega(T_m - T_{m-1})$  이 되어 式(A-3)은 式(29)와 같이 된다.

### 參 考 文 獻

- (1) R. Olshansky, "Mode Coupling Effects in Graded-Index Optical fibers", Applied Optics, Vol. 1, No. 4, pp. 935-945, 1975.
- (2) D. Marcuse, "Coupled Mode Theory of Round Optical Fibers", B. S. T. J., Vol. 52, No. 6, pp. 817-842, 1973.
- (3) A. Snyder, "Mode Propagation in a Nonuniform Cylindrical medium", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, MTT-19, No. 4, pp. 402-403, 1971.
- (4) D. Marcuse, "Derivation of Coupled Power Equation", B. S. T. J., Vol. 51, No. 1, pp. 229-237, 1972.
- (5) W. Gambling, D. Payne and H. Matsumura, "Mode Conversion Coefficients in Optical Fiber", Appl. Opt., Vol. 14, pp. 1538-1542, 1975.
- (6) L. Jeunhomme and J. Pocholle, "Angular Dependence of the Mode-Coupling Coefficient in a Multimode Optical fiber", Electron. Lett., Vol. 11, pp. 425-426, 1975.
- (7) S. Kawakami, "New Principle to Measure Loss and Mode-Conversion Parameters of Multimode Fibers", Electron. Lett., Vol. 13, pp. 706-707, 1977.
- (8) M. Miyagi, S. Kawakami, M. Ohashi and S. Nishida, "Measurement of Mode-Conversion Coefficients and Mode-Dependent Losses in a Multimode Fiber", Appl. Opt., Vol. 17, pp. 3238-3244, 1978.

- (9) K. Kitayama and M. Ikeda, "Mode Coupling Coefficient Measurements in Optical fibers", Appl. Opt., Vol. 17, pp. 3979-3983, 1978.
- (10) Nagano and S. Kawakami, "Measurements of Mode Conversion Coefficients in Graded-Index fibers", Appl. Opt., Vol. 19, pp. 2426-2434, 1980.
- (11) M. Ohashi, K. Kitayama and S. Seikai, "Mode Coupling Effects in a Graded-Index Fiber Cable", Appl. Opt., Vol. 20, pp. 2433-2438, 1981.
- (12) K. Nagano and S. Kawakami, "Mode Conversion Coefficients in Graded-Index Fibers with Various Fiber-Coating Schemes: Measurements", Appl. Opt., Vol. 21, pp. 542-546, 1982.
- (13) D. Gloge, "Impulse Response of Clad Optical Multimode fiber", B. S. T. J., Vol. 52, No. 6, pp. 801-816, 1973.
- (14) G. Cancellieri and P. Fantini, "Frequency Dependent Steady-State Distribution of Optical Power in Multimode Fibers", Opt. and Quan. Electron., Vol. 13, pp. 229-239, 1981.
- (15) R. Olshansky and Donald B. Keck, "Pulse Broadening in Graded-Index Optical Fibers", Appl. Opt., Vol. 15, No. 2, pp. 483-491, 1976.
- (16) S. Piazzola and G. de Marchis, "Analytic Relations Between Modal Power Distribution and Near-Field Intensity in Graded-Index Fibers", Electron. Lett., Vol. 15, pp. 721-722, 1979.
- (17) G. Grau and O. Leminger, "Relations Between Near-Field and Far-Field Intensities, Radiance and Modal Power Distribution of Multimode Graded-Index Fibers", Appl. Opt., Vol. 20, pp. 457-459, 1981.
- (18) K. Kitayama, S. Seikai and N. Uchida, "Impulse Response Prediction Based on Experimental Mode Coupling Coefficient in a 10-Km Long Graded-Index Fiber", IEEE J. Quan. Electron., Vol. 16, pp. 356-362, 1980.



李 鎬 俊 (Ho Joon LEE) 正會員  
 1955年 8月21日生  
 1978年 2月: 成均館大學校 電子 工學科 卒業 (工學士)  
 1980年 2月: 成均館大學校 大學院 電子 工學科 卒業 (工學碩士)  
 1980年 3月~1983年 6月: 陸軍士官學校 電子科專任 講師  
 1987年 2月: 成均館大學校 大學院電子 工學科 卒業 (工學博士)  
 1987年 3月~現在: 湖 西大學 通信工學科 助教授



金 炳 贊 (Byung Chan KIM) 正會員  
 1923年 10月23日生  
 1947年 8月: 國立서울大學校 工學大學 電 氣工學科 卒業  
 1955年 9月~1966年 7月: 國立 慶北大學 校 教授  
 1960年~1962年 12月: Denmark 原子力 研究所 電子工學研 究室에서 研究  
 1968年 7月~1969年 6月: Manchester 理工大學 (UMIST) 大 學院에서 電子工學 研究  
 1966年 7月~現在: 成均館大學校 電子工學科 教授  
 1983年 2月~1987年 2月: 成均館大學校 副總長 歷任