

광섬유 공진고리간섭계 제작 및 공진 특성 연구

Investigation of Resonance characteristics and Fabrication of Optical Fiber Resonant Ring Interferometer

김희중*, 백성환, 이영욱, 김영덕

서강대학교 물리학과

이상배

한국 과학 기술 연구원 응용광학실

이현재

한국 표준 연구소 음향, 진동 연구실

홀결모양(Single Mode) 광섬유를 써서 조절되는 굽진 락짓계를 제작해서 이를 이용해 광섬유 공진고리 간섭계를 구성하였다. 광원으로 He-Ne 레이저의 빛살(0.6328 μ m) 를 간섭계의 팔(Arm)에 입사시키고, 광섬유 고리에는 삼각파를 함수 발생기로 P.Z.T를 써서 가할 때 출력 끝에서 나오는 빛살의 공진 특성 및 주파수 분포를 조사하였다. 또한, 빛살이 입사되는 광섬유 팔에 편각 조절기를 부착해서 편각 변화에 따른 공진 현상의 변화를 조사하였다.

I. 서론

광섬유를 사용한 회전 감지기의 연구 진전에 따라 수동형 광섬유 공진고리 간섭계가 개발되었으며 공진 특성을 향상시키는 실험도 병행해서 발전되어 왔다. 최근에는 광섬유의 특징인 위상차집과 복굴절에 의한 광섬유 공진고리 간섭계 및 광섬유 Fabry-Perot 간섭계에서의 편각 변화에 대한 출력의 변화에 대해 활발히 연구가 되고 있다.

이 논문에서는 홀결모양 광섬유로 조절되는 굽진 락짓계를 제작해 공진고리 간섭계를 구성하였으며 이를 이용하여 공진현상을 광다이오드와 오실로스코프를 써서 관측하였으며, 분광분석기(Spectrum Analyzer)를 써서 주파수 분포를 조사하였다. 또한 우리가 제작한 편각 조절기로 광섬유에 입사하는 광원의 편각을 조절하여 편각 변화에 대한 공진 현상의 변화를 관측하였다.

이 논문의 전개는 II절에서는 홀결모양 광섬유 공진고리 간섭계의 공진현상에 대해 도파되는 빛살이 락짓계에서 결합세기 손실 및 세기 결합계수, 광원의 시간결맞음에 대한 함수로 조사하였고, 공진 현상이 편각조절에 따라서 어떻게 변화하는가를 본 실험과 유사한 모델을 적용하여 조사하였다. III절에서는 실험방법과 장치에 대하여 설명하였고, IV절에서는 결과 및 논의, V절에서는 결론을 서술하였다.

II. 이론

(1) 홀결모양 광섬유 공진고리 간섭계

(Single Mode Fiber-Optic Resonant Ring Interferometer)

홀결 모양 광섬유를 써서 조절되는 굽진 락짓계를 제작해 공진고리 간섭계를 그림 1과 같이 구성하였다. 공진고리 간섭계 한쪽팔(Arm)①로 입사되는 빛살을

$$E_1 = E_0 e^{-i(\omega_0 t + \phi(t))} \quad (1)$$

라 하자. 여기서 E_0 는 임의의 진폭, ω_0 는 각진동수, $\phi(t)$ 는 임의의 위상요동이다. 빛살이 광섬유 공진고리 간섭계를 한번 회전할때 ①로부터 ④로 나오는 빛살은 $iE_1((1-\gamma_0)K)^{1/2}$ 이고 ①로부터 ③로 나오는 빛살은 $E_1((1-\gamma_0)(1-K))^{1/2}$ 이다. 또한 ②로부터 ③으로 나오는 빛살은 $iE_2((1-\gamma_0)K)^{1/2}$ 이고 ②로부터 ④로 나오는 빛살은 $E_2((1-\gamma_0)(1-K))^{1/2}$ 이다.

여기서 $E_2 = E_0 e^{-\alpha_0 L + i\omega_0 \tau}$, α_0 는 고리에서의 진폭감쇠계수, $\tau = nL/c$ 로서 고리단 한번 회전시 걸리는 시간이고, n 은 광섬유 코어(core)의 굴절률이고, c 는 진공에서의 빛의 속도이고, K 는 굽진 락짓계에서 세기결합계수, γ_0 는 도파되는 빛살의 락짓계에서 결합세기 손실이다.

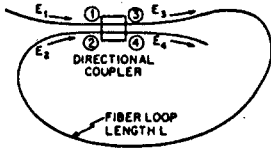


그림 1 광섬유 공진고리 간섭계

입사 빛살이 광섬유 고리를 여러번 회전한 후 출력 끝으로 나오는 빛살은 아래와 같이 표현된다.

$$E_4 = E_{0e} \begin{matrix} -i(\omega_0 + \phi(t)) & -a_0L + i\omega_0\tau \\ i((1-\gamma_0)K)^{1/2} + E_{3e} & \end{matrix} \cdot \begin{matrix} (1-\gamma_0)(1-K)^{1/2} \\ \\ \\ \\ \\ \end{matrix}$$

$$= E_{0e} \begin{matrix} -i(\omega_0 + \phi(t)) \\ -i(\omega_0(t-\tau) + \phi(t-\tau)) \\ -a_0L \\ -i(\omega_0(t-2\tau) + \phi(t-2\tau)) \\ -a_0L \end{matrix} \cdot \begin{matrix} i((1-\gamma_0)K)^{1/2} \\ i((1-\gamma_0)(1-K))^{1/2} \\ (1-\gamma_0)(1-K)^{1/2} \\ i((1-\gamma_0)(1-K))^{1/2} \\ i((1-\gamma_0)K)^{1/2} \cdot e^{a_0L} \\ i((1-\gamma_0)(1-K))^{1/2} \end{matrix} + \dots \quad (2)$$

(2) 식에서 $A = (1-\gamma_0)^{1/2}$, $M = (1-\gamma_0)e^{-a_0L}$, $B = (1-K)^{1/2}$
 $\alpha = e^{-a_0L + i\omega_0\tau}$, $C = i\sqrt{K}$ 라 하면 (2)식은 아래와 같이 표현된다.

$$E_4 = AE_1 \left[C + AB^2 \alpha \sum_{n=1}^{\infty} (AC\alpha)^{n-1} e^{i(\phi(t) - \phi(t-n\tau))} \right] \quad (3)$$

여기서 $\phi(t)$ 는 입사빛살의 분광 확산(Spectrum Broadening) 이 로렌츠 형태(Lorentzian Form)라면 위상 함수 $e^{i\phi(t)}$ 는 지수함수적으로 감소하는 상관관계(Correlation)를 갖는다. 따라서 입사빛살의 시간적 결맞음(Temporal Coherence) δ 는

$$\delta = \langle e^{i\phi(t)} \cdot e^{-i\phi(t-\tau)} \rangle = e^{-\frac{\Delta\omega\tau}{\tau_{z0}}} \text{ 이다.}$$

(3)식에서 $|E_4/E_1|^2$ 을 구하면 아래와 같이 표현될수 있다.

$$\left| \frac{E_4}{E_1} \right|^2 = (1-\gamma_0) \left[1 - \frac{F}{1 - H \sin^2(\theta/2)} \right] \quad (4)$$

여기서 $F = (1-K)(1-M)(1-KM\delta^2)(1-KM)^{-1}(1-\delta\sqrt{KM})^{-2}$.

$$\theta = \omega_0\tau - \pi/2 = nL\omega_0/c - \pi/2,$$

$$H = 4\delta\sqrt{KM}(1+\delta\sqrt{KM})^{-2} \text{ 이다.}$$

만약 입사 빛살의 결맞음 $\delta = 1$ 이라면

$$F = (1-M)(1-K)(1+\sqrt{KM})^{-2}$$

$$H = 4\sqrt{KM}(1+\sqrt{KM})^{-2}$$

$$\theta = \omega_0\tau - \pi/2 \text{ 이고}$$

(4)식은 아래와 같이 표현된다.

$$\left| \frac{E_4}{E_1} \right|^2 = (1-\gamma_0) \left[1 - \frac{(1-M)(1-K)}{(1+\sqrt{KM})^2 - 4\sqrt{KM} \sin^2(\theta/2)} \right] \quad (5)$$

또한 결합최적조건(Optimal Coupling Condition)인 $M=K=K_r$ 을 고려하면 (5)식은 아래와 같이 표현된다.

$$\left| \frac{E_4}{E_1} \right|^2 = (1-\gamma_0) \left[1 - \frac{(1-K_r)^2}{(1+K_r)^2 - 4K_r \sin^2(\theta/2)} \right] \quad (6)$$

여기서 K_r 은 공명결합계수이다. 이것은 광섬유 고리간섭계에서 입사 빛살의 결맞음, $\delta=1$ 이고 굽진 락짓계에서 결합조건이 최적이고, $\theta=2q\pi+\pi$ (q 는 임의의 정수)일 때 최대 공진현상이 일어난다. 하지만 (4)식에서는 입사 빛살의 부분결맞음, $\delta < 1$ 이고, 결합최적조건이 성립하지 않을 때에도 도파되는 빛살의 락짓계에서 결합세기손실 γ_0 , 굽진락짓계에서 세기결합계수 K , 그리고 시간적 결맞음 δ 등을 변수로 광섬유 공진고리간섭계의 공진현상을 분석할수 있는 표현식이다. 그림 (2)는 이러한 변수에 대한 함수로서 $|E_4/E_1|^2$ 을 표현한 것이다.

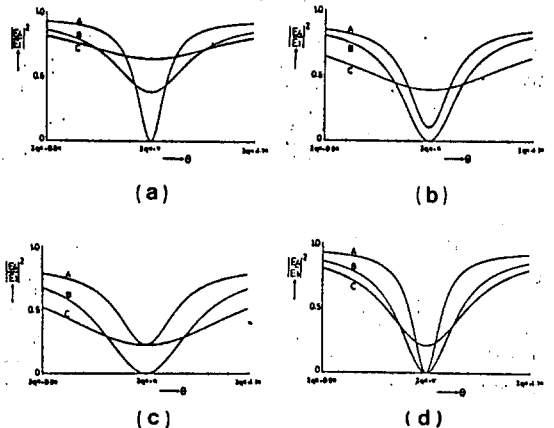


그림 2 (a) $\gamma_0 = 5\%$ 일때 (A) $K=95\%$ (B) $K=80\%$ (C) $K=60\%$
 (b) $\gamma_0 = 10\%$ 일때 (A) $K=95\%$ (B) $K=90\%$ (C) $K=60\%$
 (c) $\gamma_0 = 15\%$ 일때 (A) $K=95\%$ (B) $K=85\%$ (C) $K=60\%$
 (d) $\gamma_0 = 5\%$, $K=95\%$ 일때 (A) $\delta = 1$ (B) $\delta = 0.95$
 (C) $\delta = 0.90$

(2) 광섬유 공진고리 간섭계에서 편극변화에 따른 공진현상의 변화

(Polarization Effect in Optical-Fiber Resonant Ring Interferometer)

홀결모양 광섬유에서 실제 도파모양은 두개의 결모양이 되므로 복굴절과 편극모드 분산이 존재한다. 다시말해 광섬유는 굽힘이나 비틀림이 일어나면 광섬유내에서 도파하는 빛살의 편극특성이 변화하여 나타나게 된다. 이상적인 홀결모양 광섬유는 수직하게 편극된 두개의 도파 결모양이 존재하며 두 도파 결모양이 같은 위상속도로 도파되어 가므로 이때는 복굴절 효과가 없다. 그러나, 실제의 광섬유에는 두도파 결모양 사이에 위상속도가 다르고 선편광된 빛살이 광섬유에 입사되면 빛살은 광섬유 안에 갇히어 도파되므로, 일반적으로 타원편광이 되는 것이 선형 복굴절 때문이다.

그러므로 두성분의 광축에서 진행된 거리에 따른 시간차이가 광섬유내에서 주기적으로 변화하는 편광상태를 일으키며 두 성분의 위상이 어긋나므로 (Out of Phase) 편광상태가 점차로 변한다. 이러한 편광상태의 주기적인 변화는 광섬유 전 길이를 따라 계속되며 만일 선편광된 빛살이 광섬유에 입사되면 광섬유를 도파되어 나온 빛살은 선편광이 되어야하나 실제 외부의 섭동이 편광상태에 영향을 주므로 꼭 선편광이 되지는 않는다. 빛살의 전파방향과 수직인 평면에 서로 수직인 두 성분의 빛살 (field)이 그림 3과 같이 놓여 있다.

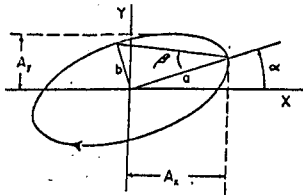


그림 3 타원 편광 빛살

여기서 Ax 는 전기장의 x 성분의 최대값이고, Ay는 y 성분의 최대값을 나타내며, 타원율은 tanβ, x축과 장축이 이루는 각은 α 이고,

$$|\arctan(Ay / Ax)| = R, \quad \gamma = \phi_y - \phi_x,$$

ϕ_y, ϕ_x 는 전기장의 y성분, x성분의 위상이며,

$$a = (1/2)\text{Arctan}[(\tan 2R)(\cos \gamma)]$$

$$b = (1/2)\text{Arcsin}[(\sin 2R)|\sin \gamma|]$$

이다.

HE₁₁ 결모양 빛살이 광섬유에 입사되어 도파되어 갈 때, 서로 수직인 두 편극상태의 빛살은 같게 분포한다. 그리고, 광섬유의 비등방성(anisotropy)에 의한 감쇄계수들을 무시하고, 그림4의 광섬유 고리에서 빛살이 회전하면 광섬유가 타원 복굴절(elliptical birefringence)

이 된다고 가정하여 이경로를 Jones 벡터로 표현하면 아래와 같다.

$$A = \begin{bmatrix} \cos^2 R e^{i\delta/2} + \sin^2 R e^{-i\delta/2} & \sin R \cos R (2i \sin \delta / 2) e^{-i\gamma} \\ \cos R \sin R (2i \sin \delta / 2) e^{i\gamma} & \cos^2 R e^{i\delta/2} + \sin^2 R e^{-i\delta/2} \end{bmatrix} \quad (7)$$

서로 수직인 편극 결모양 빛살 P₁과 P₂를 아래와 같이 놓자.

$$P_1 = \begin{bmatrix} \cos R e^{-i\gamma/2} \\ \sin R e^{i\gamma/2} \end{bmatrix} \quad P_2 = \begin{bmatrix} -\sin R e^{-i\gamma/2} \\ \cos R e^{i\gamma/2} \end{bmatrix} \quad (8)$$

(8)식에 (7)식을 적용하면,

$$A_1 P_1 = e^{i\delta/2} P_1, \quad A P_2 = e^{-i\delta/2} P_2 \text{의 관계}$$

가 있다.

이것은 편극 결모양 P₁과 P₂ 사이에 위상차 δ가 있음을 나타낸다.

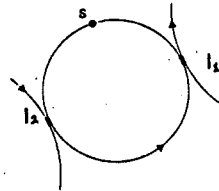


그림4 광섬유 공진고리 간섭계

I₁: 입력결합기, I₂: 출력결합기, S: 접합점

그림 4에서 굽진 꼭짓계의 진폭결합계수들 C, I₁과 I₂에서 투과계수들 b, I₁에서 입력 Jones 벡터들 P₀, A'를 I₁I₂ 광섬유로 빛살이 진행되었을 때의 Jones 벡터,

A''을 I₂I₁ 광섬유로 빛살이 진행되었을 때의 Jones 벡터라 하자. 여기서 A', A''은 A와 동일형의 행렬식이다.

I₂에서 빛살의 Jones 벡터 P는 아래와 같다.

$$P = C^2 e^{i\varphi'} A' \{ a + b^2 A' A'' e^{i(\varphi' + \varphi'')} + \dots \} P_0 \quad (9)$$

여기서 a는 임의의 상수, φ'과 φ''는 빛살이 I₁I₂와 I₂I₁을 진행할때 광섬유의 등방성(isotropy)에 의한 위상변화를 말한다. I₂로의 빛살의 세기 W는 W=P·P이다. 여기서 ·는 전치공액(transpose conjugate)이다.

$$W = C^4 P_0 \cdot g \cdot g P_0 \quad (10) \text{여기서 } g = a + b^2 A e^{i\varphi} + \dots \quad (11)$$

A=A' A''과 φ=φ'+φ''은 빛살이 한번 회전할때 광섬유에 의해 나타나는 양이다. g를 해석적으로 표현하기 위해 아래와 같이 표현한다.

$$P_0 = x_1 P_1 + x_2 P_2 \quad (12)$$

P₀의 빛살을 규격화 시키기 위해 x₁x₁*=cos²ν, x₂x₂*=sin²ν로 놓을 수 있다. 그리고 A의 고유값을 λ₁, λ₂라

하면 $\lambda_1 = e^{-i\delta/2}$, $\lambda_2 = e^{i\delta/2}$ 이다.

(11)식과 (12)식에서 $gP_0 = \chi_1 [1 + b^2 \lambda_1 e^{i\varphi} + \dots] P_1 + \chi_2 [1 + b^2 \lambda_2 e^{i\varphi} + \dots] P_2$ 이고 같호항은 등비급수이므로

$$gP_0 = \frac{\chi_1 P_1}{1 - b^2 \lambda_1 e^{i\varphi}} + \frac{\chi_2 P_2}{1 - b^2 \lambda_2 e^{i\varphi}} \quad \text{이다.} \quad (13)$$

(13)식을 (10)식에 넣어 계산하면,

$$V = \frac{C^4}{(1-b^2)^2} \left[\frac{\cos^2 \nu}{1 + (4b^2 / (1-b^2)^2) \sin^2(\varphi/2 + \delta/4)} + \frac{\sin^2 \nu}{1 + (4b^2 / (1-b^2)^2) \sin^2(\varphi/2 - \delta/4)} \right] \quad (14)$$

이다.

이제 ν 를 초기편극변수의 함수로 하기 위해 P_0 을 ρ 와 θ 의 함수로 아래와 같이 표시하자.

$$P_0 = \begin{bmatrix} \cos \rho e^{-i\theta/2} \\ \sin \rho e^{i\theta/2} \end{bmatrix}$$

(12)식을 각각의 성분들로 표현하면 $\cos^2 \nu$ 는 아래와 같이 표시된다.

$$\cos^2 \nu = \cos^2(\rho - R) - \sin 2\rho \sin 2R \sin^2[(\gamma - \theta)/2] = 0$$

일때 고전적인 빛살의 투과세기를 얻을 수 있으며 복굴절에 의한 위상의 항은 아래와 같이 표현된다.

$$\varphi = \frac{2\pi \Delta n \ell N}{V} \quad \delta = \frac{2\pi \delta(\Delta n) \ell N}{V}$$

여기서 ℓ 은 고리의 길이, V 는 광섬유 내에서의 빛살의 속도, Δn 은 광섬유의 복굴절, $\delta(\Delta n)$ 은 광섬유의 복굴절 요동, N 은 빛살의 주파수이다.

선편광된 빛살이 입사되고 결합계수가 $c^2 = 0.02$ 이며 락짓계에서 흡수가 없다고 하면 $c^2 + b^2 = 1$ 이다. 고리의 길이를 1μ , 파장이 6328\AA 에서 얻어진 비섭동(Unperturbed) 광섬유인 경우에 공명주파수를 N_0 라 하면 $N = N_0 + \Delta N$ 이다. 이러한 경우, 주파수차 ΔN 의 함수로 투과세기 V 의 변화를 그림 5에 나타내었다.

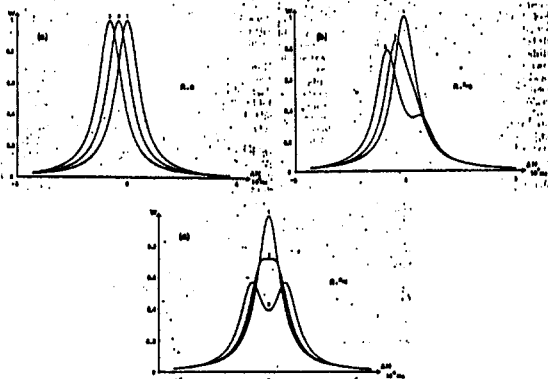


그림 5 (a) $R=0$ (b) $R = \pi/6$ (c) $R = \pi/4$ 일때

- 1번선, $\delta(\Delta n) = 0$
- 2번선, $\delta(\Delta n) = 2.5 \times 10^{-9}$
- 3번선, $\delta(\Delta n) = 5 \times 10^{-9}$

그림 6에서 굵직한 락짓계의 각 포트(port) j 에서 전기장 Jones 벡터는 아래와 같이 표현된다.

$$\vec{E}_j = [E_s, E_f]^T$$

여기서 E_s 와 E_f 는 광섬유의 slow속과 fast속에서의 전기장의 복소진폭이고, T 는 전치행렬을 나타낸다. 편극모드 사이의 결합이 락짓계에서만 일어난다고 가정하면 광섬유 고리의 영향은 아래와 같이 위상차만 있다.

$$F = e^{(-\alpha_0 + i\beta)L} \begin{bmatrix} e^{i\Delta\beta L/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta\beta L/2} \end{bmatrix}$$

여기서 α_0 는 광섬유의 진폭 감쇄 계수이고 L 은 고리의 길이, $\beta = (\beta_s + \beta_f)/2$, $\Delta\beta = \beta_s - \beta_f$, β_s 와 β_f 는 slow속과 fast속의 전파상수이다.

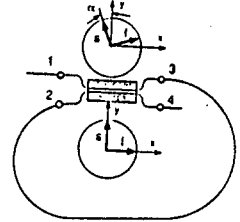


그림 6 큰 복굴절 광섬유의 공진고리 간섭계. s 와 f 는 slow속과 fast속, 락짓계에서 광섬유사이 결합이 일어날때 광섬유 속의 줄 맞추기 어긋나기 각 α

편극결 모양 빛살 사이에 분리(isolation)가 완전하고 복굴절이 큰 이상적인 광섬유로 제작된 락짓계를 고려하면, 투과 Jones 벡터와 결합 Jones 벡터는 아래와 같이 표현된다.

$$C_t = \begin{bmatrix} [(1-\gamma_s)(1-k_s)]^{1/2} & 0 \\ 0 & [(1-\gamma_f)(1-k_f)]^{1/2} \end{bmatrix}$$

$$C_c = \begin{bmatrix} i[(1-\gamma_s)k_s]^{1/2} & 0 \\ 0 & i[(1-\gamma_f)k_f]^{1/2} \end{bmatrix}$$

그러면 출력쪽에서 나오는 빛살은 모든항의 빛살 벡터 합으로 표현 함수 있다.

$$E_4 = (C_t A + \sum_{n=0} C_c F(A^{-1} C_c F)^n A^{-1} C_t A) E_1 \quad (15)$$

여기서 $A = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$ 이다.

(15)식 으로부터 빛살세기 $E_4^* E_4 / E_1^* E_1$ 을 계산할수 있다. 여기서 α 는 전치공역행렬이다. 입력 빛살이 slow

속을 따라 선편극 이고 $\phi=2\pi r$ 일때 빛살세기를 그림 7 에 나타낸다. 여기서 ϕ 는 광섬유에서 복굴절축 사이의 빛살의 위상 차이이다.

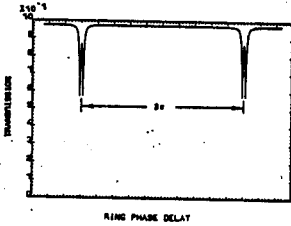


그림 7 광섬유 공진고리 간섭계의 편극 영향에 따른 공진 빛살세기의 이론적인 모양

III. 실험 장치 및 방법

공진고리 간섭계를 구성하기 위해 소자로서 조절되는 락짓계를 제작하였다. 광섬유는 York V.S.O.P 사 SM 600으로 중심(Core)굴절율이 1.4625 덧껍질(Cladding)의 굴절율이 1.4585이고, 중심지름은 4.7 μ m, 덧껍질의 지름은 100 μ m 이다. 6328 \AA 의 파장을 가진 빛살이 홀결모양으로 전파되며, 전파손실율은 9dB/km이다. 조절되는 락짓계는 보통 광분광기(beam splitter)의 기능과 동일한 것으로서 광섬유내에서 도파되는 빛살의 일부를 다른 광섬유 코어내로 스러지는 들(evanescent field)로서 전달을 한다. 광섬유의 덧껍질에서 스러지는 들은 지수적으로 감쇠함으로 두 광섬유 코어에서 전기들(field)이 결합하기 위해서는 두 코어가 충분히 접근되어야 한다. 그리고 제작방법은 유리 또는 석영판에 반경(0.1-1m)인 홈을 파고 광섬유를 정착시킨후 코어 근처까지 덧껍질을 연마(lapping)하고 고르기(polishing)을 한다. 이와같이 준비된 두개의 판을 결합시키고 그 사이에 덧껍질과 유사한 굴절율을 갖는 굴절율조정기름을 삽입한다. 이렇게 구성된 결합기는 손실이 적고 결합율을 원하는 대로 변화시킬 수 있으며 높은 결합율(>98%)을 갖는다. 구성된 실험 장치도는 그림 8 과 같다.

광섬유 입사팔(Arm)에는 편극 조절기를 설치 했으며 입사 빛살 앞단에는 Glan-Tomson 편극판과 10배 비율의 현미경 대물렌즈를 사용하였다. 광섬유 고리길이 2m로 이중 1m는 실린더형 P.Z.T에 감았다.

실린더형 P.Z.T에는 함수 발생기를 써서 삼각파를 가하였다. 출력모양의 변화를 광 다이오드로 받아 공진현상을 오실로스코프와 분광분석기(Spectrum Analyzer)로 조사하였다. 또한 편극조절기를 적절히 조절하여 편극변화에 따른 공진현상의 변화를 보았다.

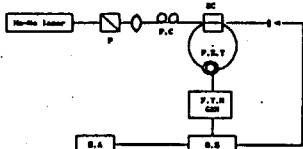


그림 8 공진현상을 관측하기 위한 실험장치도

- P: 선형편광자, P.C: 편극조절기
- DC: 락짓락짓계, P.Z.T: 압전소자
- F.T.N, GEN: 함수발생기, O.S: 오실로스코프
- S.A: 분광분석기

IV. 결과 및 논의

(1) 광섬유 공진고리 간섭계에서 공진 현상의 출력 모양

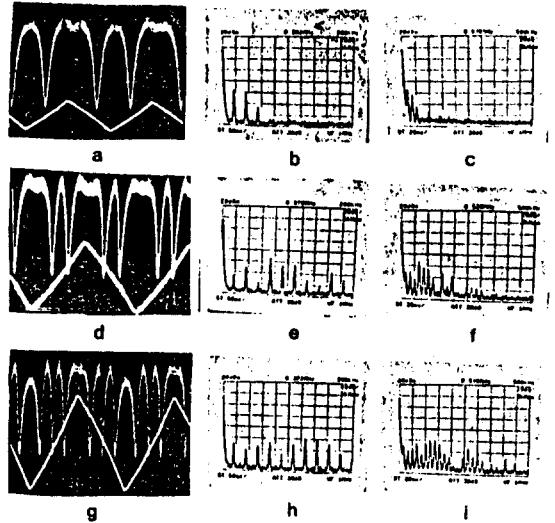


그림 9. 공진 고리 간섭계의 공진 현상 출력 모양 및 주파수 분포

(a) (d) (g) 는 P.Z.T 에 19 KHz의 삼각파를 가했을 때 진폭은 (a) 4V (d) 8V (g) 10V 이며, τ time은 10 μ s 이고 출력신호는 300 mV 이다. (b)(c)는 (a), (e)(f)는 (d), (h)(i)는 (g)의 주파수 분포이며 (b)(e)(h)는 20 KHz/Div, (c)(f)(i)는 50KHz/Div 이다.

P.Z.T에 함수 발생기로 19 KHz 삼각파를 약 4V 가해 주었을 때 공진 모양은 그림 9의 (a)이고, 삼각파의 진폭이 2 V 에서 공진 현상이 일어 남을 볼 수 있다. 이것은 P.Z.T에 감아준 광섬유의 길이를 함수 발생기로 삼각파를 P.Z.T에 가해서 변조시켜 주었을 때 광섬유에 도파되는 빛살의 경로가 변화되어 빛살의 위상이 공진 현상이 일어 나는 조건 ($\theta=2q\pi \cdot \pi$, q는 임의의 정수) 과 일치해서 나타난 것이다. 또한 도파되는 빛살이 락짓계에서 결합세기손실 γ_0 와 세기 결합 계수 K, 광원의 시간 결합율 δ 에 의해 공진 현상의 모양이 변화 하는 것을 식 4에서 알 수 있다.

(a)의 공진 현상은 그림 2와 일치한다. (d)와 (g)의 공진 현상은 P.Z.T에 삼각파 진폭을 증가시킴에 따라 나온 공진현상이며, 삼각파 진폭이 증가함에 따라 빛살의 위상이 공진 조건과 일치한 곳에서 공진 현상이 일어나게

되며 삼각파 진폭 2V, 4V, 6V 지점에서 1개, 2개, 3개 공진이 나타남을 알 수 있다. (b)(c)는 (a)공진현상에 대한 주파수 분포를 측정한 것이며 P.Z.T에 가해진 변조 주파수 19KHz의 조화주파수들로 이루어진 신호가 나옴을 알 수 있다. 또는 (e)(g)는 (d)의 주파수 분포이며 (h) (i)는 (g)의 주파수 분포이다. 즉 공진 현상이 일어나는 지점이 많아짐에 따라 P.Z.T에 가해진 변조 주파수 19 KHz의 조화 주파수들의 분포가 높은 주파수 쪽에서도 발견 됨을 알 수 있고 이러한 주파수 분포는 19 KHz ~ 약 300 KHz 에 분포되어 있다.

(2) 공진 고리 간섭계에서 편극 변화에 따른 공진 현상의 변화

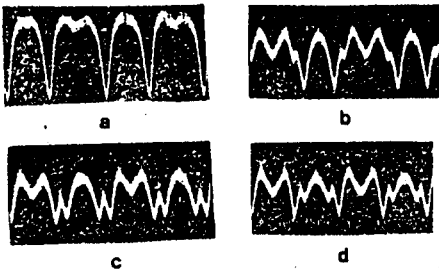


그림 10. 편극 변화에 따른 공진 현상 변화.

편극 변화에 따른 공진 현상을 보기 위해 광섬유 끝에 설치된 편극 조절기를 조절하여 나온 출력 모양이 그림 10 이다. 식 14 에서 주파수, R, 복굴절 요동 $\delta(\Delta n)$ 의 변화에 따른 공진 현상의 변화를 볼 수 있으며, 그림 5 에 나타내고 있다. 여기서 R은 편극 상태를 나타내며 $\delta(\Delta n)$ 은 복굴절의 요동을 나타낸다. 즉 편극상태와 $\delta(\Delta n)$ 에 따라 공진 현상의 변화가 나타나는 것이다. 또한 그림 7 은 본 실험과 동일한 공진 고리 간섭계에서 편극에 따른 변화 모양이다. 실험 결과는 그림 5, 그림 7 과 동일한 모양을 보여 주었으며, ㉠ ㉡ ㉢ ㉣ 의 순으로 편극조절기에 따라 공진 모양이 변화해 가는 일계를 보여 주었다. 이러한 실험 결과에 대한 분석은 좀 더 자세한 연구가 있어야 된다고 생각 된다.

V. 결 론

출력 모양 광섬유로 조절 가능한 광진 막짓계를 제작해 이를 이용해 공진 고리 간섭계를 구성하여 광섬유 고리에 탐수 발생기를 써서 P.Z.T 에 변조 신호를 가해 공진 현상을 관측하고 주파수 분포를 살펴 보았다. 또한 편극 조절기를 조절하여 광섬유에 도파되는 빛살의 편극을 변화시켜 공진 현상을 오실로스코프를 통해 편극 변화에 따라 변화는 모양을 조사 하였다.

광섬유 공진 고리 간섭계에서의 공진 현상은 광섬유를 이용한 자이로스코프(gyroscope), 광섬유 레이저 공

진기(Fiber-optic laser cavity), 광섬유 빛살 증폭기(Fiber-optic Amplifier) 등의 소자로 사용될 수 있으며, 레이저 다이오드의 주파수 안정화 및 비선형 광학의 연구에 사용 된다. 공진 현상의 특성 즉, Finess를 1000정도까지 향상시킬 수 있다면 주사 분광 분석기(Scanning Spectrum Analyzer)에도 사용이 가능하다. 또한 입사 빛살의 편극 변화에 대한 공진 현상의 변화는 광섬유를 이용한 감지기에 적용할 수 있으며, 이 현상에 대한 자세한 연구가 앞으로 좀 더 행해져야 한다고 생각 된다.

참고 문헌

1. L.F.Stokes, M.Chodorow, and H.J.shaw, Opt.Lett.7, 288 (1982)
2. Yoshihiro Ohtsuka, Appl.Opt.21, 4316 (1982)
3. J.STONE and D.MARCUSE, FELLOW, IEEE, J.Lightwave Tech. , Vol.LT-4 , 382 (1986)
4. Yoshihiro Ohtsuka, J.Lightwave Tech. , Vol.LT-3 , 378 (1985)
5. B.Crosignani and A.Yariv, Opt.Lett , 11 , 251 (1986)
6. Feng Zhang and John W.Y.Lit, J.Opt.Am.A , 5 , 1347 (1988)
7. C.- Y.YUE, J.- D.PENG, Y.- B.LIAO, B.- K.ZHOU, Electron. Lett.24 , 622 (1988)
8. B.Lamouroux, B.Prade and A.Orszag, Opt.Lett.7 , 391 (1982)
9. Katsumi Iwatsuki, Kazuo Hotate and Minoru Higashiguchi, Appl.Opt.25 , 2606 (1986)
10. Z.K.Ioannidis, R.Kadiwar and I.P.Giles, Opt.Lett.14 , 520 (1989)
11. SHIAO-MIN TSENG and CHIN-LIN CHEN, J.Lightwave Tech. , 7 , 1956 (1989)
12. S.J.PETUCHOWSKI, T.G.GIALLORENZI and S.K.SHEEM , IEEE J.Quantum Electron.QE-17 , 2168 (1981)
13. Shuichi Tai, Kazuo Kyuma and Takashi Nakayama, Appl.Phys.Lett. 47 , 439 (1985)
14. YUE CHAOYU, PENG JIANGDE, ZHOU BINGKUN, Electron.Lett.25 , 102 (1989)
15. Brigitte Lamouroux, Bernade Prade and Jean - Yves Vinet, Appli.Opt.29 , 750 (1990)
16. Masaharu Horiguchi, 光學 , 19 , 276 (1990)
17. W.A.Shurcliff, "Polarized Light" , (Oxford U.Press, Oxford , 1962)
18. AZZAM, R.M.A, "Ellipsometry and Polarized Light" , (New York, North- Holland, 1977)