論文2001-38SD-3-3

편광제어를 이용한 파장가변 고리형 광섬유레이저에서의 파장가변 메카니즘

(Wavelength Tuning Mechanism in Fiber Ring Laser Tuned by Polarization Control)

金 昌 俸 *, 金 翊 相 **

(Chang-Bong Kim and Ik-Sang Kim)

요 약

광섬유고리에 편광제어를 통해 여러 광경로들에 대해서 손실을 조정함으로써 손실이 작은 광경로에서 발진하게 함으로써 발진 파장을 가변시킬 수 있는 편광제어 파장가변 고리형 광섬유레이저를 구현하였다. 내부공진편광기를 사용하여 1nm의 종모드간격으로 발진을 일으킬 수 있었고 편광제어기 및 내부공진편광기를 조절해서 1540nm에서 1560nm의 범위에서 파장가변을 시킬 수 있었다. 또한 실험적으로 나타난 발진특성을 광경로와 복굴절손실의 개념을 사용하여 발진출력 특성을 분석함으로써 발진파장을 가변시키는 메카니즘을 추정해 보았다. 여기서 복굴절손실이 같은 광경로들의 종모드들 사이에 보강간섭이 일어나 발진파장을 변화시킬 수 있음을 알 수 있었다.

Abstract

Wavelength tunable fiber ring laser can be tuned by causing a resonance on the optical path having the least loss which is controlled by a polarization adjustment. It is observed that lasing wavelengths having 1 nm FSR(Free Spectral Range) can be tuned over the range of 1540~1560 nm when a polarization controller and an intra-cavity polarizer are adjusted. The tuning mechanism can be expected by analyzing the characteristics of the laser output using an optical path model and the concept of a birefringence loss. It is found that the constructive interference between longitudinal modes of different optical paths may cause wavelength tuning in the fiber ring laser.

I. 서 론

파장가변 레이저는 센서, 분광학, 파장분할 다중화 광신호를 이용하는 시스템, 또는 coherent 통신에서 국부발진 용도를 위해 매우 중요한 광원으로서 사용된다. 이러한 레이저는 여러 가지의 형태로서 연구된 바가 있는데 크게 두 가지의 형태로서 대별된다고 볼 수 있다. 하나는 외부 공진기를 이용하여 파장을 가변시키는 DBR (Distributed Bragg Reflector) 레이저, 또는 고리 형태의 광섬유를 이용하여 고리 안에 반도체 광증폭기 (Semiconductor Optical Amplifier ; SOA), 또는 어븀첨가 광섬유 (Erbium Doped Fiber)와 같은 이득매질을 두고 electro-optic Litium Niobate 변조기[1], Fabry-Perot tunable filter[2], acoustooptic tunable filter[3] 등과 같은 소자들을 tuner로서 이용하여 파장가변을 시키는 형태로 구성되어 있다.

* 終身會員, 公州大學敎 情報通信工學部/生産技術硏究所
(Dept. of Information & Communication Eng., Kongju University)
** 正會員, 培材大學敎 情報通信工學部
(Dept. of Information & Communication Eng., Paichai University)
接受日字:2000年8月26日, 수정완료일:2001年2月23日

파장가변 레이저의 성능은 응용분야에 따라 다르지만 기본적으로 스위칭 속도, 가변파장 범위, 선폭, 파장의 안정도 등이 중요한 인자가 된다. DBR 레이저의 경우 스위칭 속도는 다소 빠르나 선폭이 수 MHz, 파장가변 범위가 수 nm에 불과하다.[4] 반면에 파장 가변 범위가 가장 큰 것으로서 acousto-optic tunable filter를 파장 tuner로서 사용하여 80 nm 정도의 파장가변 범위를 가지는 예가 있다.[3] 또한 광섬유 고리의 광로상의 편광 제어 방법에 의한 고리형 광섬유 레이저의 경우를 들 수 있는데 0.1 nm 이하의 선폭과 1.3 μm 근처에서 30 nm 정도의 가변파장 범위를 가진 연구 결과가 발표된 바 있다.[5]

본 연구에서는 반도체 광증폭기(SOA)를 이득 매질로서 이용하고 편광제어기(polarization controller)와 내부공진편광기(intra-cavity polarizer)로 구성된 파장 tuner를 이용하여 발진파장을 가변시키는 고리형태의 광섬유레이저를 구현하고 그 파장가변에 대한 메카니즘에 대해서 논하고자 한다. II절에서는 이러한 편광 제어에 의해 결정되는 광섬유 고리상의 복굴절 분포의 조합에 따른 광경로와 각 광경로에서 복굴절손실이라는 개념을 정의하여 복굴절손실이 작은 광경로에서 발진 가능하다는 이론적 배경을 설명하고 III절에서는 실험을 통하여 나온 결과와 분석을 통하여 발진파장을 가변시키는 메카니즘을 논하고자 한다.

II. 편광제어를 이용한 파장가변 고리형 광섬유레이저의 기본 이론

그림 1.은 편광제어에 의하여 발진파장을 가변시킬 수 있는 원리를 개념적으로 설명해 준다. 두 거울 사이에 두 직교하는 방향에 대해서 전파특성을 달리하는, 다시 말해 굴절율이 다른 복굴절소자가 있다고 할 때, (a)의 경우는 파장 $\lambda 1$에서 cavity사이를 왕복한 후 위상정합을 만족하여 발진이 일어날 것이고 (b)와 같이 복굴절소자를 90° 돌리면 다른 광축이 놓이게 되어 $\lambda 2$에서 발진이 일어날 것이다.

이러한 원리를 바탕으로 복굴절특성을 가지는 광섬유고리형태를 구성하여 cavity를 형성할 수 있다. 광섬유고리는 여러 개의 단위 복굴절소자들이 연결된 형태로서 그림 2.와 같이 모델링할 수 있다. 두 개의 서로 다른 실효굴절율을 가지는 직교광축으로 구성된 N 개

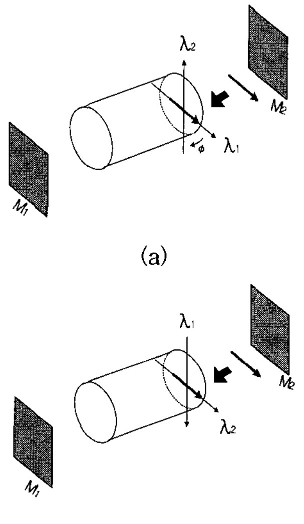


그림 1. 편광제어에 의한 발진 파장의 가변의 개념
Fig. 1. Concept of resonance wavelength tuning by a polarization control.

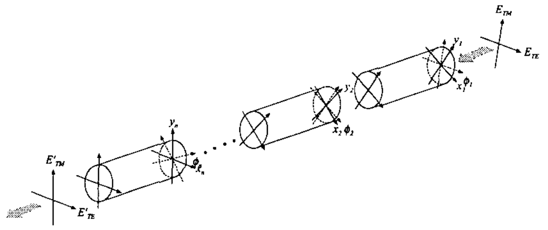


그림 2. 복굴절 손실고리의 해석적 모델
Fig. 2. Analytical model of birefringence loss ring.

의 복굴절 소자의 조합을 생각해 보자. 이득매질이 SOA인 경우 상호 직교하는 TE, TM 모드가 존재하는데 초기에 여기된 자연방출광파 field를 E로 표시할 수 있으며 복굴절소자를 통과하여 같은 지점으로 귀환된 광파의 field E′는 식(1)와 같이 표시할 수 있다.

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_{TE} \\ E_{TM} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}' = \begin{pmatrix} E'_{TE} \\ E'_{TM} \end{pmatrix} \tag{1}$$

i 번째 복굴절 소자는 다른 실효굴절율에 의해 전파상수 βxi, βyi을 가지는 두 개의 직교하는 광축으로 구성되며 이는 식(2)과 같이 행열 Bi로 표시된다.

$$\mathbf{B}_i = \begin{pmatrix} e^{-j\beta_{x_i}L_i} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta_{y_i}L_i} \end{pmatrix} \tag{2}$$

N 개의 복굴절 소자들이 각각 인접한 광축에 대하여 그림 2.와 같이 ϕ_i의 각으로 엇갈려 있다고 할 경우 식 (3)과 같이 행열 Ti로 표현된다.

$$\mathbf{T}_i = \begin{pmatrix} \cos\phi_i & -\sin\phi_i \\ \sin\phi_i & \cos\phi_i \end{pmatrix} \tag{3}$$

이러한 복굴절 소자들로 구성된 광섬유고리를 한 바퀴 돌아온 광파 E'는 식(4)와 같이 표시된다.

$$\mathbf{E}' = e^{-\alpha L/2}(\mathbf{B}_N\mathbf{T}_N \times \cdot\cdot\cdot \times \mathbf{B}_2\mathbf{T}_2 \times \mathbf{B}_1\mathbf{T}_1)\mathbf{E} \tag{4}$$

여기서 복굴절 소자들의 두 광축의 손실이 동일하다고 가정하고 다른 접합손실들을 포함한 등가손실계수 α를 고려하였다.

이로부터 인접한 복굴절 소자들의 광축이 이루는 각 ϕ_i에 의해 광경로가 형성되며 이러한 광경로들을 전파하는 광파들의 field 크기는 광경로에 따라 달라지며 이를 복굴절손실, B_k라고 정의한다. 표 1.에 8 가지의 광경로에 대한 복굴절손실 특성을 보여 주고 있다. 여기서 ci는 $\cos\phi_i$, si는 $\sin\phi_i$를 나타내고 특기할 점은 표 1.에서 보는 것처럼 다음과 같은 관계가 성립된다는 점이다. $\bar{k}$는 k 의 이진 보수이다.

$$B_k^{TE} = B_{\bar{k}}^{TM} \quad (k=0\sim3) \tag{5.a}$$

$$B_k^{TE} = -B_{\bar{k}}^{TM} \quad (k=4\sim7) \tag{5.b}$$

식(5.a)는 여기광파의 TE 성분이 귀환광파의 TE 광축으로 이어지는 광경로(표 1.에서 TE입력/TE출력 광경로에 해당)들과 여기광파의 TM 성분이 귀환광파의 TM 광축으로 이어지는 광경로(표 1.에서 TM입력/TM 출력 광경로에 해당)들의 복굴절 손실이 같아 TE 및 TM 성분들이 각기 다른 파장에서 동시에 발진할 수 있다는 점을 시사해 주고 있다.

광경로 k에 따라 복굴절율의 조합이 달라지므로 위상정합조건을 만족하는 m차 종모드의 파장 $\lambda_{m,k}$와 주파수 $\nu_{m,k}$는 광경로 k에 의해 다음과 같이 고유하게 정해진다.

$$\sum_{i=1}^{N} \beta_{i\binom{x}{y}}(\lambda_{m,k})L_i = \begin{cases} 2m\pi & ;\ B_k^{TE/TM} > 0 \\ (2m-1)\pi & ;\ B_k^{TE/TM} < 0 \end{cases} \tag{6.a}$$

$$\nu_{m,k} = \frac{c}{\sum_{i=1}^{N} n_{i\binom{x}{y}} L_i} \tag{6.b}$$

여기서 TE입력/TE출력 및 TM입력/TM출력에 해당하는 광경로의 경우만이 발진을 위한 위상정합조건이 된다. 반면에 TE입력/TM출력 및 TM입력/TE출력에 해당하는 광경로의 경우에는 식(6)이 발진을 위한 위상정합조건이 되지 못한다. 왜냐하면 SOA의 TE 및 TM 자연방출광 사이에는 상관성이 작고 같은 파장에 대해서 위상이 다르기 때문에 가령 이러한 여기광파의 TE 성분이 루프를 한 바퀴 돌아 SOA의 TM 광축으로 입사될 때 귀환 광파에는 TE 성분의 초기위상에 2π의 정수배 만큼의 위상지연이 포함되어 있다고 가정하면 자연방출광의 TM 성분과 위상정합이 되지 못하기 때문이다.

광경로에 따라 위상정합조건을 만족하는 파장의 광파들은 앞서의 복굴절손실 $B_k^{TE/TM}$에 의해 저마다 SOA에 입력되는 field의 크기가 달라지므로 입력광파

표 1. 광경로에 따른 복굴절손실
Table 1. Birefringence losses of optical paths.

<table>
<tr><th colspan="3" rowspan="2">광경로 이진표기
광축 k</th><th colspan="2">복굴절 손실</th><th rowspan="2">특기 사항</th></tr>
<tr><th>TE 입력 B_k^{TE}</th><th>TM 입력 B_k^{TM}</th></tr>
<tr><td>0</td><td>000</td><td>$x_3x_2x_1$</td><td>$c_3c_2c_1$</td><td>$c_3c_2(-s_1)$</td><td rowspan="4">B_k^{TE} : TE입력/TE출력
B_k^{TM} : TM입력/TE출력</td></tr>
<tr><td>1</td><td>001</td><td>$x_3x_2y_1$</td><td>$c_3(-s_2)s_1$</td><td>$c_3(-s_2)c_1$</td></tr>
<tr><td>2</td><td>010</td><td>$x_3y_2x_1$</td><td>$(-s_3)s_2c_1$</td><td>$(-s_3)s_2(-s_1)$</td></tr>
<tr><td>3</td><td>011</td><td>$x_3y_2y_1$</td><td>$(-s_3)c_2s_1$</td><td>$(-s_3)c_2c_1$</td></tr>
<tr><td>4</td><td>100</td><td>$y_3x_2x_1$</td><td>$s_3c_2c_1$</td><td>$s_3c_2(-s_1)$</td><td rowspan="4">B_k^{TE} : TE입력/TM출력
B_k^{TM} : TM입력/TM출력</td></tr>
<tr><td>5</td><td>101</td><td>$y_3x_2y_1$</td><td>$s_3(-s_2)s_1$</td><td>$s_3(-s_2)c_1$</td></tr>
<tr><td>6</td><td>110</td><td>$y_3y_2x_1$</td><td>$c_3s_2c_1$</td><td>$c_3s_2(-s_1)$</td></tr>
<tr><td>7</td><td>111</td><td>$y_3y_2y_1$</td><td>$c_3c_2s_1$</td><td>$c_3c_2c_1$</td></tr>
</table>

워가 다르다. 입력광파워가 가장 큰 광경로에 해당하는 파장이 발진 파장이 되는데 이는 각 파장에 대한 이득이 총체적으로 carrier inversion과정을 통하여 전적으로 각 파장의 이득특성에만 의존적이기 때문이다. 요컨대 고유한 발진파장을 가지는 광경로들에 대해 복굴절 소자들이 이루는 각 ϕ_i의 조합에 따라서 복굴절손실을 제어할 수 있으므로 이러한 복굴절손실이 가장 작은 광경로에 대해서 발진이 일어나도록 하는 것이 편광제어를 이용하여 발진파장을 가변시키는 기본원리라고 할 수 있다.

Ⅲ. 파장가변 메카니즘

1. 편광기를 부착한 편광제어 파장가변 고리형 광섬유 레이저의 실험 결과 및 분석

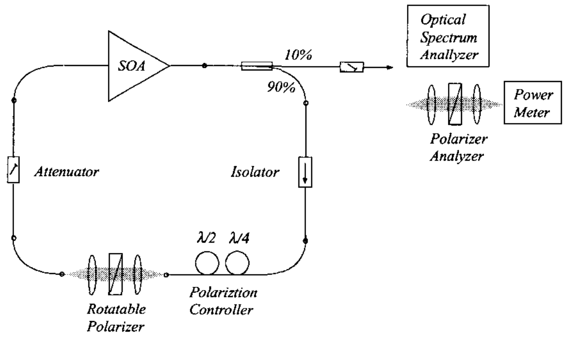


그림 3. 편광제어 파장가변 고리형 광섬유레이저 실험 셋업
Fig. 3. Experimental set-up for polarization controlled tunable ring laser.

그림 3.은 파장 가변을 위해 편광제어기(polarization controller)와 편광기(polarizer)를 사용한 고리형 광섬유 레이저를 보여주고 있다. 본 연구에서 사용된 SOA는 cavity의 반사율이 매우 작게 되어 있는 TW (Travelling Wave) 형태이며 100 mA의 주입전류에 대해 포화광출력이 6dBm, 첨두이득파장이 1542 nm, TE 대 TM 이득차이가 0.6dB이다.

그림 3.의 셋업에서 편광제어기와 감쇠기 사이에 편광기를 사용하는데 이러한 편광기를 사용하는 이유는 가변 파장대역을 늘리고 내부공진기(intra-cavity)를 형성함으로써 발진선폭을 줄여주는 효과가 있어 이를 내부공진편광기(intra-cavity polarizer)라고 한다.[6]

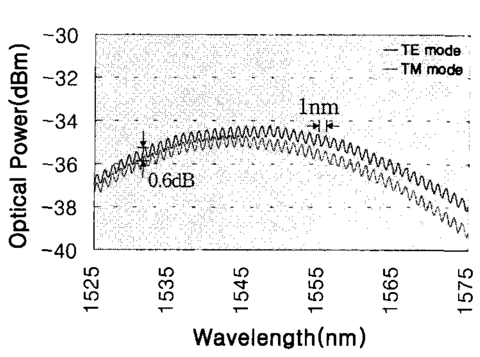


그림 4. 내부공진편광기의 Fabry-Perot 전달특성
Fig. 4. Fabry-Perot transfer characteristics of intra-cavity polarizer.

편광기를 부착하고 고리를 끊었을 때 편광기 출력의 스펙트럼은 그림 4.와 같이 나타난다. 여기서 편광기의 전달특성이 Fabry-Perot 형태가 됨을 알 수 있으며 다음과 같이 표시된다.

$$H_p(\nu)=\frac{Te^{\Delta\phi/2}}{1-Re^{\Delta\phi}},\quad \Delta\phi=\frac{2\pi\nu}{c}\cdot 2d$$

여기서 $\Delta\phi$는 d 길이의 공극으로 구성된 편광기내의 one-round trip 위상변화이다. 그리고 T 및 R은 pigtail된 광섬유와 공극 경계면에서의 파워투과율 및 반사율이다. 종모드간격은 내부공진편광기(intra-cavity polarizer)의 간격 d와 공기의 굴절율을 1이라고 할 때 식(7)과 같이 표시된다.

$$\Delta\nu_p=\frac{c}{2d} \tag{7}$$

그림 4.에서 종모드간격은 약 1nm정도로서 식(7)로부터 편광기의 cavity 간격은 1.5 mm정도가 됨을 알 수 있다. 또한 스펙트럼의 최대 최소 비율이 0.6 dB로부터 편광기의 광섬유로부터의 반사율은 약 4%정도로 계산되며 이는 광섬유의 굴절율 1.5과 공기의 굴절율 1을 대입해 계산한 결과와 거의 합치됨을 알 수 있다. 이와 같이 고리안에 편광기를 둠으로써 공극사이에서 다중반사되어 최대의 간섭을 일으킴으로써 1nm의 간격으로 발진을 얻어낼 수 있다.

그림 3.의 셋업에서 SOA의 주입전류를 100 mA, 루프 내의 감쇠기를 -5 dB로 하고 편광제어기의 두 λ plate의 광축을 대략적으로 일치시켰을 경우 optical spectrum analyzer를 사용하여 측정된 발진출력의 스펙

트럼의 모습은 그림 5과 같고 내부공진편광기를 돌림에 따라 발진파장이 (a) 1550 nm에서 1560 nm의 장파장으로 이동하다가 (b) 1540 nm 및 1560 nm에서 동시 발진하면서 (c) 1560 nm에서는 발진이 사라지고 1540 nm만 남고 다시 (d)1550 nm로 발진파장이 이동하는 양상을 띤다. 여기서 특기할 점은 내부공진편광기각이 90°마다 주기적으로 발진파장이 반복된다는 것과 單峰(그림 5(a), (d)) 및 雙峰(그림 5(b), (c))이 나타난다는 점이다. 또한 다수의 파장들이 내부공진편광기로 인해 발진파장의 간격이 약 1 nm의 종모드 간격을 가지고

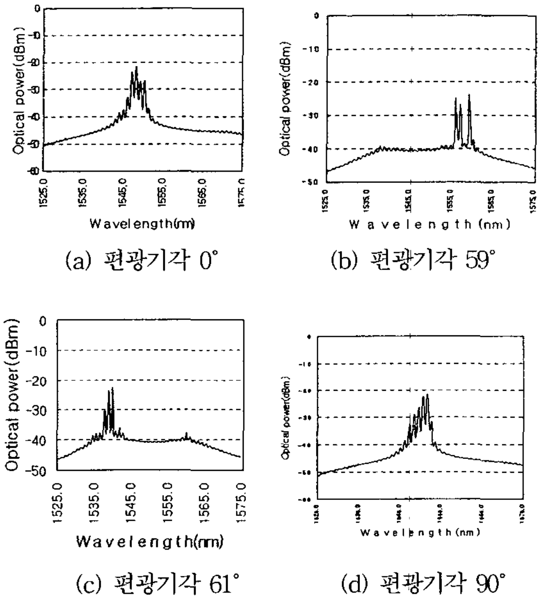


그림 5. 내부공진편광기각에 따른 발진파장의 이동
Fig. 5. Lasing wavelength shift vs. the angle of intra-cavity polarizer.

발진함을 볼 수 있다. 발진광출력은 SOA의 출력측에 10%의 tap으로부터 나오는데 약 300~400 μW (-5~-4 dBm) 정도로 측정되었다. 이는 100 mA의 주입전류에 대해서 1550 nm 주변의 파장대에서 SOA의 포화광출력이 6dBm이고 10%의 tap으로부터 10 dB의 파워저하를 고려하면 대충 맞는다는 것을 알 수 있다.

또한 그림 3의 편광분석 셋업을 사용하여 발진광파의 편광특성을 살펴보았다. 0°~180°로 회전된 내부공진편광기의 각도에 따라서 발진출력의 편광특성은 그림 6에서와 같이 내부공진편광기각이 0°, 90°에서 편광도가 최저로 나타나는데 이는 각각 SOA의 TE 성분 및 TM 성분 만을 내부공진편광기가 통과시켰을 때 지속적으로 그 성분 만이 발진되는 것으로 추정된다. 이는 여기광파 TE 및 TM이 각각 귀환광파 TE' 및 TM'으로서 다른 광축에 커플링되지 않고 자신의 광축으로만 커플링되어 발진됨을 입증해 준다. 또한 내부공

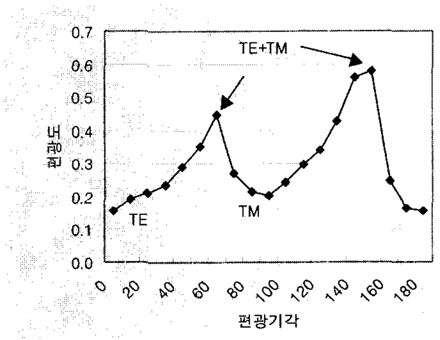


그림 6. 내부공진편광기각에 따른 편광특성
Fig. 6. Polarization degree of the output vs. the angle of intra-cavity polarizer.

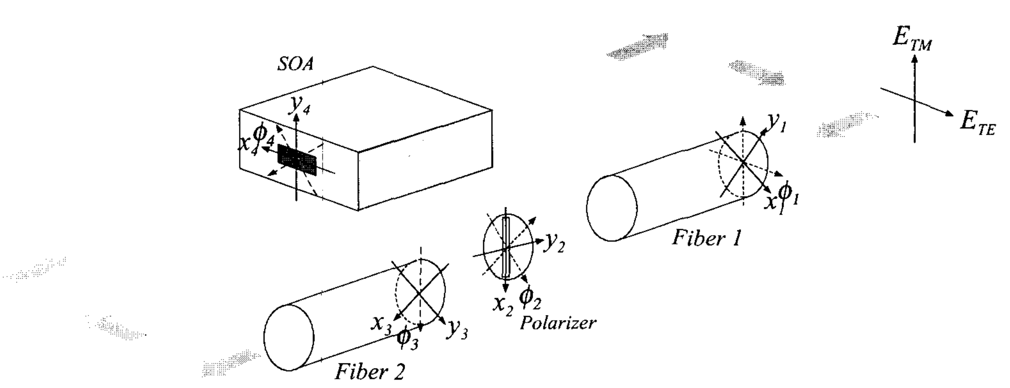
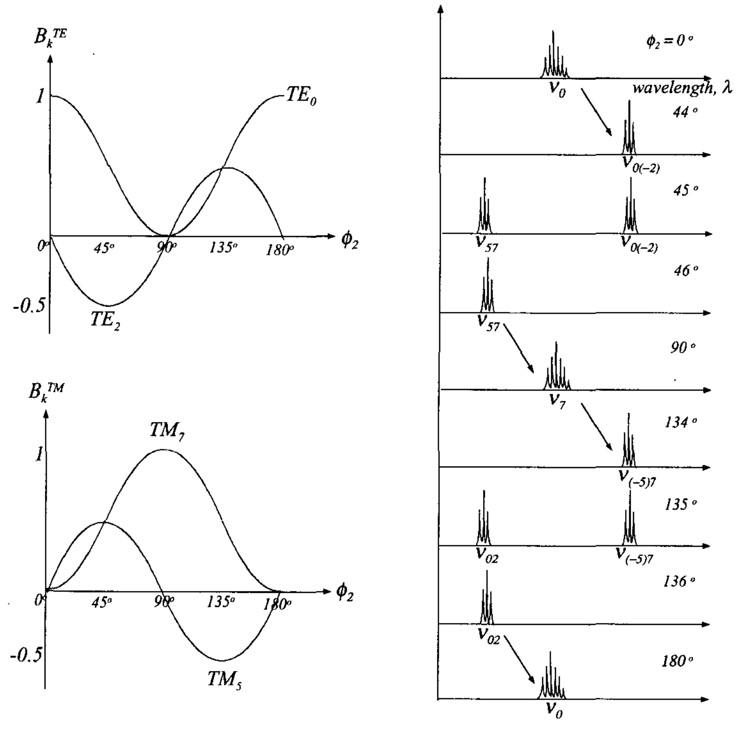


그림 7. 내부공진편광기로 구성된 광섬유고리에서의 광경로에 대한 해석적 모델
Fig. 7. Analytical model of optical paths in the fiber ring including an intra-cavity polarizer.

표 2. 내부공진편광기로 구성된 광섬유고리의 광5경로에 따른 복굴절손실
Table 2. Birefringence losses of optical paths in the fiber ring including an intra-cavity polarizer.

광경로 k	광축	복굴절 손실 TE 입력 B_k^{TE}	복굴절 손실 TM 입력 B_k^{TM}	특기사항
0	$x_4x_3x_2x_1$	$c_4c_3c_2c_1$	—	B_k^{TE} : TE입력/TE출력
1	$x_4x_3x_2y_1$	$c_4c_3(-s_2)s_1$	—	
2	$x_4y_3x_2x_1$	$(-s_4)s_3c_2c_1$	—	
3	$x_4y_3x_2y_1$	$(-s_4)s_3(-s_2)s_1$	—	
4	$y_4x_3x_2x_1$	—	$s_4c_3c_2(-s_1)$	B_k^{TM} : TM입력/TM출력
5	$y_4x_3x_2y_1$	—	$s_4c_3(-s_2)c_1$	
6	$y_4y_3x_2x_1$	—	$c_4s_3c_2(-s_1)$	
7	$y_4y_3x_2y_1$	—	$c_4s_3(-s_2)c_1$	



(a) (b)

그림 8. (a) 내부공진편광기를 돌림에 따른 광경로의 대표적인 복굴절 손실 특성
(b) 발진파장대역의 변화양상

Fig. 8. (a) Typical characteristics of birefringence loss vs. the angle of intra-cavity polarizer
(b) Trends of lasing wavelength shift vs. the angle of intra-cavity polarizer

진편광기각 60°, 150°에서 편광도가 최대로 되는데 TE 및 TM 성분들이 내부공진편광기를 통과함으로써 두 성분이 동시에 발진되는 경우로 해석할 수 있다. 이러한 발진파장대역의 변화 및 편광특성은 다음과 같이 설명할 수 있다.

그림 7.과 같이 내부공진편광기와 입출력측에 연결된 광섬유고리의 복굴절특성을 포함하는 광경로 모델을 사용하여 표 2.와 같은 TE 및 TM 모드 각각의 경우에 대해서 광섬유1과 광섬유2 및 SOA에 의해 형성되는 8개의 광경로에 따른 복굴절손실 특성을 얻을 수 있다. 여기서 ϕ_4 및 ϕ_3', ϕ_1은 고정값이고 $\phi_3=\phi_3'-\phi_2$ 이다. ϕ_2는 내부공진편광기의 회전각이 된다.

그림 3.의 셋업에서 내부공진편광기를 돌림에 따라 두 개의 광섬유고리 1,2에 의해 형성된 8가지의 광경로에 대한 복굴절 손실을 알아보기 위해 주어진 ϕ_4, ϕ_3'및 ϕ_1에 대해 ϕ_2의 변화에 따른 각 광경로의 복굴절손실은 그림 8.(a)와 같고 이 경우가 가장 많이 나타날 수 있는 발진형태의 경우에 해당된다.

그림 8.(a)에서 ϕ_2이 0°에서는 TE 모드가 하나의 광경로0(TE0)에 대해서만 복굴절손실이 작아 이 광경로에서 발진이 일어날 수 있다. ϕ_2이 45°에서는 TE 및 TM 모드가 각각 두 개의 광경로0,2(TE02) 및 광경로5,7(TM57)에 대해서 복굴절손실이 같아 동시에 두 개의 광경로에서 발진이 일어난다. ϕ_2이 90°에서는 TM 모드가 광경로7(TM7)에 대해서만 복굴절손실이 작아 이 광경로에서 발진이 일어난다. ϕ_2이 135°에서는 TE 및 TM 모드가 각각 두 개의 광경로0,2(TE02) 및 광경로5,7(TM57)에 대해서 복굴절손실이 같아 동시에 두 개의 광경로에서 발진이 일어나는데 ϕ_2이 45°인 경우와 비교할 때 같음을 알 수 있다. 또한 ϕ_2=0° 및 90°일 때 각각 TE 및 TM 모드만이 발진이 일어나 편광도가 최소이고 ϕ_2=45° 및 135°일 때 TE 및 TM 모드가 동시에 발진이 일어나 편광도가 최대가 된다.

그림 5.의 출력 스펙트럼은 90° 주기로 거의 같은 모습을 띠고 있고 한 번은 單峰을 보여 주고 다음 한 번은 雙峰의 형상을 보여주는데 이에 대한 명확한 경향을 그림 8.(b)에 정리해 보았다. 그림 5.(a) 및 (d)는 편광도가 최소이고 각각 TE 및 TM 모드만이 나타남을 그림 6.의 편광도 측정결과로부터 알 수 있다. 이와 같은 편광도를 가지는 경우는 그림 8.에서 ϕ_2=0° 및 90°에 해당된다. 이 경우 TE 및 TM 모드가 서로 다른 광경로0,7(TE0 ,TM7)에서 발진이 일어남에도 불구하고 발진파장대역이 거의 같음을 그림 5.(a),(d)에서 볼 수 있다. 이는 두 단일 광경로0 및 7에서 복굴절율의 차이가 미미하다고 하면 TE0 및 TM7의 경우 각각 발진파장대역이 거의 같아서 單峰을 형성한다고 생각할 수 있다.

그림 5.(b) 및 (c)는 편광도가 최대이고 TE 및 TM 모드가 동시에 나타남을 그림 6.의 편광도 측정결과로부터 알 수 있다. 이와 같은 편광도를 가지는 경우는 그림 8.에서 ϕ_2=45° 및 135°에 해당된다. 그림 5.(b), (c)의 출력 스펙트럼의 결과는 1540nm 및 1560nm에서 雙峰을 형성한다. ϕ_2이 0° 및 90°에서와 같이 광경로에 따른 발진파장대역의 차이가 미미하다고 하면 TE02 및 TM57의 경우 역시 각각 발진파장대역이 거의 같아서 單峰을 형성하겠지만 실제로 그림 5.(b), (c)의 출력 스펙트럼의 결과는 雙峰을 형성하는 것으로 볼 때 TE 및 TM 모드는 각각 광경로 0,2 및 광경로5,7 상에 위상정합을 만족하는 같은 파장들간에 간섭성이 있다는 사실을 추정해 볼 수 있을 것이다.

그림 8.(a)에서 $\phi_2=135°$ 에서 복굴절손실이 陽數로서 같은 TE 모드의 광경로0,2에서의 간섭성을 알아보기로 한다. 그림 9.(a)는 TE 모드의 두 광경로0 및 2의 복굴절손실이 陽數로서 같을 때 각 단일 광경로에서의 발진가능한 종모드와 두 광경로에서 동시에 발진될 수 있는 종모드(간섭종모드라고 정의한다)를 보여준다. TE 모드의 광경로0 및 2의 종모드간격 $\Delta\nu_0$, $\Delta\nu_2$는 각각 다음과 같다.

$$\Delta\nu_0=\frac{c}{n_{4x}L_4+n_{3x}L_3+n_{1x}L_1} \tag{8.a}$$

$$\Delta\nu_2=\frac{c}{n_{4x}L_4+n_{3y}L_3+n_{1x}L_1} \tag{8.b}$$

1차 간섭종모드 $\nu_{1,02}$는 광경로0의 1차 종모드 $\nu_{1,0}$와 광경로2의 1차 종모드 $\nu_{1,2}$의 최소공배수와 같고 LCM(Least Common Multiple)은 최소공배수 연산자를 나타낸다. 이는 식(8)을 이용하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\nu_{1,02}=LCM(\nu_{1,0},\nu_{1,2})=\frac{\Delta\nu_0\Delta\nu_2}{\Delta\nu_0-\Delta\nu_2}=\frac{c}{\Delta n_3L_3} \tag{9}$$

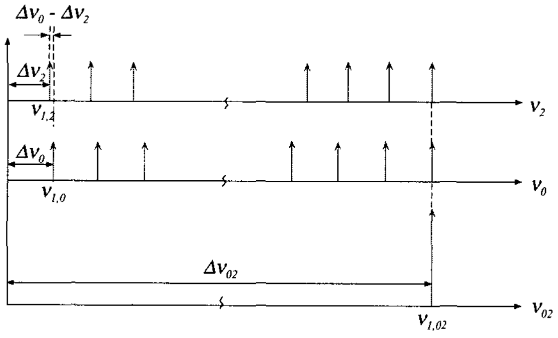
여기서 $\Delta n_3=n_{3y}-n_{3x}$ 이다. 또한 1차 간섭종모드 $\nu_{1,02}$는

간섭종모드간격 $\Delta\nu_{02}$와 같다.

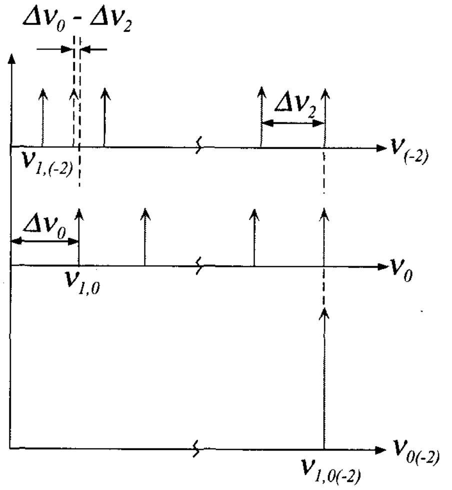
그림 8.(a)에서 $\phi_2=45°$ 에서 복굴절손실이 陽數로서 같은 TM 모드의 광경로5,7에서의 간섭성을 알아보기로 한다. TM 모드의 광경로5 및 7의 종모드간격 $\Delta\nu_5$, $\Delta\nu_7$ 는 각각 다음과 같다.

$$\Delta\nu_5 = \frac{c}{n_{4y}L_4 + n_{3x}L_3 + n_{1y}L_1} \tag{10.a}$$

$$\Delta\nu_7 = \frac{c}{n_{4y}L_4 + n_{3y}L_3 + n_{1y}L_1} \tag{10.b}$$



(a) 복굴절손실이 陽數로서 같은 광경로0,2
(a) Longitudinal modes of optical paths 0 and 2 having the same birefringence loss



(b) 복굴절손실의 크기는 같고 부호가 다른 광경로0,2
(b) Longitudinal modes of optical paths 0 and 2 having the same in the amplitude but negative birefringence loss in the sign

그림 9. 복굴절손실의 크기가 같은 TE_{02}의 종모드와 간섭종모드

Fig. 9. Longitudinal and interfered longitudinal modes of TE_{02} having the same birefringence loss in the amplitude.

마찬가지로 1차 간섭종모드 $\nu_{1,57}$는 광경로5의 1차 종모드 $\nu_{1,5}$와 광경로7의 1차 종모드 $\nu_{1,7}$의 최소공배수와 같고 식(10)을 이용하여 다음과 같이 구할 수 있으며 이는 간섭종모드간격 $\Delta\nu_{57}$와 같다.

$$\nu_{1,57} = LCM(\nu_{1,5}, \nu_{1,7}) = \frac{\Delta\nu_5\Delta\nu_7}{\Delta\nu_5 - \Delta\nu_7} = \frac{c}{\Delta n_3 L_3} = \nu_{1,02} \tag{11}$$

여기서 $\nu_{1,57}$는 식(9)의 $\nu_{1,02}$와 같음을 알 수 있다.

이번에는 그림 8.(a)에서 $\phi_2=45°$ 에서 복굴절손실의 크기는 같고 부호가 陰인 TE 모드의 광경로(-2)와 陽인 광경로0에서의 간섭성을 살펴보기로 한다. 그림 9.(b)에서 TE 모드의 두 광경로0 및 (-2)에서의 각각 발진가능한 종모드와 두 광경로에서 동시에 발진될 수 있는 1차 간섭종모드를 보여준다. 광경로(-2)의 1차 종모드 $\nu_{1,(-2)}$는 종모드간격 $\Delta\nu_2$의 반에 해당된다. 이로부터 1차 간섭종모드 $\nu_{1,0(-2)}$는 광경로0의 1차 종모드 $\nu_{1,0}$와 광경로(-2)의 1차 종모드 $\nu_{1,(-2)}$의 최소공배수와 같고 식(8)을 이용하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\nu_{1,0(-2)} = LCM(\nu_{1,0}, \nu_{1,(-2)}) = \frac{\Delta\nu_0 \frac{\Delta\nu_2}{2}}{\Delta\nu_0 - \Delta\nu_2} = \frac{c}{2\Delta n_3 L_3} = \frac{\nu_{1,02}}{2} \tag{12}$$

식(12)의 $\nu_{1,0(-2)}$는 식(9)의 $\nu_{1,02}$의 1/2과 같음을 알 수 있다.

그림 8.(a)에서 $\phi_2=135°$ 에서 복굴절손실의 크기는 같고 부호가 陰인 TM 모드의 광경로(-5)와 陽인 광경로7에서의 간섭성을 알아보기로 한다. 이 경우 역시 광경로(-5)의 1차 종모드 $\nu_{1,(-5)}$이 종모드간격 $\Delta\nu_5$의 반에 해당된다. 1차 간섭종모드 $\nu_{1,(-5)7}$는 광경로(-5)의 1차 종모드 $\nu_{1,(-5)}$와 광경로7의 1차 종모드 $\nu_{1,7}$의 최소공배수와 같고 식(10)을 이용하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\nu_{1,(-5)7} = LCM(\nu_{1,(-5)}, \nu_{1,7}) = \frac{\frac{\Delta\nu_5}{2}\Delta\nu_7}{\Delta\nu_5 - \Delta\nu_7} = \frac{c}{2\Delta n_3 L_3} = \nu_{1,0(-2)} \tag{13}$$

여기서 $\nu_{1,(-5)7}$는 $\nu_{1,0(-2)}$와 같음을 알 수 있다.

요컨대 지금까지 구한 광경로 r,q에 대한 1차 간섭종모드 $\nu_{1,rq}$, 간섭종모드간격 $\Delta\nu_{rq}$으로 발진가능한 m차 간

섭종모드 $\nu_{m,rq}$들은 그림 10과 같이 나타난다. 여기서 발진가능한 간섭종모드들 가운데 SOA의 이득대역 내에 들어 있는 간섭종모드에서 발진이 일어날 수 있다. 그림 10에서 $\nu_{0(-2)}$와 $\nu_{(-5)7}$이 1560 nm(192.3 THz)이고 ν_{02}와 ν_{57}이 1540 nm(194.8 THz)라고 가정하면 각각은 아래와 같이 계산되어 대략 39차 간섭종모드에 해당된다.

$$m = \frac{\nu_H}{2(\nu_H - \nu_L)} = \frac{194.8[THz]}{2\times 2.5[THz]} = 39$$

또한 광섬유2의 굴절율차 Δn_3는 광섬유2의 길이 L3 = 6m라고 하면 $\nu_H - \nu_L = c/(2\Delta n_3 L_3)$로부터 약 10-5 정도가 된다.

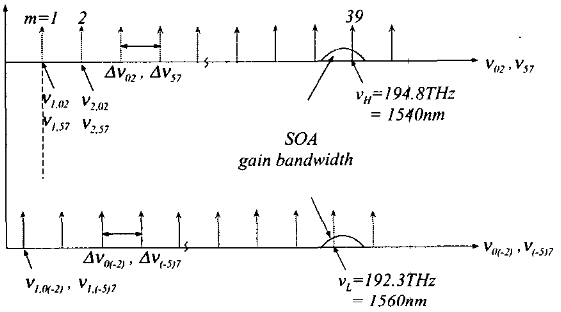


그림 10. SOA 이득대역과 간섭종모드
Fig. 10. Interfered longitudinal modes within SOA gain band.

그림 8(a)에서 보는 것처럼 먼저 $\phi_2=45^\circ$ 직전에는 TE 모드의 광경로0과 (-2)에서 간섭종모드 $\nu_{0(-2)}$가 두드러지게 나타나고 $\phi_2=45^\circ$ 직후에는 TM 모드의 광경로5와 7에서 간섭종모드 ν_{57}이 두드러지게 나타난다. 그림 8(b)에서와 같이 $\phi_2=45^\circ$ 직전에는 그림 10의 SOA 이득대역 내에 있는 $\nu_{0(-2)}$에서 발진이 일어나 右側峰이 나타나고 $\phi_2=45^\circ$ 에서는 雙峰을 형성하다가 $\phi_2=45^\circ$ 직후에는 右側峰은 사라지고 그림 10의 SOA 이득대역 내에 있는 ν_{57}에서 발진이 일어나 左側峰만이 남는다는 실험결과를 타당하게 설명할 수 있다.

또한 그림 8(a)에서 $\phi_2=135^\circ$ 직전에는 TM 모드의 광경로(-5)와 7에서 간섭종모드 $\nu_{(-5)7}$가 두드러지게 나타나고 $\phi_2=135^\circ$ 직후에는 TE 모드의 광경로0와 2에서 간섭종모드 ν_{02}이 두드러지게 나타난다. 이로부터 그림 8(b)에서와 같이 $\phi_2=135^\circ$ 직전에는 $\nu_{(-5)7}$에서 발진이 일어나는데 $\nu_{0(-2)}$와 같아서 앞서 $\phi_2=45^\circ$ 직전의 경우와 같이 右側峰이 나타난다. $\phi_2=135^\circ$ 에서는 雙峰을 형성하다가 $\phi_2=135^\circ$ 직후에는 右側峰은 사라지고 ν_{02}에서 발진이 일어나는데 이 역시 ν_{57}과 같아 앞서 $\phi_2=45^\circ$ 직전의 경우와 마찬가지로 左側峰만이 남게된다.

2. 편광유지광섬유를 부착한 편광제어 파장가변 고리형 광섬유 레이저의 실험 결과 및 분석

이러한 해석의 타당성은 그림 3에서 내부공진편광기 다음에 편광유지광섬유(Polarization Maintaining Fiber, PMF)를 삽입한 경우 더욱 명확히 드러남을 알 수 있다. 그림 11은 PMF의 길이에 따른 발진 스펙트럼을 보여준다. 여기서 PMF의 길이가 길어짐에 따라 발진종모드간격이 작아짐을 볼 수 있으며 이는 다음과 같이 설명할 수 있다.

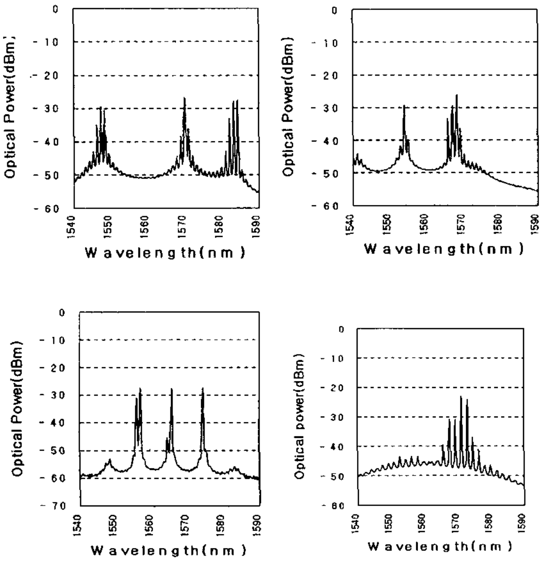


그림 11. PMF 길이에 따른 발진 스펙트럼
Fig. 11. Lasing spectrum vs. PMF length.

PMF를 삽입한 경우의 광경로모델은 그림 7에서 편광기와 광섬유2사이에 PMF를 삽입하고 단순성을 위해 PMF의 광축과 광섬유2의 광축이 일치한다고 가정한다. 이 경우 광경로0 와 2사이의 1차 간섭종모드 $\nu_{1,02}$는 다음과 같다.

$$\Delta\nu_0 = \frac{c}{n_{4x}L_4 + n_{3x}L_3 + n_{PM,x}L_{PM} + n_{1x}L_1} \quad (14.a)$$

$$\Delta\nu_2 = \frac{c}{n_{4x}L_4 + n_{3y}L_3 + n_{PM,y}L_{PM} + n_{1x}L_1} \quad (14.b)$$

$$\Delta\nu_2 = \frac{c}{n_{4x}L_4 + n_{3y}L_3 + n_{PM,y}L_{PM} + n_{1x}L_1} \quad (14.b)$$

$$\nu_{1,02} = LCM(\nu_{1,0}, \nu_{1,2}) = \frac{\Delta\nu_0\Delta\nu_2}{\Delta\nu_0 - \Delta\nu_2} = \frac{c}{\Delta n_3L_3 + \Delta n_{PM}L_{PM}} \quad (15)$$

여기서 $\Delta n_{PM} = n_{PM,y} - n_{PM,x}$으로서 PMF의 굴절율차이고 L_{PM}은 PMF의 길이이다. 식(15)에서 PMF의 복굴절특성이 추가되어 전절의 경우에 비해 간섭종모드간격은 작아지고 PMF의 길이가 길어지면 간섭종모드간격은 더욱 작아짐을 알 수 있으며 이로부터 그림 11.의 발진 양상을 이해할 수 있다.

Ⅳ. 결 론

본 논문에서는 좁은 발진선폭을 얻기 위해 공극을 가진 내부공진편광기를 광섬유고리 안에 삽입하여 발진 과정을 검토해 보았다. 내부공진편광기는 Fabry-Perot 형태의 전달특성을 가지고 종모드 간격은 1 nm 정도로 관측되어 공극간 거리가 약 1.5 mm 정도인 것으로 추정된다. 내부공진편광기를 돌림에 따라 발진파장대역의 변화는 광경로에 대한 모델링을 통해 분석한 내용과 잘 맞음을 알 수 있다.

발진출력의 스펙트럼의 변화는 90° 주기로 거의 같은 모습을 보여주고 특히 특정 내부공진편광기각에서 발진파장대역이 雙峰의 양상을 보여준다. 이는 이론적으로 다음과 같이 설명할 수 있다. 발진파장대역이 雙峰인 경우 편광도 측정 결과 TE와 TM 모드가 동시에 나타난다. 이는 광경로 모델을 통해 두 광경로에서의 복굴절손실이 같게 나타나는 경우에 해당된다. 이 경우 각 광경로에서 발진가능한 종모드들 가운데 같은 파장의 종모드(간섭종모드라고 정의)들간에 보강간섭이 일어나고 이러한 간섭종모드가 SOA의 이득대역내에 존재할 때 간섭종모드의 파장에서 발진이 두드러지게 나타난다. 두 광경로의 복굴절손실의 부호에 따라 간섭종모드의 파장이 달라지고 이로 인해 발진파장대역이 雙峰을 형성하게 된다고 설명할 수 있다. 특히 이러한 해석은 발진파장의 이동하는 양상을 잘 대변해 준다.

특히 큰 복굴절특성을 가지는 편광유지광섬유(PMF)를 삽입할 경우 이론적으로 간섭종모드간격이 작아지게 된다. 측정된 스펙트럼으로부터 발진되는 종모드들의 간격이 앞서의 PMF가 없을 경우에 비해 작아진다는 사실은 이러한 이론적인 분석이 타당함을 입증한다. 더욱이 편광유지광섬유의 길이에 따른 발진출력 스펙트럼의 양상은 길이가 길어질수록 발진되는 종모드들의 간격이 작아지는 모습을 보여주며 이러한 이론적인 분석 결과를 더욱 명확히 대변해 준다.

지금까지의 실험 결과 및 단순화된 모델을 통해 도출된 분석결과와의 대비를 통하여 편광을 조절함에 따라 발진파장의 변화를 어느 정도 타당하게 설명할 수 있었다고 생각된다. 요컨대 발진파장을 가변시키는 메카니즘은 내부공진편광기를 돌림에 따라 간섭되는 광경로를 선택함으로써 간섭종모드의 이동이라고 생각할 수 있다.

참 고 문 헌

[1] H. Porte, T. Frison, P. Mollier, and J. P. Goedgebuer, "Electrooptic tuning of a fiber ring semiconductor laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 7, pp. 700-702, July 1995.

[2] M. J. Chawki, I. Valiente, R. Auffret, and V. Tholey, "All fiber, 1.5 mm widely tunable single frequency and narrow linewidth semiconductor ring laser with fiber Fabry Perot filter," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 23, pp. 2034-2035, 1993.

[3] G. Coquin and K. W. Cheung, "Single- and multiple wavelength operation of acoustoopticcally tuned semiconductor lasers at 1,3 μm," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 6, pp. 1575-1579, 1989.

[4] Y. Kotari, H. Ishikawa, "Spectral characterristics of a three-section wavelength-tunable DBR laser," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. 25, no. 6, pp. 1340-1345, 1989.

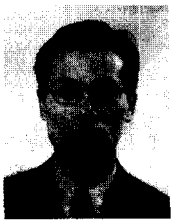
[5] D. Zhou, P. R. Prucnal, and I. Glesk, "A widely tunable narrow linewidth semiconductor fiber ring laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 6, pp. 781-783, June 1998.

[6] U. Ghera, N. Konforti, and M. Tur, "Wavelength tunability in a Nd-Doped fiber laser with an intracavity polarizer," *IEEE Photon.*

저 자 소 개

金 昌 俸(終身會員)

1957년 6월 6일생. 1983년 2월 고려대학교 공학사. 1988년 12월 Florida Tech 공학석사. 1992년 5월 Texas A&M 대학 공학박사. 1992년~1993년 삼성전자 선임연구원. 1993년 3월~현재 공주대학교 정보통신공학부 부교수. 2000년 9월~현재 미국전기·전자공학회(IEEE) Senior Member. 주관심분야는 반도체레이저, 광섬유레이저, 양방향 광증폭기술 등임



金 翊 相(正會員)

1960년 9월 8일생. 1984년 2월 한양대학교 전자통신공학과(공학사). 1986년 2월 한양대학교 대학원 전자통신공학과(공학석사). 1995년 8월 Texas A&M University Electrical Eng.(공학박사). 1987년 5월~1990년 6월 금성반도체 주임연구원. 1995년 4월~1997년 3월 한국통신 전송기술연구소 선임연구원. 1997년 3월~현재 배재대학교 정보통신공학부 조교수. 주관심 분야는 광섬유레이저, 광증폭기, 광센서 등