



저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.



변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

2022년 2월  
석사학위 논문

광섬유 Jones matrix를 이용한  
비선형 편광 회전 방식으로  
모드잠금된 Yb 첨가 광섬유 레이저의  
안정영역 분석에 관한 연구

조선대학교 대학원

광기술훈공학과

장정현

광섬유 Jones matrix를 이용한  
비선형 편광 회전 방식으로  
모드잠금된 Yb 첨가 광섬유 레이저의  
안정영역 분석에 관한 연구

Analysis of the Stable Region  
of Nonlinear-Polarization-Rotation mode-locked  
Yb-Doped Fiber Laser Using Fiber Jones Matrix

2022년 2월 25일

조선대학교 대학원

광기술훈공학과

장정현

광섬유 Jones matrix를 이용한  
비선형 편광 회전 방식으로  
모드잠금된 Yb 첨가 광섬유 레이저의  
안정영역 분석에 관한 연구

지도교수 김 현 수

이 논문을 공학석사학위신청 논문으로 제출함

2021년 10월

조선대학교 대학원

광 기 술 공 학 과

장 정 현

## 장정현의 석사학위논문을 인준함

위원장    조선대학교    교 수            안 태 정    (인)

위    원    조선대학교    교 수            박 종 락    (인)

위    원    조선대학교    교 수            김 현 수    (인)

2021년 12월

조선대학교 대학원

# 목 차

## ABSTRACT

제1장 서론 .....	1
제1절 연구 배경 .....	1
제2장 이론 .....	3
제1절 광섬유 공진기 내부에서 펄스 형성 및 전파 메커니즘 ...	3
제2절 정상 분산 소자로만 이루어진(ANDi : All Normal Dispersion) 광섬유 레이저의 모드잠금 원리 .....	5
2.1 Kerr 효과에 의한 비선형 편광 회전 (Nonlinear Polarization Rotation, NPR) 현상 .....	6
2.2 스펙트럼 필터에 의한 진폭 변조 .....	7
제3절 광섬유의 존스 행렬(Jones matrix) 특성 .....	8
제4절 광의 편광과 편광의 수학적 표현 .....	11
4.1 광의 편광 표현 .....	11
4.2 존스 벡터(Jones vector) .....	14
4.3 스토크스 변수(Stokes parameter) .....	17
4.4 광의 편광 상태 분석을 위한 스토크스 편광 분석기(Stokes polarimeter) .....	20
제5절 광 강도 자기상관계를 이용한 펄스 폭 측정 .....	23
제3장 실험 결과 및 분석 .....	25

제1절 ANDi 광섬유 레이저 구성 및 제작 .....	25
제2절 공진기 내부의 편광 상태 검출을 위한 편광 측정 시스템 설계 .....	27
2.1 편광 상태 검출용 부분 반사 거울의 프레넬 반사 특성 .....	27
2.2 편광 측정기 설계 및 제작 .....	29
제3절 광섬유 존스 행렬을 이용한 모드잠금 안정영역 분석	34
3.1 공진기 내의 광섬유에 대한 존스 행렬 계산 .....	34
3.2 광섬유 공진기 출력단에서 전자기파 반사율과 위상 정보 지도 제작	35
3.3 진폭과 위상 정보 지도를 이용한 모드잠금 안정영역 분석 .....	38
3.4 진폭과 위상 정보 지도를 이용한 모드잠금 안정 조건 해석 .....	41
3.5 모드잠금 안정영역에서 레이저 발진기 출력 특성 .....	51
3.6 펄스 폭 측정을 통한 스펙트럼과 펄스 폭의 상관관계 분석 .....	54
제4절 모드잠금 안정영역 조건 검증 실험 .....	55
제4장 결론 .....	58
[참고문헌] .....	59

## 그림 목 차

그림 2.1 수치해석을 통한 ANDi 광섬유 레이저의 펄스 형성 메커니즘	5
그림 2.2 비선형 편광 회전 메커니즘 .....	6
그림 2.3 처프 펄스 스펙트럼 필터링 .....	7
그림 2.4 임의의 복굴절 성분을 갖는 광섬유에 대한 복굴절판 등가 배열도	9
그림 2.5 편광 상태에 따른 전자기파 전파 특성 .....	13
그림 2.6 본 연구에서 사용한 자기상관계 측정기의 모식도 .....	24
그림 3.1 제작된 Yb 첨가된 광섬유 레이저 .....	26
그림 3.2 입사각, 편광 상태에 따른 이론적인 반사율 .....	28
그림 3.3 설계 제작된 편광 분석기 .....	30
그림 3.4 LP의 투과축 회전에 따른 투과율 .....	30
그림 3.5 광섬유 존스 행렬을 구하는 과정 .....	34
그림 3.6 HWP 회전각( $\alpha$ )과 QWP1 회전각( $\beta$ ) 변화에 대한 출력단에서 전자기파의 (a) 반사율 지도와 (b) 위상 정보 지도 .....	37
그림 3.7 출력단에서 전자기파의 (a) 반사율 지도와 (b) 위상 정보 지도 상의 출력 특이점 위치 .....	38
그림 3.8 출력단에서 전자기파의 (a) 반사율 지도와 (b) 위상 정보 지도 상의 모드잠금 영역(QWP2가 $-22.5^\circ$ 로 설정될 경우) .....	40
그림 3.9 I 영역에서 HWP 회전각에 따른 레이저 출력 특성 ( $\beta=204^\circ$ 인 경우) .....	42
그림 3.10 I 영역에서 HWP 회전각 위치에 따른 편광 상태 분석 ( $\beta=204^\circ$ 인 경우) .....	44
그림 3.11 II 영역에서 HWP 회전각에 따른 레이저 출력 특성 ( $\beta=294^\circ$ 인 경우) .....	46
그림 3.12 II 영역에서 HWP 회전각 위치에 따른 편광 상태 분석	



( $\beta=294^\circ$ 인 경우) .....	48
그림 3.13 공진기 공진 모드 위상 조건 .....	50
그림 3.14 측정된 레이저 발진기 펄스 열 .....	51
그림 3.15 펌프 광 세기에 따른 레이저 발진기 출력 .....	52
그림 3.16 OSA로 측정된 레이저 출력 스펙트럼 .....	53
그림 3.17 펄스 폭과 스펙트럼 선폭 측정 .....	54
그림 3.18 편광에 의해 광섬유 내에 유도된 비선형 굴절률 분포 .....	55
그림 3.19 출력단에서 전자기파의 (a) 반사율 지도와 (b) 위상 정보 지도 상의 모드잠금 영역(QWP2가 $22.5^\circ$ 로 설정될 경우) .....	56
그림 3.20 출력단에서 전자기파의 (a) 반사율 지도와 (b) 위상 정보 지도 상의 모드잠금 영역(QWP2가 $-10.0^\circ$ 로 설정될 경우) .....	57

## 표 목 차

표 2.1 편광 상태에 해당하는 존스 벡터 .....	15
표 2.2 광학 소자에 해당하는 존스 행렬 .....	15
표 2.3 파장판에 해당하는 존스 행렬 .....	16
표 2.4 편광 상태에 해당하는 스토크스 벡터 .....	19
표 2.5 자기상관 신호 폭과 실제 펄스 폭의 상관관계 .....	24
표 3.1 입사각, 편광 상태에 따른 부분 반사 거울의 반사율 .....	28
표 3.2 편광 상태에 대한 스토크스 벡터 이론값과 측정값 비교 .....	31
표 3.3 QWP 회전각에 따른 스토크스 벡터 이론값과 측정값 비교 .....	32

# ABSTRACT

## Analysis of the Stable Region of Nonlinear-Polarization-Rotation mode-locked Yb-Doped Fiber Laser Using Fiber Jones Matrix

**Jeong Hyeon Jang**

**Advisor : Prof. Hyun Su Kim, Ph.D.**

**Department of Photonic Engineering**

**Graduate School of Chosun University**

This study proposed a new stable region analysis method using the analysis of polarization state inside a resonator to analyze the mode-locked stability zone for mode-locked optical fiber laser only composed of all normal dispersion (ANDi) fiber and optical elements. The ANDi mode-locked optical fiber laser forms mode-locked pulses based on nonlinear polarization rotation. Because the resonator of ANDi optical fiber laser is only composed of ANDi devices, the pulses that move inside the resonator are linearly chirped, thus increasing the pulse width. Consequently, this has the advantage of increasing the single pulse energy compared with the conventional method of generating passive pulses using optical fibers. However, in order for the ANDi optical fiber laser to exhibit artificial saturable absorber properties through nonlinear polarization rotation, multiple wave plates and polarizers should be inserted in the resonator. Therefore, the rotation angle of the wave plates must be adjusted for stable mode-locking, but this process for laser alignment to find the mode-locking condition is extremely difficult. To find the mode-locked stability zone for easy laser alignment, this study measured the polarization state of light inside the resonator and calculated the Jones matrix of optical fiber by using

this, in which the effects of optical fibers such as bending or twisting would be expressed. Through this process, a two-dimensional map was created, which expressed the amplitude and phase of light when light arrived at the resonator output coupler after one roundtrip as a function of the rotation angle of wave plates inserted into the resonator. These amplitude and phase maps were compared with the mode-locked zone obtained through experiments to find their correlation and we found their correlation. This study confirmed that this correlation can be used to find the mode-locked zone.

# 제1장 서론

## 제1절 연구 배경

초고속 과학은 매우 빠르게 성장하는 분야이다. 극초단(수 ps~수 fs) 급의 짧은 시간 동안 강력한 레이저 펄스를 발생시키는 극초단 레이저 광원은 초고속 과학에서 중요한 역할을 한다[1]. 이러한 특성을 갖는 극초단 레이저는 비선형 광학[2], 양자 생물학[3], 분광학[4]과 같은 순수 기초 연구 등에서 폭넓게 사용된다. 일반적으로 극초단 펄스는 고체 레이저와 광섬유 레이저를 이용하여 구현된다. 특히 광섬유 레이저는 광통신용으로 많이 개발되면서 광섬유의 제작 기술과 그 외 부품들의 제작 기술들이 더욱 발달하여 고효율의 소형 레이저로 각광받게 되었다. 현재는 고체레이저를 대체하여 재료 가공[5], 의료 분야[6], 리소그래피 공정[7] 등과 같은 다양한 사업 분야에서 사용되고 있다.

광섬유 레이저에서 극초단 펄스를 구현하는 방법은 모드잠금 기술을 활용한다. 모드잠금 기술은 수동형 모드잠금과 능동형 모드잠금 기법으로 나뉜다. 능동형 모드잠금은 음향 광학 변조기(Acousto-Optic Modulator, AOM) 또는 전기 광학 변조기(Electro-Optic Modulator, EOM) 등과 같은 광학 변조기를 사용하여 공진기 내부의 손실을 주기적으로 변조시켜 모드잠금 하는 방식이다. 수동형 모드잠금 기법은 레이저 공진기 내부에 비선형 물질을 삽입하여 모드잠금 하는 방식이다. 주로 많이 활용하는 수동형 모드잠금 방법으로는 비선형 편광 회전(Nonlinear Polarization Rotation, NPR)[8-10] 방식, 비선형 루프 거울(Nonlinear loop mirror) 방식[11]과 같이 광섬유 자체의 비선형 성질을 이용하는 방법과 탄소 나노 튜브[12], 그래핀[13] 등과 같은 비선형 흡수 성질을 갖는 포화 흡수체(Saturable Absorber, SA)를 이용하는 방법이 있다. 일반적으로 수동형 모드잠금 기법은 능동형 모드잠금과 비교하여 더 짧은 펄스를 생성[14]하고 광 변조기, 전자 드라이버와 같은 모드잠금 장치가 필요하지 않아 비용적으로 저렴하고 모드잠금 펄스를 손쉽게 구현할 수 있다는 장점이 있다. 광섬유 공진기 내부의 수동형 모드잠금 펄스 형성 원리에 따라 additive 펄스[15], 솔리톤(Soliton) 펄스[16], Stretched 펄스[17], Self-similar 펄스[18] 등과 같이 불린다.

본 연구에서 설계한 All Normal Dispersion(ANDi) 광섬유 레이저는 수동형 모드잠금 방식인 비선형 편광 회전을 기반으로 모드잠금 펄스를 형성한다. ANDi 광섬유 레이저는 공진기를 정상 분산 소자로만 구성하여 공진기 내를 진행하는 펄스가 선형 처핑(Chirping)되어 펄스 폭이 길어지게 된다. 이에 따라 기존의 광섬유로 수동형 펄스를 생성하는 방법보다 단일 펄스 에너지를 크게 할 수 있다는 장점이 있다. 길어진 펄스 폭은 선형 처핑 특성을 이용해 공진기 외부에 추가적인 펄스 압축을 하면 수백 fs 급의 극초단 펄스를 만들 수 있다. 그러나 ANDi 광섬유 레이저는 비선형 편광 회전을 통한 인위적인 포화 흡수체 특성이 나타나도록 하기 위해서는 공진기 내에 다수의 파장판들과 편광기를 삽입하여야 하는 문제가 생긴다. 따라서 안정적인 모드잠금을 위한 파장판들의 각도 조정이 필수적이지만 파장판들의 높은 자유도로 인해 모드잠금 조건을 찾기 위한 레이저 정렬이 매우 어렵다. 안정적인 모드잠금이 이루어지는 파장판들의 각도 구간을 찾기 위한 다양한 방법들이 시도되었다[19-24]. 특히 비선형 방정식을 풀어 모드잠금 안정영역을 만족하는 파장판들의 각도 구간을 찾는 연구들이 많이 이루어졌다. 이 방법은 한 바퀴 공진한 펄스의 세기가 광섬유의 비선형 조건에서 양의 피드백이 될 때 안정적인 모드잠금이 된다고 가정하고 그것에 대응하는 파장판들의 각도 범위를 구하였다[21-24]. 그러나 광섬유가 이상적으로 균질하다는 가정하에 복잡한 광섬유 슈뢰딩거 방정식의 해를 구하여 모드잠금 영역을 구했기 때문에 실제 실험과는 잘 맞지 않는다는 한계가 있고 맞는다고 해도 산업 현장에서 레이저 설계자가 어려운 분석 방법을 이용하여 모드잠금 영역을 쉽게 찾기 어렵다는 단점이 있다.

따라서 본 논문에서는 복잡한 슈뢰딩거 방정식을 풀지 않고 직접적인 편광 측정을 통해 모드잠금 안정영역을 찾기 위한 손쉬운 방법을 제안한다. 본 연구에서 제안한 방법은 공진기 최소 손실 조건에서 광섬유를 통과한 광의 편광 상태를 측정하고 이를 이용해 광섬유의 존스 행렬(Jones matrix)을 구해서 광섬유의 굽힘(Bending) 이나 뒤틀림(Twisting) 등의 효과가 광섬유 존스 행렬에 표현되도록 했다. 이를 통해 공진기를 한 번 왕복 했을 때의 광의 진폭과 위상에 대한 정보를 사용된 파장판들의 회전각들의 함수로 표현된 2차원 지도를 만들었다. 이 진폭 지도 및 위상 지도와 실험을 통해 얻은 모드잠금 영역을 비교 분석함으로써 서로 간의 상관관계 특성을 찾아내고 이를 모드잠금 영역을 찾는 데 활용할 수 있음을 규명하였다.

## 제2장 이 론

### 제1절 광섬유 공진기 내부에서 펄스 형성 및 전파 메커니즘

광섬유 공진기 내부에서는 그룹 속도 분산(Group Velocity Dispersion, GVD), 비선형 Kerr 매질인 광섬유의 Kerr 비선형성으로 인해 발생하는 자기 위상 변조(Self Phase Modulation, SPM), 포화 흡수체로 인한 진폭 변조 간의 상호 작용에 의해 펄스가 형성된다. 이러한 현상은 비선형 슈뢰딩거 방정식(Nonlinear Schrödinger equation, NLSE)을 통해 잘 설명될 수 있다[25]. 잘 알려진 비선형 슈뢰딩거 방정식을 나타내는 식 (2.1)은 느리게 변하는 포락선 근사 함수인  $A = A(t, z)$ 가 3차 비선형 매질인 광섬유 내에서 어떠한 과정을 통해 펄스가 형성 되는지를 설명한다.

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A + \frac{1}{2}i\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma(|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T}(|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T}) \quad (2.1)$$

여기서,  $T$ 는 펄스의 군속도를 고려한 기준 시간,  $z$ 는 거리를 나타낸다.  $\alpha$ 는 이득과 손실에 관한 항이고  $\beta_2, \beta_3$ 는 각각 2차 분산(군속도 분산)과 3차 분산의 효과를 나타낸다.

이 방정식의 해석을 통해 다양한 광섬유 시스템에서 발생하는 펄스를 예측하고 설명할 수 있다. 광섬유의 조건에 따라 만족하는 비선형 슈뢰딩거 해들은 각각의 광섬유의 모드잠금 형성과정을 설명해주고 공진기 내에서의 펄스 전파 특성 잘 설명해준다. 현재까지 잘 알려진 모드잠금된 광섬유 레이저의 펄스 형태는 솔리톤 펄스, Stretched 펄스, Self-similar 펄스 등이 있다.

솔리톤 광섬유 레이저는 비정상 군속도 분산과 양의 비선형성을 가진 광섬유를 이용하여 공진기 내부에 펄스 형태가 일정한 펄스를 형성한다. 솔리톤 면적 정리를 통해 얻은 솔리톤 에너지와 펄스 지속 시간의 관계는 식 (2.2)와 같이 서로 반비례한다[26]. 여기서  $P_0$ 는 피크 파워이고  $T_0$ 는 광 세기가  $1/e$ 가 되는 지점의 폭을 나타낸다. 이를 통해 두 곱이 합이 항상 일정한 형태로 축소될 수 있음을 알 수 있

다. 즉, 주어진 시간 동안 솔리톤 에너지가 제한됨을 나타낸다.

$$P_0 T_0^2 = \frac{|\beta_2|}{\gamma} \quad (2.2)$$

실제로 광섬유 레이저는 이득과 손실로 인한 미세한 섭동이 있으므로 이상적인 솔리톤 펄스를 생성할 수 없고 이러한 섭동으로 인해 솔리톤은 분산 파의 형태로 에너지를 방출하게 된다. 이러한 측파대(Side band)의 형성으로 인해 펄스의 스펙트럼 폭이 제한되고 결과적으로는 펄스 지속 시간이 제한된다. 결과적으로 스펙트럼 측파대 생성은 궁극적으로 펄스 에너지를 제한한다는 치명적인 단점이 있다.

광섬유의 긴 거리로 인한 비선형성을 제어하는 효과적인 방법은 비정상 군속도 분산과 정상 군속도 분산을 갖는 소자를 함께 이용하여 레이저 공진기를 구성하는 것이다. 결과적으로 발생하는 펄스는 한 번의 왕복 동안 펄스가 늘어났다가 줄어들게 된다. 이를 Stretched 펄스라고 한다. 늘어난 펄스는 왕복 당 최소 두 번의 최소 펄스 폭을 가지게 된다. 또한, Stretched 펄스는 솔리톤 펄스와 달리 스펙트럼 측파대가 없다. 이는 펄스가 레이저 내부에서 펄스가 늘어났다 압축되었다 하는 과정을 반복하기 때문에 분산파가 생기기 위한 위상 정합을 방해하기 때문이다. 이에 따라 공진기 내부의 섭동으로 인한 펄스 에너지 손실이 많이 없어서 펄스 진화에 유익한 영향을 끼친다. 이러한 동작은 포화 흡수체에 의해 달성된다. 최근에 Stretched pulse 광섬유 레이저의 출력 에너지는 3 nJ 급의 경우도 보고되었다[27].

Ilday 등에 의해 광섬유 레이저 내부에서 발생하는 펄스의 또 다른 형태인 Self-similar 펄스의 전파가 증명되었다[28]. Self-similar 펄스는 포물선 강도 프로파일을 갖는 비선형 슈뢰딩거 방정식의 해이다. Self-similar 레이저는 비정상적인 분산 구간에서 무시할 수 있는 비선형성을 갖는다. 이것은 솔리톤 펄스 형성을 피하기 위한 것으로, 실제로는 회절격자(Diffraction grating) 또는 프리즘(Prism)과 같은 거의 무시할 수 있을 만큼 작은 비선형성을 갖는 광학 소자를 사용하여 구현된다. 정상 군속도 분산 영역에서는 정상 군속도 분산과 자기 위상 변조의 결합된 효과를 이용한다. 이에 따라 펄스는 선형적인 양의 처프(Chirp)의 축적을 겪는다. Self-similar 이터븀 첨가 광섬유 레이저 공진기의 수치 시뮬레이션 결과로 100 nJ 급의 펄스 에너지가 가능해야 함이 보고되었다[28].



## 제2절 정상 분산 소자로만 이루어진(ANDi : All Normal Dispersion) 광섬유 레이저의 모드잠금 원리

가장 최근에 정상 분산 소자로만 이루어져 기존의 펄스 형성 이론과는 다른 솔루션을 가진 ANDi 광섬유 레이저가 제안되었다[29]. ANDi 광섬유 레이저는 단일 펄스 당 에너지를 높일 수 있고 공진기 외부에 추가적인 펄스 압축 소자를 사용하여 수백 fs 급의 극초단 펄스를 형성할 수 있는 장점이 있다. 즉, 정상 분산에 의해 선형으로 처핑되어 늘어난 펄스 형태를 비선형 편광 회전, 추가적인 스펙트럼 필터링을 통해 펄스 형태를 재단해 주는 방식으로 안정적인 펄스를 형성하게 된다. 그림 2.1은 ANDi 광섬유 공진기 내에서 펄스 전파 특성을 보여주고 있다. 본 연구에서 설계한 ANDi 광섬유 공진기도 유사한 구조로 그림 2.1과 같이 모드잠금 펄스가 공진기 내에서 형성될 것으로 예상할 수 있다.

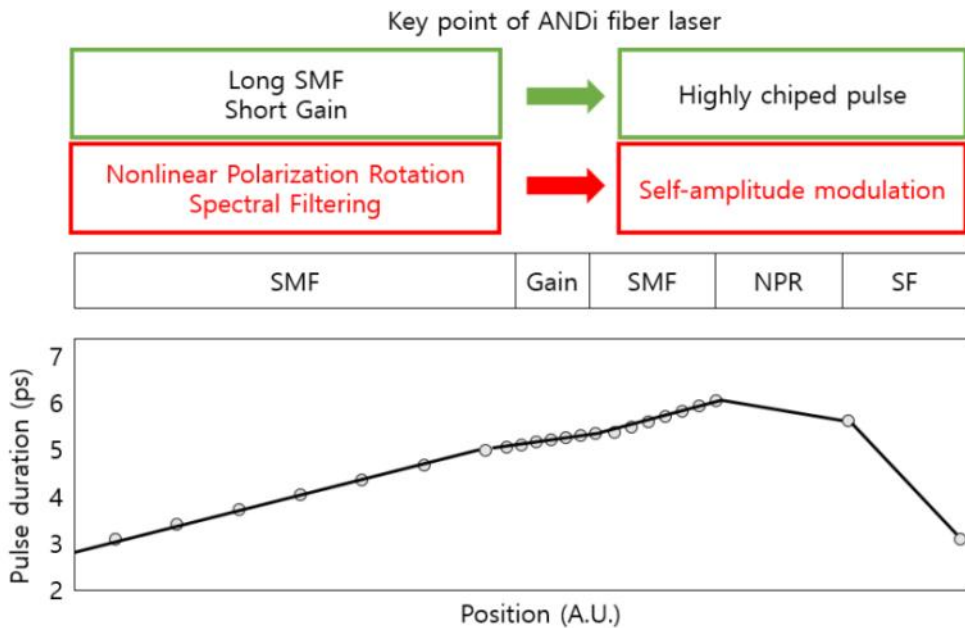


그림 2.1. 수치해석을 통한 ANDi 광섬유 레이저의 펄스 형성 메커니즘[29]

## 2.1 Kerr 효과에 의한 비선형 편광 회전(Nonlinear Polarization Rotation, NPR) 현상

비선형 매질인 광섬유, 편광기, 파장판들의 조합을 이용해 광 세기에 비선형적으로 비례하는 투과 특성이 공진기 내부에 형성되도록 하는 방법은 Hoper에 의해 제안되었다[30]. 즉, 포화 흡수체와 같은 역할을 하는 인위적인 포화 흡수체(Artificial Saturable Absorber, ASA)를 공진기 내부에 형성되도록 하였다. 이러한 인위적인 포화 흡수체는 비선형 편광 회전을 기반으로 동작한다. 비선형 편광 회전은 직교하는 두 편광 성분의 자기 위상 변조(Self Phase Modulation, SPM) 및 교차 위상 변조(Cross Phase Modulation, XPM)에 의해 발생하는 비선형 효과이다. 이런 비선형 효과를 발생시키기 위해서는 광섬유에 입사하는 빔은 타원 편광과 같이 상대적 진폭 크기가 서로 다른 편광 성분을 가지고 있어야 한다. 즉, 그림 2.2와 같이 선 편광기를 지난 레이저 펄스는 1/4 파장판(Quarter Wave Plate, QWP)을 통과 후 임의의 타원 편광 상태가 된다. 두 직교하는 편광 성분의 차이에 따라 비선형 편광 회전 효과가 달라진다. 광섬유로 입사한 타원 편광된 광은 비선형 Kerr 매질인 광섬유 내에서 펄스의 중심부와 가장자리 부분의 상대적인 광 세기가 달라서 서로 다른 편광 회전을 겪게 된다. 광섬유를 통과한 펄스의 강한 광 세기를 갖는 침두 부분은 다시 한번 QWP를 통과 후 선형편광 상태가 된다. 펄스의 가장자리 부분은 다른 편광 형태를 갖고 있으므로 선형 편광 상태가 되지 않는다. 선형 편광된 펄스의 침두 부분은 1/2 파장판(Half Wave Plate, HWP)을 조절하여 편광기에 투과시키면 침두 부분의 광 세기가 강하면서 짧은 폭을 갖는 펄스를 만들 수 있다. 그림 2.2는 이러한 비선형 편광 회전 메커니즘을 보여준다.

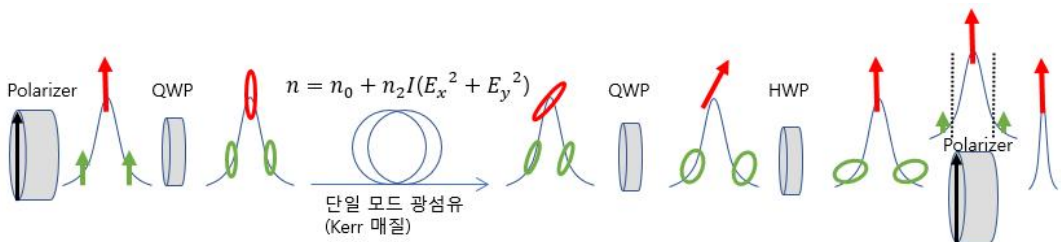


그림 2.2 비선형 편광 회전 메커니즘

## 2.2 스펙트럼 필터에 의한 진폭 변조

ANDi 광섬유 레이저에서 모드잠금 펄스를 안정화하기 위해서는 추가적인 스펙트럼 필터가 필요하다. 정상 분산 광섬유로만 공진기가 구성되었기 때문에 공진기 내부를 공진하는 펄스는 분산에 의해 지속적으로 펄스 폭 확장이 일어나 안정적인 공진이 이루어지지 않게 된다. 펄스가 처핑되었기 때문에 공진기 내부에 밴드 투과 필터를 삽입하게 되면 펄스의 가장자리 부분의 과장영역은 제거되는 효과가 발생하게 되어 펄스 폭 조절이 가능하게 된다. 이것을 처프 펄스 스펙트럼 필터링(Chirped Pulse Spectral Filtering, CPSF)이라고 한다[29]. 이러한 스펙트럼 필터에 의한 강력한 펄스 형성 메커니즘은 그림 2.3과 같다. 단일 모드 광섬유와 이득 매질에서 정상 분산에 의한 펄스 처핑이 계속 일어나게 되고 비선형 편광 회전 때문에 펄스의 침두 부분만이 선택적으로 출력되고 추가적으로 스펙트럼 필터링 때문에 강력한 펄스 셰이핑(Shaping)이 일어난다. 단일 모드 광섬유와 이득 매질에서는 분산에 의한 펄스 폭 증대 효과와 비선형 편광 회전 및 스펙트럼 필터에 의한 펄스 셰이핑을 통해 펄스 형태가 유지되는 과정이 반복함으로써 안정적인 모드잠금 펄스 신호가 발생한다.

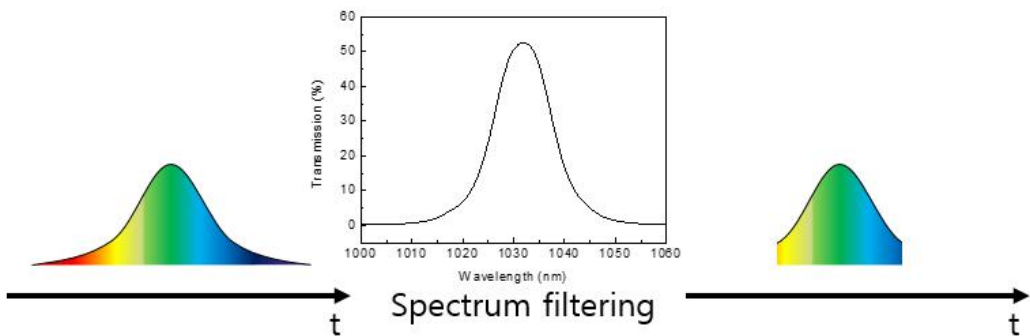


그림 2.3 처프 펄스 스펙트럼 필터링

### 제3절 광섬유의 존스 행렬(Jones matrix) 특성

비선형 편광 회전에 의한 수동 모드잠금 광섬유 레이저는 편광 조절부(Controllor)에 사용된 파장판의 회전각에 따라 CW(Continuous wave), Q-스위칭, 모드잠금, Q-스위칭된 모드잠금 상태로 발진할 수 있다. 선행 연구에서는 이를 분석하기 위해 공진기 내부의 광섬유에 대한 비선형 슈뢰딩거 방정식을 해석하고 그 결과를 이용해 모드잠금 안정영역을 분석하였다[21-24]. 이러한 선행 연구에서는 이상적인 광섬유 조건을 가정하고 모드잠금 안정영역을 모델링 하였다. 즉, 광섬유를 전체 길이에 걸쳐 균일성을 갖는다는 가정을 통해 복잡한 비선형 슈뢰딩거 방정식에 대한 수치 해석을 수행하였다. 그러나 이 모델을 이용하여 일반적으로 발견되는 모든 모드잠금 안정영역 특징을 잘 분석하기 어렵고 실제 모드잠금이 발견되는 영역을 찾는 방법으로 활용되기 어렵다. 주원인은 실제 환경에서 광섬유는 굉장히 긴 거리에 걸쳐 굽힘, 뒤틀림과 같은 여러 원인이 작용하여 광섬유의 균질성이 떨어지기 때문이다. 또한, 비선형 슈뢰딩거 방정식의 해석을 산업 현장의 레이저 엔지니어가 하기에는 어려움이 있다. 본 연구에서는 광섬유의 굽힘, 뒤틀림 효과 정보가 들어간 광섬유 존스 행렬을 실험을 통해 구하였다.

광섬유 존스 행렬을 구하기 위해서는 광섬유의 특성을 먼저 이해해야 한다. 실제 광섬유는 굽힘이나 뒤틀림과 같은 요인에 의해 고유한 복굴절성을 갖는다. 긴 거리에 걸쳐 광이 전파되는 광통신 분야에서 광섬유의 고유한 복굴절 특징으로 인해 편광 모드 분산으로 인한 기존 신호의 왜곡과 같은 통신 시스템의 저하가 발생하게 된다. 이를 분석하여 시스템의 성능을 향상하려는 목적을 위하여 광섬유의 복굴절성을 모델링 하려는 연구는 1981년 I.P. Kaminow의 선행 연구를 필두로 많은 연구자에 의해 연구되어 왔다[31]. 또한, 일반적으로 광섬유 레이저 공진기에서 공진기를 구성하는 단일 모드 광섬유는 간단한 존스 행렬을 통한 복굴절성을 고려하여 해석된다. 광섬유는 그림 2.4에 표현된 것과 같이 아주 얇은 원반(Disk) 형태의 복굴절판 배열로 설명할 수 있다. 각각의 원반은 서로 다른 방향으로 회전한 복굴절 소자들로 해석할 수 있다. 이를 통해 식 (2.3)과 같이 광섬유 존스 행렬을 표현할 수 있다.

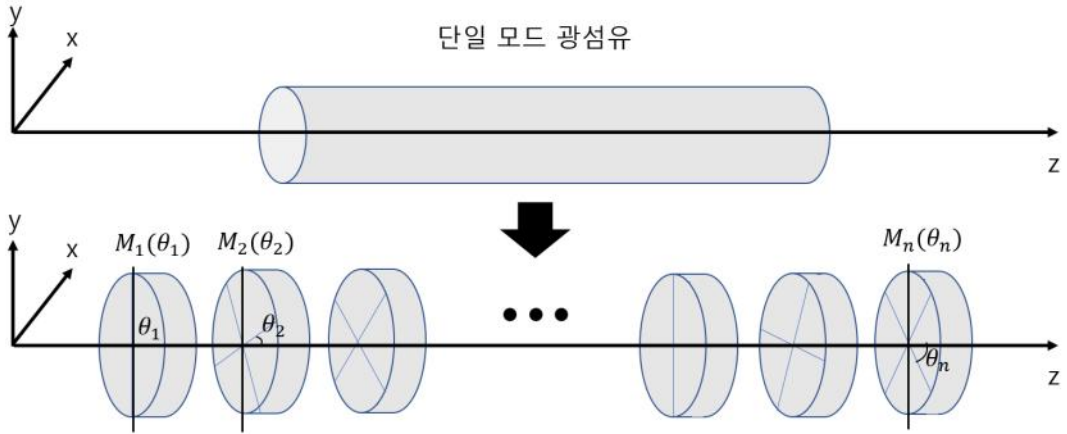


그림 2.4 임의의 복굴절 성분을 갖는 광섬유에 대한 복굴절판 등가 배열도

$$M_{fiber} = R(\theta_n)M_nR(-\theta_n) \times \dots \times R(\theta_2)M_2R(-\theta_2) \times R(\theta_1)M_1R(-\theta_1) \quad (2.3)$$

여기서  $R(\theta_n)$ 은 회전 변환 행렬(Rotation matrix)이며 식 (2.4)와 같이 표현된다.

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

$M_n$ 는  $\phi_n$ 의 선형 복굴절을 갖는 소자를 뜻하는 복굴절 행렬이다.

$$M_n = \begin{pmatrix} e^{(i\frac{\phi_n}{2})} & 0 \\ 0 & e^{(-i\frac{\phi_n}{2})} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

이처럼 서로 다른 각도로 정렬된 얇은 복굴절 매질의 조합으로 설명되는 긴 거리에 걸친 등가 광섬유의 존스 행렬은 식 (2.6)과 같이 표현되는 것이 증명되었다 [32].

$$M_{fiber} = \begin{pmatrix} a & b \\ -b^* & a^* \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

본 연구에서도 광섬유 존스 행렬이 식 (2.6)과 같은 형태로 표현됨을 가정하여 광섬유로 입사하는 편광과 광섬유를 투과한 뒤의 광의 편광 상태를 비교하여 광섬유 존스 행렬을 구하였다.

## 제4절 광의 편광과 편광의 수학적 표현

### 4.1 광의 편광 표현

광은 전자기파이다. 자유 공간이나 균질한 등방성 비감쇠 매질을 진행하는 전자기파는 진행 방향과 진동 방향이 서로 수직한 횡파의 특성을 갖는다. 따라서  $z$ 축으로 진행하는 광의 전기장 벡터는 항상  $x$ 축과  $y$ 축의 성분만을 갖고 있어야 한다. 관습적으로 전기장의 진동 방향을 전자기파의 진동 방향으로 정의한다. 임의의 광원에서 나온 광의 전기장의 진동 형태가 일정한 규칙성을 갖고 진동할 때 이 광은 편광되어 있다고 한다. 이러한 성질을 갖고  $z$ -방향으로 진행하는 전기장 벡터의  $x$ 축 성분과  $y$ 축 성분은 각각 식 (2.7)과 식 (2.8)로 표현한다.

$$\vec{E}_x(z, t) = \hat{x}E_{0x}\cos(kz - \omega t) \quad (2.7)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = \hat{y}E_{0y}\cos(kz - \omega t + \delta) \quad (2.8)$$

여기서, 아래 첨자와  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$ 은 진동 방향을 의미한다.  $E_{0x}$ ,  $E_{0y}$ 는 전기장의 양의 진폭을 나타낸다.  $\delta$ 는  $x$ -방향으로 진동하는 파와  $y$ -방향으로 진동하는 파의 상대적 위상 차이를 의미하며  $\delta_y - \delta_x$ 로 정의된다. 식 (2.7)과 식 (2.8)의 서로 수직한 방향으로 진행하는 두 파의 합성 전기장 벡터는 식 (2.9)와 같이 벡터 합으로 표현된다.

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_x(z, t) + \vec{E}_y(z, t) \quad (2.9)$$

광이 진행할 때 전기장의 진동 방향이 항상 일정한 경우 선형 편광(Linear polarization)되어 있다고 한다. 일반적인 전기장의 표현식인 식 (2.9)에서  $\delta$ 가 0이거나  $\pm 2\pi$ 의 정수배만큼 차이가 난다면 두 파는 위상이 일치한다. 이 경우 식 (2.9)는 식 (2.10)과 같이 표현된다.

$$\vec{E} = (\hat{x}E_x + \hat{y}E_y)\cos(kz - wt) \quad (2.10)$$

이러한 상태에서 광은 제1 사분면과 제3 사분면에서 진동하게 된다. 이때,  $x$  축과 이루는 각도  $\theta$ 는  $x$  축 방향 진폭과  $y$  축 방향 진폭( $\hat{x}E_{0x} + \hat{y}E_{0y}$ )에 의해서 결정된다. 반면에,  $\delta$ 가  $\pm\pi$ 의 홀수배인 경우, 광은 제2 사분면과 제4 사분면상에서 진동하게 된다. 합성 전기장 벡터는 식 (2.11)과 같이 표현된다.

$$\vec{E} = (\hat{x}E_x - \hat{y}E_y)\cos(kz - wt) \quad (2.11)$$

두 성분과의 진폭이 같고(즉,  $E_x = E_y = E_0$ ) 이들의 상대 위상차를 나타내는  $\delta$ 가  $-\pi/2 + 2n\pi$  ( $n = \pm 0, 1, 2, \dots$ )와 같을 때 식 (2.9)는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\vec{E} = E_0(\hat{x}\cos(kz - wt) + \hat{y}\sin(kz - wt)) \quad (2.12)$$

이때,  $\vec{E}_y(z, t)$ 는  $\vec{E}_x(z, t)$ 를  $\pi/2$ 만큼 앞서게 된다. 그 결과 합성 전기장 벡터  $\vec{E}$ 는 관찰자의 관점에서 시간이 지남에 따라 시계 방향으로 회전한다. 관습적으로 시계 방향으로 회전하는 파를 우원 편광(Right Circular Polarization, RCP)되어 있다고 한다. 마찬가지로  $\vec{E}_x(z, t)$ 가  $\vec{E}_y(z, t)$ 를  $\pi/2$ 만큼 앞서게 되면 시간이 지남에 따라 반시계 방향으로 광이 회전하는 반대의 상황이 발생하고 이를 좌원 편광(Left Circular Polarization, LCP)이라고 한다.

앞서 말한 선형 편광과 원형 편광은 타원 편광의 특별한 경우로 생각할 수 있다. 타원 편광이란 합성된 전기장 벡터  $\vec{E}$ 가 시간이 지남에 따라 회전하면서 그 크기 또한 변하여 고정된 지점에서 편광을 관찰하면 타원형의 형태로 편광 상태가 변화하는 편광을 의미한다. 이를 수학적으로 표현하면 식 (2.13)과 같다.

$$\left(\frac{E_x(z, t)}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y(z, t)}{E_{0y}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x(z, t)}{E_{0x}}\right)\left(\frac{E_y(z, t)}{E_{0y}}\right)\cos(\delta) = \sin^2(\delta) \quad (2.13)$$

식 (2.13)에서 공간과 시간에 대한 의존성을 없애고 크기에 대해서만 정리하면



$(E_x, E_y)$  좌표계에서  $\alpha$ 만큼의 각을 주축의 각도로 가진 타원 방정식이며 이때의  $\alpha$ 는 식 (2.14)를 만족한다.

$$\tan 2\alpha = \frac{2E_{0x}E_{0y} \cos(\delta)}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (2.14)$$

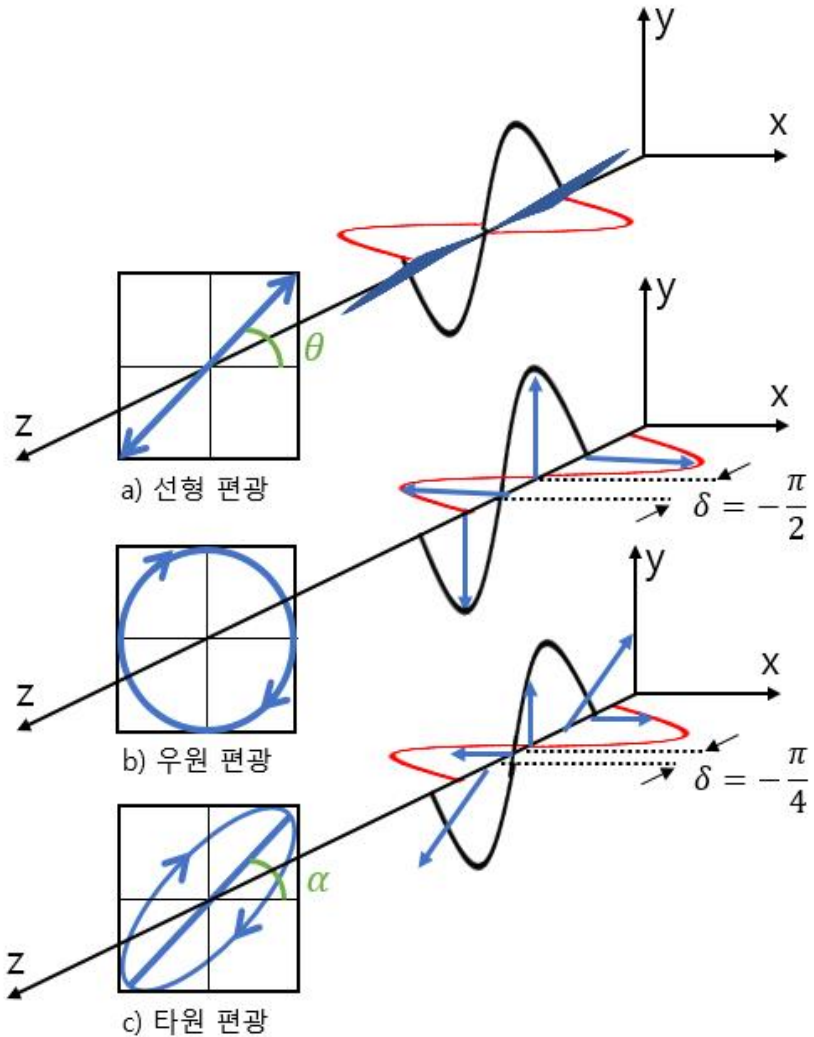


그림 2.5 편광 상태에 따른 전자기파 전파 특성  
(a) 선형 편광, (b) 우원 편광, (c) 타원 편광

## 4.2 존스 벡터(Jones vector)

앞서 언급한 광의 편광 상태는 1941년 R.C. Jones에 의해 고안된 존스 벡터를 통해 설명할 수 있다[33]. 존스 벡터는 광의 진폭과 위상 정보만으로 광의 편광 상태를 나타내므로 수학적으로 쉽게 표현된다. 이처럼 광의 편광 상태를 표현하는 2×1 행렬을 존스 벡터라 한다. 존스 벡터는 일반적으로 두 성분의 제곱의 합이 1이 되도록 규격화하여 사용한다. 이를 수학적으로 표현하면 식 (2.15)와 같다.

$$\begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x}(t)e^{i(kz-wt+\delta_x)} \\ E_{0y}(t)e^{i(kz-wt+\delta_y)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x}e^{i\delta_x} \\ E_{0y}e^{i\delta_y} \end{pmatrix} e^{i(kz-wt)} \quad (2.15)$$

편광방향 의존성이 있는 광학 소자로 광이 입사하면, 투과된 광은 광학 소자에 영향을 받아 편광 상태가 변하게 된다. 이러한 광학 소자의 광학적 특성을 2×2 행렬 형태로 표현할 수 있다. 이처럼 광학 소자의 편광 의존성 특징을 나타내고 존스 벡터와 작용하는 연산자를 존스 행렬이라고 한다. 따라서 광의 편광 상태를 나타내는 존스 벡터에 광학 소자의 편광 특성을 나타내는 존스 행렬을 곱하면 투과된 광의 편광 상태를 계산할 수 있다. 잘 알려진 편광 상태에 해당하는 존스 벡터는 표 2.1에, 광학 소자에 해당하는 존스 행렬은 표 2.2와 표 2.3에 나열되어 있다. 여기서 빠른 굴절률 축은 파장판의 회전각에 해당한다.

표 2.1 편광 상태에 해당하는 존스 벡터[35]

편광 상태	존스 벡터
수평 선형 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
수직 선형 편광	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
수평축으로부터 +45° 선형 편광	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$
수평축으로부터 -45° 선형 편광	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$
우원 편광	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$
좌원 편광	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$

표 2.2 광학 소자에 해당하는 존스 행렬[35]

광학 소자	존스 행렬
수평 선형 편광자	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
수직 선형 편광자	$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
투과축이 수평축으로부터 ±45°인 편광자	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \pm 1 \\ \pm 1 & 1 \end{pmatrix}$
투과축이 수평축으로부터 임의의 각 $\theta$ 인 편광자	$\begin{pmatrix} \cos^2\theta & \cos\theta\sin\theta \\ \cos\theta\sin\theta & \sin^2\theta \end{pmatrix}$
우원 편광자	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}$
좌원 편광자	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix}$

표 2.3 파장판에 해당하는 존스 행렬[35]

파장판	존스 행렬
빠른 굴절률 축(회전각)이 수직으로 정렬된 QWP	$e^{\frac{i\pi}{4}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}$
빠른 굴절률 축(회전각)이 수평으로 정렬된 QWP	$e^{-\frac{i\pi}{4}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$
회전각이 수평축으로부터 임의의 각 $\theta$ 로 정렬된 QWP	$e^{-\frac{i\pi}{4}} \begin{pmatrix} \cos^2\theta + i \sin^2\theta & (1-i)\sin\theta \cos\theta \\ (1-i)\sin\theta \cos\theta & \sin^2\theta + i \cos^2\theta \end{pmatrix}$
회전각이 수평축으로부터 임의의 각 $\theta$ 로 정렬된 HWP	$e^{-\frac{i\pi}{2}} \begin{pmatrix} \cos^2\theta - \sin^2\theta & 2\cos\theta \sin\theta \\ 2\cos\theta \sin\theta & \sin^2\theta - \cos^2\theta \end{pmatrix}$

### 4.3 스토크스 변수(Stokes parameter)

존스 행렬 이외에, 광의 편광 상태를 표현하는 또 다른 방법인 스토크스 변수는 1852년 스토크스(G. G. Stokes)의 연구를 통해 고안되었다[34]. 앞서 언급한 존스 행렬은 전기장의 진동 방향과 위상을 통해 편광 상태를 정의하지만 편광되지 않은 광은 임의의 진동 방향과 위상을 가진 전자기파들의 합으로 이해할 수 있다. 따라서 존스 벡터를 통한 광의 편광 표현은 편광되지 않은 광의 상태를 설명할 수 없다는 단점이 있다. 하지만, 일반적으로 우리가 관측하는 광은 비 편광되어 있거나 부분 편광되어 있다. 스토크스 변수는 존스 행렬과는 달리 완전히 편광된 광이나 편광이 되지 않은 광, 부분 편광된 광을 포함하는 모든 광의 편광 상태를 표현하는 것이 가능하고 매우 빠른 속도로 변하기 때문에 실질적으로는 관측할 수 없는 전기장의 진폭과 위상이 아닌 4개의 관측 가능한 광의 세기 측정을 통해 광의 총 광량, 편광 정도, 편광 타원의 모양을 포함하는 광의 편광 상태를 완전히 나타낼 수 있다는 장점이 있다. 수학적 편리함을 위해 스토크스 변수는 열벡터 형식인 스토크스 벡터로 표현된다. 스토크스 벡터를 전기장의  $x$ 축,  $y$ 축 진폭 요소인  $E_x, E_y$ 를 통해 표현하면 식 (2.16)과 같다.

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x E_x^* + E_y E_y^* \\ E_x E_x^* - E_y E_y^* \\ E_x E_y^* + E_y E_x^* \\ i(E_x E_y^* - E_y E_x^*) \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

스토크스 변수는 가장 일반적인 광의 편광 상태를 표현하는 타원 편광에 대한 식 (2.13)으로부터 유도할 수 있다[35]. 앞서 언급하였듯이 전기장 구성 요소는 매우 빠른 속도로 진동하기 때문에 직접 측정하거나 관측하는 것이 불가능하다. 따라서 한 주기 동안의 시간 평균을 사용하여 관찰할 수 있는 영역으로 변환해야 한다. 식 (2.13)의 시간 평균은 식 (2.17)을 따른다.

$$\frac{\langle E_x^2(z,t) \rangle}{E_{0x}^2} + \frac{\langle E_y^2(z,t) \rangle}{E_{0y}^2} - 2 \frac{\langle E_x(z,t) E_y(z,t) \rangle}{E_{0x} E_{0y}} \cos(\delta) = \sin^2(\delta) \quad (2.17)$$

여기서  $E_x(z,t)E_y(z,t)$ 의 시간 평균은 식 (2.18)과 같이 정의된다.

$$\langle E_x(z,t)E_y(z,t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_x(z,t) E_y(z,t) dt \quad (2.18)$$

이를 식 (2.17)에 넣고 정리하면 다음을 얻을 수 있다.

$$(E_{0x}^2 + E_{0y}^2)^2 - (E_{0x}^2 - E_{0y}^2)^2 - (2E_{0x}E_{0y}\cos\delta)^2 = (2E_{0x}E_{0y}\sin\delta)^2 \quad (2.19)$$

각각의 괄호 안의 값을 다음과 같이 정리하여 스토크스 변수로 정의한다.

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \quad (2.20)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \quad (2.21)$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y}\cos\delta \quad (2.22)$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y}\sin\delta \quad (2.23)$$

이를 앞서 언급한 식 (2.16)과 연관 지어 설명하면 스토크스 벡터의 첫 번째 성분인  $I$ 는 광의 수평 성분인  $x$ -방향 세기와 수직 성분인  $y$ -방향 세기의 합인 총 광량을 나타낸다. 두 번째 항인  $Q$ 는 전기장의  $x$ -방향 세기인  $I_x$ 와  $y$ -방향 세기인  $I_y$ 의 차이를 나타낸다. 세 번째 항인  $U$ 는  $45^\circ$  선형 편광된 광의 세기에 대한  $135^\circ$  선형 편광된 광 세기의 차이를 의미한다. 마지막 항인  $V$ 는 우원 편광 성분에서 좌원 편광 성분을 뺀 광 세기를 의미한다. 잘 알려진 스토크스 벡터는 표 2.4에 정리하였다.

광의 편광을 표현할 때 중요한 또 하나의 정보는 광이 얼마나 편광되어 있는지를 뜻하는 편광도이다. 이는 식 (2.24)와 같이 정의된다. 완전히 편광되면  $P=1$ 이고 편광되지 않은 광은  $P=0$ , 부분 편광된 광은 0에서 1 사이의 값을 갖는다.

$$P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (2.24)$$

표 2.4 편광 상태에 해당하는 스토크스 벡터[35]

편광 상태	스토크스 벡터
수평 선형 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
수직 선형 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
수평축으로부터 +45° 선형 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
수평축으로부터 -45° 선형 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$
우원 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
좌원 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$

## 4.4 광의 편광 상태 분석을 위한 스톡스 편광 분석기(Stokes polarimeter)

편광 분석은 광학을 이용한 많은 분야에서 정확한 측정을 필수적으로 요구한다. 하지만, 이러한 정밀한 측정을 위한 장비는 고가이기 때문에 실질적으로 실험실에서 사용하는 데 제한이 있다. 따라서 본 논문에서는 QWP와 선형 편광기(Linear Polarizer, LP)의 간단한 조합만으로 편광 상태를 분석할 수 있는 스톡스 편광 분석기[35]를 제작하였다. 이 절에서는 QWP와 LP를 이용한 3종류의 스톡스 편광 분석기의 동작 원리들을 소개한다.

### - 회전하는 LP와 제거 가능한 QWP로 구성된 스톡스 편광 분석기

첫 번째 방법은 수평축에 대해 0°의 고정된 각도를 갖는 QWP와 회전하는 LP를 이용한 측정 방법이다[36]. 처음 3번의 측정은 각각 수평 방향 세기인  $I_0$ , 수직 방향 세기인  $I_1$ , 45°의 방향 세기인  $I_2$ 를 측정하는 과정이다. 이때, QWP는 제거하고 LP만을 수평축으로부터 반시계 방향으로 0°, 90°, 45°로 회전시켜 LP를 투과한 광의 세기를 측정한다. 마지막  $I_3$  측정은 45°로 정렬된 LP 앞에 수평축에 대해 0°의 고정된 각도를 갖는 QWP를 추가로 삽입하여 측정한다. 앞서 언급한 과정을 수학적으로 정리하면 식 (2.25)와 같다.  $\vec{S}$ 의 편광 상태를 갖는 스톡스 벡터가 앞서 언급한 편광 분석기를 투과한 뒤의 측정된  $\vec{I}$  벡터를 만족하기 위해서 계산된 A 행렬을 넣어 식 (2.25)를 정리하면 식 (2.26)과 같다.

$$\vec{I} = A\vec{S} \quad (2.25)$$

$$\begin{pmatrix} I_0(0^\circ) \\ I_1(90^\circ) \\ I_2(45^\circ) \\ I_3(QWP(0^\circ) + LP(45^\circ)) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x E_x^* + E_y E_y^* \\ E_x E_x^* - E_y E_y^* \\ E_x E_y^* + E_y E_x^* \\ i(E_x E_y^* - E_y E_x^*) \end{pmatrix} \quad (2.26)$$



측정된  $\vec{I}$ 로부터 입사광의 스토크스 벡터인  $\vec{S}$  벡터는 식 (2.27)의 간단한 관계식을 통하여 구할 수 있다.

$$\vec{S} = A^{-1}\vec{I} \quad (2.27)$$

이렇게 구한 스토크스 벡터를 통해 전기장의 크기와 위상 정보를 추출하여 존스 벡터 형태로 표현할 수 있다. 즉, 식 (2.20)과 식 (2.21)과 식 (2.22)와 식 (2.23)을 만족하는  $E_{0x}$ 와  $E_{0y}$ 와  $\delta$ 를 추출하여 식 (2.28)과 같이 임의의 타원 편광 상태를 표현할 수 있다.

$$\begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y}e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

### - 회전하는 QWP와 수평축에 대하여 $0^\circ$ 로 정렬된 LP로 구성된 스토크스 편광 분석기

두 번째 방법은 수평축에 대하여  $0^\circ$ 로 LP를 고정하고 QWP를 회전( $\theta$ ) 하면서 투과광의 세기를 측정 방법이다[37]. 이 방법을 통해 측정된 광의 세기는 식 (2.29)와 같이 주어진다. 투과광의 세기는 다음과 같이 스토크스 벡터 성분으로 표현된다.

$$I(\theta) = \frac{1}{2}(S_0 + S_1 \cos^2(2\theta) + S_2 \cos(2\theta)\sin(2\theta) + S_3 \sin(2\theta)) \quad (2.29)$$

### - 동시에 회전하는 QWP와 LP로 구성된 스토크스 편광 분석기

세 번째 방법은 각각의 측정에 대해  $\beta_i$ 로 정렬된 QWP와  $\alpha_i$ 로 정렬된 LP를 동시에 회전시켜 측정하는 방법이다[36].  $\vec{S} = [I, Q, U, V]^T$ 의 스토크스 벡터를 갖는 입사광이 앞서 언급한 구성의 스토크스 편광 분석기를 지난 뒤 나오게 된 결과 행렬은  $\vec{S}' = [I', Q', U', V']^T$ 와 같고 식 (2.30)을 만족한다.

$$\vec{S}' = M\vec{S} \quad (2.30)$$

여기서  $T$ 는 전치 행렬을 의미하고  $M$ 은  $M = M_{LP}M_{QWP}$ 를 만족하는 물러 행렬 (Mueller matrix)의 곱을 의미한다. 잘 알려진 QWP와 LP의 물러 행렬 곱을 이용하여 식 (2.30)을 표현하면 식 (2.31)과 같다. 물러 행렬은 존스 행렬과 마찬가지로 스토크스 벡터에 작용하는 연산자 역할을 한다. 존스 행렬과 마찬가지로 특정 스토크스 벡터를 가진 편광 상태의 광이 임의의 광학 소자를 지난 뒤 나온 편광 상태를 분석함으로써 물러 행렬을 정의할 수 있다. 물러 행렬은 스토크스 벡터가 갖는 4x1 성질 때문에 4x4 형태로 표현된다.

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\beta_i \cos 2(\alpha_i - \beta_i) & \sin 2\beta_i \cos 2(\alpha_i - \beta_i) & \sin 2(\alpha_i - \beta_i) \\ \cos 2\alpha_i & \cos 2\alpha_i \cos 2\beta_i \cos 2(\alpha_i - \beta_i) & \cos 2\alpha_i \sin 2\beta_i \cos 2(\alpha_i - \beta_i) & \cos 2\alpha_i \sin 2(\alpha_i - \beta_i) \\ \sin 2\alpha_i & \sin 2\alpha_i \cos 2\beta_i \cos 2(\alpha_i - \beta_i) & \sin 2\alpha_i \sin 2\beta_i \cos 2(\alpha_i - \beta_i) & \sin 2\alpha_i \sin 2(\alpha_i - \beta_i) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

이 측정 방식에서 검출기에 의해 측정되는 광 세기는 식 (2.32)와 같다.

$$I'(\alpha_i, \beta_i) = \frac{1}{2} [I + Q \cos 2\beta_i \cos 2(\alpha_i - \beta_i) + U \sin 2\beta_i \cos 2(\alpha_i - \beta_i) + V \sin 2(\alpha_i - \beta_i)] \quad (2.32)$$

본 논문에서는 LP만을 회전하여 편광의 장축 방향 세기와 단축 방향 세기를 측정할 수 있어 편광의 형태를 직관적으로 예상할 수 있고, 추가적으로 QWP를 삽입하여 우원성과 좌원성을 판단할 수 있다는 장점 때문에 회전하는 LP와 제거 가능한 QWP로 구성된 스토크스 편광 분석기를 구현하였다. 이를 통해 편광을 분석하는 방법은 3장에서 자세히 다루도록 한다.

## 제5절 광 강도 자기상관계를 이용한 펄스 폭 측정

모드잠금된 레이저에서 생성되는 극초단 펄스는 굉장히 짧은 펄스 폭을 가지고 있기 때문에 이보다 느린 반응속도를 갖는 광 다이오드 기반의 광전자 방식으로는 측정이 힘들다. 따라서 직접적으로 펄스 폭을 측정하는 대신에 간접적으로 펄스 폭을 추정하는 방식을 이용한다. 그중 하나의 예로 2차 고조파 생성(Second Harmonic Generation, SHG)의 비선형 현상을 기반으로 하는 마이켈슨 간섭계 구조의 자기상관계(Autocorrelation)가 있다. 그림 2.6은 이러한 자기상관계의 모식도를 나타낸다. 레이저 펄스를 빔 분할기를 통해 둘로 나누어 각기 다른 광 경로를 이동하게 한다. 빔 분할기에서 반사된 펄스는 서로 평행하게 놓인 M3 거울의 회전 에 따른 광 경로를 진행한다. 편광 빔 분할기에서 투과된 펄스는 뒤 반사경(Retro reflector)에 의해 반사되어 되돌아가는 방향으로 진행한다. 반사 거울의 기울기와 이동을 통해 두 펄스의 광 경로를 조절할 수 있다. 이후 두 빔을 2차 고조파 생성 결정에서 공간적으로 중첩시켜 주파수에 2배에 해당되는 SHG를 발생시킨다. 이때, 식 (2.33)과 같이 SHG의 전기장 세기는 입사하는 전기장 세기의 제곱에 비례한다. 이 신호는 입사 광자를 전기 신호로 변환하는 PMT 검출기(Photomultiplier)를 통해 검출된다. 이때, 두 펄스의 광 경로 차이가 0이면 최대 2차 고조파 세기가 생성된다. 반면에 광 경로의 차이로 인해 두 펄스가 시간적으로 분리되면 점차 세기가 약해지다가 이후 두 펄스가 완전히 분리되면 2차 고조파 신호가 나오지 않게 된다. 기존의 펄스와  $\tau$ 만큼의 시간 지연을 겪은 두 펄스의 자기상관 신호는 식 (2.34)와 같이 주어진다.

$$SHG : E_{2\omega}(t) \propto |E_{\omega}(t)|^2 \quad (2.33)$$

$$I_{2\omega}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{\omega}(t)I_{\omega}(t-\tau)dt \quad (2.34)$$

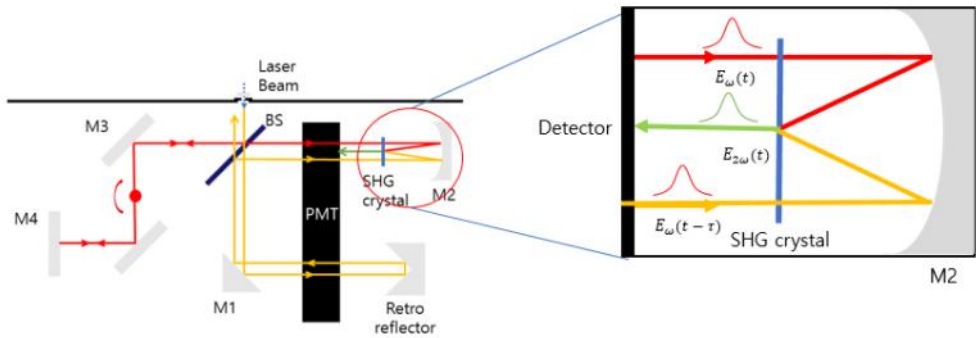


그림 2.6 본 연구에서 사용한 자기상관계 측정기의 모식도

광 강도 자기상관계를 이용하여 측정된 자기상관 신호는 실제 펄스 폭( $\Delta t$ )에 대한 직접적인 측정은 아니다. 따라서 측정된 자기상관 신호로부터 실제 펄스 폭에 대한 정보를 얻기 위해서는 교정 인자(Calibration factor:  $K$ )를 고려해 주어야 한다. 교정 인자는 펄스의 초기 파형을 가정하여 얻어진다. 표 2.5는 교정 인자를 고려한 초기 펄스 파형에 따른 자기상관 신호 폭과 실제 펄스 폭의 상관관계를 나타낸다. 여기서  $\tau_{FWHM}$ 는 자기상관 신호의 폭을 의미하고  $\Delta t$ 는 실제 펄스 폭을 의미한다.

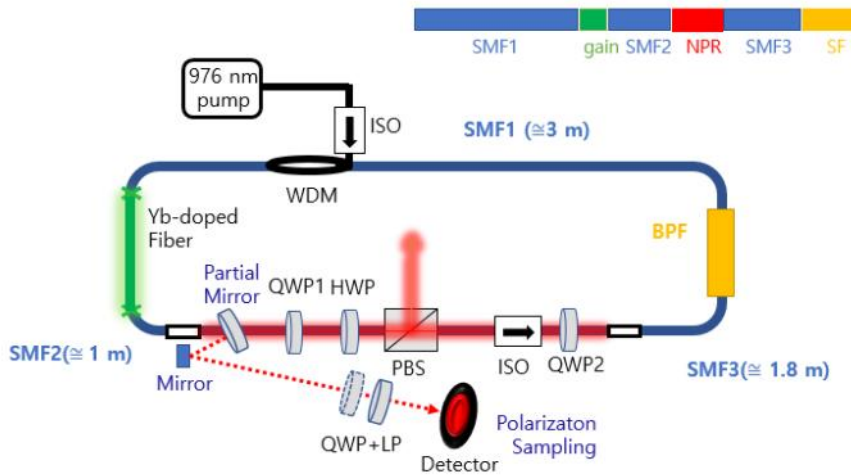
표 2.5 자기상관 신호 폭과 실제 펄스 폭의 상관관계[38]

펄스 파형	교정 인자( $K$ )	실제 펄스 폭( $\Delta t = \tau_{FWHM} \times K$ )
Gaussian	0.7071	$\Delta t = \tau_{FWHM} \times 0.7071$
$\text{sinc}^2$	0.7511	$\Delta t = \tau_{FWHM} \times 0.7511$
$\text{sech}^2$	0.6482	$\Delta t = \tau_{FWHM} \times 0.6482$
Lorentzian	0.5	$\Delta t = \tau_{FWHM} \times 0.5$
Square	1	$\tau_{FWHM} \times 1$

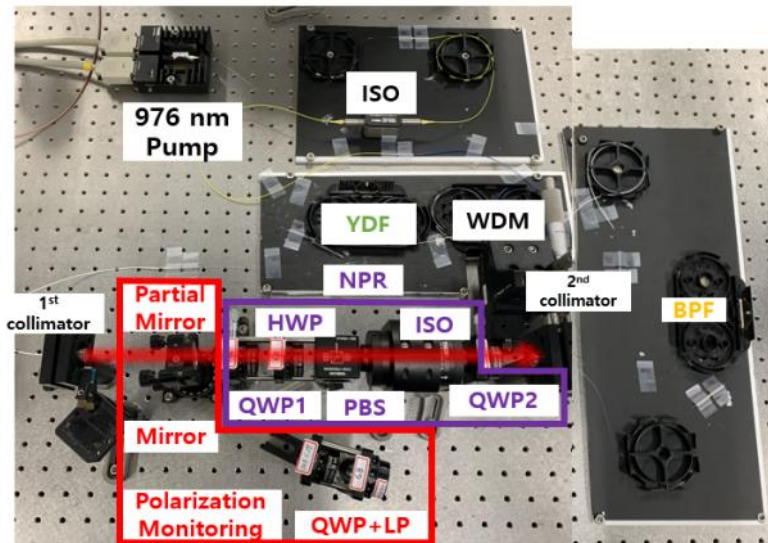
## 제3장 실험 결과 및 분석

### 제1절 ANDi 광섬유 레이저 구성 및 제작

그림 3.1은 본 연구에서 설계한 ANDi 광섬유 레이저 구성도 및 실제 장치 사진이다. 펌프단으로 되돌아가는 광을 없애기 위해 펌프 광원과 파장 분할 다중화기(Wavelength Division Multiplexer, WDM) 사이에 광 고립기(Optical Isolator, ISO)를 삽입하였다. 공진기를 구성하는 광섬유는 MFD(Mode field diameter)가 980 nm 파장에 대하여 5.9  $\mu\text{m}$ 인 단일 모드 광섬유(Single Mode Fiber, SMF)를 각각 세 부위로 나누어 SMF1(3 m), SMF2(1 m), SMF3(1.8 m)을 사용하였다. 이때, SMF2의 길이는 안정적인 펄스 에너지를 발생하기 위해 1 m로 선택하였다[39]. 이득 매질은 1060 nm 파장에 대해 4.4  $\mu\text{m}$ 의 MFD를 갖고 976 nm에서 1200 dB/m의 침투 흡수 계수를 갖는 이터븀 도핑된 광섬유를 0.35 m 사용하였다. 또한, 추가적인 진폭 변조를 위해 1030 nm의 중심 파장에 대해 11.5 nm의 밴드 폭을 갖는 밴드 투과 필터(Band Pass Filter, BPF)를 삽입하였다.



(a)



(b)

그림 3.1 제작된 Yb 첨가된 광섬유 레이저 (a) 구성도, (b) 장치 사진  
 (ISO; optical isolator, WDM; wavelength-division multiplexer, YDF; Yb-doped fiber, SMF; single mode fiber, QWP; quarter-wave plate, HWP; half-wave plate, PBS; polarizing beam splitter, BPF; band pass filter)

## 제2절 공진기 내부의 편광 상태 검출을 위한 편광 측정 시스템 설계

### 2.1 편광 상태 검출용 부분 반사 거울의 프레넬 반사 특성

광섬유를 통과한 뒤의 광을 모니터링하기 위해 그림 3.1 (a)와 같이 QWP1의 앞단에 부분 반사 거울(Partial mirror)을 삽입하였다. 부분 반사 거울은 1030 nm에서 1.45의 굴절률을 갖는 용융 실리카(Fused silica) 재질을 사용하였다. 표면 반사를 이용하여 광을 검출하기 위해 앞면은 광학적 코팅을 하지 않고 뒷면은 1030 nm에 대해 반사 방지 코팅(Anti reflection coating)을 하였다. 이를 통해 앞단에서 표면 반사된 광만을 편광 분석에 이용하였다.

또한, 이 광을 공진기 외부로 꺼내야 하기 때문에 부분 반사 거울의 입사 각도에 따른 반사율을 조사해야 한다. 광이 서로 다른 매질로 진행할 때, 입사각과 편광 상태에 따른 반사율은 프레넬 방정식에 의해 설명된다. 입사면에 수직인 수직 편광(s-편광)이 매질1에서 매질2로 진행할 때 반사율은 식 (3.1)과 같다. 또한, 입사면에 수평인 수평 편광(p-편광)이 매질1에서 매질2로 진행할 때 반사율은 식 (3.2)와 같다. 여기서  $\theta_i$ 는 입사각,  $n$ 은  $n_2/n_1$ 으로 정의되는 상대 굴절률이다. 그 결과는 그림 3.2에 그래프로 나타내었다.

$$R_{\perp} = \left( \frac{\cos\theta_i - (\sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i})}{\cos\theta_i + (\sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i})} \right)^2 \quad (3.1)$$

$$R_{\parallel} = \left( \frac{n^2 \cos\theta_i - \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}}{n^2 \cos\theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}} \right)^2 \quad (3.2)$$

$$n_1 = 1, n_2 = 1.45$$

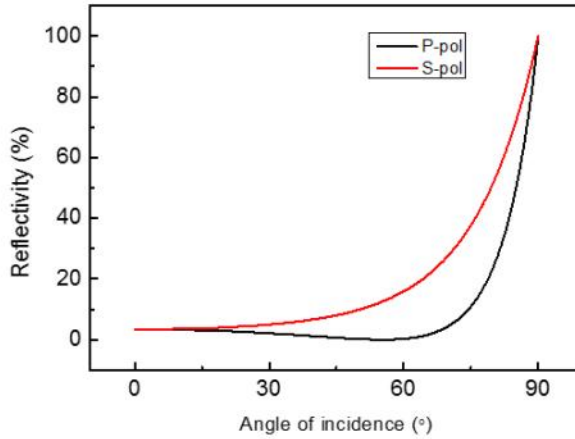


그림 3.2 입사각, 편광 상태에 따른 이론적인 반사율

본 연구에서는 수직 편광과 수평 편광에 대한 반사율이 같아야 편광 분석에 오류가 없다. 따라서 그림 3.2를 참고하여 이러한 의존도를 최소화할 수 있는 10° 이내에 각도로 부분 반사 거울 삽입 각도 범위를 조정하였다. 이러한 목적으로 입사각, 편광 상태에 따른 반사율에 대한 이론값과 측정값을 비교한 결과를 표 3.1에 나타내었다. 이론값과 측정값이 가장 잘 일치했다는 점과 공진기 구조를 고려하여 6°의 각도로 부분 반사 거울을 삽입하였다.

표 3.1 입사각, 편광 상태에 따른 부분 반사 거울의 반사율

편광 상태 \ 입사각		2°	4°	6°	8°	10°
		$R_s$	측정값	3.4%	3.4%	3.4%
이론값	3.4%		3.4%	3.4%	3.5%	3.5%
$R_p$	측정값	3.5%	3.4%	3.4%	3.3%	3.3%
	이론값	3.4%	3.4%	3.4%	3.3%	3.2%



## 2.2 편광 측정기 설계 및 제작

본 논문에서 제작한 제거 가능한 QWP와 LP로 이루어진 편광 분석기는 LP만을 회전하여 편광 상태를 직관적으로 예상할 수 있고 추가적인 QWP 삽입을 통해 우원 편광 성분과 좌원 편광 성분을 확인할 수 있기에 직관적으로 편광 상태를 분석할 수 있다는 장점이 있어 본 논문에서 사용하였다. 편광 측정기의 구성은 그림 3.3과 같다.

편광 측정기의 투과 특성을 알아보기 위하여 입사하는 광과 LP의 투과축을 정렬한 뒤 LP의 투과율을 측정하였고 그 투과율은 92.3%로 측정되었다. 또한, 수평 편광에 대해 0°로 고정된 QWP는 1030 nm 영역에 대해 약 0.1%의 반사율을 갖는다. 따라서 추가적인 QWP에 의한 삽입 손실은 측정되지 않았다. QWP와 LP에 의해 왜곡된 편광 정보가 아닌 원래의 편광 정보를 분석하기 위한 보정 값으로 이러한 투과 특성을 고려하였다. 또한, LP의 소광비(Extinction ratio)를 확인하기 위하여 LP의 투과축을  $\theta$ 의 각도로 회전함에 따른 투과율을 확인하였다. 그 결과, 그림 3.4와 같이 투과율이  $\cos^2\theta$ 의 함수로 이론값과 잘 일치하였다.

또한, 회전각에 따른 측정 오차를 줄이기 위해 기준 축에 대해  $\pm 2^\circ$ 씩 추가적으로 조사하고 출력의 증가량과 감소량을 비교하여 사용하였다. 편광기의 대칭성으로 인해 0°와 90°로 설정하여 측정한 광 세기의 합이 45°와 135°로 설정하여 측정한 광 세기의 합과 같고 이는 총 광 세기와 같아야 한다. 이를 이용하여 측정값의 정확도를 향상시켰다. 즉, 스토크스 벡터를 구하기 위해서는 LP를 45°로 정렬하여 측정한 값만을 사용한다. 하지만, 이 값이 회전각의 오류로 인해 잘못된 측정값이 나올 수 있으므로 편광기를 135°로 정렬하여 측정한 값을 추가적으로 조사하여 이들의 합이 0°와 90°로 정렬하여 측정한 값의 합과 같음을 확인하면서 반복 측정하였다.

또한, 더욱 신뢰성 있는 편광 상태 분석을 위하여 파워 미터(Power meter), 대면적 광 검출기(Photodetector)를 이용하여 측정하고 비교하여 분석하였다. 광 검출기의 넓은 면적에 광을 입사시켜 전압값의 평균값을 측정하였고 파워 미터로 측정한 평균 파워와 광 검출기로 측정한 평균 전압값이 선형적으로 비례함을 확인했다. 두 측정된 결과로부터 얻은 스토크스 벡터의 결괏값이 서로 잘 일치함을 확인하였다.

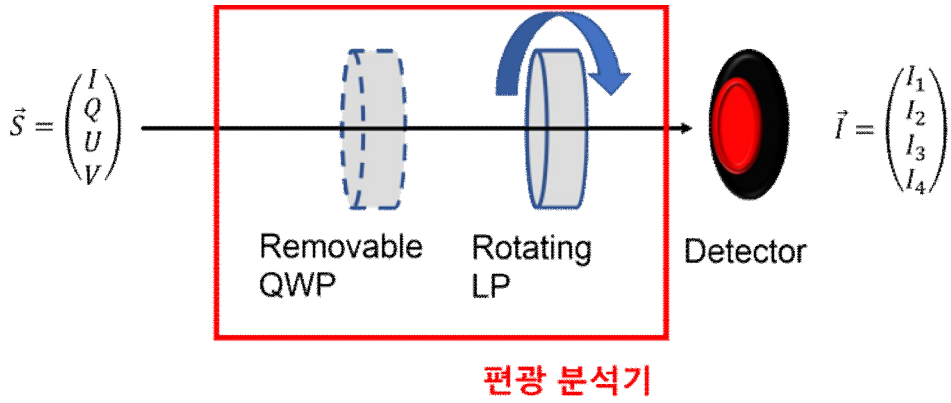


그림 3.3 설계 제작된 편광 분석기

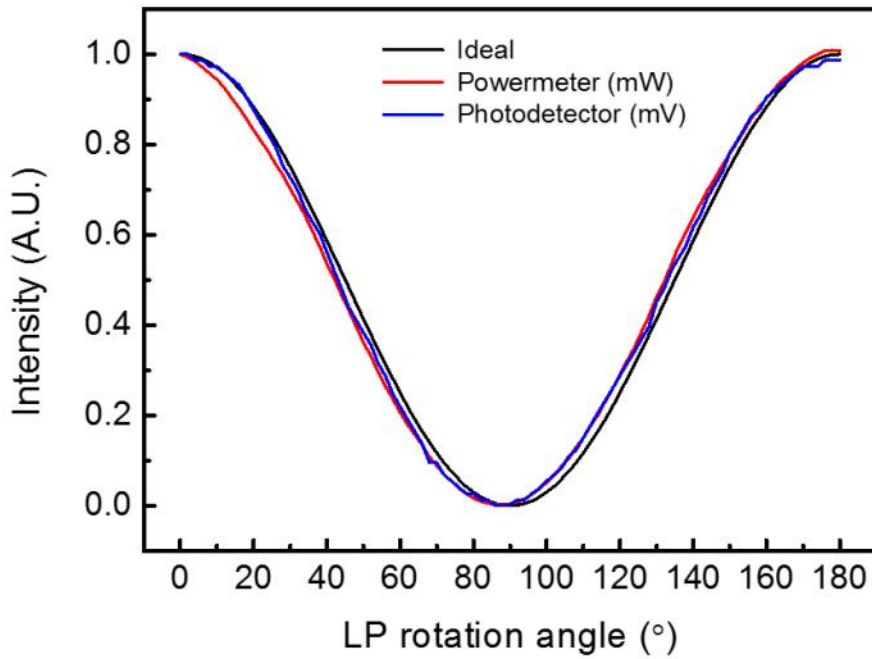


그림 3.4 LP의 투과축 회전에 따른 투과율

본 논문에서 설계한 편광 측정기를 가지고 표 2.4에 나타난 잘 알려진 편광 상태에 대한 스토크스 벡터를 측정한 결과는 표 3.2에 나타내었다. 또한, 수평 편광을 입사광으로 설정하고 QWP를 10°씩 돌렸을 때 만들어지는 타원 편광을 측정한 결과는 표 3.3에 나타내었다. 표 3.2와 표 3.3의 측정값은 소수 둘째, 셋째 자리 수준에서 오차 범위를 갖는다. 이는 편광 빔 분할기의 소광비로 인해 99.7%(수평 편광), 0.3%(수직 편광)의 비율로 수직 성분이 섞여 있고 이상적인 편광 상태를 만들기 위해 설정한 과장판의 회전각 오류, 광 검출기 상의 오류로 판단된다. 하지만, 그 정도가 미미하여 실제 측정할 때, 편광 정보에 왜곡된 정보를 주지 않을 것으로 판단된다.

표 3.2 편광 상태에 대한 스토크스 벡터 이론값과 측정값 비교

편광 상태	스토크스 벡터 이론값	스토크스 벡터 측정값
수평 선형 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.994 \\ 0.003 \\ 0.018 \end{pmatrix}$
수직 선형 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -0.983 \\ 0.003 \\ -0.002 \end{pmatrix}$
수평축으로부터 +45° 선형 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.002 \\ 0.979 \\ 0 \end{pmatrix}$
수평축으로부터 -45° 선형 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.002 \\ -0.994 \\ 0.009 \end{pmatrix}$
우원 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.009 \\ 0.017 \\ 0.996 \end{pmatrix}$
좌원 편광	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.007 \\ 0.010 \\ -0.982 \end{pmatrix}$

표 3.3 QWP 회전각에 따른 스토크스 벡터 이론값과 측정값 비교

1/4 파장판 회전각	스토크스 벡터 이론값	스토크스 벡터 측정값
10°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.882 \\ 0.323 \\ -0.343 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.869 \\ 0.324 \\ -0.312 \end{pmatrix}$
20°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.587 \\ 0.494 \\ -0.643 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.578 \\ 0.496 \\ -0.607 \end{pmatrix}$
30°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.250 \\ 0.434 \\ -0.866 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.248 \\ 0.435 \\ -0.837 \end{pmatrix}$
40°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.031 \\ 0.171 \\ -0.984 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.035 \\ 0.176 \\ -0.963 \end{pmatrix}$
50°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.031 \\ 0.171 \\ 0.984 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.044 \\ 0.172 \\ 0.968 \end{pmatrix}$
60°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.250 \\ 0.434 \\ 0.866 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.265 \\ 0.419 \\ 0.850 \end{pmatrix}$
70°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.587 \\ 0.494 \\ 0.643 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.593 \\ 0.468 \\ 0.622 \end{pmatrix}$
80°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.882 \\ 0.323 \\ 0.343 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.888 \\ 0.340 \\ 0.362 \end{pmatrix}$
90°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.984 \\ 0.012 \\ 0.020 \end{pmatrix}$
100°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.882 \\ 0.323 \\ 0.343 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.878 \\ 0.311 \\ 0.335 \end{pmatrix}$

110°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.587 \\ 0.494 \\ 0.643 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.593 \\ 0.493 \\ 0.637 \end{pmatrix}$
120°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.250 \\ 0.434 \\ 0.866 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.262 \\ 0.444 \\ 0.861 \end{pmatrix}$
130°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.031 \\ 0.171 \\ 0.984 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.039 \\ 0.185 \\ 0.983 \end{pmatrix}$
140°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.031 \\ 0.171 \\ -0.984 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.037 \\ 0.150 \\ -0.979 \end{pmatrix}$
150°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.250 \\ 0.434 \\ -0.866 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.251 \\ 0.410 \\ -0.860 \end{pmatrix}$
160°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.587 \\ 0.494 \\ -0.643 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.572 \\ 0.474 \\ -0.637 \end{pmatrix}$
170°	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.882 \\ 0.323 \\ -0.343 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.871 \\ 0.298 \\ -0.348 \end{pmatrix}$

### 제3절 광섬유 존스 행렬을 이용한 모드잠금 안정영역 분석

#### 3.1 공진기 내의 광섬유에 대한 존스 행렬 계산

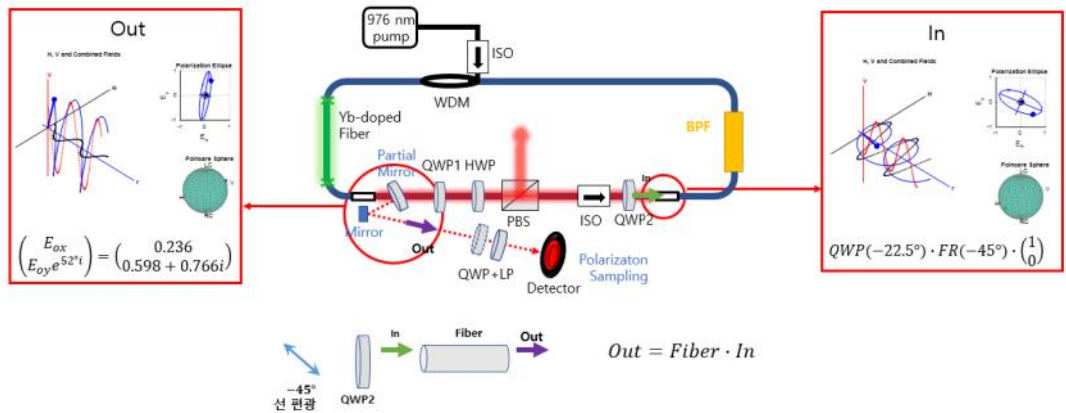


그림 3.5 광섬유 존스 행렬을 구하는 과정

광섬유의 존스 행렬을 구하는 과정은 그림 3.5와 같다. 먼저 편광 빔 분할기를 통해 반사되는 출력이 최소인 상태로 QWP1과 HWP를 정렬하였다. 이러한 상태에서는 편광 빔 분할기 앞의 편광 상태가 대부분 수평 편광 상태로 구성되어 공진하고 있다고 가정할 수 있다[40]. 이때, 편광 빔 분할기에서 투과된 수평 편광된 광은 음의 베르디 상수를 갖는 광 고립기를 통과하여 패러데이 회전(Faraday rotator) 효과에 의해 수평축에 대해  $-45^\circ$ 로 선형 편광된 상태가 된다. 이후 QWP2의 회전각을 조절하면 예상 가능한 편광 상태의 광을 광섬유에 입사시킬 수 있다. 본 논문에서는 QWP2의 회전각을 모드잠금 펄스를 얻기 위해 실험적으로 많이 선택되는 각도인  $-22.5^\circ$ 로 설정하였다. 이후 광섬유를 통과한 뒤의 편광 상태를 편광 분석기를 통해 측정한다. 광섬유로 입사하는 편광 상태와 광섬유를 통과한 뒤의 측정된 편광 상태를 비교하면 유효한 광섬유 행렬을 계산할 수 있다. 이를 수식적으로 표현하면 식 (3.3)과 같다. 여기서 결과 행렬식은 광섬유를 통과한 뒤의 측정된 편광 상태를 나타낸다.

$$M_{Fiber} \cdot QWP(-22.5^\circ) \cdot FR(-45^\circ) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.236 \\ 0.598 + 0.766i \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

이때, 식 (3.3)의 관계를 만족하는 계산된 광섬유 존스 행렬은 다음과 같이 주어진다.

$$M_{Fiber} = \begin{pmatrix} -0.181 + 0.550i & 0.125 + 0.806i \\ -0.125 + 0.806i & -0.181 - 0.550i \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

### 3.2 광섬유 공진기 출력단에서 전자기와 반사율과 위상 정보 지도 제작

앞서 구한 유효한 광섬유 행렬을 통해 공진기를 구성하는 QWP1과 HWP의 회전각이 임의의 각일 때 편광 빔 분할기 앞에서의 전기장 성분을 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} E_x(\alpha, \beta) \\ E_y(\alpha, \beta) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} E_{0x}(\alpha, \beta)e^{i\phi_x(\alpha, \beta)} \\ E_{0y}(\alpha, \beta)e^{i\phi_y(\alpha, \beta)} \end{pmatrix} \\
 &= M_{hwp}(\alpha) \cdot M_{qwp}(\beta) \cdot M_{Fiber} \cdot M_{qwp}(-22.5^\circ) \cdot M_{FR} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}
 \end{aligned} \quad (3.5)$$

식 (3.5)에서  $M_{hwp}(\alpha)$ 와  $M_{qwp}(\beta)$ 는 회전각이 수평축으로부터 각각  $\alpha$ 와  $\beta$ 로 정렬된 HWP와 QWP의 존스 행렬을 나타내고 이는 각각 식 (3.6)과 식 (3.7)과 같다.  $M_{FR}$  행렬은 패러데이 회전자의 존스 행렬로 회전 변환 행렬을 사용하여 식 (3.8)과 같이 나타낼 수 있다.

$$M_{hwp}(\alpha) = e^{-\frac{i\pi}{2}} \begin{bmatrix} \cos^2\alpha - \sin^2\alpha & 2\cos\alpha \sin\alpha \\ 2\cos\alpha \sin\alpha & \sin^2\alpha - \cos^2\alpha \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

$$M_{qwp}(\beta) = e^{-\frac{i\pi}{4}} \begin{bmatrix} \cos^2\beta + i\sin^2\beta & (1-i)\sin\beta\cos\beta \\ (1-i)\sin\beta\cos\beta & \sin^2\beta + i\cos^2\beta \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

$$M_{FR} = \begin{pmatrix} \cos(-45^\circ) & -\sin(-45^\circ) \\ \sin(-45^\circ) & \cos(-45^\circ) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.707 & 0.707 \\ -0.707 & 0.707 \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

편광 빔 분할기를 통과한 뒤의 전기장에 대한 특성을 조사하기 위하여 식 (3.5)를 이용하여 다음과 같은 함수를 구하였다. 투과되는 전기장의 크기는 식 (3.9)이고 투과율과 반사율은 각각 식 (3.10)과 식 (3.11)과 같다. 또한, 존스 행렬로 구한 공진기를 한 번 공진한 뒤에 편광 빔 분할기 앞에서 x축 방향 위상  $\phi_x(\alpha, \beta)$ 는 식 (3.12)와 같다. 즉,  $\phi_x(\alpha, \beta)$ 는 편광 빔 분할기를 투과한 광의 위상 정보를 나타낸다.

$$E_{0x}(\alpha, \beta) = \sqrt{Re(E_x(\alpha, \beta))^2 + Im(E_x(\alpha, \beta))^2} \quad (3.9)$$

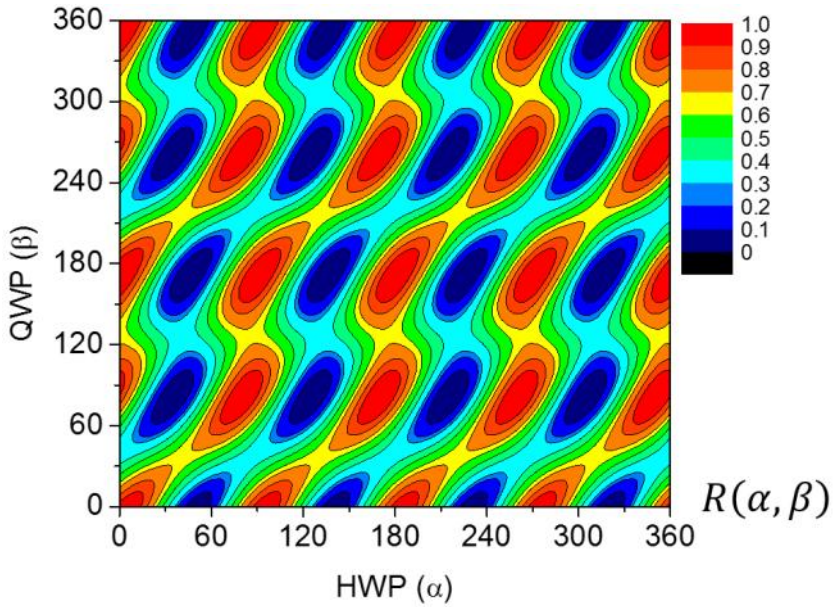
$$T(\alpha, \beta) = |E_{0x}(\alpha, \beta)|^2 \quad (3.10)$$

$$R(\alpha, \beta) = 1 - T(\alpha, \beta) \quad (3.11)$$

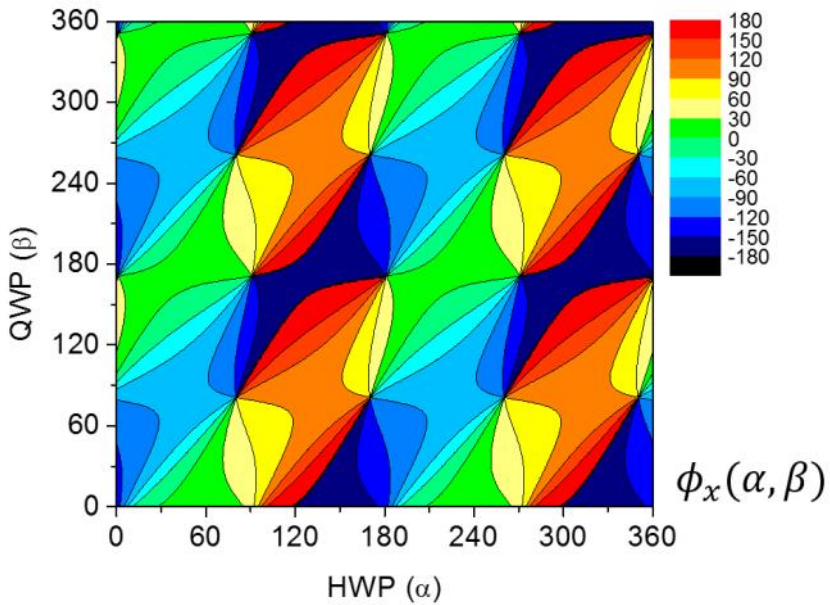
$$\phi_x(\alpha, \beta) = atan2\left(\frac{Im(E_x(\alpha, \beta))}{Re(E_x(\alpha, \beta))}\right) \quad (3.12)$$

여기서  $Re()$ 와  $Im()$ 은 각각 공진기를 공진한 뒤 편광 빔 분할기 앞에서의 전기장 벡터의 실수부와 허수부를 의미한다. 존스 행렬로 구한 HWP의 회전각( $\alpha$ )과 QWP1의 회전각( $\beta$ )에 따른 편광 빔 분할기에서의 반사율과 위상에 관한 지도는 그림 3.6과 같다. 반사율은 0.1에서 1까지 0.1의 간격으로 표현하였다. 위상 지도는  $\tan$  함수의  $90^\circ$  모호성을 해결하기 위한  $atan2$  함수로 정의했기 때문에  $-180^\circ$ 부터  $180^\circ$ 의 범위를 갖고 이를  $30^\circ$  간격으로 표현하였다.





(a)

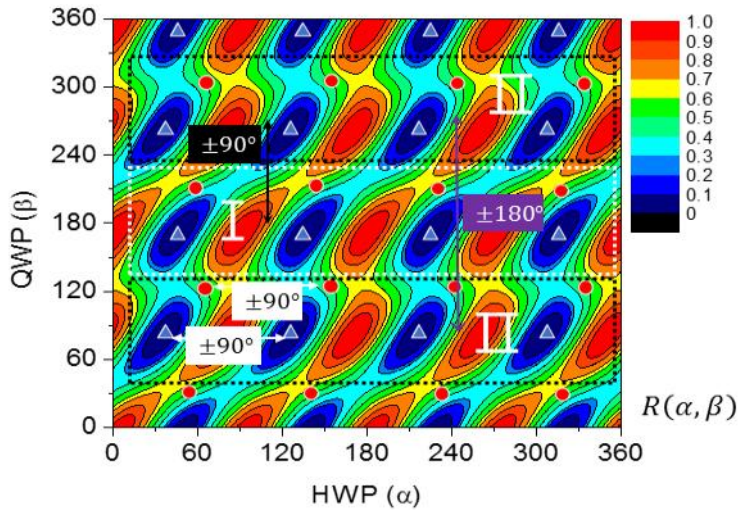


(b)

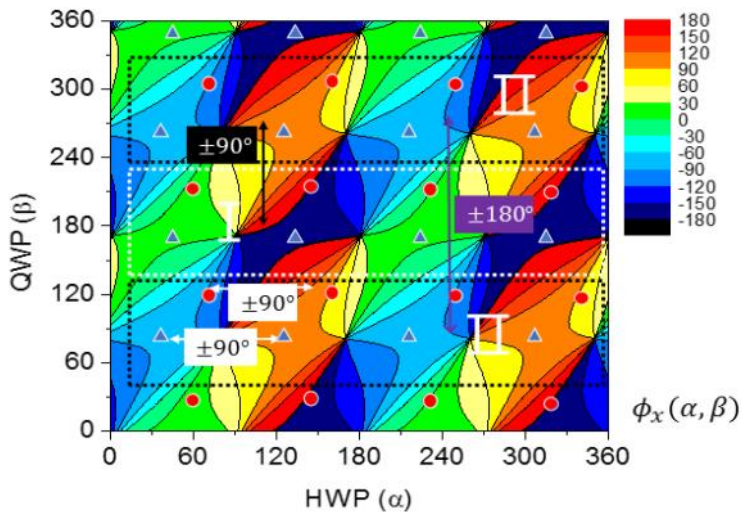
그림 3.6 HWP 회전각( $\alpha$ )과 QWP1 회전각( $\beta$ ) 변화에 대한 출력단에서 전자기파의 (a) 반사율 지도와 (b) 위상 정보 지도

### 3.3 진폭과 위상 정보 지도를 이용한 모드잠금 안정영역 분석

존스 행렬을 이용해 얻은 출력단에서 반사율, 위상 정보 지도에 실험적으로 찾은 특이점을 표시하면 그림 3.7과 같다.



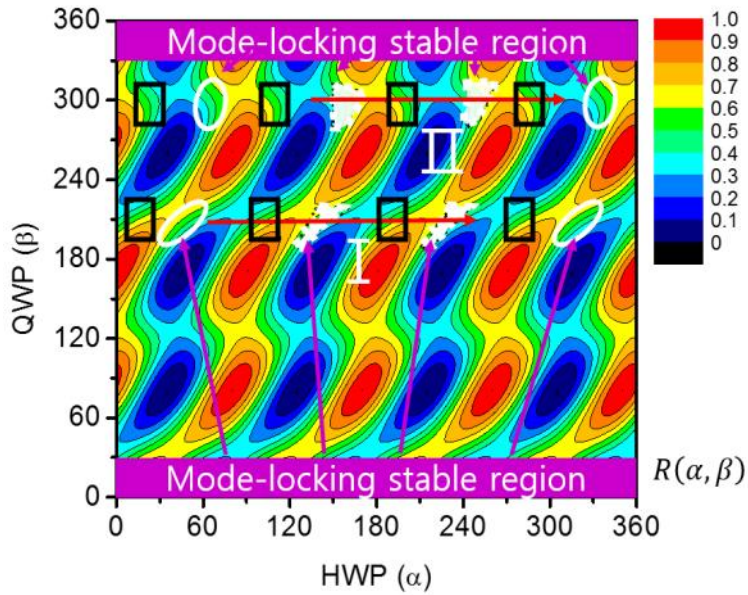
(a)



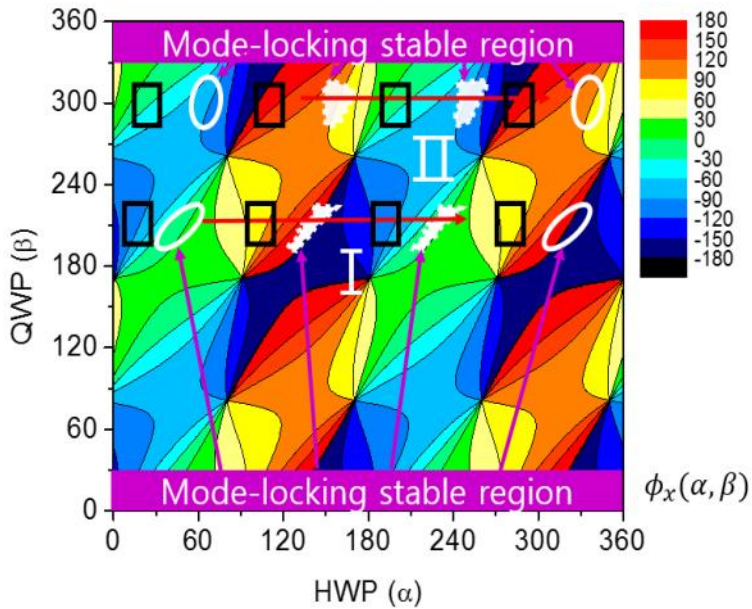
(b)

그림 3.7 출력단에서 전자기파의 (a) 반사율 지도와 (b) 위상 정보 지도상의 출력 특이점 위치

여기서 파란색 세모 점은 편광 빔 분할기에서 반사되는 출력이 최소인 지점이다. 즉, 투과가 가장 많이 일어나는 지점이다. 이 지점에 대한 광섬유 존스 행렬을 구하고 이것을 기준으로 출력단에서 전자기파의 반사율 지도와 위상 정보 지도를 구했다. 따라서 세모 점은 출력이 최소가 되는 점(또는 투과가 최대로 이루어지는 점)이 되게 된다. 실험적으로 모드잠금 위치를 확인하기 위해 HWP 회전각( $\alpha$ )과 QWP1 회전각( $\beta$ )의 변화를 주면서 레이저를 정렬할 때, 빨간색 원형으로 표현된 점에서 모드잠금이 발생하였다. 이때, 반사율 지도에서 모드잠금 지점의 위치를 보면 등고선도 형태가 다른 두 영역(I과 II)으로 분류할 수 있음을 알 수 있다. 이 두 영역(I과 II) 사이에는 QWP에 대해  $\pm 90^\circ$  주기성이 있고 같은 영역(I와 I, II와 II) 끼리는 QWP에 대한  $\pm 180^\circ$  주기성이 있다. 또한, 모든 특이점은 HWP에 대한  $\pm 90^\circ$  주기성이 있다. 이러한 주기성은 선행 연구[22]를 통해 예상되었던 것과 비슷함을 확인하였다. 모드잠금 지점은 모두 같은 반사율을 보이는 지점에서 확인되었기 때문에 근처의 넓은 영역에서 모드잠금이 될 것으로 판단했다. 이를 확인하기 위하여 반사율 등고선을 따라 HWP 회전각( $\alpha$ )과 QWP1 회전각( $\beta$ )을 조금씩 변화시키면서 근처 영역에 대한 모드잠금 영역을 조사하였다. 그 결과는 그림 3.8에 나타내었다.



(a)



(b)

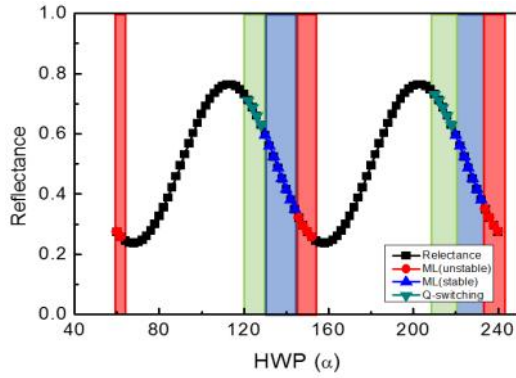
그림 3.8 출력단에서 전자기파의 (a) 반사율 지도와  
 (b) 위상 정보 지도상의 모드잠금 영역(QWP2가  $-22.5^\circ$ 로 설정될 경우)



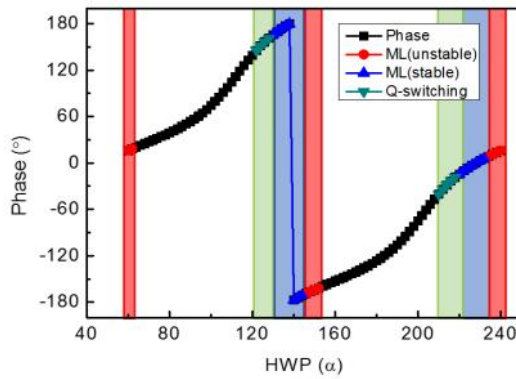
이때, 다각형 형태의 폐곡선 영역, 네 부분은 실험적으로 구한 모드잠금 영역이다. 가장자리에 하얀색 타원형으로 표시된 부분은 주기성에 의해 모드잠금 영역이 나타나야 할 영역으로 실험 결과와 일치한다. 같은 반사율 영역이지만 모드잠금이 되지 않는 영역은 검은색 사각형으로 표시하였다.

### 3.4 진폭과 위상 정보 지도를 이용한 모드잠금 안정 조건 해석

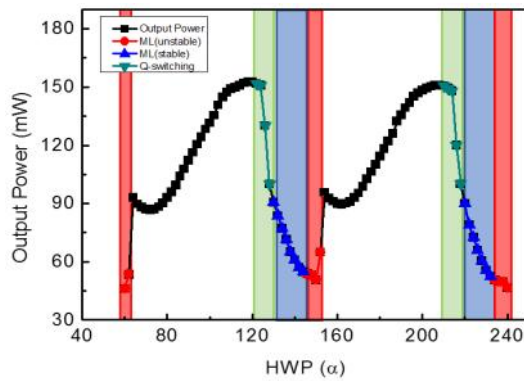
그림 3.8에서 반사율은 같지만 모드잠금이 되는 영역과 되지 않는 영역을 흰색 타원과 검은색 사각형으로 구분하여 표기하였다. 이것에 대한 반사율과 위상 정보에 대한 등고선 지도상의 차이점을 분석하기 위해 매개 변수 중 하나인 QWP1을 고정하고 HWP만을 회전하며 그에 따른 출력 변화를 측정하였다. 이를 각 등고선 지도의 반사율, 위상값과 비교 분석하였다. 먼저 I 영역에 대해서 QWP1을 204°로 고정하고 HWP만을 60°에서 240°까지 회전하며 조사하였고 그 결과를 그림 3.9에 나타내었다.



(a)



(b)



(c)

그림 3.9 I 영역에서 HWP 회전각에 따른 레이저 출력 특성( $\beta=204^\circ$ 인 경우)  
(a) 등고선 지도상의 반사율, (b) 등고선 지도상의 위상, (c) 측정된 레이저 출력

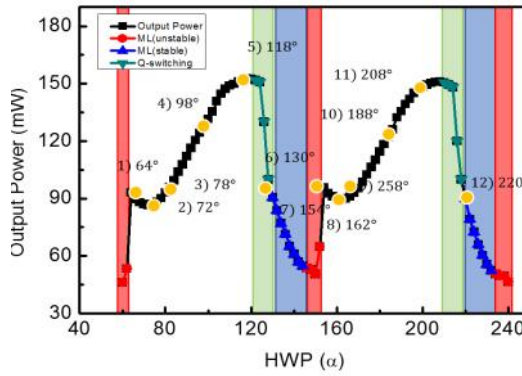
그림 3.9에서 빨간색 영역은 불안정 모드잠금 영역, 초록색은 Q-스위칭 모드잠금 펄스 영역, 파란색은 모드잠금 안정영역에 해당하고 이를 제외한 영역은 CW 영역에 해당한다. 등고선 지도의 반사율 그래프는 HWP의 회전각이 증가함에 따라 반사율이 0.2에서 0.8 범위에서 90° 주기성을 갖고 진동하는 모양이다. 위상은 HWP의 각도가 증가함에 따라 증가하는 경향성을 갖고 있다. 실제 측정된 출력 파워는 연속 발진 영역에서는 반사율과 잘 맞는 경향성을 갖는다. 하지만, 모드잠금 영역에서는 정확히 같은 값은 아니지만, HWP의 회전각이 증가함에 따라 감소하는 경향성은 같다. 이를 종합하면 I 영역에서 모드잠금 되는 영역은 식 (3.13)과 식 (3.14)와 식 (3.15)와 같은 특징이 있음을 알 수 있다.

$$\frac{\Delta R}{\Delta \theta_{HWP}} < 0 \quad (3.13)$$

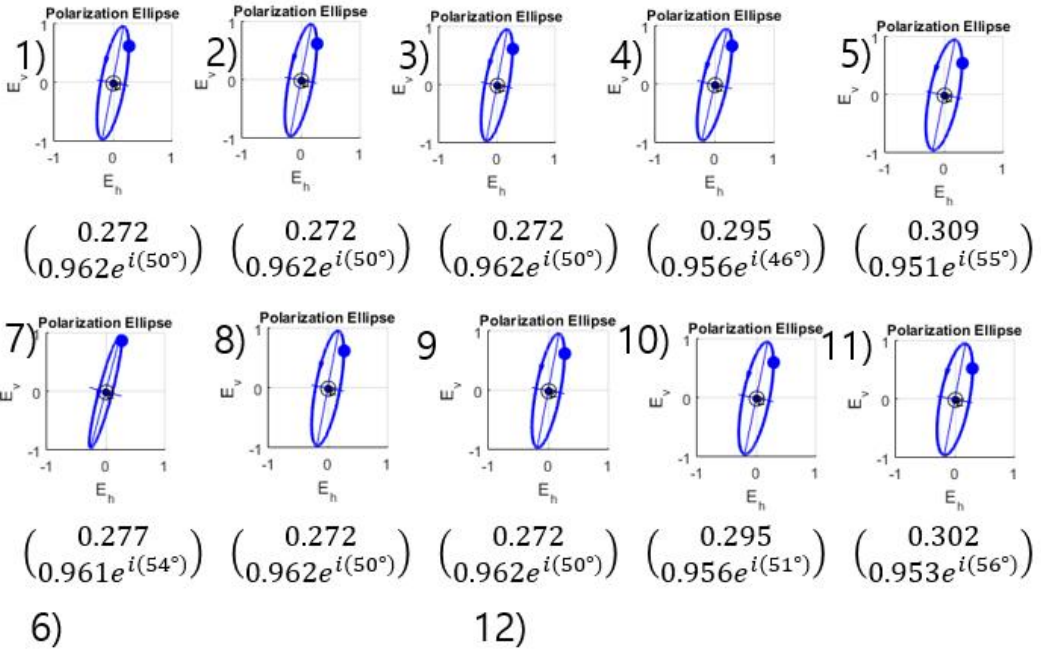
$$\frac{\Delta \phi}{\Delta \theta_{HWP}} > 0 \quad (3.14)$$

$$\frac{\Delta I_{avg}}{\Delta \theta_{HWP}} < 0 \quad (3.15)$$

HWP의 회전각에 따른 공진기 내부의 광의 편광 상태를 조사하기 위해 광섬유를 통과한 뒤의 편광 상태를 측정하였다. 이 결과는 그림 3.10에 나타내었다. 측정된 각도 위치는 그림 3.10 (a)에 원과 번호로 표시하였다. 그리고 각 번호에 대한 측정된 편광 상태는 그림 3.10 (b)에 나타내었다.



(a)



$$P = \frac{\sqrt{S6_1^2 + S6_2^2 + S6_3^2}}{S6_0} = 0.787$$

$$P = \frac{\sqrt{S12_1^2 + S12_2^2 + S12_3^2}}{S12_0} = 0.787$$

(b)

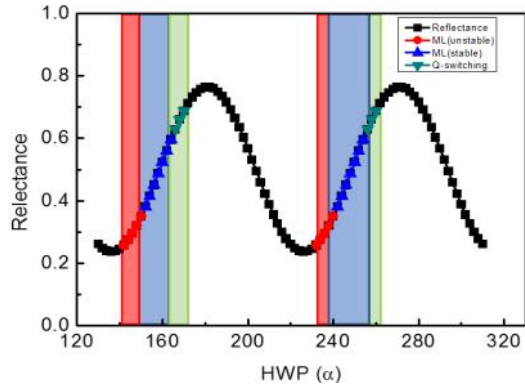
그림 3.10 I 영역에서 HWP 회전각 위치에 따른 편광 상태 분석( $\beta=204^\circ$ 인 경우)

(a) 편광 상태를 분석한 지점, (b) 각 지점에서의 편광 상태

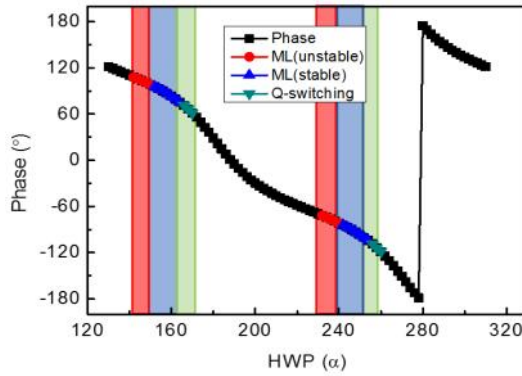


각 지점을 분석한 결과, 측정된 전기장 벡터의 크기는 소수점 둘째 자리 수준의 오차, 위상은  $\pm 5^\circ$  정도의 변화가 있었다. 5번과 6번은 펄스 생성의 경계이기 때문에 생기는 오차라고 판단되고 다른 지점은 검출기의 문제로 판단된다. 하지만, 편광 분석기를 통해 측정된 편광 상태가 모두 거의 같은 모양을 하고 있고 실제 측정값도 거의 같은 값을 가지므로 큰 변화가 없는 비슷한 편광 상태라고 판단된다. 그 이유는 그림 3.9의 CW 영역에서 반사율이 증가하면 출력도 비례하여 증가하기 때문에 공진기 내에서는 거의 같은 광 세기를 갖는 광이 공진하고 있어 광 세기에 의존하는 광섬유 존스 행렬에 큰 영향을 주지 않는 것으로 판단된다. 모드잠금이 시작하는 6번과 12번에서는 그 편광도가 0.787로 다른 지점에 비해 낮은 편광도를 갖는다. 이를 통해 모드잠금 영역은 비선형 편광 회전에 의해 펄스의 침투 부분과 가장자리 부분의 편광 상태가 다를 수 있음을 간접적으로 확인할 수 있다.

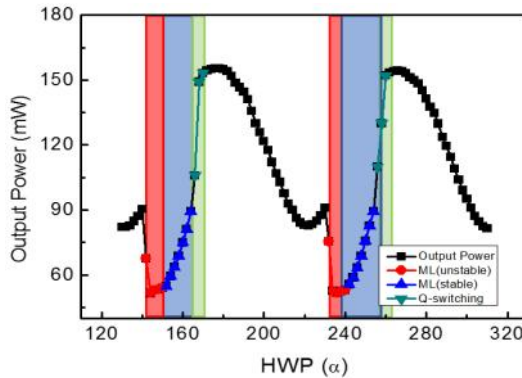
같은 방법으로 영역 II에서 QWP1을 고정하고 HWP만을 회전하며 그에 따른 출력 변화를 측정하였다. QWP1의 회전각  $\beta$ 를  $294^\circ$ 로 고정하고 HWP 회전각  $\alpha$ 를  $130^\circ$ 에서  $310^\circ$ 로 회전하면서 출력을 측정하였고 그 결과를 그림 3.11에 나타내었다.



(a)



(b)



(c)

그림 3.11 II 영역에서 HWP 회전각에 따른 레이저 출력 특성( $\beta=294^\circ$ 인 경우)  
 (a) 등고선 지도상의 반사율, (b) 등고선 지도상의 위상, (c) 측정된 레이저 출력

I 영역과 같은 경향성을 확인할 수 있었고 이를 정리하면 II 영역에서는 다음과 같은 조건에서 모드잠금 펄스가 발생하였다. 추가적으로 II 영역에서는 I 영역보다 완만한 등고선을 갖고 있었고 이에 따라 실험적으로 더 넓은 모드잠금 영역을 갖는다는 특징이 있었다.

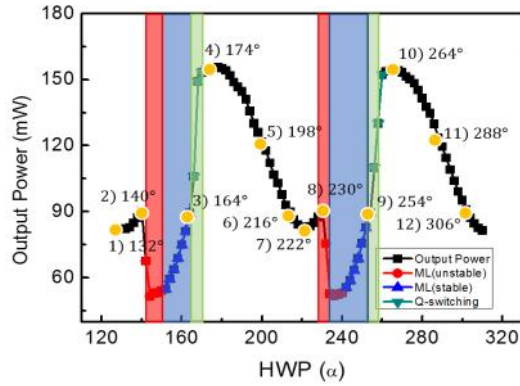
$$\frac{\Delta R}{\Delta \theta_{HWP}} > 0 \quad (3.16)$$

$$\frac{\Delta \phi}{\Delta \theta_{HWP}} < 0 \quad (3.17)$$

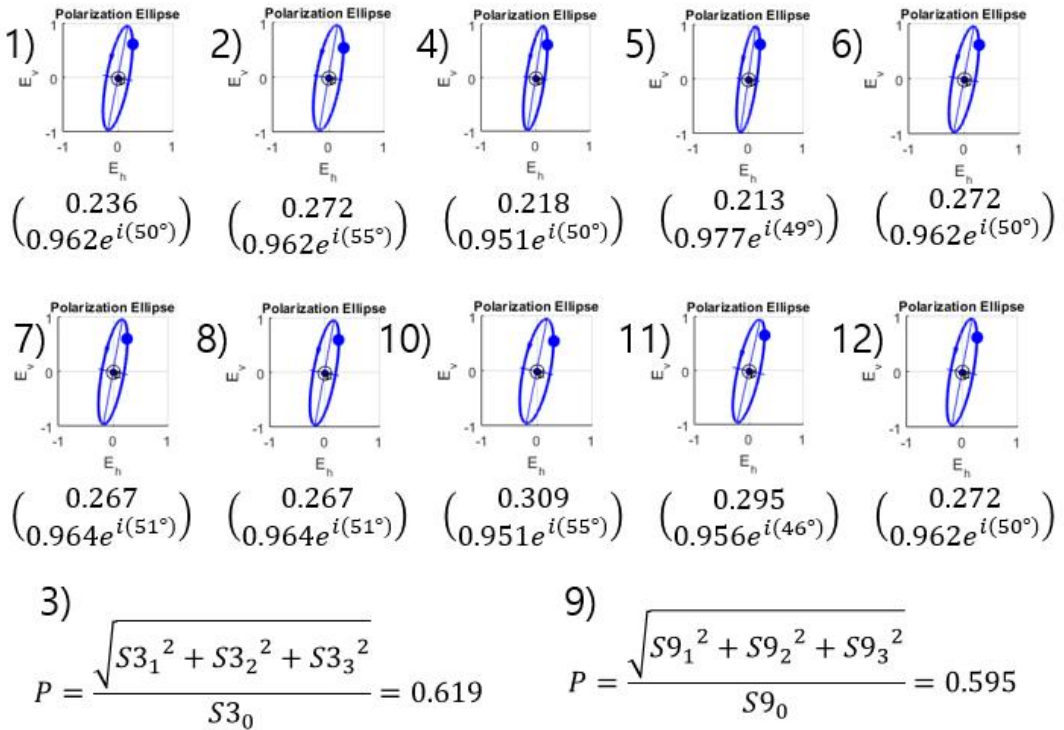
$$\frac{\Delta I_{avg}}{\Delta \theta_{HWP}} > 0 \quad (3.18)$$

식 (3.16)과 식 (3.17)과 식 (3.18)의 결과는 영역 I의 결과와 반대로 부호가 바뀌었음을 알 수 있다. 반사율이 같지만 모드잠금이 되지 않았던 그림 3.8의 검은색 사각형 영역은 영역 I, 영역 II의 모드잠금 조건들 중, 어느 조건도 만족하지 않은 영역임을 알 수 있다. 즉, 모드잠금이 발생하는 영역에서는 최소한 식 (3.13)과 식 (3.14)와 식 (3.15)와 같은 조건을 만족하거나 식 (3.16)과 식 (3.17)과 식 (3.18)과 같은 조건을 만족해야 함을 알 수 있다.

영역 II에 대해서도 HWP의 회전각에 따른 공진기 내부의 광의 편광 상태를 조사하기 위해 광섬유를 통과한 뒤의 편광 상태를 측정하였다. 이 결과는 그림 3.12에 나타내었다. 측정된 각도 위치는 그림 3.12 (a)에 원과 번호로 표시하였다. 그리고 각 번호에 대한 측정된 편광 상태는 그림 3.12 (b)에 나타내었다. 결과는 영역 I과 같은 경향성을 보였다.



(a)



(b)

그림 3.12 II 영역에서 HWP 회전각 위치에 따른 편광 상태 분석( $\beta=294^\circ$ 인 경우)  
(a) 편광 상태를 분석한 지점, (b) 각 지점에서의 편광 상태

영역 I과 영역 II의 모드잠금 조건들을 종합하면 최소한 식 (3.19) 또는 식 (3.20)과 같은 조건을 만족할 때 모드잠금이 이루어짐을 실험적으로 확인하였다. 이때, 식 (3.19)에서 HWP의 각도 변화에 따른 반사율의 변화율은 측정된 광 세기 변화율과 같은 경향성을 보여 식 (3.20)을 만족한다.

$$\frac{\Delta R}{\Delta \theta_{HWP}} \cdot \frac{\Delta \phi}{\Delta \theta_{HWP}} < 0 \quad (3.19)$$

$$\frac{\Delta I_{avg}}{\Delta \theta_{HWP}} \cdot \frac{\Delta \phi}{\Delta \theta_{HWP}} < 0 \quad (3.20)$$

식 (3.19) 또는 식 (3.20)의 안정조건 식은 공진기의 공진 모드의 위상 조건으로 해석할 수 있다. CW 상태에서는 공진하는 모드들은 중심 주파수  $\nu_0$ 를 기준으로  $\pm \Delta \nu = c/nL_{eff}$  정수배의 종 모드 간격을 갖는다. 여기서,  $c$ 는 광속,  $n$ 은 광섬유 굴절률이고  $L_{eff}$ 는 고리형 광섬유 공진기의 유효 공진 거리이다. 중심 주파수  $\nu_0$ 에 대응되는 파장이 식 (3.21)과 같이 한 번 공진할 때  $2\pi$ 의 정수배( $N$ ) 조건을 만족한다고 가정하였다. CW 영역에서는 중심 주파수  $\nu_0$ 와 종 모드 간격을 유지하는 종 모드들이 서로 임의의 위상( $\psi$ )을 갖고 공진기 내부에서 발진하게 된다. 그러나 CW 상태에서 모드잠금 펄스로 레이저 출력 상태가 바뀌게 되면 광섬유의 비선형성에 의해 광섬유의 굴절률 변조가 발생하고 각 모드들의 위상들은 일정한 상수로 정합되어 모드잠금 펄스가 발생한다. CW 공진 모드들의 무작위 위상 상태에 의한 전자기파 진폭의 섭동에 의해 모드잠금이 이루어진다고 가정하면 모드잠금을 구성하는 종 모드들의 중심 주파수는 섭동 펄스의 중심 주파수와 거의 같아야 할 것으로 판단된다. 섭동 펄스의 중심 주파수를  $\nu_0'$ 이라 가정하고 이것에 대응하는 공진 위상 조건의  $2\pi$ 의 정수배는  $N'$ 이라고 가정하면 모드잠금의 중심 주파수도  $\nu_0'$ 과 유사한 값을 가져야 하고 공진 위상 조건을 위한  $2\pi$ 의 정수배( $N$ )는  $N'$ 과 큰 차이가 없어야 한다. 모드잠금에 의해 공진기 내부의 강한 침투 출력에 의해 유도된 굴절률 변화 효과에 의한 위상 변화 속에서 공진 주파수의 큰 변화 없이 공진 위상 조건을 만족하기 위해서는 파장판의 복굴절 특성을 이용해 상쇄시키는 방향으로 파장판을 정렬해야 한다. 즉, 식 (3.22)에서  $I_{avg}$ 가 증가하면  $\Delta \phi_{waveplate}$ 는 감소하는 방

향으로 변해야 함을 의미한다. 반대로  $I_{avg}$ 가 감소하면  $\Delta\phi_{waveplate}$ 는 증가하는 방향으로 변해야 함을 의미한다. 이것은 영역 I에 대한 모드잠금 조건식인 식 (3.14)와 식 (3.15)와 영역 II에 대한 모드잠금 조건식인 식 (3.17)과 식 (3.18)에 대한 결과와 같은 의미를 가지고 있다. 즉, CW 공진 모드들이 모드잠금 공진 모드들로 변환될 때 발생하는 침투 출력에 의해 유도된 위상 변화를 상쇄하는 방향으로 HWP의 회전각을 조절해야 함을 의미한다. 이를 설명하면 그림 3.13과 같다.

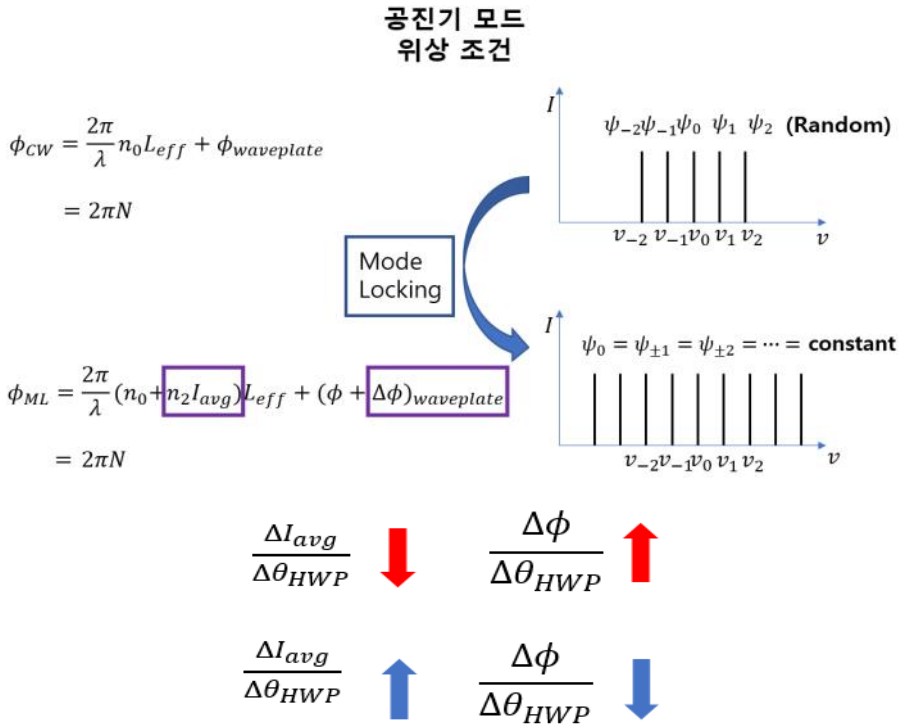


그림 3.13 공진기 공진 모드 위상 조건

$$\phi_{CW} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0 L_{eff} + \phi_{waveplate} = 2\pi N \quad (3.21)$$

$$\phi_{ML} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 + n_2 I_{avg}) L_{eff} + (\phi + \Delta\phi)_{waveplate} = 2\pi N \quad (3.22)$$

### 3.5 모드잠금 안정영역에서 레이저 발진기 출력 특성

앞서 측정된 모드잠금 안정영역 중에서 파장관의 회전각 변화에 대해 더 넓은 안정영역을 보이는 영역 II의 중심 위치에서 레이저 공진기의 출력 특성을 조사하였다. 그림 3.14는 광 검출기(Newport사, 818-BB-21)와 오실로스코프(Tektronix사, TDS-7154B)로 측정된 모드잠금된 레이저의 펄스열이다. 모드잠금된 펄스 간격은 31.5 ns로 측정되었고 이에 해당하는 반복률은 31.7 MHz이다.

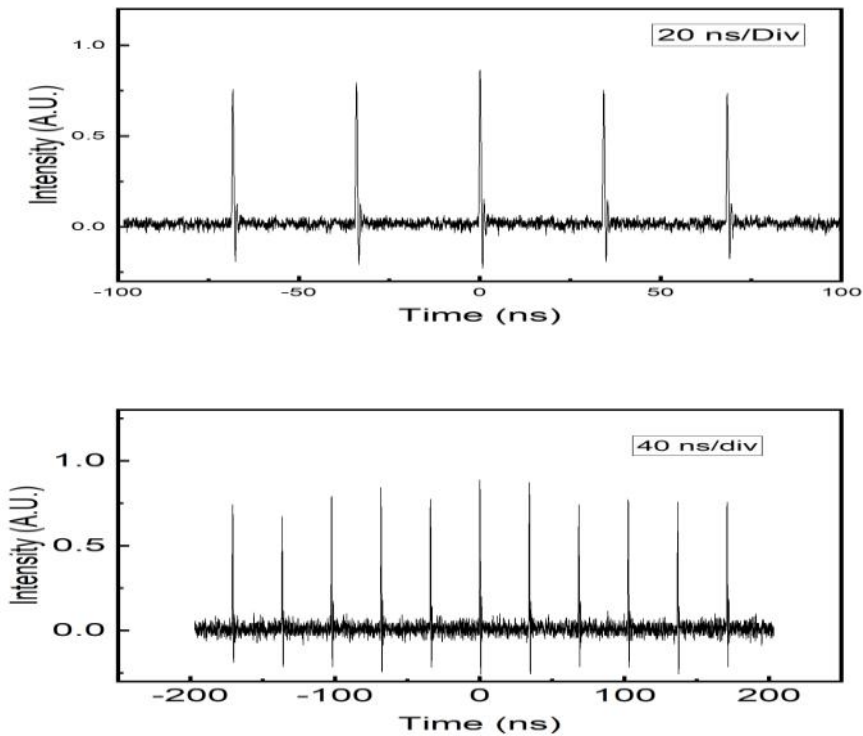


그림 3.14 측정된 레이저 발진기 펄스 열

그림 3.15는 펌프 광 세기에 따른 모드잠금된 레이저 출력을 나타낸다. 본 논문에서 사용한 레이저 다이오드와 광학 소자들의 손상 문턱 값(Damage threshold)을 고려하여 펌프 세기는 660.0 mW로 제한하였다. 펌프 파워가 449.6 mW 미만일 때는 모드잠금 신호를 얻을 수 없었다. 펌프 광 세기에 따른 출력 파워의 기울기 효율은 약 21%로 측정되었다. 최대 펌프 파워일 때, 레이저 발진기의 출력파워는 127.4 mW로 측정되었다. 펌프 파워를 증가하더라도 같은 모드잠금 안정영역에서 모드잠금 펄스열이 안정적으로 출력되었으며, 출력 파워는 선형적으로 증가하는 것을 확인하였다. 또한, 본 연구에서 사용한 펌프 파워 범위에서는 안정영역 지도에 큰 영향을 주지 않는 것을 실험적으로 확인하였다. 즉, 펌프 파워를 변화하여도 같은 위치에서 안정영역을 얻을 수 있었다.

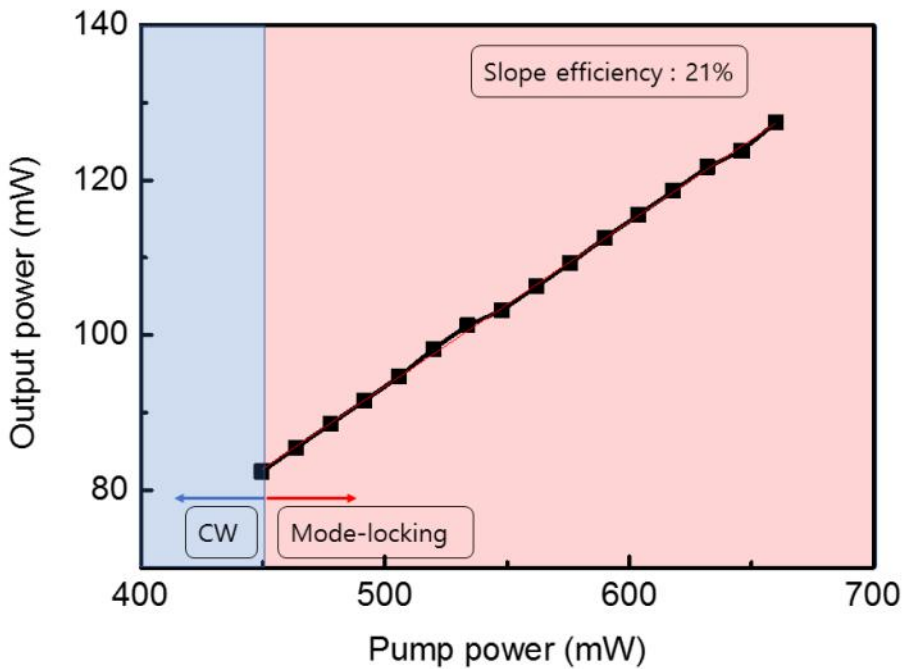


그림 3.15 펌프 광 세기에 따른 레이저 발진기 출력



그림 3.16은 모드잠금된 출력 스펙트럼 특성을 나타낸다. 0.1 nm 분해능을 갖는 OSA(ADVANTEST사, Q8381A)로 측정된 스펙트럼은 1031.2 nm의 중심 파장과 10.5 nm의 반치 폭(Full Width at Half Maximum, FWHM)을 갖는 것으로 측정되었다. 그림에서 보듯이 976.0 nm의 펌프 광은 발견되지 않음을 확인하였고 이를 통해 이득 매질인 Yb 첨가 광섬유에서 976.0 nm 대역에 대한 흡수가 손실 없이 잘 일어났음을 알 수 있다.

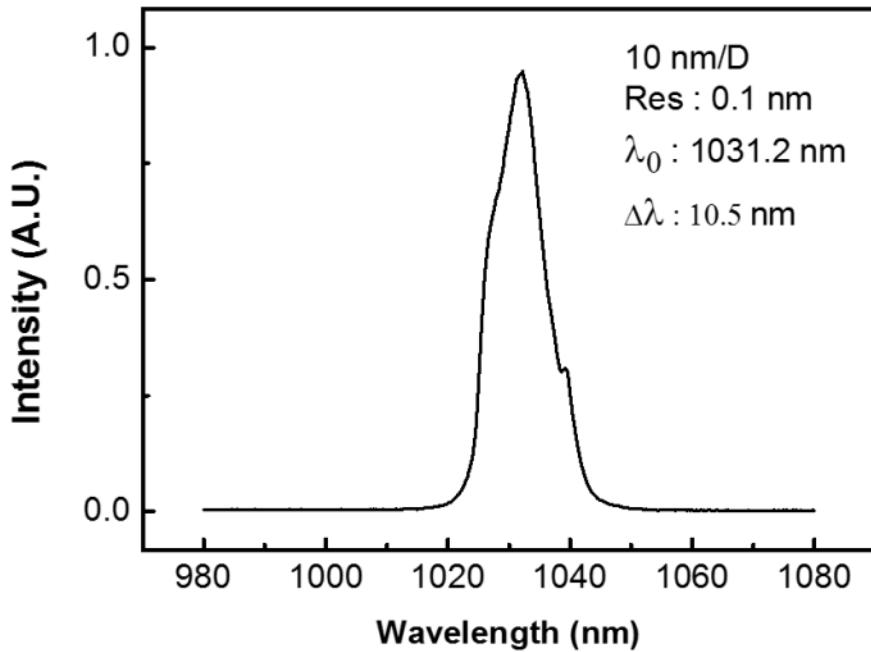


그림 3.16 OSA로 측정된 레이저 출력 스펙트럼

### 3.6 펄스 폭 측정을 통한 스펙트럼과 펄스 폭의 상관관계 분석

앞서 언급한 영역 II에서도 높은 파워를 갖는 모드잠금 지점과 낮은 파워를 갖는 모드잠금 지점이 존재한다. 이 두 경우에 대해 자기상관계를 이용하여 펄스 폭을 측정하였다. 55.0 mW의 출력을 갖는 낮은 파워 범위에서는 펄스 폭은 14.9 ps, 스펙트럼 폭은 9.5 nm로 측정되었고 90.0 mW의 높은 출력을 갖는 지점에서는 펄스 폭은 14.7 ps, 스펙트럼 폭은 10.5 nm로 측정되었다. 이 밖에 각 지점에서 자기상관계를 통해 펄스 폭을 측정한 결과 펄스 폭 차이가 0.1 ~ 0.2 ps 변화 범위를 갖고 모든 영역에서 큰 차이 없이 모드잠금 펄스가 발진됨을 확인하였다. 이를 그림 3.17을 통해 나타내었다.

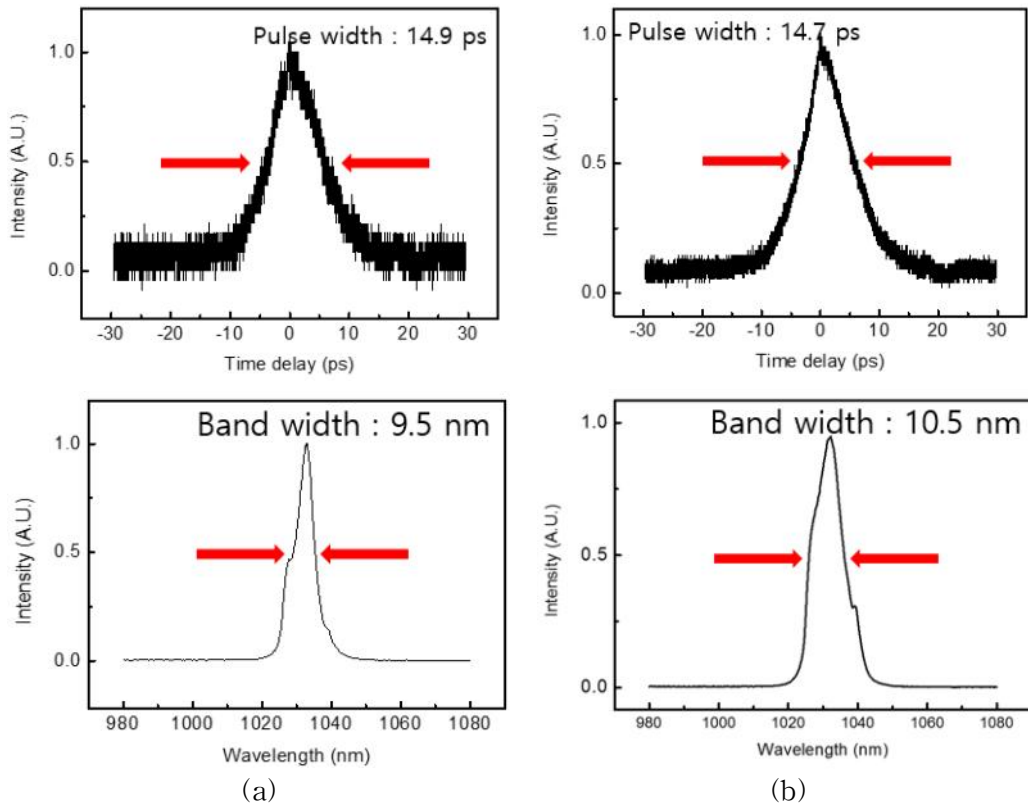


그림 3.17 펄스 폭과 스펙트럼 선폭 측정 (a) 모드잠금 펄스의 출력이 55.0 mW인 경우, (b) 모드잠금 펄스의 출력이 90.0 mW인 경우

## 제4절 모드잠금 안정영역 조건 검증 실험

앞의 실험에서 찾은 모드잠금을 위한 조건이 다른 입사 편광 상태에 대해서도 성립하는지를 검증하기 위해 QWP2의 회전각을 광 고립기의 축인  $-45.0^\circ$ 를 기준으로 앞선 실험과는 대칭적인  $+22.5^\circ$ 의 각(즉, 수평축에 대해  $-67.5^\circ$ )으로 정렬한 경우에 실험을 수행하였다. 광섬유를 통과한 광의 편광 상태를 측정된 결과를 이용해 계산된 광섬유 존스 행렬은 식 (3.23)과 같다.

$$M_{Fiber} = \begin{pmatrix} 0.855 - 0.202i & -0.173 - 0.446i \\ 0.173 - 0.446i & 0.855 + 0.202i \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

QWP2를 회전하여 다른 편광 상태의 광이 광섬유 내부로 진행하면 입력 편광의 상태에 따라 장축 방향으로 비선형 굴절률 분포가 형성되고 더불어 광섬유의 굽힘, 꼬임 상태 등에 의한 복굴절에 영향을 받는다. 이를 설명하면 그림 3.18과 같다. 이와 같은 이유로 인해 광섬유의 존스 행렬이 바뀌었다고 판단된다.

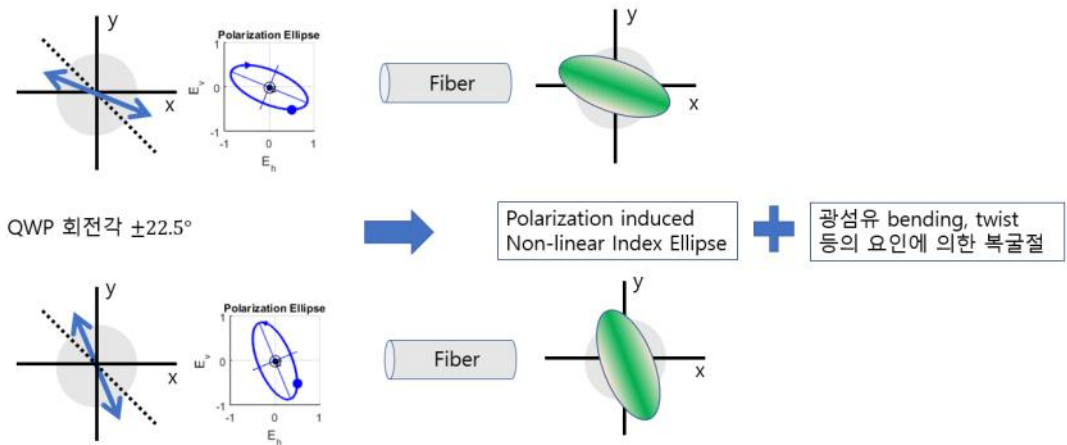
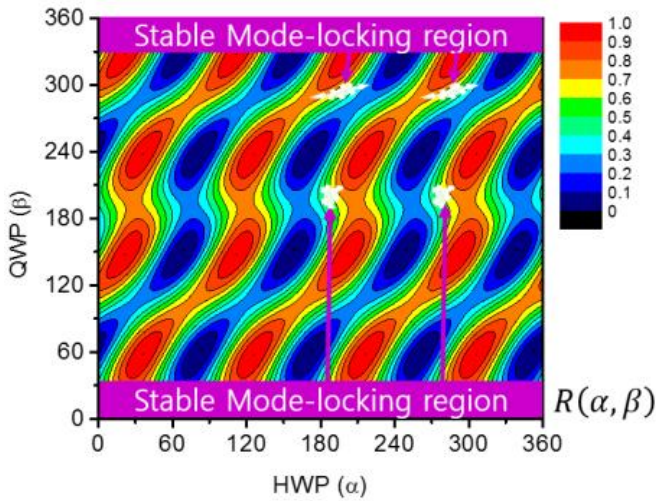
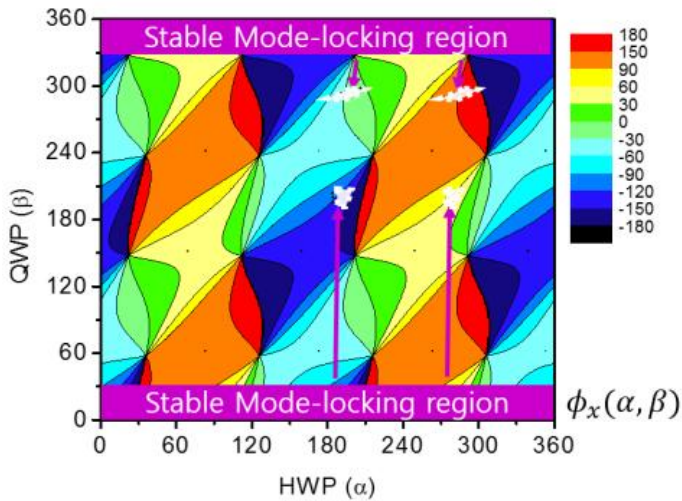


그림 3.18 편광에 의해 광섬유 내에 유도된 비선형 굴절률 분포

이를 활용하여 본문 제3장 제3절과 같이 출력단에서 반사율, 위상 정보에 대한 등고선 지도를 구하였고 실험적으로 찾은 모드잠금 안정영역을 등고선 지도에 그림 3.19와 같이 나타내었다. 모드잠금 조건일 때, 앞의 실험과 같은 방법으로 HWP 회전각에 따른 반사율 변화와 위상 변화가 식 (3.19)를 만족함을 확인하였다.



(a)

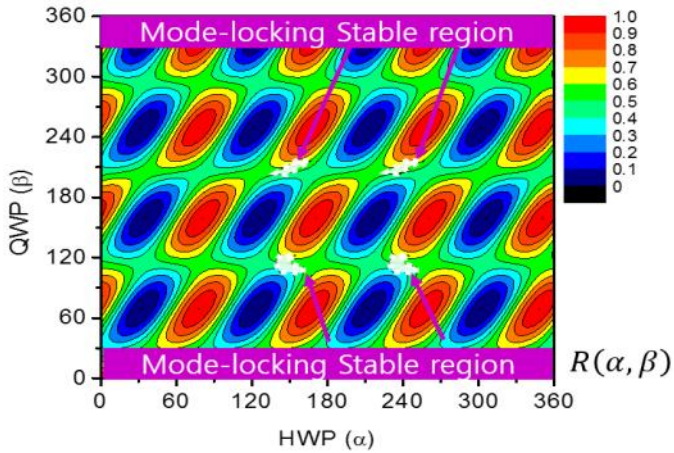


(b)

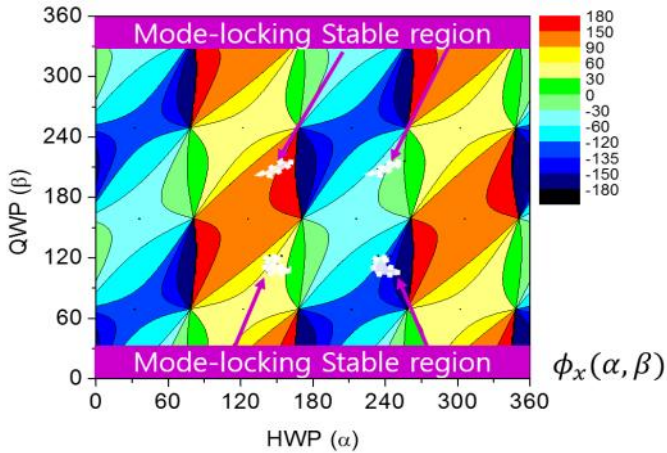
그림 3.19 출력단에서 전자기파의 (a) 반사율 지도와 (b) 위상 정보 지도상의 모드잠금 영역(QWP2가 22.5°로 설정될 경우)

추가적으로 QWP2의 회전각을  $-10.0^\circ$ 로 설정하여 실험한 결과는 다음과 같다. 계산된 광섬유 행렬은 식 (3.24)와 같고 모드잠금 안정영역은 그림 3.20과 같다. 이 조건에서도 본 연구에서 구한 모드잠금 안정영역 조건을 만족하는 영역에서만 모드잠금이 발생하였다.

$$M_{Fiber} = \begin{pmatrix} -0.322 + 0.018i & -0.559 + 0.764i \\ 0.559 + 0.764i & -0.322 - 0.018i \end{pmatrix} \quad (3.24)$$



(a)



(b)

그림 3.20 출력단에서 전자기파의 (a) 반사율 지도와 (b) 위상 정보 지도상의 모드잠금 영역(QWP2가  $-10.0^\circ$ 로 설정될 경우)

## 제4장 결 론

본 논문에서는 광섬유 존스 행렬을 이용한 비선형 편광 회전 방식으로 모드잠금 된 Yb 첨가 광섬유 레이저의 모드잠금 안정영역 분석에 관한 연구를 수행하였다. 이를 위해 공진기를 구성하는 광섬유에 대한 존스 행렬을 구하기 위해 편광 분석기를 설계 및 제작하였다. 제작된 편광 측정기를 이용해 공진기 내부의 편광을 측정하고 측정된 결과값을 이용해 광섬유의 존스 행렬을 구했다. 구한 광섬유 존스 행렬과 공진기를 구성하는 광학 소자들의 존스 행렬을 이용하여 공진기 출력단에서의 전자기파의 반사 및 투과 특성을 분석하였다. 반사 및 투과 특성을 공진기 내에 삽입된 파장판들의 각도의 함수로 분석하기 위해 출력단의 반사율 지도와 위상 정보 지도를 제작하였다. 제작된 지도의 등고선 분포와 실험으로 측정된 모드잠금 안정영역과의 상관관계를 분석하였다.

분석 연구 결과, 등고선 간격이 완만한 영역에서 모드잠금 안정영역이 넓어 모드잠금이 손쉽게 이루어짐을 실험적으로 확인하였다. 또한, 실험적으로 측정한 모드잠금 영역에서는 HWP의 회전각 변화에 대한 반사율 변화율과 위상 변화율의 부호가 서로 반대인 조건을 만족해야 함을 알 수 있었다. 공진기 내부의 편광 분석을 통해 얻은 출력단에서의 반사율 지도와 위상 정보 지도를 이용한 모드잠금 안정영역 분석 방법은 기존의 여러 안정영역 분석 방법에서는 시도되지 않은 방법이다. 이 방법은 복잡한 비선형 방정식을 풀지 않고 편광 측정을 통해 손쉽게 모드잠금 안정영역을 확인할 수 있다는 장점이 있어 산업 현장에서 모드잠금 레이저를 정렬하는 데 활용될 것으로 기대된다.

## [참고문헌]

- [1] M. E. Fermann, and I. Hartl, "Ultrafast fiber laser technology," *IEEE J. Quantum Electron.* **15** 2009: 191.
- [2] V. V. Lozovoy, G. Rasskazov, D. Pestov, and M. Dantus, "Quantifying noise in ultrafast laser sources and its effect on nonlinear applications," *Opt. Express* **23** 2015: 12037.
- [3] F. Liu, K. M. Yoo, and R. R. Alfano, "Ultrafast laser-pulse transmission and imaging through biological tissues," *Appl. Opt.* **32** 1993: 554.
- [4] F. Ceballos, and H. Zhao, "Ultrafast laser spectroscopy of two dimensional materials beyond graphene," *Adv. Funct. Mater.* **27** 2017: 1604509.
- [5] J. Cheng, C. Liu, S. Shang, D. Liu, W. Perrie, G. Dearden, and K. Watkins, "A review of ultrafast laser materials micromachining," *Opt Laser Technol* **46** 2013: 88.
- [6] H. Lubatschowski, A. Heisterkamp, F. Will, A. I. Singh, J. Serbin, A. Ostendorf, O. Kermani, R. Heermann, H. Welling, and W. Ertmer, "Medical applications for ultrafast laser pulses," *Riken Review* 2003: 113.
- [7] K. C. Phillips, H. H. Gandhi, E. Mazur, and S. K. Sundaram, "Ultrafast laser processing of materials: a review," *Adv. Opt. Photonics* **7** 2015: 684.
- [8] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, "Passive harmonic mode-locking in a fiber laser with nonlinear polarization rotation," *Opt. Commun.* **267** 2006: 162.



- [9] X. Yang and C. X. Yang, "Q-switched mode-locking in an erbium-doped femtosecond fiber laser based on nonlinear polarization rotation," *Laser Phys.* **19** 2009: 2106.
- [10] S. Smirnov, S. Kobtsev, S. Kukarin, and A. Ivanenko, "Three key regimes of single pulse generation per round trip of all-normal-dispersion fiber lasers mode-locked with nonlinear polarization rotation," *Opt. Express* **20** 2012: 27447.
- [11] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hoper, and H. Hochreiter, "Nonlinear amplifying loop mirror," *Opt Lett.* **15** 1990: 752.
- [12] W. B. Cho, A. Schmidt, J. H. Yim, S. Y. Choi, S. Lee, F. Rotermund, U. Griebner, G. Steinmeyer, V. Petrov, X. Mateos, M. C. Pujol, J. J. Carvajal, M. Aguiló, and F. Diaz, "Passive mode-locking of a Tm-doped bulk laser near 2  $\mu\text{m}$  using a carbon nanotube saturable absorber," *Opt. Express* **17** 2009: 11007.
- [13] J. Koo, Y. I. Jhon, J. Park, J. Lee, Y. M. Jhon, and J. H. Lee, "Near infrared saturable absorption of defective bulk structured WTe<sub>2</sub> for femtosecond laser mode locking," *Adv. Funct. Mater.* **26** 2016: 7454.
- [14] Ursula Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers," *Nature* **424** 2003: 831.
- [15] H. A. Haus, E. P. Ippen, and K. Tamura, "Additive-pulse modelocking in fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **30** 1994: 200.
- [16] A. B. Grudinin, and S. Gray, "Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers," *J Opt Soc Am B.* **14** 1997: 144.



- [17] H. A. Haus, K. Tamura, L. E. Nelson, and E. P. Ippen, "Stretched-pulse additive pulse mode-locking in fiber ring lasers: theory and experiment," *IEEE J. Quantum Electron.* **31** 1995: 591.
- [18] W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, "Self-similar pulse evolution in an all-normal-dispersion laser," *Phys. Rev. A* **82** 2010: 021805.
- [19] M. Olivier, M. Gagnon, and M. Piche, "Automated mode locking in nonlinear polarization rotation fiber lasers by detection of a discontinuous jump in the polarization state," *Opt. Express* **23** 2015: 6738.
- [20] L. Zhang, Z. Zhuo, N. Chen, Z. Tian, and Y. Xie, "Wave plate-dependent lasing regimes transitions in an all-normal-dispersion fiber laser mode-locked by nonlinear polarization rotation," *Opt Laser Technol* **126** 2020: 106085.
- [21] H. Leblond, M. Salhi, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, and F. Sanchez, "Experimental and theoretical study of the passively mode-locked ytterbium-doped double-clad fiber laser," *Phys. Rev. A* **65** 2002: 063811.
- [22] A. Komarov, H. Leblond, and F. Sanchez, "Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers," *Phys. Rev. A* **71** 2005: 053809.
- [23] G. Martel, C. Chedot, A. Hideur, and P. Grelu, "Numerical maps for fiber lasers mode locked with nonlinear polarization evolution: Comparison with semi-analytical models," *Fiber Integr. Opt.* **27** 2008: 320.

- [24] M. Salhi, H. Leblond, F. Sanchez, M. Brunel, and A. Hideur, "Stability calculations for the ytterbium-doped fibre laser passively mode-locked through nonlinear polarization rotation," *J Opt* **6** 2004: 774.
- [25] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, (Academic Press, Cambridge), 2001: chap. 2
- [26] J. Buckley, Ph.D. Thesis, *High-Energy Ultrafast Ytterbium Fiber Lasers*, Cornell University, 2006.
- [27] L. E. Nelson, S. B. Fleischer, G. Lenz, and E. P. Ippen, "Efficient frequency doubling of a femtosecond fiber laser," *Opt. Lett.* **21** 1996: 1759.
- [28] F. O. Ilday, J. Buckley, W. G. Clark, and F. W. Wise, "Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser," *Phys. Rev. Lett.* **92** 2004: 213902.
- [29] C. Y. Chong, Ph.D. Thesis, *Femtosecond fiber lasers and amplifiers based on the pulse propagation at normal dispersion*, Cornell University, 2008.
- [30] M. Hofer, M. H. Ober, F. Haberl, and M. E. Fermann, "Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 1992: 720.
- [31] I. P. Kaminow, "Polarization in optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.* **17** 1981: 15.
- [32] G. D. VanWiggeren, and R. Roy "Transmission of linearly polarized light through a single-mode fiber with random fluctuations of birefringence," *Appl. Opt.* **38** 1999: 3888.
- [33] E. Hecht, *Optics, 5ed*, (Pearson Education, London), 2017, chap. 8.

- [34] G. G. Stokes, "On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources," *Trans. Cambridge Philos. Soc.* **9** 1851: 399.
- [35] D. H. Goldstein, and E. Collet. *Polarized Light*, (Marcel Dekker, New York), 2003, Chap. 4.
- [36] X. Liu, A. Heifetz, S. C. Tseng, and M. S. Shahriar, "High-speed inline holographic Stokesmeter imaging," *Appl. Opt.* **48** 2009: 3803.
- [37] B. Schaefer, E. Collett, R. Smyth, D. Barrett, and B. Fraher, "Measuring the Stokes polarization parameters," *Am. J. Phys* **75** 2007: 163.
- [38] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*, (Kluwer Academic Publishers, Norwell), 2000. chap. 4.
- [39] J. Buckley, A. Chong, S. Zhou, W. Renninger, and F. W. Wise "Stabilization of high-energy femtosecond ytterbium fiber lasers by use of a frequency filter," *J Opt Soc Am B.* **24** 2007: 1803.
- [40] 문수민, 석사학위청구논문, 모든 정상 분산 (ANDi) 광섬유 레이저의 출력 스펙트럼 성형과 압축된 펄스 파형 분석에 관한 연구, 조선대학교, 2020.