



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](#)

2019년 2월  
석사학위 논문

소형화된 펄스 확대기 및 Yb 첨가된  
대구경 광섬유로 구성된 고출력  
극초단 펄스 증폭기 출력 특성 연구

조선대학교 대학원

광기술헌학과

성준영

소형화된 펄스 확대기 및 Yb 첨가된  
대구경 광섬유로 구성된 고출력  
극초단 펄스 증폭기 출력 특성 연구

Output characteristics of a high-power ultrashort-pulse  
amplifier composed of a compact pulse stretcher and  
an Yb doped large-mode-area fiber

2019년 2월 25일

조선대학교 대학원

광기술평학과

성준영

소형화된 펄스 확대기 및 Yb 첨가된  
대구경 광섬유로 구성된 고출력  
극초단 펄스 증폭기 출력 특성 연구

지도교수 김 현 수

이 논문을 공학석사학위신청 논문으로 제출함

2018년 10월

조선대학교 대학원

광 기 술 공 학 과

성 준 영

## 성준영의 석사학위논문을 인준함

위원장    조선대학교    교 수    주 기 남    (인)

위    원    조선대학교    교 수    박 종 락    (인)

위    원    조선대학교    교 수    김 현 수    (인)

2018년 11월

조선대학교 대학원

# 목 차

## ABSTRACT

제1장 서론 .....	1
제1절 연구 배경 .....	1
제2장 기본 이론 .....	4
제1절 모드 잠금된 완전 정상 분산 광섬유 레이저 .....	4
제2절 반복률 감소에 의한 반전 밀도 증가 .....	6
1. 전기광학 효과 .....	8
2. 음향광학 효과 .....	10
제3절 분산 소자를 이용한 펄스 폭 확대 .....	13
제4절 대구경 광섬유의 도파 원리 .....	17
제3장 실험 결과 및 분석 .....	21
제1절 펄스 피커 .....	22
1. 음향 광학 변조 방식 펄스 피커 구성 .....	22
제2절 소형화된 극초단 펄스 확대기 .....	26
1. 펄스 확대기 설계 및 제작 .....	26
2. 확대된 펄스의 출력 특성 .....	31
제3절 광섬유 레이저 전단 증폭기 .....	34
1. 이터븀 첨가된 광섬유 레이저 전단 증폭기 구성 .....	34
2. 광섬유 전단 증폭기 출력 특성 .....	36

제4절 대구경 광섬유 증폭기 .....	41
1. 이터븀 첨가된 대구경 광섬유 증폭기 구성 .....	41
2. 대구경 광섬유 증폭기 출력 특성 .....	43
제4장 결 론 .....	46
[참고문헌] .....	47

# 그림 목 차

그림 2.1 수동형 모드 잠금을 위한 비선형 편광 회전과 포화 흡수체 거울 원리 .....	4
그림 2.2 분산 보상 소자가 없는 광섬유 레이저 모식도 .....	5
그림 2.3 ANDi 광섬유 레이저 펄스 전파 수치 해석 시뮬레이션 .....	5
그림 2.4 게르마늄 실리카 기반의 이터븀 첨가된 광섬유 흡수/방출 스펙트럼 .....	7
그림 2.5 이터븀 이온의 에너지 준위 .....	7
그림 2.6 Pockels 효과를 이용한 전기광학 변조기 .....	8
그림 2.7 음향 광학 매질 내부의 초음파 전파 형태 .....	10
그림 2.8 브래그 회절 조건 .....	11
그림 2.9 브래그 회절 효과를 이용한 음향광학 변조기 .....	12
그림 2.10 광섬유의 분산 특성을 이용한 펄스 폭 확대 .....	13
그림 2.11 반사형 회절격자 .....	14
그림 2.12 투과형 회절격자 .....	14
그림 2.13 Littrow configuration .....	15
그림 2.14 반사형 회절격자쌍과 렌즈를 이용한 펄스 확대기 .....	16
그림 2.15 배율 조절 및 2층 구조의 펄스 확대기 .....	16
그림 2.16 V 수에 따른 진행 모드의 수 .....	17
그림 2.17 이중 클래딩 광섬유 단면적과 굴절률 분포 .....	18
그림 2.18 클래딩 펌핑을 이용한 고출력 증폭 과정 .....	19
그림 2.19 비대칭 단면적의 이중 클래딩 광섬유 종류 .....	19
그림 2.20 클래딩 펌핑 구조 종류 .....	20
그림 2.21 횡펌핑 구조의 펌프 컴바이너 .....	20
그림 3.1 전체 실험 구성도 .....	21



그림 3.2 펄스 피커 장치 구성도 및 구성 사진 .....	23
그림 3.3 음향광학 변조기 구성 사진 및 RF Driver 구성 사진 .....	24
그림 3.4 공진기 반복률 1/10 설정 상태의 프로그램 및 펄스 열 .....	24
그림 3.5 공진기 반복률 설정 상태의 프로그램 및 펄스 열 .....	24
그림 3.6 펄스 게이트 폭과 위치에 따른 펄스 열 변화 .....	25
그림 3.7 본 연구에서 사용한 펄스 확대기 모식도 및 구성 사진 .....	26
그림 3.8 단과장 빔과 장과장 빔의 광 경로차 발생 .....	27
그림 3.9 회절격자 2의 빔 사이즈에 따른 펄스 폭 확대 정도 .....	29
그림 3.10 본 연구에서 사용한 펄스 확대기의 전체 진행 경로 .....	30
그림 3.11 확대된 펄스 폭 .....	31
그림 3.12 확대된 펄스의 스펙트럼 .....	31
그림 3.13 CCD 카메라로 측정된 확대된 펄스의 빔 강도 분포도 .....	32
그림 3.14 확대된 펄스의 X 축 $M^2$ 값 측정과 Y 축 $M^2$ 값 측정 .....	33
그림 3.15 전단 증폭기 모식도 및 증폭기 사진 .....	35
그림 3.16 입사된 레이저 펄스 반복률에 따른 증폭기 출력 특성 .....	37
그림 3.17 입사된 레이저 펄스 반복률에 따른 스펙트럼 .....	38
그림 3.18 레이저 펄스 반복률과 증폭기 펌프 파워에 따른 펄스 폭 변화 .....	39
그림 3.19 광섬유 전단 증폭기 빔질 측정 .....	40
그림 3.20 대구경 광섬유 증폭기 구성도 및 증폭기 사진 .....	42
그림 3.21 대구경 광섬유 증폭기 입사광의 스펙트럼 .....	43
그림 3.22 대구경 광섬유 증폭기의 출력 특성 .....	43
그림 3.23 대구경 광섬유 증폭기 출력광의 스펙트럼 .....	44
그림 3.24 대구경 광섬유 증폭기 출력광의 펄스 폭 .....	44
그림 3.25 대구경 광섬유 증폭기 출력광의 펄스 열 .....	45

## ABSTRACT

### Output characteristics of a high-power ultrashort-pulse amplifier composed of a compact pulse stretcher and an Yb doped large-mode-area fiber

Jun Yeong Seong

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

Department of Photonic Engineering

Graduate School of Chosun University

We design and construct a high power ultra-short pulse Yb-doped fiber laser based on a master oscillator power amplifier(MOPA) for a laser material process. The designed MOPA system is composed of a mode-locked all normal dispersion(ANDi) fiber oscillator, a compactly designed pulse stretcher, a pre-amplifier, and a main amplifier with a Yb-doped Large-Mode-Area(LMA) fiber.

The ANDi fiber oscillator designed by our laboratory has the maximum pulse energy of 7.4-nJ with a pulse-width of 4-ps at a repetition rate of 27.3 MHz. Since the time interval of the mode-locked output pulses is very shorter than a Yb-doped fiber fluorescence relaxation time of  $\sim 1$  ms, we install a pulse-picker to enhance a amplification efficiency of each amplifier used for a MOPA system by reducing a repetition rate of the mode-locked laser output the laser oscillator. Using a pulse-picker, we can reduce the oscillator output repetition rate to one tenth of 27.3 MHz.

For a chirped pulse amplification(CPA) technique used for a high power pulse amplification, we propose new type of a pulse stretcher composed of a Galilei

telescope and a pair of gratings. The pulse stretcher is compactly designed to be one third size of a well-known pulse stretcher composed of double symmetric convex lenses and a pair of gratings. Using the designed pulse stretcher, the pulse of 4-ps pulse-width is stretched to 400 ps. After a pulse picking and a pulse stretching process, a laser pulse with 0.1-nJ pulse energy and 400-ps pulse-width is amplified upto 88-nJ pulse energy by a Yb-doped single mode fiber pre-amplifier.

In order to more increase the output pulse energy of a pre-amplifier, we design a main fiber amplifier utilizing a large mode area(LMA) fiber with a core size of 20  $\mu$  m. And we construct a LMA fiber amplifier composed of a LMA fiber, two pump and signal combiner, and two 10-W pumping LDs. Using the designed LMA amplifier, a input pulse with 37-nJ energy is amplified to 1.7- $\mu$ J energy at a repetition rate of 2.73 MHz. This amplified output corresponds to a peak power of 5.8 kW. If we make a focal spot size of 10  $\mu$ m by focusing the amplified output pulse, the peak intensity can be 7.4 GW/cm<sup>2</sup> at a focal point which is enough intensity to do laser material processes such as drilling and cutting. Hence we demonstrate that the designed high-power ultra-short pulse Yb-doped fiber laser system can have enough peak intensity for a laser material process.

# 제1장 서 론

## 제1절 연구 배경

현대의 레이저는 최첨단 기술 연구 및 개발을 위해 빠져서는 안 될 중요한 요소로 자리잡았다. 특히 펨토초급의 짧은 펄스 폭을 가지는 레이저가 개발되면서 가공 대상 물체의 성질과는 무관하게 오로지 광의 세기만으로 가공 할 수 있어 금속, 세라믹, 투명 재질 등 매질의 종류에 상관없이 가공이 가능하다는 장점이 있다. 또한 가공된 재질의 표면에 발생하는 잔해물 및 열과 압력에 의한 산화 및 변형 현상과 같은 긴 펄스 레이저의 단점을 최소화 할 수 있다. 이러한 극초단 펄스 레이저를 산업 분야에 적용하기 위해 각 역할에 맞게끔 가공 대상 매질에 대한 펄스의 폭과 광 강도의 상관관계에 대한 많은 연구가 진행되었다[1,2]. 이처럼 산업 분야에서는 짧은 폭의 펄스를 이용한 레이저 응용 분야가 확대되어 가고 있다. 이런 짧은 펄스 즉, 극초단 펄스를 만드는 대표적인 방법은 모드 잠금 기술을 이용해서 레이저 출력이 극초단 펄스 열로 나오게 하는 것이다. 최초의 모드 잠금 방식은 1964년 Hargrove가 He-Ne 기체 레이저를 이용하여 이루어졌다[3]. 그 이후 모드 잠금 기술이 지속적으로 발전하여 극초단 펄스 레이저 개발의 주요 기술이 되었다. 현재 가장 짧은 극초단 펄스를 만들 수 있는 Ti:Sapphire 레이저 모드 잠금 기술은 1991년 Spence에 의해 개발된 Kerr 렌즈 효과를 이용한 모드 잠금 기술이다. 이 레이저는 기존의 모드 잠금된 레이저들보다 공진기 구조를 간단히 할 수 있어서 실용성과 응용성이 뛰어나다는 장점이 있었다[4]. 하지만 이러한 극초단 펄스는 평균 출력을 높이거나 펌프광의 세기를 증가시키면 높은 침투 출력에 의해 공진기 내부의 매질 및 소자들에 광학적 손상이 가해져 매우 높은 고출력을 얻는데 한계가 있다. 이러한 문제를 해결하기 위해 1985년 Mourou 교수에 의해 처프 펄스 증폭(CPA, Chirped Pulse Amplification)기술이 개발되었고 그 결과 침투 출력에 의한 손상이 감소되어 현대에 이르러서는 고출력 극초단 레이저를 요구하는 많은 산업 및 연구 분야에 CPA 기술이 활용되고 있다[5].

그 이후 CPA 기술을 Ti:Sapphire 레이저에 적용하여 수 PW급의 고출력 펄스를 얻는데 성공하였다. 그러나 Ti:Sapphire 레이저는 고반복률의 고출력 레이저 출력

을 얻는 데는 한계가 있어서 산업용 레이저로 활용하기는 부적합하다. 그 이유는 구성된 광학계에 저장된 열을 제거하기 위해 큰 표면적이 필요하며 고효율을 위해 펌핑 준위와 여기 준위 사이의 양자 결합이 작아야 했지만 Ti:Sapphire 레이저로는 이러한 조건들을 만족하기가 힘들었기 때문이다. 그래서 이러한 문제를 해결하기 위해 반도체 레이저 다이오드 펌핑된 광섬유 증폭기를 기반으로 하는 레이저가 대안으로 떠오르며 많이 연구되고 있다. 광섬유 레이저는 고체 레이저와는 달리 광도파로가 정해져 있어 레이저 생성을 위한 별도의 정렬이 필요 없고 열 문제 또한 광섬유 자체의 넓은 표면적에 의해 특별한 조치 없이 해결된다는 점에서 많은 산업 환경에서 주목받았으며 현재까지 높은 평균 출력을 만들기 위한 연구들이 많이 진행되고 있다. 그 결과 연속 발진형(CW, Continuous Wave) 광섬유 레이저의 경우 2004년 kW급의 광섬유 레이저가 발진하였고 현재 산업 분야에 활용되고 있다 [6]. 이러한 광섬유 레이저는 높은 실용성 및 응용성을 가지고 있으나 고에너지의 극초단 펄스를 생성하기에는 작은 광섬유 코어 면적에 의한 한계가 있다. 즉, 높은 침투 출력에 의한 광섬유 코어의 광학적 손상 및 매질 내의 비선형성을 생성하여 펄스 왜곡 등의 문제점이 존재하게 된다. 그러나 이 문제 또한 CPA 기술과 빔 결합 기술 등을 활용하면 광섬유의 열 제거 능력과 기하학적 장점을 유지한 극초단 펄스 광섬유 레이저를 구현할 수 있다.

CPA 기술은 극초단 펄스를 확대 후 증폭하는 방식이기 때문에 펄스를 확대할 수 있는 펄스 확대기가 필수적으로 필요하다. CPA 기술에 활용되는 펄스 확대기는 주로 광학 소자의 분산 특성을 이용하기 때문에 확대된 펄스 폭이 클수록 광학 소자의 크기가 증가하고 설치공간이 커지게 된다. 따라서 CPA 기술만을 이용해서 단일 모드 광섬유 증폭기의 출력을 높이는 데는 한계가 있게 된다. 이런 한계를 극복하기 위해 보통 광섬유 증폭기는 단일 모드 광섬유보다 코어 크기가 큰 대구경(LMA, Large Mode Area) 광섬유를 증폭기 매질로 사용한다. LMA 광섬유는 광섬유의 정규 주파수  $V$  값이 낮은 다중 모드 광섬유이지만 코일링(coiling)을 통해 준 기본 광섬유 모드로 발진 또는 증폭할 수 있어 고품질, 고출력 광섬유 레이저 제작에 사용된다. 그동안 대구경 광섬유를 이용한 고출력 광섬유 레이저에 대해 많은 연구가 이루어졌다. 1997년 Zellmer에 의해 약  $10\ \mu\text{m}$  코어 직경을 가진 네오디뮴 첨가된 대구경 광섬유로 30 W 이상의 출력이 보고되었다[7]. 2003년에는 Jeong에 의해  $40\ \mu\text{m}$  코어 직경을 가진 이터븀 첨가된 대구경 광섬유로 272 W의 연속 발진형 광섬유 레이저 출력이 보고되었다[8]. 이어서 Jeong에 의해 2004년 2월과

12월에 각각 43  $\mu\text{m}$  코아 직경과 40  $\mu\text{m}$  코아 직경을 갖는 이터븀 첨가된 대구경 광섬유를 사용하여 610 W와 1.36 kW의 연속 발진형 레이저 출력을 보고하기에 이른다[9,10]. 최근에는 극초단 펄스 증폭에도 많이 활용되고 있다[11].

본 연구에서는 산업용 가공기로 활용할 수 있는 고출력 극초단 펄스를 설계 및 제작 연구를 수행하였다. 고출력 극초단 펄스 레이저 시스템 제작을 위해 새로운 형태의 소형화된 펄스 확대기 설계, 펄스 피커 제작, Yb 첨가된 광섬유 전단 증폭기, LMA 광섬유 증폭기 설계 및 제작을 하였다. 그리고 각 설계 및 제작된 펄스 확대기, 펄스 피커, 전단 증폭기, LMA 광섬유 증폭기에 대한 성능 평가를 위한 실험 및 결과 분석을 기술하였다. 또한 최종적으로 설계된 고출력 극초단 광섬유 레이저 시스템의 출력 특성을 기술하였다.

## 제2장 기본 이론

### 제1절 모드 잠금된 완전 정상 분산 광섬유 레이저

피코초 이하의 극초단 레이저 펄스를 생성하기 위해서는 모드 잠금 방식을 사용한다. 모드 잠금 기술은 능동형 모드 잠금과 수동형 모드 잠금이 있는데 수동형 모드 잠금 기술은 능동형 모드 잠금 기술에 비해 짧은 펄스 폭의 생성이 가능하고 비용 절감 효과가 높다는 장점이 있다. 수동형 모드 잠금된 광섬유 레이저는 그림 2.1과 같은 비선형 편광 회전, 반도체 포화 흡수체 등의 방식을 주로 사용한다 [12,13].

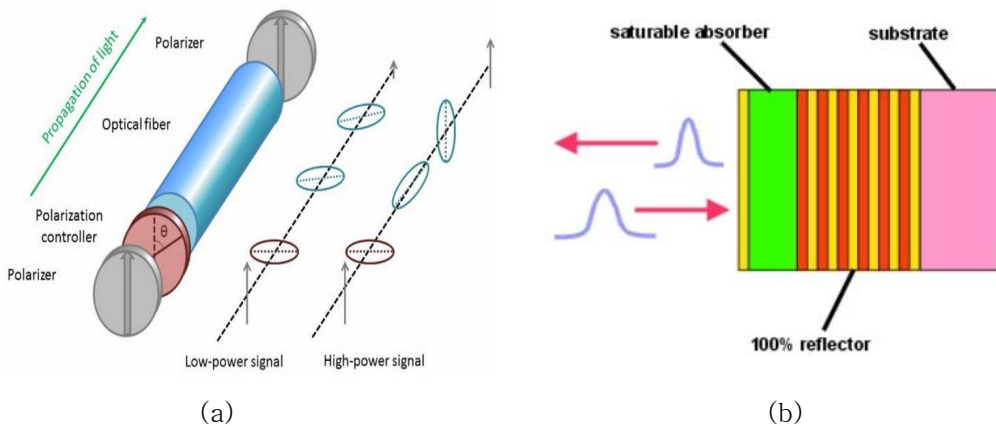


그림 2.1 수동형 모드 잠금을 위한 비선형 편광 회전(a)과 포화 흡수체 거울(b) 원리[12,13]

수동형 모드 잠금된 광섬유 레이저는 공진기 내부에서 전파하는 펄스 형태에 따라 구분할 수 있는데 대표적으로 솔리톤 광섬유 레이저, Stretched 펄스 광섬유 레이저, Self-similar 펄스 광섬유 레이저 등이 있다[14]. 솔리톤 광섬유 레이저는 광섬유 소자로만 구성할 수 있지만 1.5  $\mu\text{m}$  파장과 적은 에너지를 갖는 한계가 있다. Stretched 펄스 레이저와 Self-similar 펄스 레이저는 솔리톤 광섬유 레이저보다 생성하는 에너지가 더 크지만 펄스를 형성하기 위해 정상 분산과 비정상 분산의 균

형을 위해 공진기 일부가 큰 부피를 가지는 광학 소자를 포함한다. 그러므로 분산 보상 소자를 사용하지 않고 큰 에너지의 펄스를 생성하는 공진기 구조가 필요했고 2006년 Chong에 의해 비선형 편광 회전 방식의 정상 분산 소자로만 구성된 광섬유 레이저가 개발되었다[15]. 그림 2.2는 Chong에 의해 개발된 ANDi(All Normal Dispersion) 광섬유 레이저 모식도이며 본 연구에서도 그림 2.2와 같은 구조의 공진기를 구성하여 MOPA 시스템의 Master Oscillator로 이용하였다.

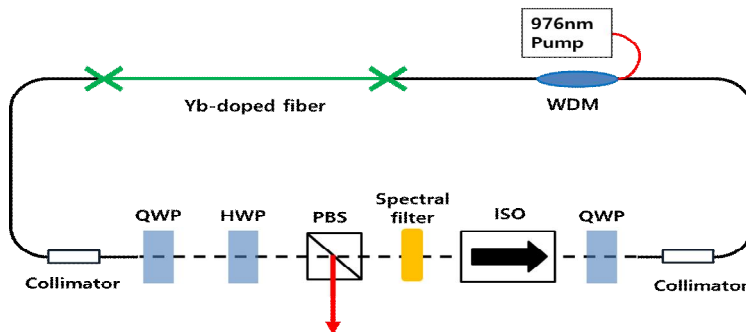


그림 2.2 분산 보상 소자가 없는 광섬유 레이저 모식도

ANDi 광섬유 레이저 공진기의 펄스 전파 특성은 그림 2.3과 같다[15]. 단일 모드 광섬유에서 분산과 비선형 효과에 의해 늘어난 펄스 폭은 이득 매질을 지나며 감소하고 다시 단일 모드 광섬유를 지나면서 증가한다. 증가한 펄스는 비선형 편광 회전 과정을 지나며 감소하고 단일 모드 광섬유를 지나면서 다시 증가하게 된다. 이런 과정을 반복하면서 모드 잠금된 극초단 펄스가 형성된다.

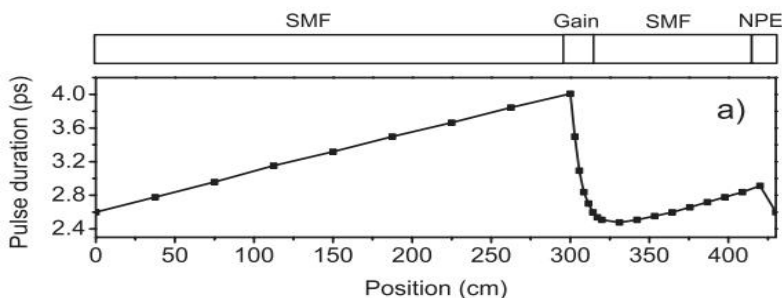


그림 2.3 ANDi 광섬유 레이저 펄스 전파 수치 해석 시뮬레이션[15]



## 제2절 반복률 감소에 의한 반전 밀도 증가

이터븀 첨가된 광섬유를 이득 매질로 사용한 레이저는 그림 2.4과 그림 2.5에 보여진 것과 같이 흡수와 방출 파장의 차이가 적어 광 변환 효율이 높아 고출력 극초단 광섬유 레이저 개발에 많이 사용되고 있다. 극초단 레이저 펄스를 생성하기 위해서는 모드 잠금 기술이 사용된다. 모드 잠금된 레이저는 공진기 길이에 따라 일반적으로 수십 MHz에서 수 GHz까지의 반복률을 갖는다. 이러한 주기의 펄스는 이터븀 레이저 준위의 이완시간( $\sim 1$  ms)보다 짧기 때문에 반복률을 줄이면 반전 밀도를 더 증가시킬 수 있어 증폭률을 높일 수 있다[16]. 반복률을 감소시키기 위해 펄스 피커(Pulse-Picker)를 많이 사용하며 펄스 피커는 Pockels 효과를 이용한 전기광학 변조기와 결정체 내에서 초음파에 의한 광 회절 효과를 이용한 음향광학 변조기로 구분된다. 전기광학 변조기를 이용해 펄스 피커를 구성하면 손실이 적은 반면에 고전압을 걸어주어야 하기 때문에 수십 kHz의 고반복률로 동작하기 어려운 단점이 있다. 음향광학 변조기를 이용한 펄스 피커를 구성하면 고반복률의 펄스 선택이 가능하지만 펄스 선택으로 인한 광 손실이 많이 발생한다. 본 연구에서는 상대적으로 저렴하고 고반복률이 가능한 음향광학 변조 방식의 펄스 피커를 사용하였다.

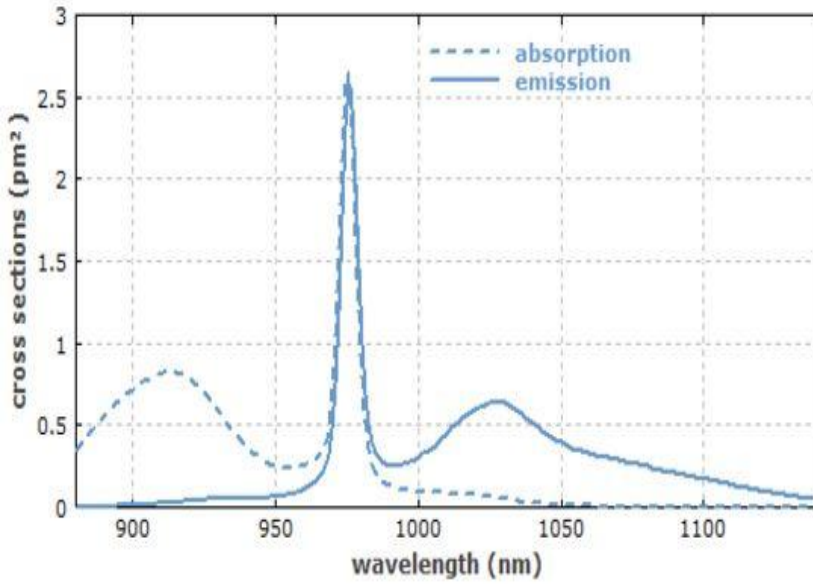


그림 2.4 게르마늄 실리카 기반의 이터븀 첨가된 광섬유 흡수/방출 스펙트럼[16]

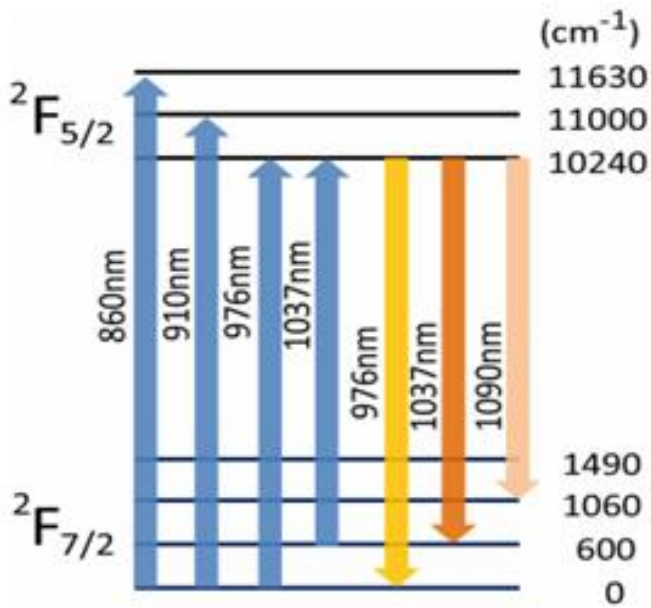


그림 2.5 이터븀 이온의 에너지 준위[17]

## 1. 전기광학 효과

어떤 매질에 강한 전기장을 걸어주면 해당 매질의 광학적 성질이 변하는 경우가 있다. 복굴절성을 가지는 광학적 이방성 결정 중 KDP, DKDP 등과 같은 매질들은 외부에서 전기장을 걸어주면 굴절률이 전기장의 강도에 따라 변하는 성질을 가지고 있다. 이와 같이 전기장에 의해 굴절률이 변하는 현상을 전기광학 효과(electro optics effect) 라고 하며 특히 중심 대칭성이 없는(Non-centrosymmetric) 결정체에서 전기장의 강도에 비례하여 굴절률이 변하는 현상을 선형 전기광학 효과 즉, Pockels 효과라 하며 그림 2.6과 같이 편광자와 조합하여 전기광학 변조기로 사용한다.

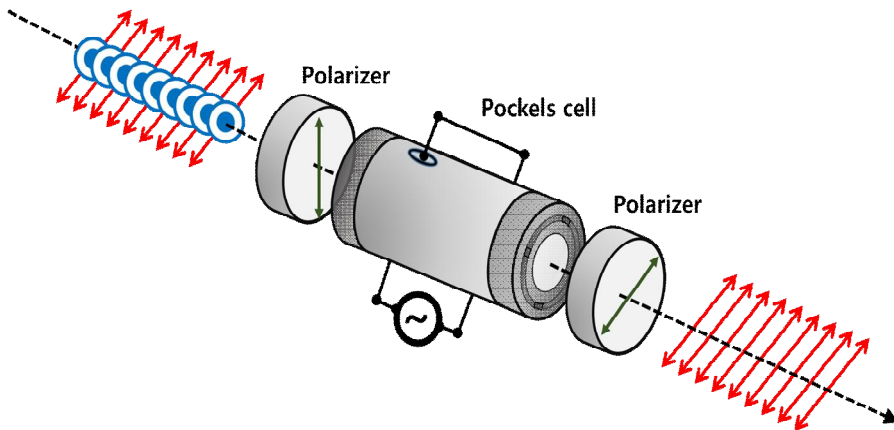


그림 2.6 Pockels 효과를 이용한 전기광학 변조기

전기광학 결정체에 전기장을 걸어주고 전기장을 걸어준 방향 및 광의 전파방향을 적절히 선택하면 서로 직교하는 두 개의 고유 직선 편광을 결정지을 수 있고 각각을 X축, Y축이라 하면 식 2.1, 식 2.2으로 굴절률을 표현할 수 있다[18].

$$n_X = n_0 + \frac{1}{2}n_0^3\gamma E \quad (2.1)$$

$$n_Y = n_0 - \frac{1}{2}n_0^3\gamma E \quad (2.2)$$

위 식에서  $E$ 는 전기장의 세기이고  $n_0$ 는 전기장을 걸기 전의 굴절률,  $\gamma$ 는 선형 전기광학 계수이다. 또한 걸어준 전기장에 의해 굴절률이 변했을 때 그에 따라 결정체를 통과한 광의 위상도 변하게 되므로 입사편광을 X축과 Y축 방향 중에 선택하여 결국 위상 변조가 가능하게 된다. 결정체의 길이  $L$ 에 대한 편광 성분의 위상 변화량과 서로 직교하는 편광 상태의 위상차는 식 2.3과 식 2.4으로 주어진다.

$$\Delta\phi_{X,Y} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{X,Y} L \quad (2.3)$$

$$\Delta\phi = \Delta\phi_X - \Delta\phi_Y = \frac{2\pi}{\lambda} (n_X - n_Y) L \quad (2.4)$$

위 식으로부터 위상차를 식 2.5와 같은 전기장의 강도  $E$ 와 결정체의 길이  $L$ 에 대한 관계식으로 나타낼 수 있다.

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \gamma E L = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \gamma V \quad (2.5)$$

$V$ 는 결정체의 양 단면 사이에 걸리는 전압이고 필요한 위상차 정도에 따라 전압의 세기를 조절한다.

## 2. 음향광학 효과

그림 2.7과 같이 투명하고 굴절률이 큰 초음파 매질에 수십 MHz의 주파수를 갖는 초음파를 전파시키면 초음파의 파장과 진폭에 대응하여 굴절률이 일정한 주기로 파의 형상을 가지게 된다. 이렇게 형성된 굴절률의 파는 위상형의 회절격자로서 동작하고 이 매질에 레이저 광이 입사하게 되면 회절하여 광이 반사하게 된다. 이 회절광은 초음파의 강도 및 주파수에 따라 강도나 방향이 바뀌게 된다. 이처럼 초음파에 의한 광 회절 효과를 음향광학 효과라 한다[19].

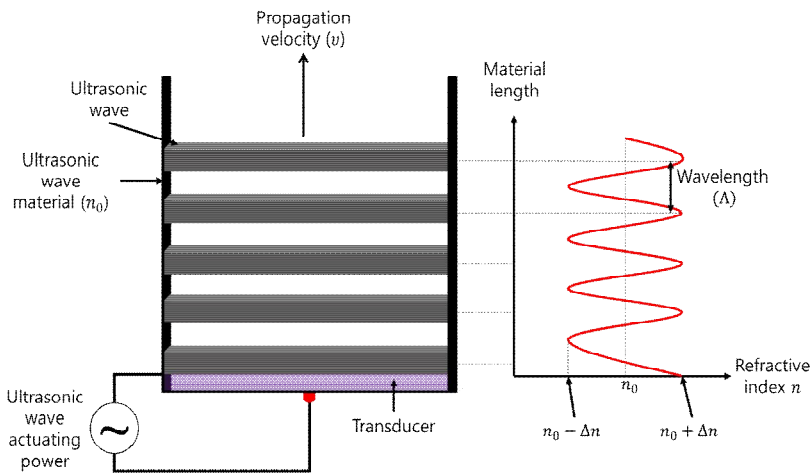


그림 2.7 음향 광학 매질 내부의 초음파 전파 형태

회절 현상은 그림 2.8과 같이 파장  $\lambda$ 의 레이저 빔이 입사각  $\theta$  각으로 등간격의 격자에 입사할 경우 격자의 일부 A점과 B점에서 회절하는 광이 서로 동위상으로 되어 강하게 만나는 방향으로 일어난다. 그 때 격자정수  $d$ 인 격자에서 입사각과 반사각이 같으면 다음과 같은 식을 만족해야 된다.

$$2d \sin \theta = q\lambda \quad (2.6)$$

위 식에서  $q$ 는 양의 정수로 간섭차수를 나타낸다. 이 식에 의해 파장  $\lambda$ 와 입사각  $\theta$ 가 정해지면 회절격자의 간격이  $d$ 일 때만 반사, 즉 회절하게 되고 이를 1차

회절광이라 한다. 또한 반사하지 않고 투과하는 광을 0차 회절광이라 하며 이 식을 만족시키는 회절광을 브래그 회절이라 한다.

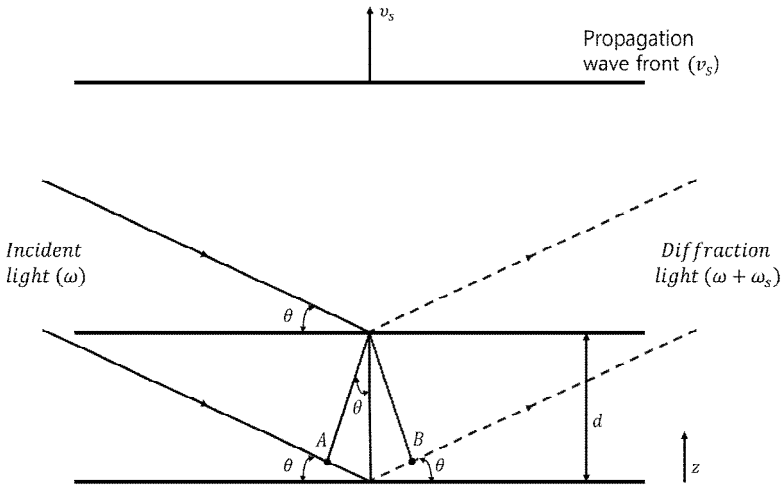


그림 2.8 브래그 회절 조건

브래그 회절을 일으키기 위한 입사각을 구하기 위해  $d = \Lambda$ 와  $q = 1$ 을 식 2.6에 대입하면 식 2.7로 나타낼 수 있다.

$$2\Lambda \sin\theta = \lambda \tag{2.7}$$

이러한 조건을 만족시키는 입사각을 브래그(Bragg)각이라 하며 식 2.8로 나타낼 수 있다.

$$\theta_B = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{2\Lambda}\right) \approx \frac{\lambda}{2\Lambda} \tag{2.8}$$

위 식에서  $\Lambda$ 는 초음파의 파장이며 이로부터 초음파의 파장을 변화시키면  $\theta_B$ 가 변화하여 광의 진행방향이 변한다는 것을 알 수 있다.

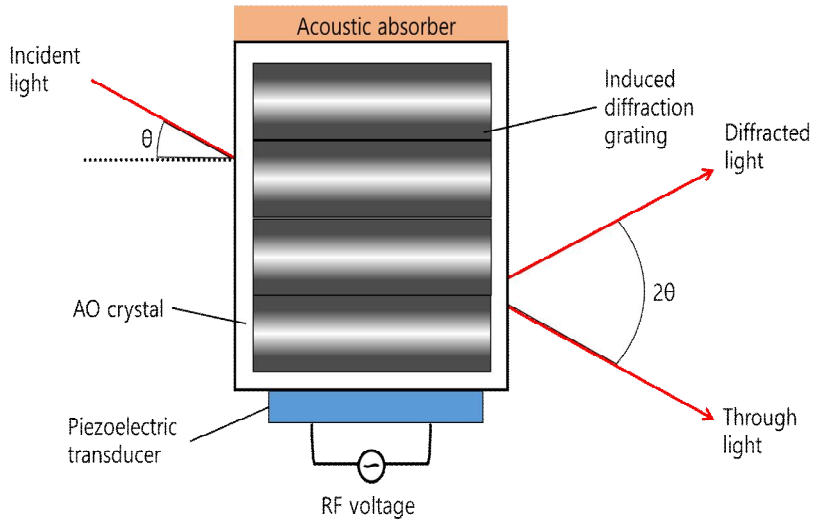


그림 2.9 브래그 회절 효과를 이용한 음향광학 변조기

음향광학 효과를 이용한 변조기의 구조는 그림 2.9와 같이 초음파 결정체의 한쪽 끝에 진동자를 부착하고 반대쪽은 초음파의 반사영향을 막기 위해 초음파 흡수체를 붙인다. 결정체의 굴절률이 크기 때문에 레이저광이 입사하고 출사할 때 반사손실이 많아 일반적으로 반사방지막이 증착되어 있다.

### 제3절 분산 소자를 이용한 펄스 폭 확대

극초단 펄스 레이저는 극초단 펄스 폭에 의해 적은 에너지로도 높은 침투 출력이 가능하여 많은 주목을 받았고 극초단 펄스 폭을 유지하며 고에너지를 가지는 레이저를 개발하기 위해 다양한 연구가 진행되었다. 하지만 피코초 이하의 레이저를 증폭할 경우 에너지가 충분히 증폭되기 전 침투 출력이 매우 높아져 매질이 손상되는 문제가 나타나게 되었다. 이를 해결하기 위해 1985년 Mourou에 의해 처프 펄스 증폭 기술이 개발되었고 펄스 폭을 확대시키는 개념이 등장하게 되었다. 그 당시에는 그림 2.10과 같이 광섬유의 분산 특성을 이용하여 150 ps의 펄스를 300 ps까지 확장시켰다[5].

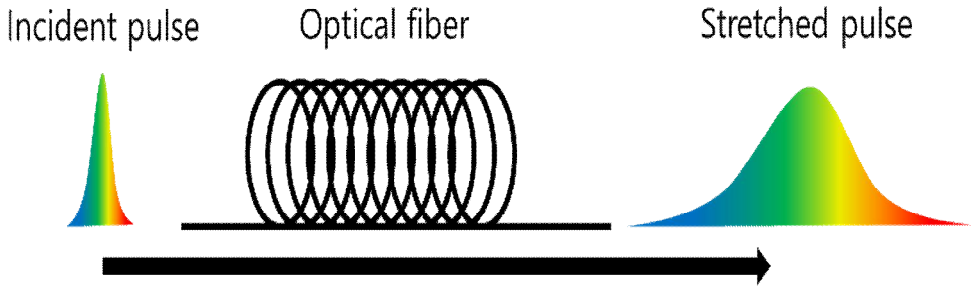


그림 2.10 광섬유의 분산 특성을 이용한 펄스 폭 확대[5]

하지만 이러한 방법은 광섬유를 1km 이상 사용해야 된다는 단점이 있다. 이러한 문제를 해결하기 위해 회절격자 또는 프리즘 등의 공간 분산을 일으키는 소자들을 사용하여 분산효과를 극대화하는 방법이 있는데 특히 회절격자는 각각의 파장들을 균일하게 퍼지게 하는 특성이 있어 프리즘보다 빛 분산 성능이 좋다. 회절격자는 그림 2.11과 그림 2.12와 같이 반사형과 투과형으로 구분된다[20].



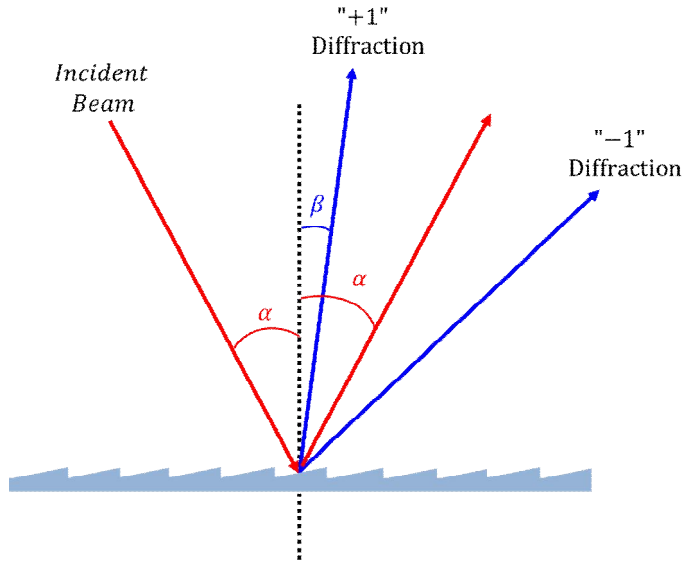


그림 2.11 반사형 회절격자

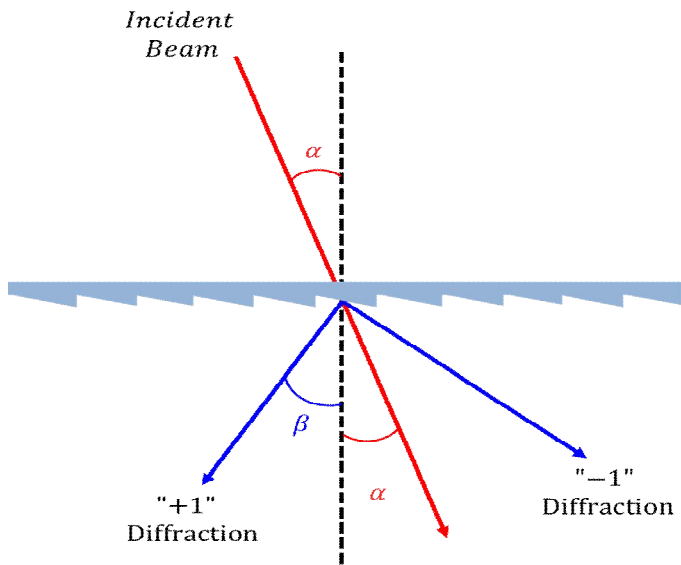


그림 2.12 투과형 회절격자

그림 2.11과 그림 2.12에서 알 수 있듯이 빔이 격자로 입사하면 회절격자의 간격 및 파장에 따라 다른 경로로 반사 및 투과하게 된다. 이에 대한 회절격자 방정식은 반사형과 투과형에 따라 각각 식 2.9와 2.10으로 쓸 수 있다.

$$d(\sin\alpha + \sin\beta) = m\lambda \quad (2.9)$$

$$d(\sin\alpha - \sin\beta) = m\lambda \quad (2.10)$$

그림 2.13과 같은 격자 배치 상태를 Littrow configuration 이라 하며 이때 입사각과 회절각의 각도는 서로 일치한다.

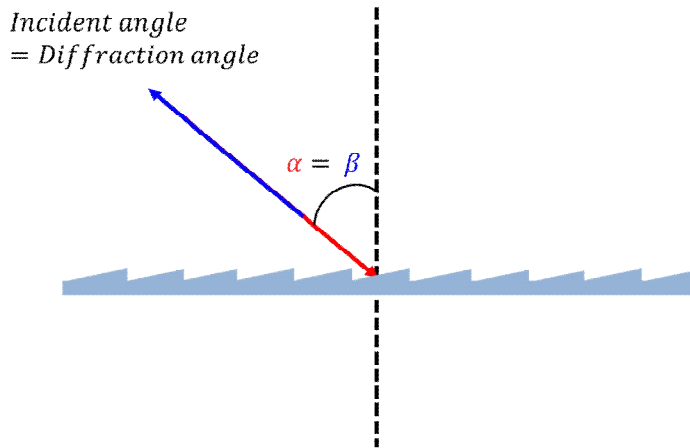


그림 2.13 Littrow configuration

이러한 배치 상태를 만족시키는 각도를 Littrow angle이라 하며 식 2.11으로 쓸 수 있다.

$$\sin\alpha = \frac{m\lambda}{2d} \quad (2.11)$$

1987년 Mourou에 의해 회절격자쌍을 이용한 펄스 폭 확대가 이루어진 구조는 그림 2.14와 같다[21].

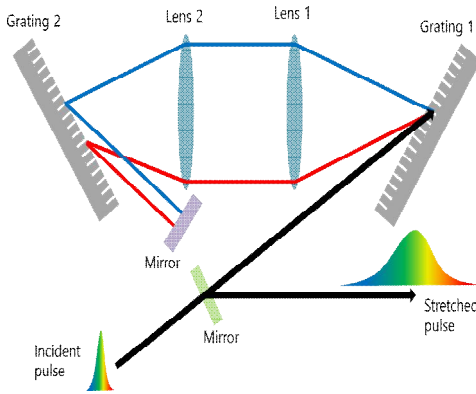


그림 2.14 반사형 회절격자쌍과 렌즈를 이용한 펄스 확대기[21]

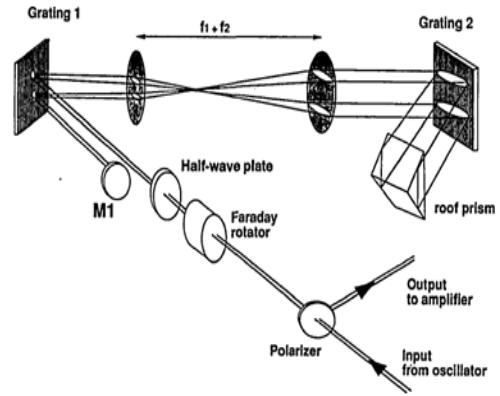


그림 2.15 배율 조절 및 2층 구조의 펄스 확대기[22]

이러한 방식으로 85 fs의 펄스 폭을 1000배 확장시키는 결과를 얻었다. 이 때 회절격자 사이의 거리는 128 cm로 측정되었다. 하지만 더 넓은 펄스 폭을 얻고자 할 경우 더 긴 초점거리의 렌즈와 더 많은 격자수를 가진 회절격자가 필요하기 때문에 설치 공간의 크기 면에서 문제가 있다. 그러던 중 1992년 같은 격자수를 갖는 회절격자와 같은 초점거리의 렌즈를 사용하는 대신 렌즈 사이의 거리를 조절하여 배율을 조절하고 공간적으로 2층 구조의 그림 2.15와 같은 펄스 확대기 구조를 개발한다[22]. 이러한 소형화된 펄스 확대기를 사용하여 약 100 fs의 펄스 폭을 1.2 ns까지 확대시켰다. 이렇게 더 넓은 펄스 폭을 갖는 대신 공간적으로 소형화하는 연구가 꾸준히 진행되고 있다.

## 제4절 대구경 광섬유의 도파원리

일반적으로 고품질 광섬유 레이저는 단일 모드 광섬유를 이용해서 만든다. 단일 모드 광섬유는 광섬유의 전파 특성을 결정짓는 정규화 주파수 V-수가 2.405 미만인 광섬유를 말한다. V-수의 정의는 식 2.12와 같다.

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} NA \quad (2.12)$$

위 식에서 a는 광섬유 코아의 반경이고  $\lambda$ 는 파장,  $n_1$ 과  $n_2$ 는 각각 코아와 클래딩의 굴절률을 나타내며 NA는 개구수이다. 그림 2.16은 V-수에 따른 광섬유 코아에 존재하는 모드들의 종류를 보여주고 있다.

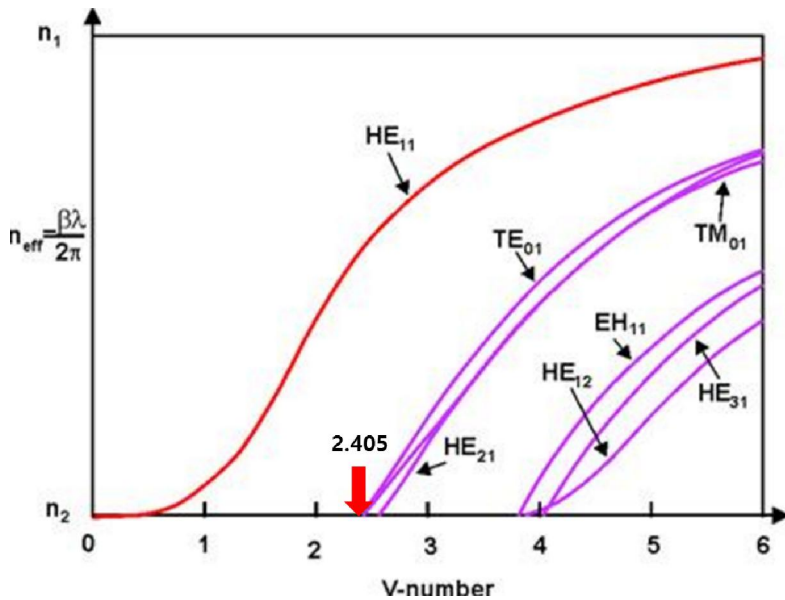


그림 2.16 V-수에 따른 진행 모드의 수[23]

그러나 이러한 일반적인 단일 모드 광섬유는 수  $\mu\text{m}$ 의 코아 크기로 인하여 고출력을 위한 증폭기에 적용하기에 문제가 된다. 그러므로 큰 면적의 코아를 갖는 광섬유를 사용해야 하는데 그럴 경우 다수의 모드가 진행하게 되어 입사하는 모드 잠금된 빔의 질을 감소시키는 문제가 발생한다. 결국 큰 면적을 가짐과 동시에 단일 모드로 진행하는 조건을 모두 만족시키는 광섬유의 필요성이 커지게 된다. 식 2.12에 의하면 V-수를 적게 유지하면서 광섬유 코아 반경  $a$ 를 크게 하기 위해서는 NA를 작게 해야 함을 알 수 있다. 이런 종류의 광섬유를 보통 대구경 광섬유라고 부르고 고출력 광섬유 레이저나 증폭기를 설계할 경우에 많이 사용한다.

이중 클래딩 구조의 광섬유는 1988년 Snizer에 의해 개발되었고 클래딩에 펌프 광을 전파시키면서 긴 길이의 코아의 활성 매질을 펌핑하는 구조의 고출력 레이저에 많이 이용된다[24]. 고출력용 이중 클래딩 광섬유는 코아 면적이 단일 모드 광섬유보다 비교적 크지만 코아와 클래딩의 굴절률 차이를 현저히 줄이는 것으로 준 단일 모드 역할을 하는 광섬유이다. 이중 클래딩 광섬유는 그림 2.17과 같은 구조와 굴절률 분포를 가진다.

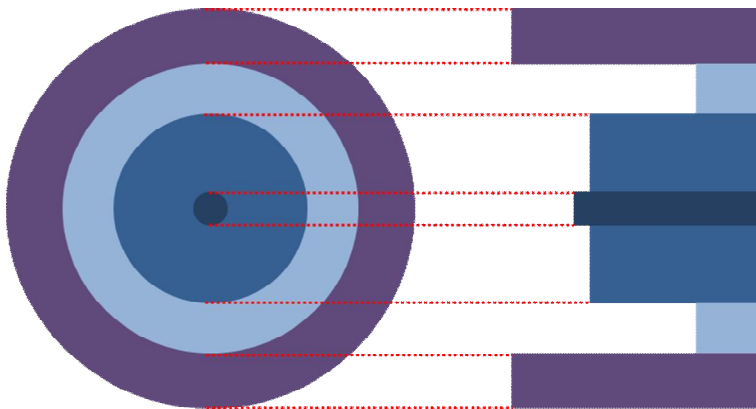


그림 2.17 이중 클래딩 광섬유 단면적과 굴절률 분포

이러한 구조를 통해 큰 면적의 코아를 가지면서 코아와 클래딩 굴절률 차이를 조절하게 되면 준 단일 모드의 조건을 만족한다. 완전한 단일모드로 동작시키기 위해서는 일정 크기의 직경을 가지게끔 감아주는 과정(Coiling)을 통해 휨 손실을 발생시켜 고차 모드들의 손실을 주는 방식을 사용한다[25].

이중 클래딩 광섬유는 고출력 광섬유 레이저의 증폭기에 사용하기 때문에 그림 2.18과 같이 클래딩으로 펌핑을 주입하는 방식을 사용한다. 또한 희토류 첨가된 이중 클래딩 광섬유는 그 길이를 길게 하여 펌프 광이 코아에 균일하게 전달되도록 해야 하는데 광섬유 코아가 클래딩 안에 대칭으로 배치되면 클래딩을 통해 전파하는 일부 펌프광이 코아를 통과하지 못하고 클래딩에서만 머무르는 현상이 존재하게 된다. 따라서 이중 클래딩 광섬유를 설계할 때 단면적 구조를 비대칭으로 구성하는 방식을 사용하여 펌프광이 코아를 통과하는 비율을 높이게 한다. 비대칭 구조의 이중 클래딩 광섬유는 그림 2.19와 같은 다양한 구조가 있다.

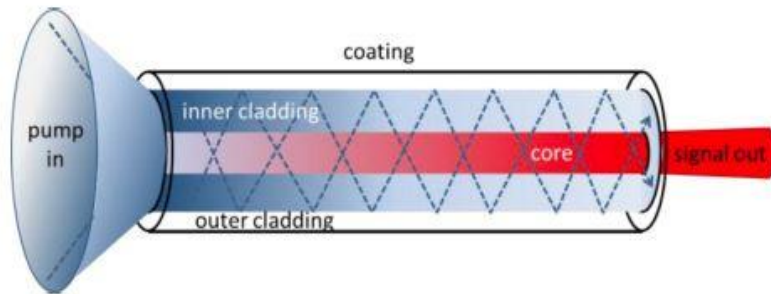


그림 2.18 클래딩 펌핑을 이용한 고출력 증폭 과정[27]

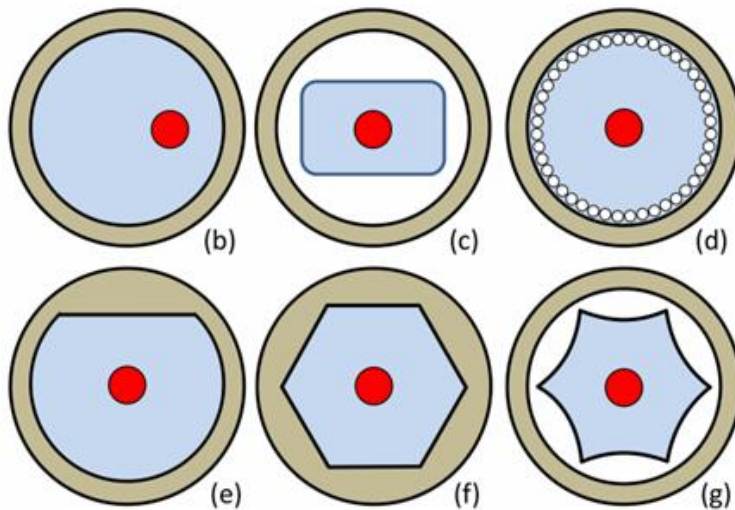


그림 2.19 비대칭 단면적의 이중 클래딩 광섬유 종류[27]

이러한 클래딩 펌핑 방식은 지난 수십 년 동안 다양한 구조로 발전해왔다. 그림 2.20은 주로 쓰이는 클래딩 펌핑 구조의 종류들을 나타낸 것이다.

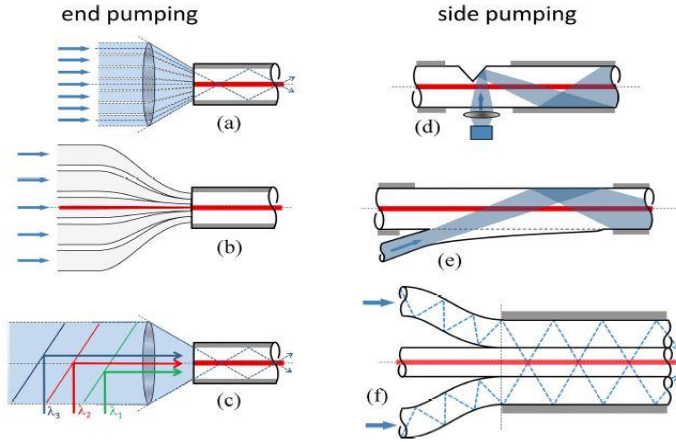


그림 2.20 클래딩 펌핑 구조 종류[13]

이러한 구조들을 기반으로 고출력 광섬유 레이저를 위해 펌프 콤바이너가 만들어지고 본 연구에서는 신호광과 펌프광의 조합을 위해 그림 2.21과 같은 횡펌핑 구조의 콤바이너를 사용하였다.

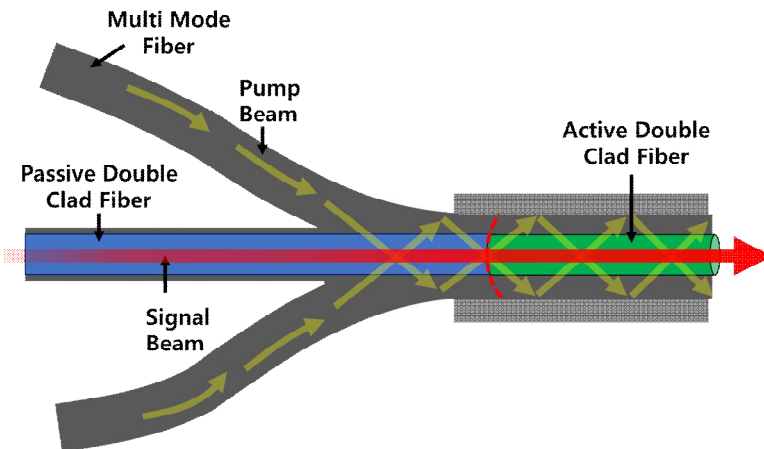


그림 2.21 횡펌핑 구조의 펌프 콤바이너

### 제3장 실험 결과 및 분석

본 연구에서는 고출력 극초단 레이저 펄스 생성을 위해 그림 3.1와 같은 MOPA(Master Oscillator Power Amplifier) 시스템을 구성하였다. 전체 실험의 씨앗 빔(Seed beam)은 Yb 첨가된 광섬유를 이득 매질로 사용한 모드 잠금된 완전 정상 분산 광섬유 레이저의 출력 광이고 이 때 출력광의 펄스 폭은 4 ps, 펄스 에너지는 7.4 nJ, 반복률은 27 MHz이다[26]. 고출력의 레이저 펄스를 위해 펄스 피커, 펄스 확대기, 전단 증폭기, 주 증폭기 순으로 시스템을 구성하였다.

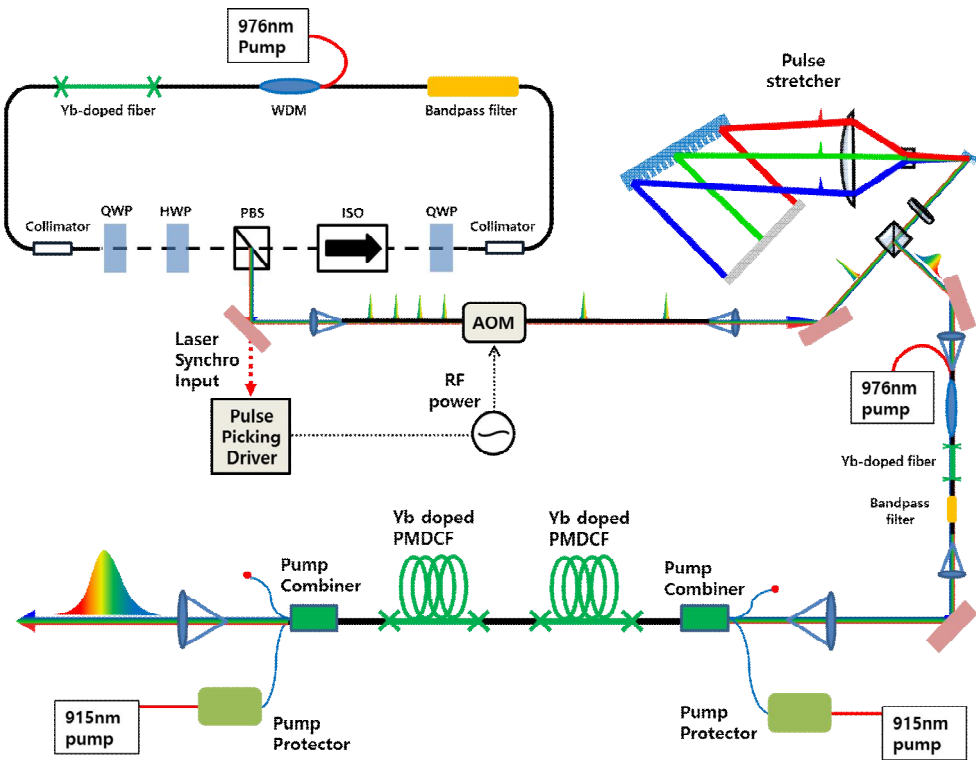


그림 3.1 전체 실험 구성도



## 제1절 펄스 피커

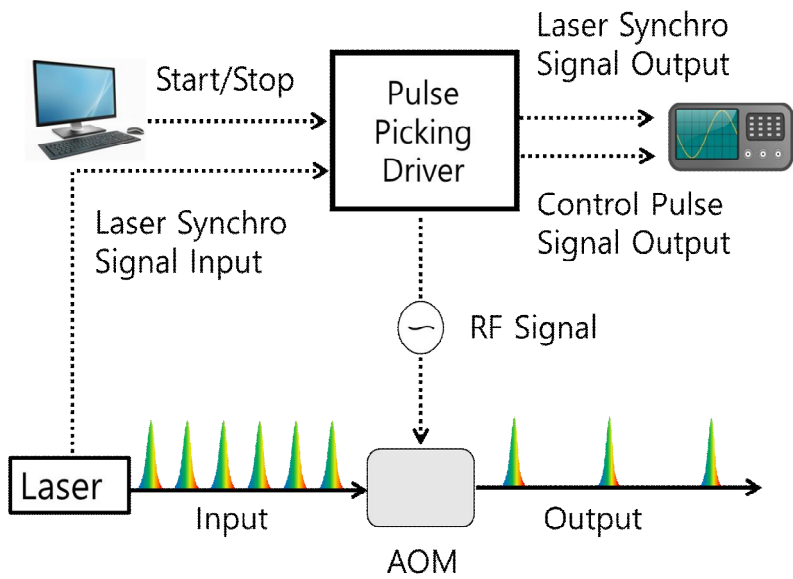
### 1. 음향광학 변조 방식 펄스 피커 구성

본 연구에서는 그림 3.2와 같이 레이저 펄스 반복률 변화를 위해 음향광학 변조기 소자를 이용한 펄스 피커를 구성하였다. 신호광의 편광 상태를 유지하기 위해 AA OPTO-ELECTRONIC사의 편광 유지형 광섬유가 결합된 음향광학 변조기(MT200-IR10-FIO-PM)와 라디오주파수 구동전원 장치(PPKS200-B-34-128)를 사용하였다.

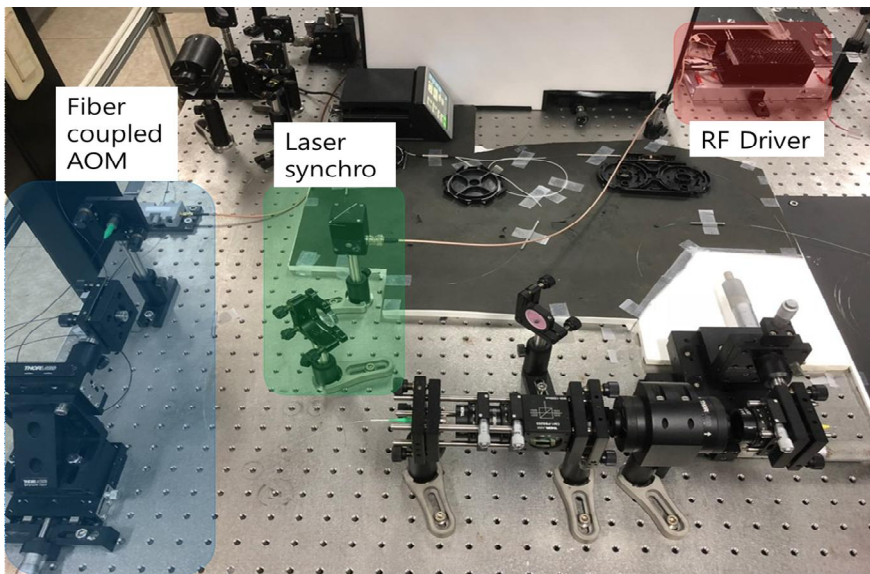
펄스 피커를 동작시키기 위해 다음과 같은 순서로 구성하였다.

1. 공진기로부터 출력된 빔을 90:10 빔 분할기로 분할한다.
2. 그림 3.3(a)와 같이 10% 출력의 빔을 RF Driver에 Synchro 신호로 사용하고 90% 출력의 빔을 음향광학 변조기에 입사시킨다.
3. 그림 3.3(b)와 같이 RF Driver의 DB 15 Pin을 분류하여 각각 구동 전원, 오실로스코프에 연결시킨다.
4. 오실로스코프의 각 채널로부터 변조기로부터 출력되는 빔, Laser Synchro Signal Output, Control Pulse Synchro Output을 확인한다.
5. RF Driver를 컴퓨터에 연결시킨다.
6. PC 프로그램과 RF Driver를 연동시킨다.
7. 그림 3.4(a)와 같이 레이저 반복률, Picking 비율, 펄스 폭, 펄스 지연 시간 등 변수 값들을 입력한다.

위 순서대로 구성한 후 오실로스코프로 펄스 열을 보면 그림 3.4(b)와 같이 감소한 반복률의 펄스 열(Red)과 Synchro 신호(Blue), Control Pulse Synchro Output(Green)을 확인할 수 있다. 그리고 그림 3.5(a)와 같이 동작 모드를 CW로 변경하면 그림 3.5(b)와 같이 기존 공진기 반복률의 펄스 열 등을 확인할 수 있다.

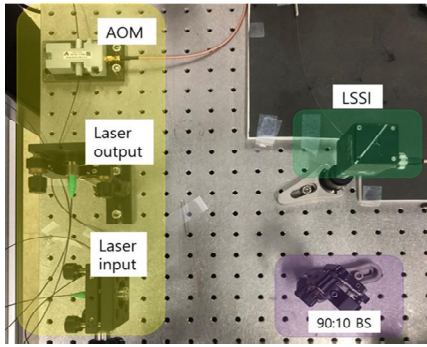


(a)

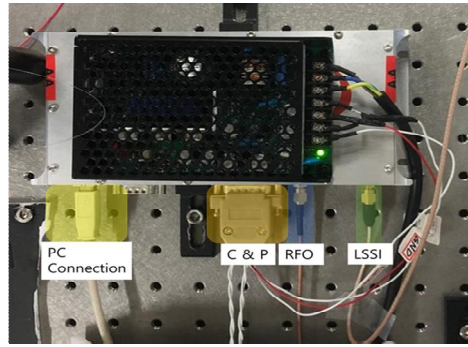


(b)

그림 3.2 펄스 피커 장치 구성도(a) 및 구성 사진(b)



(a)

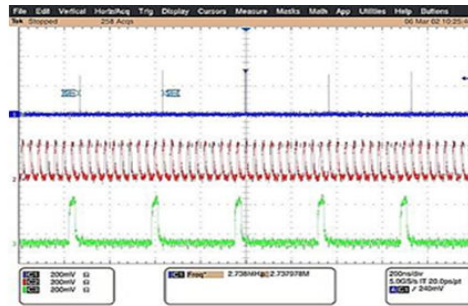


(b)

그림 3.3 음향광학 변조기 구성 사진 (a) 및 RF Driver 구성 사진 (b)



(a)

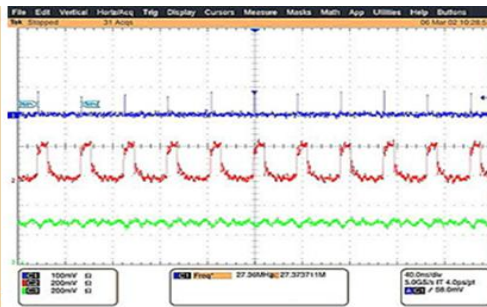


(b)

그림 3.4 공진기 반복률 1/10 설정 상태의 프로그램(a) 및 펄스 열(b)



(a)



(b)

그림 3.5 공진기 반복률 설정 상태의 프로그램(a) 및 펄스 열(b)

펄스 피커를 구성하는데 있어서 가장 중요한 변수는 펄스 폭과 펄스 지연 시간이다. 여기서 펄스 폭은 레이저 펄스의 폭이 아닌 RF Driver가 생성하는 펄스 게이트의 폭을 가리킨다. 그리고 펄스 지연 시간은 펄스 게이트의 위치를 가리킨다. 따라서 본 연구에서는 그림 3.6과 같이 펄스 게이트의 폭과 위치를 조절하면서 출력과 펄스 열을 확인하며 펄스 피커의 최적화를 진행하였다.

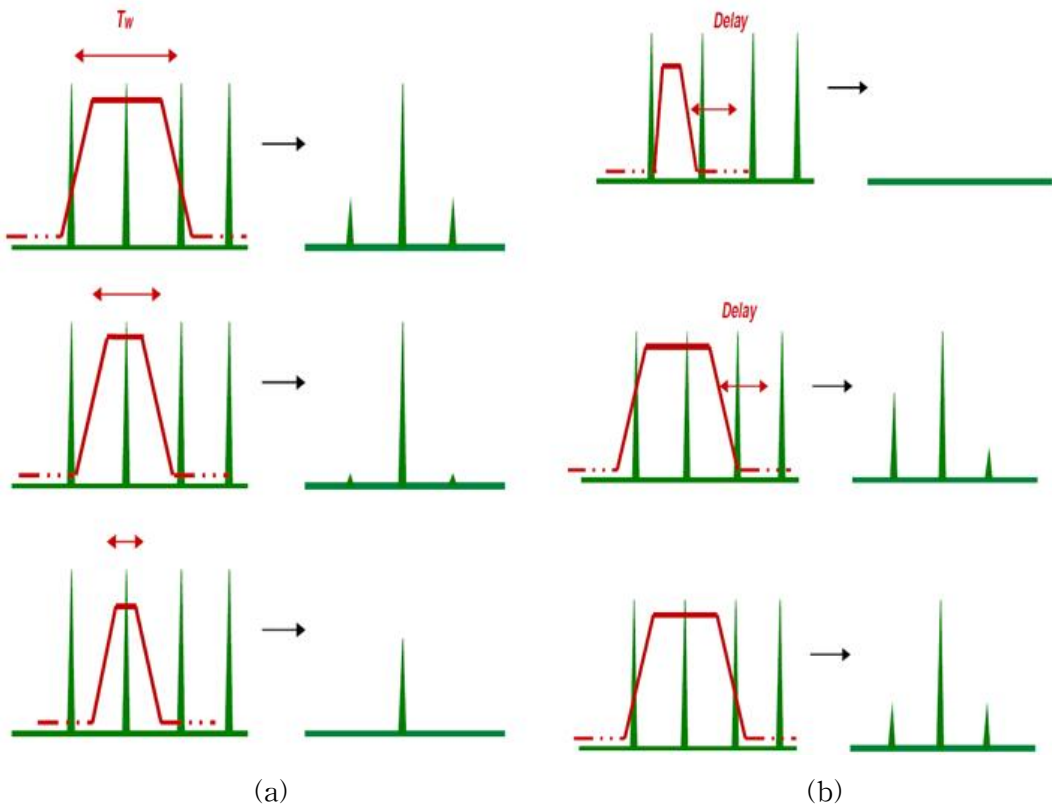
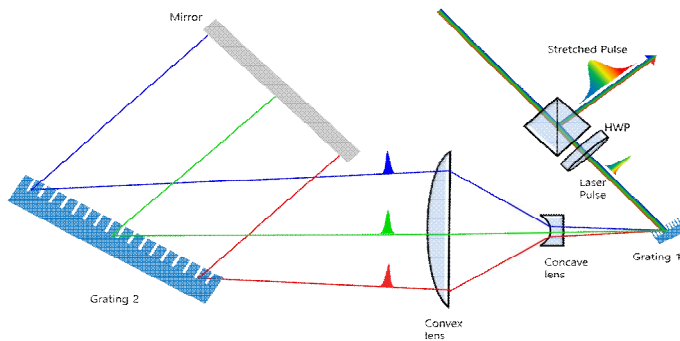


그림 3.6 펄스 게이트 폭(a)과 위치(b)에 따른 펄스 열 변화[27]

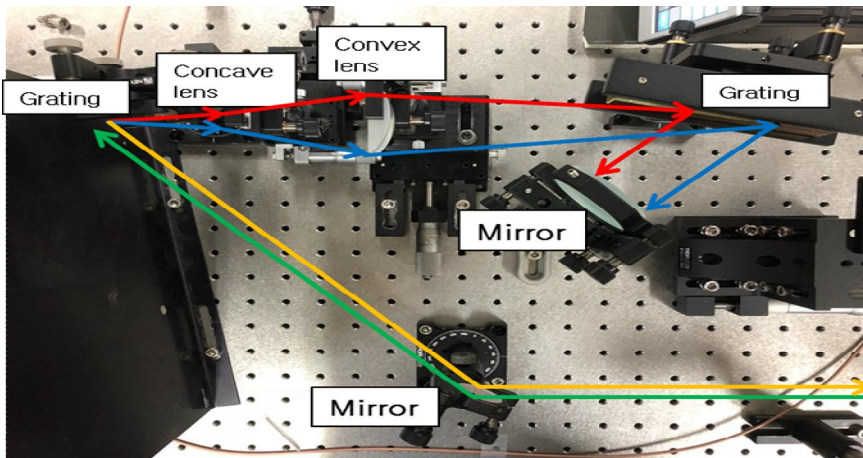
## 제2절 소형화된 극초단 펄스 확대기

### 1. 펄스 확대기 설계 및 제작

본 연구에서는 기존 블록 렌즈 2쌍 구조의 펄스 확대기를 재구성하여 그림 3.7과 같이 오목 렌즈와 볼록 렌즈를 사용한 갈릴레이식 망원경 구조를 이용하여 소형화된 펄스 확대기를 구성하였다. 연구에 사용한 회절격자는 1500 g/mm를 사용하였고 오목 렌즈의 초점 거리는 -50 mm이며 볼록 렌즈의 초점 거리는 75 mm이다.



(a)



(b)

그림 3.7 본 연구에서 사용한 펄스 확대기 모식도(a)와 구성 사진 (b)

그림 3.7과 같이 펄스 확대기를 구성한 후 볼록 렌즈와 오목 렌즈 초점 거리, 렌즈 사이의 거리를 계산하여 펄스 폭을 확대시켰다. 이러한 구조로 펄스 확대기를 구성할 경우 그림 3.8과 같이 단파장의 빔(Blue)이 장파장의 빔(Red)보다 초록색 선 길이만큼 광 경로차가 발생한다. 단파장 빔은 거울에 의해 반사되면서 한번 더 광 경로를 겪게 되어 추가적인 광 경로차가 발생한다. 이로 인해 최종 출력단에서 펄스는 확대된 폭을 가지게 된다. 광 경로차에 의한 확대 가능한 펄스 폭에 대해 식 3.1과 같이 쓸 수 있다.

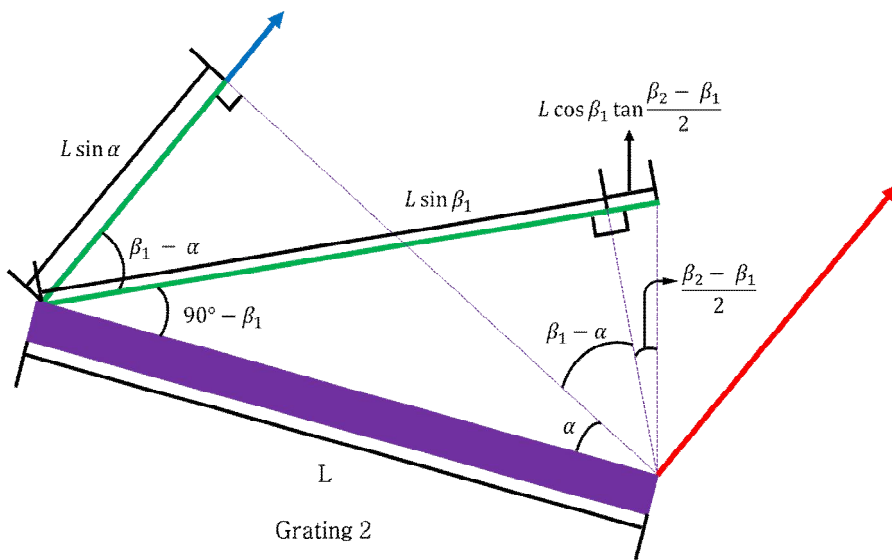


그림 3.8 단파장 빔과 장파장 빔의 광 경로차 발생

$$\Delta\tau = \frac{2L}{c}(\sin\alpha + \sin\beta_1 + \cos\beta_1 \tan(\frac{\beta_2 - \beta_1}{2})) \quad (3.1)$$

위 식에서 L은 회절격자 2에서 Beam size이며  $\alpha$ 는 회절격자 1에 대한 입사각이다.  $\beta_1$ 와  $\beta_2$ 는 회절격자 1에 대한 파장  $\lambda_1$ 와  $\lambda_2$ 의 회절각을 나타내고 식 3.2와 식 3.3으로 쓸 수 있다.

$$\beta_1 = \left[ \sin^{-1} \left( \frac{m\lambda_1}{d} - \sin\alpha \right) \right] \quad (3.2)$$

$$\beta_2 = \left[ \sin^{-1} \left( \frac{m\lambda_2}{d} - \sin\alpha \right) \right] \quad (3.3)$$

식 3.2와 식 3.3에서  $d$ 는 회절격자의 간격이고  $m$ 은 회절 차수를 가리킨다. 회절 격자 2의 사용 직경에 따른 펄스 폭 확대 정도에 대한 그래프는 그림 3.9과 같다. 주어진 100 mm 길이의 회절격자 2를 이용해 얻을 수 있는 최대 확대된 펄스폭은 약 1 ns 정도이다. 이 계산에서는 각 파장별 세기가 같다고 가정한 것이다. 파장별 광 세기를 실험적으로 고려하면 최대 확대된 펄스 폭은 약 400 ps 정도이다. 이 때 회절격자 2와 볼록 렌즈 사이의 거리는 약 180 mm 이었다. 설계된 펄스 확대기의 크기는 약 460 mm 정도이다. 원하는 확대된 펄스 폭을 위해 기존에 사용된 방식으로 볼록 렌즈 2개로 펄스 확대기를 설계한다고 할 경우 필요 공간은 최소 1.2 m 이상이 필요하다. 본 연구에서 설계한 펄스 확대기는 기존의 펄스 확대기와 비교하였을 경우 약 3배의 공간 규모를 축소시켰음을 알 수 있다.

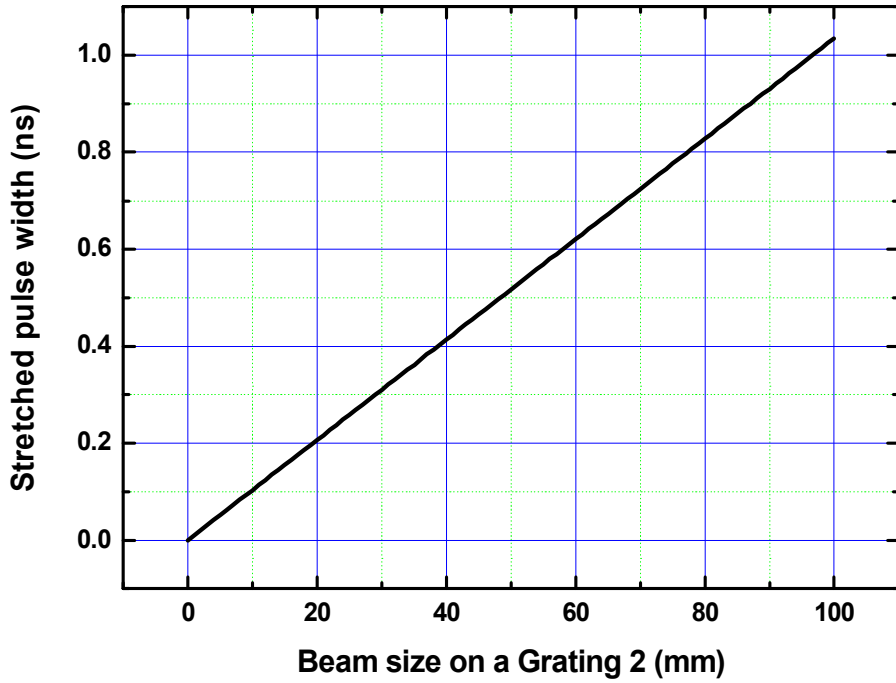


그림 3.9 회절격자 2의 빔 사이즈에 따른 펄스 폭 확대 정도



확대된 펄스의 전체 진행 경로는 그림 3.10과 같다. 공진기로부터 나오는 신호광은 광 고립기(Isolator)와  $\lambda/2$  파장판을 지나면서 수평 편광 상태로 펄스 확대기에 입사한다. 펄스 확대기에서 되돌아오는 빔은 다시  $\lambda/2$  파장판을 지나 45° 편광 상태가 되고 광 고립기로 되돌아가 수직 편광 상태가 되어 거울 M3 방향으로 진행한다. 그리고 시준된 빔은 M3에 의해 광섬유 전단 증폭기에 입사한다.

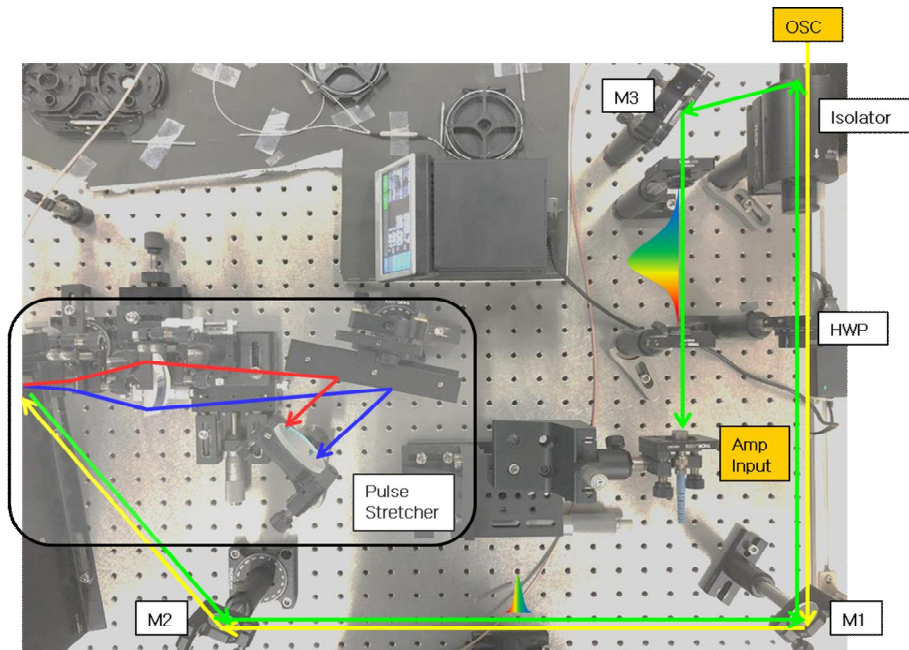


그림 3.10 본 연구에서 사용한 펄스 확대기의 전체 진행 경로

## 2. 확대된 펄스의 출력 특성

본 연구에서 설계한 펄스 확대기에 의해 확대된 펄스의 출력 특성을 조사하였다. 펄스 확대를 위해 4 ps의 폭을 갖는 펄스를 입사광으로 사용하였고 확대된 펄스 폭은 그림 3.11과 같이 400 ps로 100배 확대된 것을 확인하였다. 확대된 펄스의 스펙트럼은 그림 3.12와 같이 4 nm로 측정되었다. 입사광의 스펙트럼 폭은 8 nm이었지만 출력된 펄스 스펙트럼 폭은 4 nm로 축소되었는데 이는 회절격자와 렌즈 쌍을 왕복 진행하면서 공간적인 분산이 발생하여 스펙트럼 측정에 사용된 광섬유 코아에 모두 집속되지 않아 스펙트럼의 일부가 손실된 결과이다.

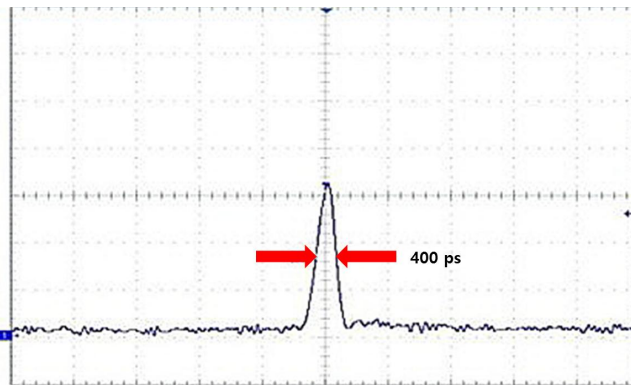


그림 3.11 확대된 펄스 폭

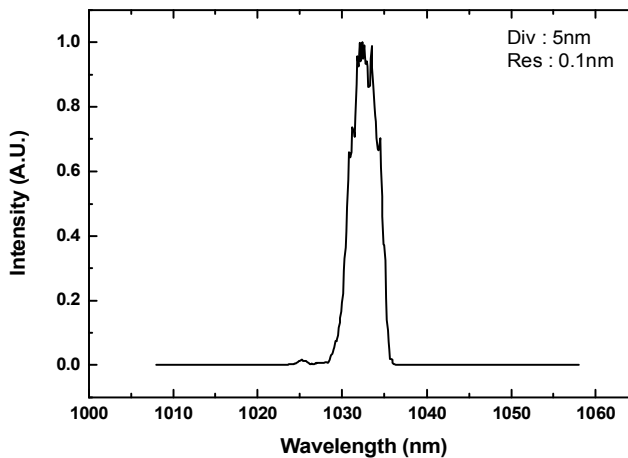


그림 3.12 확대된 펄스의 스펙트럼

확대된 펄스의 빔질을 측정하기 위해 CCD 카메라를 이용하여 확대된 빔의 분포도와 지름을 측정하였고 레이저의 빔질 값을 나타내는  $M^2$  값을 계산하였다. 본 연구에서  $M^2$  값을 구하기 위해 식 (3.4)을 이용하였다[28].

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{(z - z_0)M^2\lambda}{\pi \times w_0^2} \right)^2} \quad (3.4)$$

이 식에서  $w_0$ 는 빔 허리의 반지름이고  $z_0$ 는 빔 허리의 위치,  $\lambda$ 는 레이저 펄스의 중심 파장을 나타낸다.

$M^2$  값을 계산하기 위해 Spiricon사의 Beam profiler를 이용하여 확대된 펄스의 빔 분포 특성과 지름을 측정하였다. 빔질 측정을 위해 렌즈 초점 위치를 중심으로 양방향으로 30 mm 간격으로 이동시키며 측정하였다. CCD 카메라로 측정된 빔 모양은 그림 3.13과 같다. 그리고 초점 위치 중심을 기준으로 이동시키며 측정한 데이터를 식 3.4를 이용해 커브 피팅(Curve fitting)한 결과 그림 3.14와 같이 X 축의  $M^2=5.59$ , Y 축의  $M^2=2.54$ 로 측정되었다.

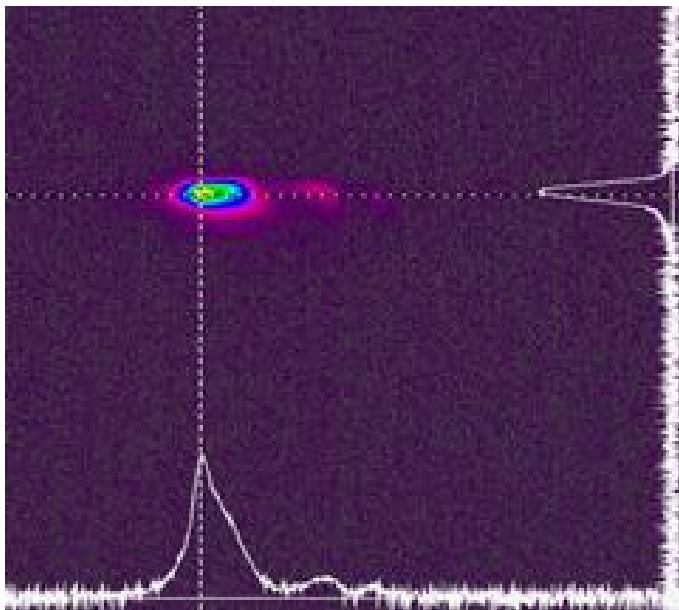
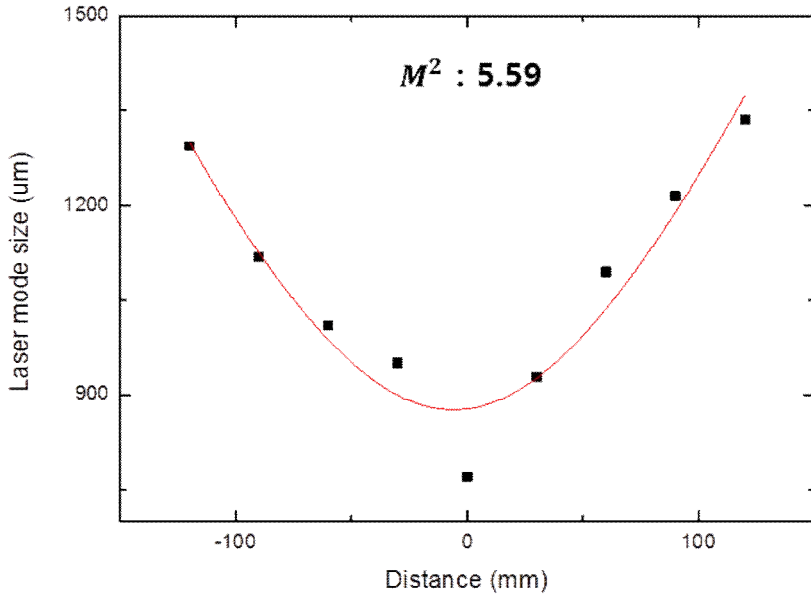
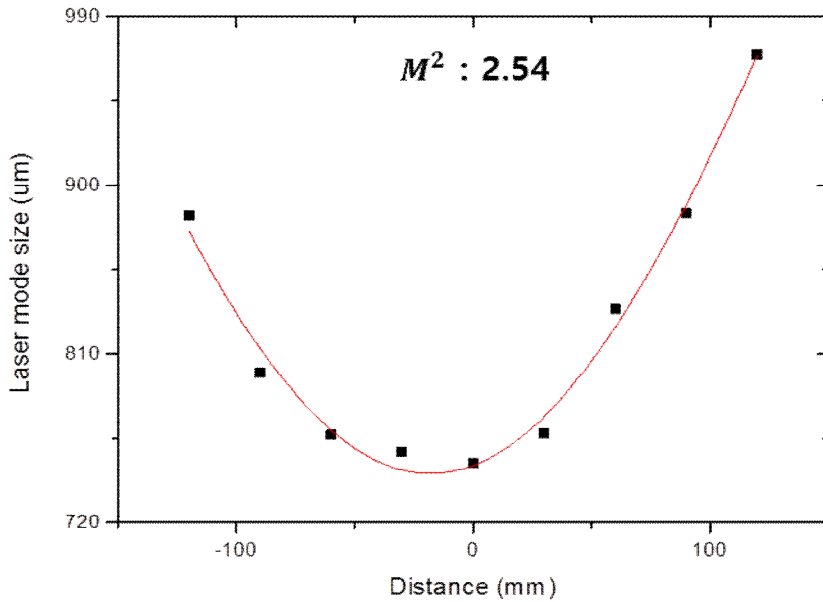


그림 3.13 CCD 카메라로 측정된 확대된 펄스의 빔 강도 분포도



(a)



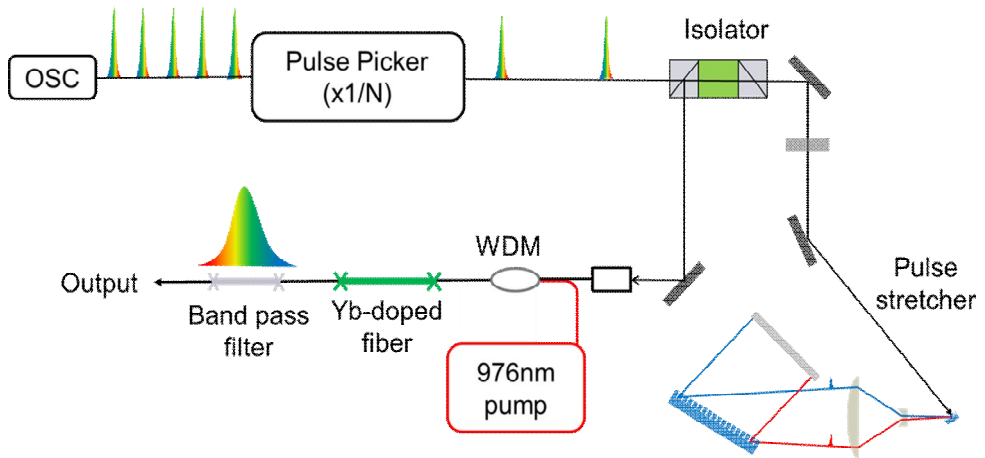
(b)

그림 3.14 확대된 펄스의 X 축  $M^2$ 값 측정(a)과 Y 축  $M^2$ 값 측정(b)

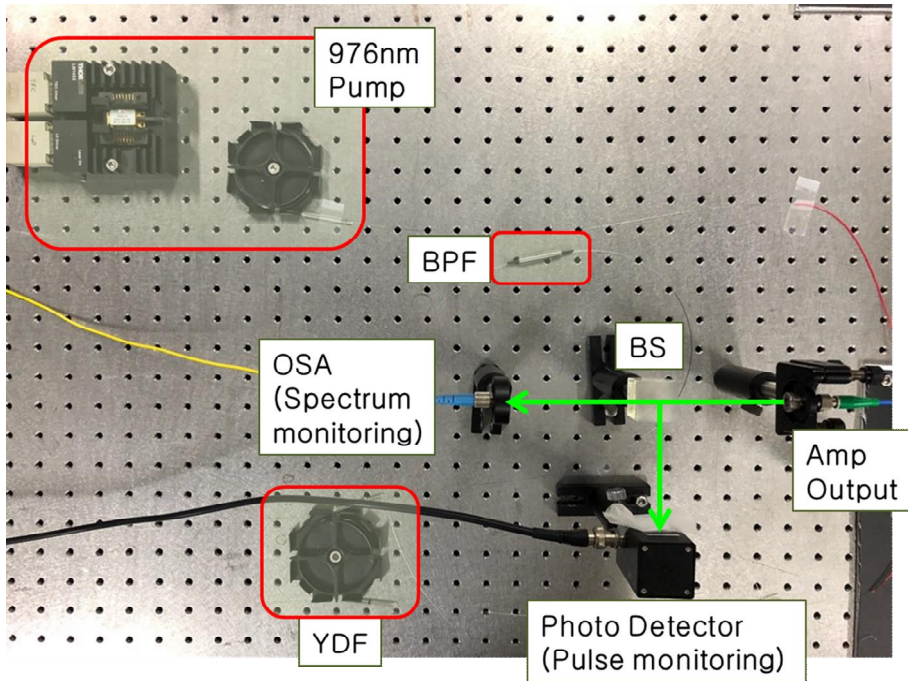
## 제3절 광섬유 레이저 전단 증폭기

### 1. 이터븀 첨가된 광섬유 레이저 전단 증폭기 구성

확대된 펄스의 증폭 특성을 조사하기 위해 그림 3.15과 같이 이터븀 첨가된 광섬유를 이용한 전단 증폭기를 구성하였다. 펄스 피커에 의해 반복률 변화를 주었고 이 때 증폭에 사용한 반복률은 기본 공진기 반복률인 27 MHz부터 13.5 MHz(1/2 picking), 5.4 MHz(1/5 picking), 2.7 MHz(1/10 picking)까지이다. 증폭기에 사용된 이터븀 첨가된 광섬유의 길이는 0.95 m이며 펌프광 파장 및 증폭된 자발 방출광(ASE, Amplified Spontaneous Emission)의 출력을 억제하기 위해 증폭기 끝단에 삽입된 Bandpass filter의 대역폭은 1030 nm 중심으로  $\pm 5$  nm이다. 증폭기를 구성한 이후 증폭기 출력 특성을 측정하기 위해 출력단에 빔 분할기를 두어 두 갈래로 빔을 나누었으며 각각의 경우에 따른 스펙트럼과 펄스 폭의 변화를 동시에 측정하였다.



(a)

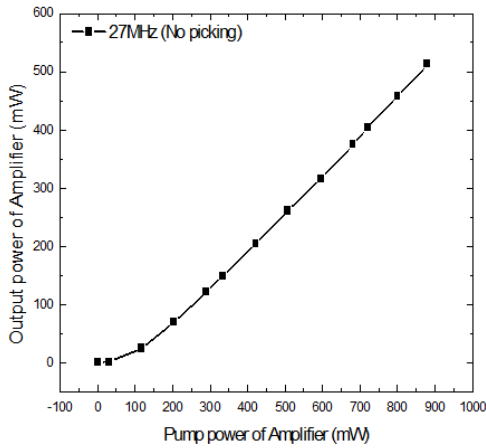


(b)

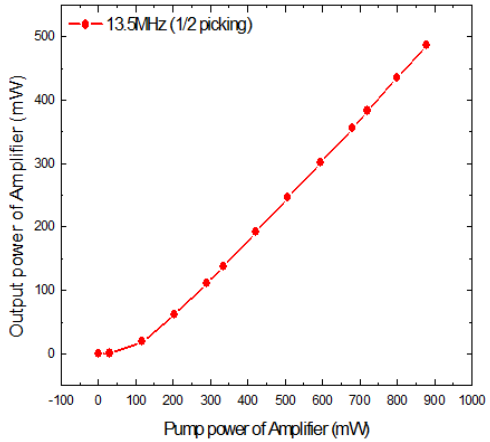
그림 3.15 전단 증폭기 모식도(a) 및 증폭기 사진(b)

## 2. 광섬유 전단 증폭기 출력 특성

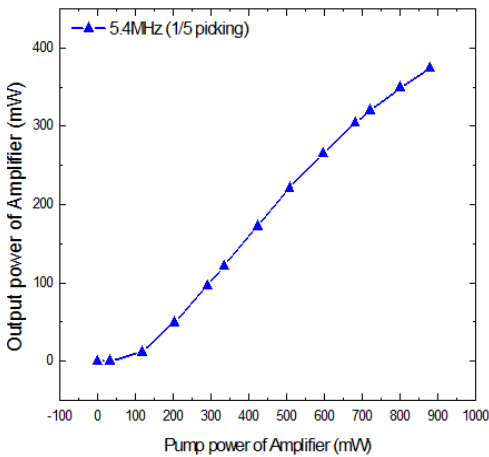
그림 3.16는 반복률 변화에 따른 측정된 전단 증폭기 출력 특성을 나타낸 것이다. 증폭기 LD의 최대 출력값을 고려하여 최대 880 mW의 펌프 파워 범위 내에서 증폭 실험하였다. 27 MHz에서 최대 출력은 513.4 mW로 측정되었고 이 때 펄스당 에너지는 약 19 nJ이다. 반복률을 변화시키면서 출력값을 측정하였고 1/10 반복률인 2.7 MHz에서 최대 출력은 238.4 mW이며 펄스당 에너지는 약 88 nJ이다. 이를 통해 반복률이 감소할수록 같은 펌프광 에너지에 대해 펄스당 에너지의 증폭률이 상승한 것을 확인할 수 있다. 2.7 MHz 반복률에서는 증폭이 선형적이지 않은 것을 알 수 있었다. 추가로 반복률을 더 낮추면 증폭률이 더 낮아지는 현상이 발생하였다. 그리고 증폭된 펄스의 스펙트럼의 가장자리 부분이 증가하였다. 이는 증폭되는 펄스들 사이의 시간간격이 커질수록 광섬유 증폭기 내에서 자발 방출에 의한 형광이 강하게 증폭되어 광섬유 증폭기의 반전 밀도를 감쇠시킨 것으로 보인다. 또한 이전 증폭된 형광에 의해 출력 빔의 스펙트럼이 넓어진 것으로 보인다. 따라서 본 연구에서는 최대 증폭률을 얻을 수 있는 2.7 MHz 반복률까지 레이저 증폭 실험을 수행하였다.



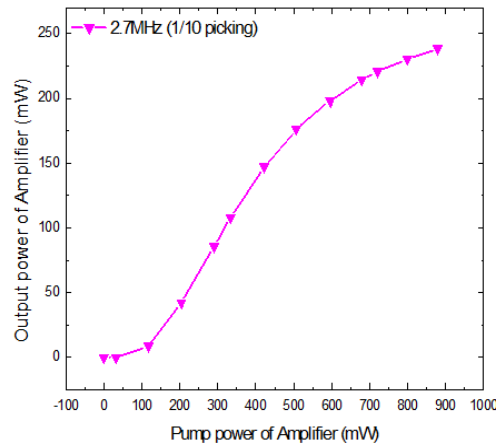
(a)



(b)



(c)



(d)

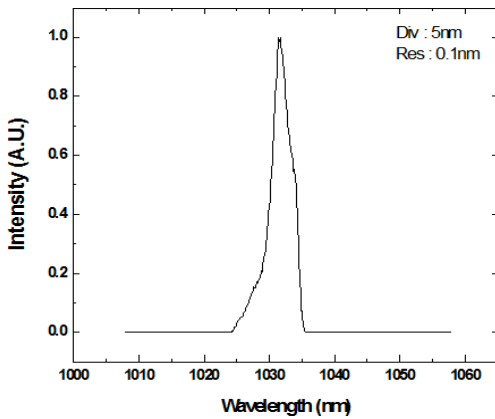
그림 3.16 입사된 레이저 펄스 반복률에 따른 증폭기 출력 특성

(a) 반복률 : 27MHz, (b) 반복률 : 13.5MHz,

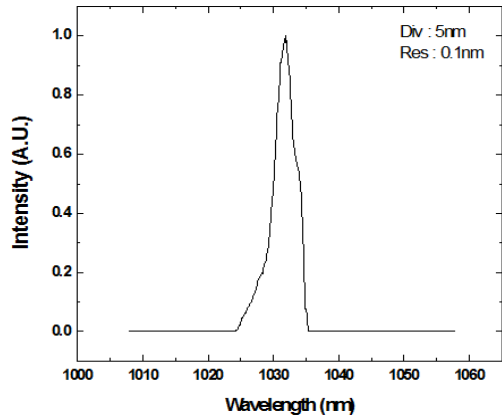
(c) 반복률 : 5.4MHz, (d) 반복률 : 2.7MHz



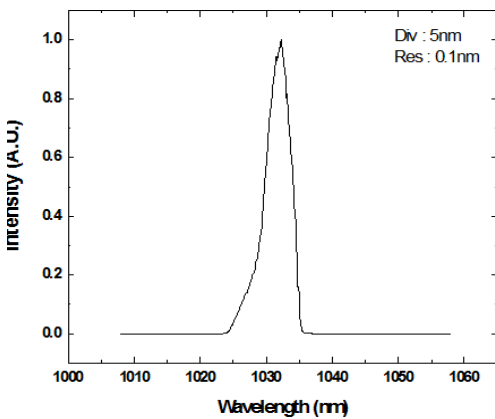
그림 3.17은 각 증폭기 출력 특성의 최대 출력 값일 때 측정된 스펙트럼이다. 스펙트럼 폭은 2.7 MHz일 때 약 5 nm의 폭을 제외한 다른 반복률에서의 스펙트럼 폭은 모두 약 4 nm로 측정되었다. 측정된 스펙트럼은 장파장 영역에서 가파른 모양을 보여주고 있다. 이는 실험에 사용한 Bandpass filter의 투과 대역폭이 1030 nm 파장 중심으로  $\pm 5$  nm이기 때문에 장파장 쪽의 영역이 투과하지 못한 것으로 판단된다.



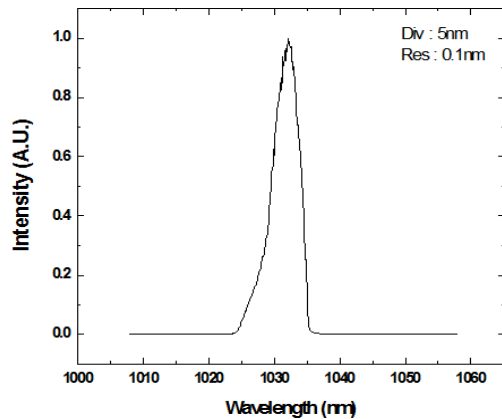
(a)



(b)



(c)



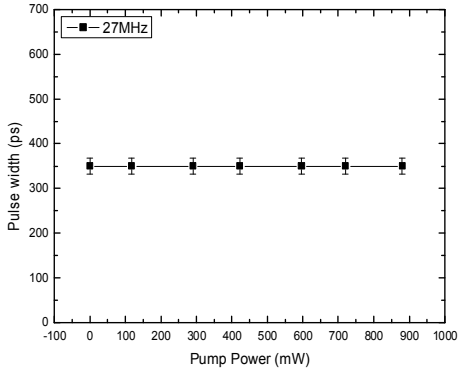
(d)

그림 3.17 입사된 레이저 펄스 반복률에 따른 스펙트럼

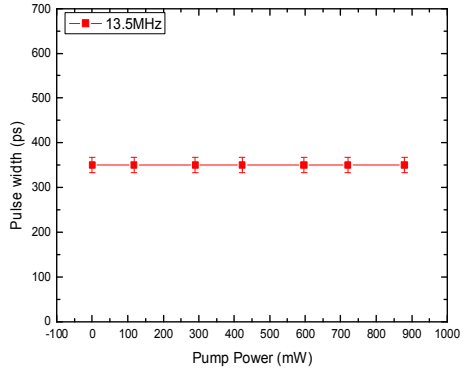
(a) 반복률 : 27 MHz, (b) 반복률 : 13.5 MHz

(c) 반복률 : 5.4 MHz, (d) 반복률 : 2.7 MHz

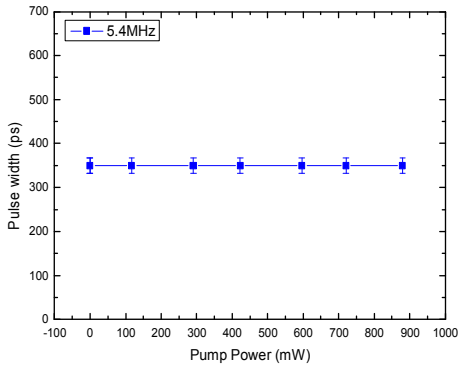
그림 3.18은 각 반복률 변화와 증폭기 펌프 파워에 대한 펄스 폭 변화를 나타낸 것이다. 펄스 폭은 증폭기 펌프 파워 및 반복률 변화에 크게 영향을 받지 않고 350 ps의 일정한 폭을 유지하였다.



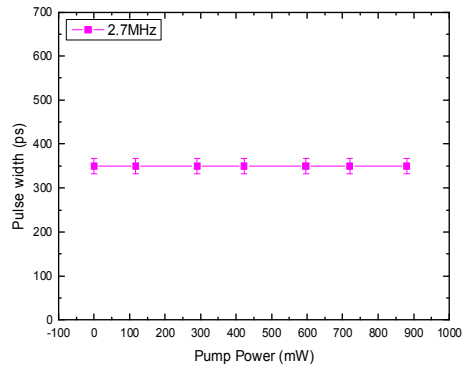
(a)



(b)



(c)



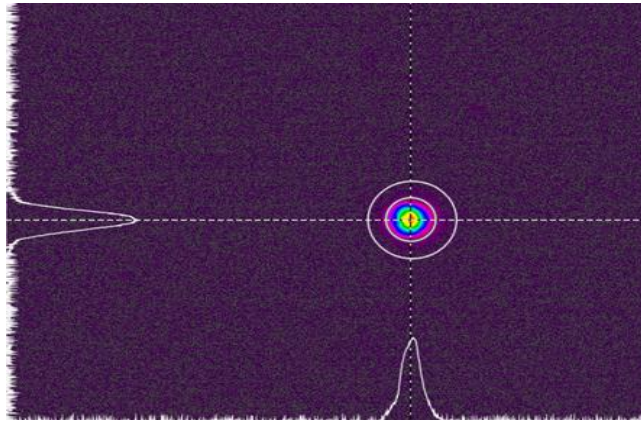
(d)

그림 3.18 레이저 펄스 반복률과 증폭기 펌프 파워에 따른 펄스 폭 변화

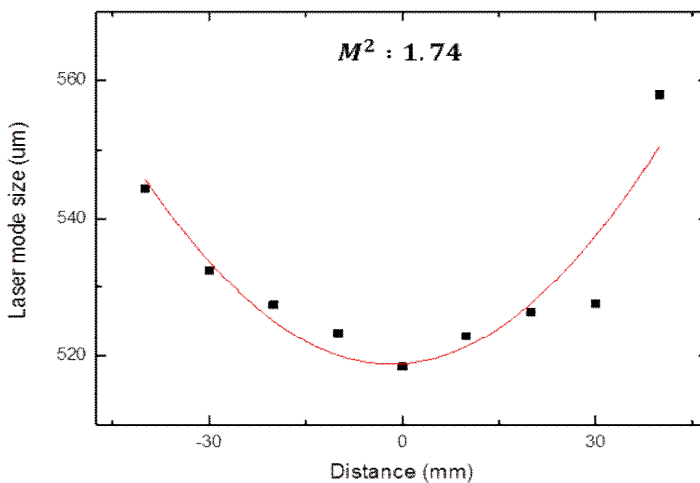
(a) 반복률 : 27 MHz, (b) 반복률 : 13.5 MHz

(c) 반복률 : 5.4 MHz, (d) 반복률 : 2.7 MHz

그림 3.19(a)은 측정된 빔질 사진이고 그림 3.19(b)은 측정된 빔질의  $M^2$ 를 나타낸다.  $M^2$ 를 계산한 결과 1.74의 값을 얻었으며 이는 일반적인 가우시안 펄스의  $M^2$  값보다 크다. 이유는 본 연구에서 사용한 CCD 카메라가 미세한 손상이 있는 상태라서 빔 직경 측정에 약간의 오류로 인해  $M^2$  값이 다소 크게 나온 것으로 판단된다.



(a)



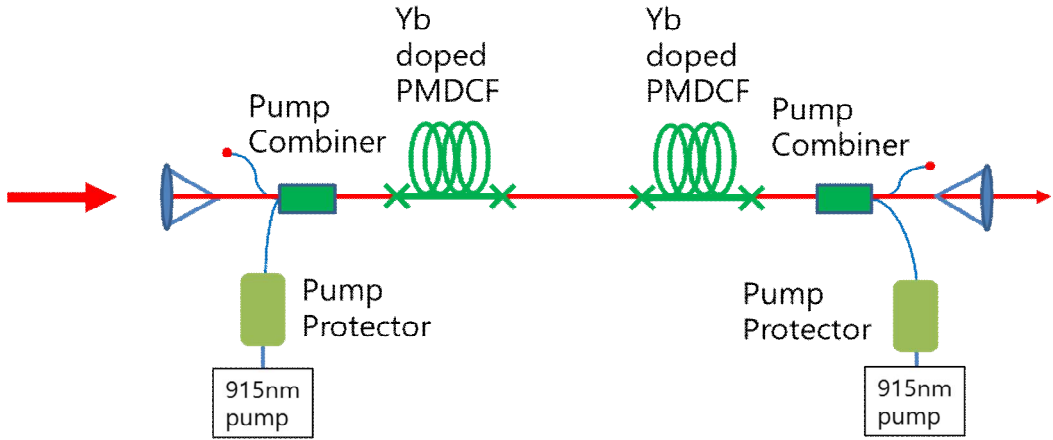
(b)

그림 3.19 광섬유 진단 증폭기 빔질 측정  
 (a) CCD 카메라에 측정된 빔질 분포도, (b)  $M^2$  측정값

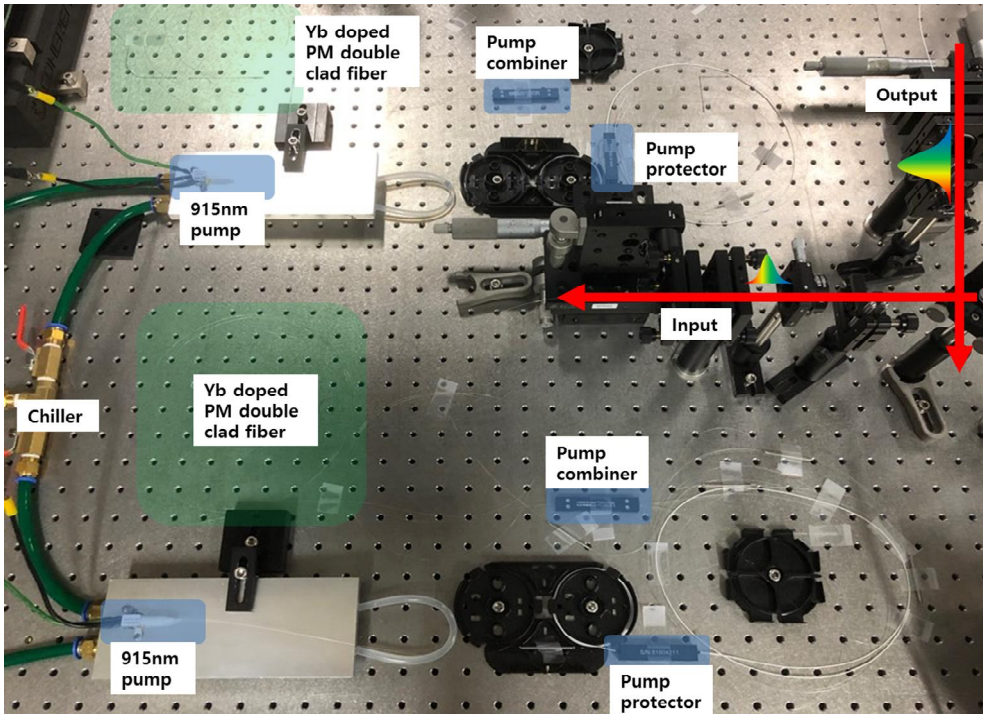
## 제4절 대구경 광섬유 증폭기

### 1. 이터븀 첨가된 대구경 광섬유 증폭기 구성

고출력의 펄스를 생성하기 위해 그림 3.20과 같이 대구경 광섬유 증폭기를 구성하였다. 온도 변화에 따른 펌프용 LD의 파장 변이가 Yb 첨가된 광섬유 증폭기의 흡수율에 주는 영향을 최소화하기 위해 915 nm 펌프 파장을 사용하였다. 펌프용 LD의 최대 출력은 10 W이며 증폭을 위해서 2개의 LD를 사용하였다. 1030 nm의 레이저 빔이 펌프 LD를 손상하는 것을 막기 위해 LD 앞에 Protector를 장착하였다. 증폭기에 사용한 Combiner는 (2 + 1) x 1 구조를 사용하였고 펌프광 광섬유로 사용한 다중 모드 광섬유의 코어 직경은 105  $\mu\text{m}$ , 클래딩 직경은 125  $\mu\text{m}$ 이며 신호광 광섬유로 사용한 이중 클래딩 광섬유의 코어 직경은 20  $\mu\text{m}$ , 내부 클래딩 직경은 130  $\mu\text{m}$ 이다. 펌프광의 Yb 흡수율을 높이기 위해 약 3 m의 이득 매질을 사용하였고 증폭기 내에서 신호광의 편광을 유지시키기 위해 펌프광을 위한 다중 모드 광섬유를 제외하고 모두 편광 유지형 이중 클래딩 광섬유(PMDCF, Polarization maintaining double cladding fiber)로 구성하였다.



(a)



(b)

그림 3.20 대구경 광섬유 증폭기 구성도 (a) 및 증폭기 사진 (b)

## 2. 대구경 광섬유 증폭기 출력 특성

그림 3.21은 대구경 광섬유 증폭기로 입사하는 광의 스펙트럼을 나타낸 것이다. 입사광의 펄스 에너지는 37 nJ이며 반복률은 기본 공진기 반복률의 1/10인 2.7 MHz이다.

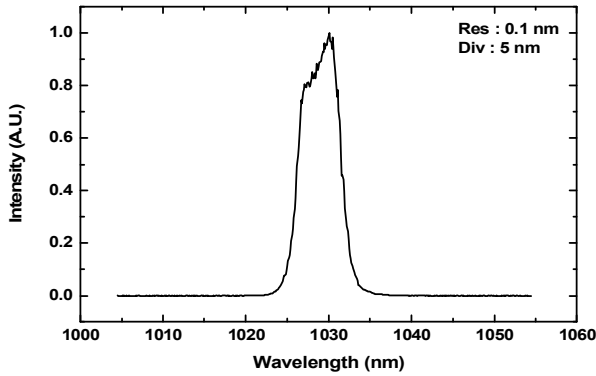


그림 3.21 대구경 광섬유 증폭기 입사광의 스펙트럼

그림 3.22은 증폭기의 출력 특성을 나타내고 있고 이 때 최대 출력은 4.68 W로 측정되었다. 반복률을 고려하였을 때 최대 펄스당 에너지는 1.73 μJ의 결과를 얻었고 증폭기 기율기 효율은 26%이다.

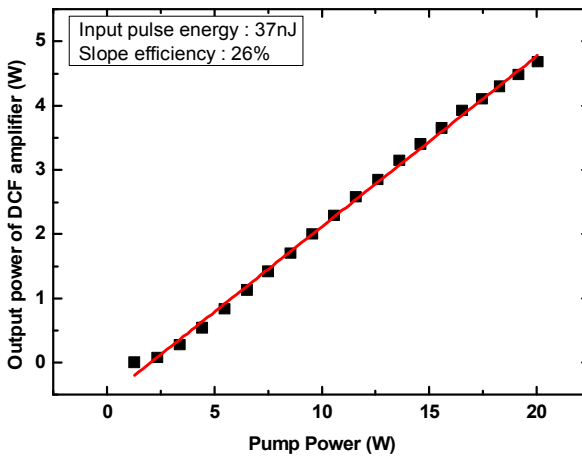


그림 3.22 대구경 광섬유 증폭기의 출력 특성

그림 3.23와 그림 3.24, 그림 3.25는 각각 증폭기 출력단에서의 스펙트럼과 펄스 폭, 펄스 열을 나타내고 있다. 측정된 스펙트럼 폭은 약 4 nm이며 펄스 폭은 약 300 ps, 펄스 열의 간격은 2.7 MHz 반복률을 유지하였다.

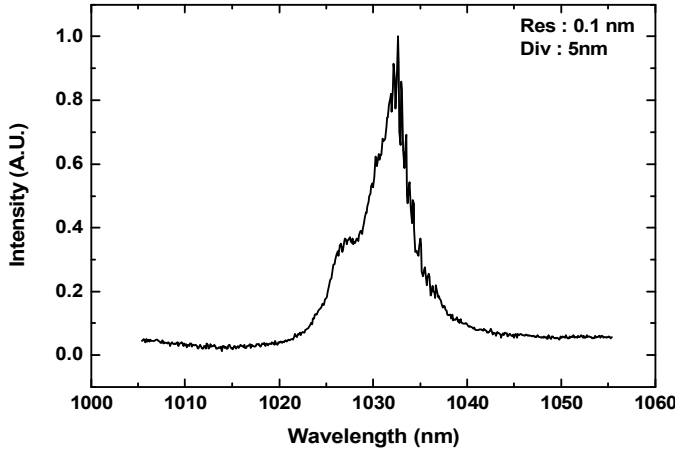


그림 3.23 대구경 광섬유 증폭기 출력광의 스펙트럼

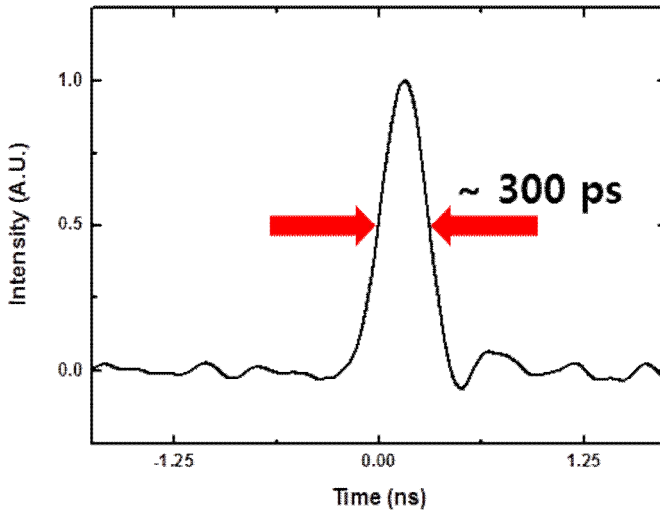


그림 3.24 대구경 광섬유 증폭기 출력광의 펄스 폭

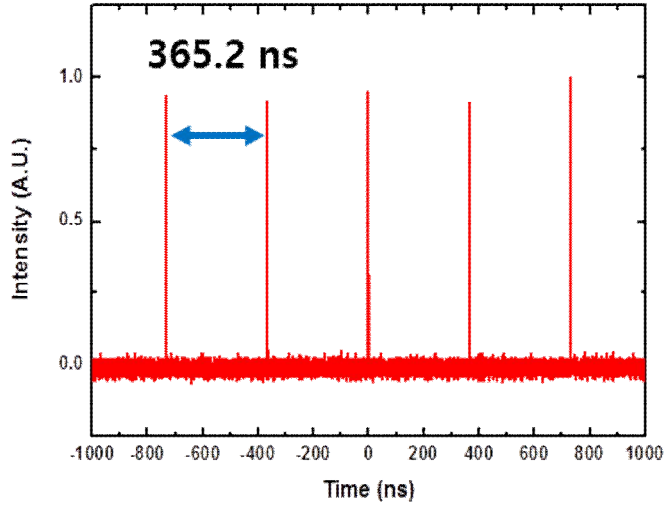


그림 3.25 대구경 광섬유 증폭기 출력광의 펄스 열

이러한 대구경 광섬유 증폭기는 입사광 에너지인 37 nJ에 대해 약 47배의 증폭률을 보였고 최대 출력에서 펄스의 첨두 출력은 5.8 kW로 계산되었다. 이러한 증폭광을 렌즈로 집속시켜 직경 10  $\mu\text{m}$ 의 빔을 생성할 경우 7.4  $\text{GW}/\text{cm}^2$ 의 첨두 출력에 해당하며 가공 및 용접 분야 등에 적용하기에 충분한 값으로 판단된다[1,2].



## 제4장 결 론

본 논문에서는 산업용 가공기 레이저로 활용될 수 있는 고출력 극초단 펄스 레이저 시스템 개발 연구를 수행하였다. 고출력 극초단 펄스 레이저 시스템은 MOPA(Master Oscillator Power Amplifier) 구조로 구성되었다. MOPA는 모드 잠금된 공진기, 펄스 확대기, 전단 증폭기, 주 증폭기로 구성되어 있다.

본 연구실에서 제작한 모드 잠금된 공진기는 펄스 폭 4 ps, 펄스당 에너지 7.4 nJ과 반복률 27 MHz의 출력 특성을 가지고 있다. CPA를 위해 사용된 펄스 확대기는 소형화하기 위해 갈릴레이식 망원경 구조와 회절격자쌍을 이용한 구조로 설계하였다. 설계된 펄스 확대기는 4 ps의 펄스를 약 400 ps 펄스 폭으로 확대할 수 있는 성능을 가지고 있다. 이 구조는 일반적으로 많이 사용되는 대칭형 양볼록 렌즈쌍과 회절격자쌍으로 구성된 펄스 확대기 크기보다 약 1/3 정도로 축소되었다. 레이저 증폭기의 증폭 효율을 증대하기 위해서 펄스 피커 장치를 구성하였고 이 장치를 통해 레이저 펄스의 반복률을 1/10 이하로 감소시켰다. 펄스 반복률 1/10 감소를 통해 전단 증폭기의 펄스당 에너지는 46배 정도 증가하였다. 최종 전단 증폭기의 최대 출력은 반복률 2.7 MHz에서 펄스당 에너지 88 nJ, 펄스 폭 350 ps를 얻었다. 고출력의 펄스 에너지를 얻기 위해 Yb 첨가된 대구경 광섬유를 주 증폭기로 사용했다. 2개의 (2 + 1) x 1 콤바이너를 이용하여 최대 출력 10 W의 LD 2개가 이중 클래딩 Yb 첨가된 광섬유의 양 끝에 결합되도록 설계하였다. 사용된 펌프광 광섬유는 코아 직경 105  $\mu\text{m}$ 이고 클래딩 직경은 125  $\mu\text{m}$ 이다. 대구경 편광 유지 광섬유는 코아 직경 20  $\mu\text{m}$ 이고 내부 클래딩 직경은 130  $\mu\text{m}$ 이다. 증폭 효율을 높이기 위해 전단 증폭기와 같이 2.7 MHz의 레이저 펄스 신호를 입력 신호로 사용했다. 입력 펄스 에너지가 37 nJ 일 때 출력된 펄스 에너지는 1.73  $\mu\text{J}$ 로 측정되었다. 이 때 펄스 폭은 300 ps이고 스펙트럼 폭은 4 nm로 측정되었다. 증폭률은 입력 펄스 에너지에 비해 약 47배 증폭된 것을 확인하였고 침투 출력 값은 약 5.8 kW이었다. 렌즈를 이용하여 이 증폭기 출력을 10  $\mu\text{m}$  빔 크기로 집속시키면 레이저 빔의 세기는 7.4  $\text{GW}/\text{cm}^2$ 가 된다. 이 광세기는 Carbon steel과 같은 단단한 매질을 천공, 절단하기에 충분하기 때문에 본 연구에서 설계 제작한 고출력 극초단 펄스 레이저 시스템은 산업용 가공 레이저로 활용할 수 있을 것으로 기대된다.

## [참고문헌]

- [1] A. Luft, U. Franz, A. Emsermann and J. Kaspar, "A study of thermal and mechanical effects on materials induced by pulsed laser drilling," *Appl. Phys. A* **63**, 93-101 (1996).
- [2] W. J. Suder and S. W. Williams, "Investigation of the effects of basic laser material interaction parameters in laser welding," *J. laser Appl.* **24**, 032009, (2012).
- [3] L. E. Hargrove, R. L. Fork and M. A. Pollack, "Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation," *Appl. Phys. Lett.* **5**, 4-5 (1964).
- [4] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **16**, 42-44 (1991).
- [5] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Commun.* **56**, 219-221 (1985).
- [6] G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima and J. Limpert, "The future is fibre accelerators," *Nature Photonics.* **7**, 258-261 (2013).
- [7] H. Zellmer, A. Tunnermann, H. Welling and V. Reichel, "Double-Clad Fiber Laser with 30 W Output Power," in *OSA TOPS: Proc. OAA.* **16**, 137-140 (1997).
- [8] Y. Jeong, J. K. Sahu, R. B. Williams, D. J. Richardson, K. Furusawa and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fibre laser with 272 W output power," *Electron. Lett.* **39**, 977-978 (2003).
- [9] Y. Jeong, J. K. Sahu, S. Beak, C. Alegria, D. B. S. Soh, C. Codemard and J. Nilsson, "Cladding-pumped ytterbium-doped large-core fiber laser with 610 W of output power," *Opt. Commun.* **234**, 315-319 (2004).
- [10] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," *Opt. Express.* **12**, 6088-6092 (2004).

- [11] L. Changta, W. Fan, J. Chen, L. Wang, B. Chen and Z. Lin, "High power pulse amplification of ytterbium-doped double clad fiber amplifier," *Chin. Opt. Lett.* **5**, 624-627 (2007).
- [12] M. Olivier, M. D. Gagnon and J. Habel, "Automation of Mode Locking in a Nonlinear Polarization Rotation Fiber Laser through Output Polarization Measurements," *J. Vis. Exp.* **108**, e53679, 1-11 (2016).
- [13] M. J. Kim, H. S. Kim, N. S. Kim and C. L. Workman, "Investigation of InGaAs quantum-well parameters of a semiconductor saturable absorber mirror used for mode locking of a Yb-doped fiber laser," *J. Kor. Phys. Soc.* **63**, 1919-1924 (2013).
- [14] J. Buchley, Ph.D. *High-energy ultrafast ytterbium fiber lasers*, Cornell University, New York (2006), p. 10-18.
- [15] A. Chong, J. Buckley, W. Renninger and F. Wise, "All-normal-dispersion femtosecond fiber laser," *Opt. Express.* **14**, 10095-10100 (2006).
- [16] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper and D. C. Hanna, "Ytterbium Doped Fiber Amplifiers," *IEEE J. quantum electron.* **33**, 1049-1056 (1997).
- [17] M. N. Zervas and C. A. Codemard, "High Power Fiber lasers: A Review," *IEEE J. Sel. Top. Quantum electron.* **20**, 0904123 (2014).
- [18] R. S. Sirohi and M. P. Kothiyal, *Optical components, systems, and measurement techniques* Marcel Dekker, Inc, New York, 75-78 (1991).
- [19] 김병태, *레이저공학* (상학당, 서울, 2006), 198-201.
- [20] C. Palmer, *Diffraction Grating Handbook* (Thermo RGL, New York, 2002), 16-20.
- [21] M. Pessot, P. Maine and G. Mourou, "1000 Times expansion/compression of optical pulses for chirped pulse amplification," *Opt. Commun.* **62**, 419-421 (1987).
- [22] F. Salin, J. Squier and G. Mourou, "Large temporal stretching of ultrashort pulses," *Appl. Opt.* **31**, 1225-1228 (1992).
- [23] INVOCOM, "Electromagneticwave theory," <http://www.invocom.et.put.poznan.pl>.

- [24] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli and B. C. McCollum, "Double-clad, offset-core Nd fiber laser," in *Proc. Optical Fiber Sensors 1988*, New Orleans, Louisiana, USA, January 27, 1988, postdeadline paper PD5.
- [25] D. Marcuse, "Curvature loss formula for optical fibers", *J. Opt. Soc. Am.* **66**, 216-220 (1976).
- [26] 조영훈, MSE. 비선형 편광 회전을 이용한 모드 잠금된 광섬유 레이저 제작 및 극초단 펄스의 결맞은 빔 결합에 관한 연구, 조선대학교, 광주광역시 (2018), p. 20.
- [27] [www.aaoptoelectronic.com](http://www.aaoptoelectronic.com), "PPKAc250xx Operating Manual".
- [28] B. E .A Saleh and M. C. Telch, *Fundamental of Photonics* ( JOHN WILEY & SONS, INC, New York, 1990), 80-103

저작물 이용 허락서					
학 과	광기술공학과	학 번	20177078	과 정	석 사
성 명	한글 : 성 준 영 한문 : 成 峻 迎 영문 : Jun Yeong Seong				
주 소	광주광역시 북구 매곡동 대성베르힐 104동 701호				
연락처	E-MAIL : sjy5060@naver.com				
논문제목	한글 : 소형화된 펄스 확대기 및 Yb 첨가된 대구경 광섬유로 구성된 고풍력 극초단 펄스 증폭기 출력 특성 연구 영어 : Output characteristics of a high-power ultrashort-pulse amplifier composed of a compact pulse stretcher and an Yb doped large-mode-area fiber				
<p>본인이 저작한 위의 저작물에 대하여 다음과 같은 조건아래 조선대학교가 저작물을 이용할 수 있도록 허락하고 동의합니다.</p> <p style="text-align: center;">- 다 음 -</p> <ol style="list-style-type: none"> <li>저작물의 DB구축 및 인터넷을 포함한 정보통신망에의 공개를 위한 저작물의 복제, 기억장치에의 저장, 전송 등을 허락함</li> <li>위의 목적을 위하여 필요한 범위 내에서의 편집·형식상의 변경을 허락함. 다만, 저작물의 내용변경은 금지함.</li> <li>배포·전송된 저작물의 영리적 목적을 위한 복제, 저장, 전송 등은 금지함.</li> <li>저작물에 대한 이용기간은 5년으로 하고, 기간종료 3개월 이내에 별도의 의사 표시가 없을 경우에는 저작물의 이용기간을 계속 연장함.</li> <li>해당 저작물의 저작권을 타인에게 양도하거나 또는 출판을 허락을 하였을 경우에는 1개월 이내에 대학에 이를 통보함.</li> <li>조선대학교는 저작물의 이용허락 이후 해당 저작물로 인하여 발생하는 타인에 의한 권리 침해에 대하여 일체의 법적 책임을 지지 않음</li> <li>소속대학의 협정기관에 저작물의 제공 및 인터넷 등 정보통신망을 이용한 저작물의 전송·출력을 허락함.</li> </ol> <p style="text-align: center;"> <b>동의여부 : 동의( <input checked="" type="checkbox"/> ) 반대( <input type="checkbox"/> )</b> </p> <p style="text-align: center;">           2018년 10월         </p> <p style="text-align: center;">           저작자: 성 준 영 (서명 또는 인)         </p> <p style="text-align: center;"> <b>조선대학교 총장 귀하</b> </p>					