



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

단일 Yb:YAG 레이저 공진기에서  
1×2 배열 분포를 갖은 공간적 결맞은  
Q-스위칭 펄스 발생 연구

조선대학교 대학원

광기술평학과

김 성 수

단일 Yb:YAG 레이저 공진기에서  
1×2 배열 분포를 갖은 공간적 결맞은  
Q-스위칭 펄스 발생 연구

A Study on the Spatially Coherent Q - Switching  
Pulses Generation with 1×2 Array Distribution in a  
Single Yb:YAG Laser Resonator

2022년 2월 25일

조선대학교 대학원

광기술평학과

김성수

단일 Yb:YAG 레이저 공진기에서  
1×2 배열 분포를 갖은 공간적 결맞은  
Q-스위칭 펄스 발생 연구

지도교수 김 현 수

이 논문을 공학 석사학위신청 논문으로 제출함

2021년 10월

조선대학교 대학원

광 기 술 공 학 과

김 성 수

## 김성수의 석사학위논문을 인준함

위원장    조선대학교    교 수    박    종    락    (인)

위    원    조선대학교    교 수    주    기    남    (인)

위    원    조선대학교    교 수    김    현    수    (인)

2021년 12월

조선대학교 대학원

## 목 차

### ABSTRACT

제1장 서 론 .....	1
제2장 이 론 .....	3
제1절 Yb:YAG 매질의 특성 .....	3
1-1. Yb:YAG와 Nd:YAG의 흡수 파장 비교 .....	4
1-2. Yb:YAG와 Nd:YAG의 형광 수명시간 비교 .....	6
제2절 Q-스위칭 레이저 .....	8
2-1. Q-스위칭 이론 .....	8
2-2. 수동형 Q-스위칭 .....	11
제3절 이득에 의해 유도된 1×2 배열 모드 결합에 대한 모델링 .....	14
제4절 광선 전달 행렬과 q-파라미터 .....	20
4-1. 광선 전달 행렬 .....	20
4-2. q-파라미터와 ABCD 법칙을 이용한 빔 크기 계산 .....	23
제3장 실험 및 결과 .....	26
제1절 펌프 광원 출력 특성 조사 .....	26
1-1. 광선 전달 행렬을 이용한 펌프 빔 크기 계산 .....	28
제2절 공간적 결맞은 Q-스위칭 펄스 발생 .....	30
2-1. 단일 Yb:YAG 레이저 공진기에서 1×2 배열 분포를 갖은 Q-스위칭 레이저 설계 .....	30

2-2. 결맞은 1×2 배열 분포를 갖은 Q-스위칭 레이저 출력 빔 단면 강도 분포 조사 .....	32
2-3. 공진기 길이와 반사율, 빔 간격에 따른 펄스 분석	41
제4장 결 론 .....	46
[참고문헌] .....	47

## 그림 목 차

그림 1. Yb:YAG의 에너지 준위. ....	3
그림 2. Nd:YAG와 Yb:YAG의 파장에 따른 흡수 계수. ....	5
그림 3. 형광 수명시간과 펄프 펄스 폭에 따른 상 준위 원자 밀도. ....	6
그림 4. 형광 수명시간과 펄프 펄스 폭에 따른 저장 효율. ....	7
그림 5. 시간에 따른 Q-스위칭 레이저 펄스 생성 과정. ....	9
그림 6. 포화 흡수체의 투과 특성. ....	11
그림 7. 포화 흡수체의 에너지 준위. ....	12
그림 8. 이득에 의해 유도된 두 모드 빔의 전파 특성. ....	14
그림 9. $z$ 에 따른 $I_1(z)$ 과 $I_2(z)$ . ....	17
그림 10. 빔 반경을 구하기 위해 실험에서 사용한 공진기 구조. ....	18
그림 11. 공진기 길이와 두 모드 빔 사이의 간격에 따른 두 모드 빔의 Q-스위칭 펄스 발생 시간 차이. ....	19
그림 12. 광학계를 통과하는 광선 경로. ....	20
그림 13. ABCD 행렬로 표현할 수 있는 임의의 광학계를 통과한 가우시안 빔. ....	23
그림 14. 이상적인 가우시안 빔과 멀티모드 빔의 관계. ....	25
그림 15. 빔 스플리터 모식도 및 출력 특성. (a) 빔 스플리터 모식도, (b) 빔 스플리터에 입사하는 LD 광원의 입력 전류에 따른 출력, (c) 1번 포트에서의 LD 입력 전류에 따른 출력, (d) 2번 포트에서의 LD 입력 전류에 따른 출력. ....	27
그림 16. 렌즈에 의해 Yb:YAG에 집속되는 펄프 빔 크기. ....	28
그림 17. 일체형 매질 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG를 이용하여 두 개의 공간적 결맞은 Q-스위칭 펄스를 발진하기 위한 레이저 공진기. (a) 구성도, (b) 실험 사진. ....	30
그림 18. 두 모드 빔 사이의 간격에 따른 빔 분포도 조사를 위한 실험 구성도. ....	32
그림 19. 두 모드 빔 사이의 간격에 따른 출력 빔 분포도. (a) $d$ 가 0.74 mm 일 때, (b) $d$ 가 0.64 mm 일 때, (c) $d$ 가 0.54 mm 일 때, (d) $d$ 가 0.44 mm 일 때, (e) $d$ 가 0.34 mm 일 때, (f) $d$ 가 0.24 mm 일 때. ....	33



그림 20. 펌프 빔으로 인한 매질의 열 렌즈 효과. .... 34  
 그림 21.  $d$ 가 0.54 mm 일 때, 빔 분포도 조사. (a) 빔 분포도, (b) 간섭무늬 간격. 35  
 그림 22. 기울어진 평행광 사이의 각도와 간섭무늬 간격. .... 36  
 그림 23. 출력 거울로부터 6 cm, 11 cm 떨어진 지점에서의 빔 분포도. (a) 출력 거울로부터 6 cm 떨어진 지점에서의 빔 분포도, (b) 출력 거울로부터 11 cm 떨어진 지점에서의 빔 분포도. .... 37  
 그림 24. 두 개의 모드 빔의 분리 실험 구성도. .... 38  
 그림 25. 렌즈 초점 부근에서 측정된 두 개의 모드 빔 분포도. .... 38  
 그림 26. 두 개의 모드 빔의 빔질 측정을 위한 실험 구성도. .... 39  
 그림 27. 두 개의 모드 빔의 빔질( $M^2$ ) 결과. (a) beam 1의 광 세기 공간 분포도 및  $M^2$  값, (b) beam 2의 광 세기 공간 분포도 및  $M^2$  값. .... 40  
 그림 28. O.C의 반사율 R과 두 모드 빔 사이의 간격  $d$ 에 따른 펄스 간의 시간 간격  $\Delta t$ . (a) 공진기 길이 30 mm 일 때, (b) 공진기 길이 40 mm 일 때, (c) 공진기 길이 50 mm 일 때. .... 41  
 그림 29. 오실로스코프로 측정한 두 모드 펄스 간의 시간 간격. (a) 펄스 간의 시간 간격이 0일 때, (b) 펄스 간의 시간 간격이 약 2 ns 일 때, (c) 펄스 간의 시간 간격이 약 24 ns 일 때. .... 43  
 그림 30. 두 모드 빔 사이의 간격에 따른 각 모드 빔들의 펄스 폭 비교. (a) 공진기 길이 30 mm 일 때, (b) 공진기 길이 40 mm 일 때, (c) 공진기 길이 50 mm 일 때. .... 44  
 그림 31. 공진기 길이 L과 O.C의 반사율에 따른 레이저 출력. (a) 에너지, (b) 피크 파워. .... 45

## 표 목 차

표 1. 일반적인 6가지 광학계의 광선 전달 행렬. ....	21
-----------------------------------	----

## ABSTRACT

### A Study on the Spatially Coherent Q - Switching Pulses Generation with $1 \times 2$ Array Distribution in a Single Yb:YAG Laser Resonator

Seong Su Kim

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

Department of Photonic Engineering

Graduate School of Chosun University

In this study, we proposed and experimentally implemented a Q-switched Yb:YAG laser that oscillates a coherent  $1 \times 2$  array beam in a single resonator. In addition, a mode coupling equation was derived to analyze the mode coupling phenomenon between Q-switching pulses oscillating in a  $1 \times 2$  array, and the solution results showed the same tendency as the experimental results. To prove the coherence between the Q-switching pulses of the oscillated  $1 \times 2$  array, we experimentally analyzed the change in mode beam distribution and the change in time interval between the two modes of pulses. From the results of the experiment performed, we found that the spatially separated pulse mode within a single resonator could oscillate in a coherent state. It is expected that the noble laser structure capable of generating multiple spatial-coherent Q-switching pulses proposed in this study can be utilized for manufacturing small and high-power Q-switching lasers.

## 제1장 서론

Q-스위칭 레이저 펄스는 매우 짧은 시간 동안 매우 높은 피크 파워를 가진 펄스를 방출하기 때문에 금속 절단, 광 리소그래피, 의료, 자동차, 라이다 등 다양한 산업 분야에서 활용되고 있다 [1-25]. 금속 절단 분야에서는 티타늄, 알루미늄 등 다양한 금속을 절단하는 데 사용되고 있다 [1-5]. 광 리소그래피 분야에서는 마이크로/나노 구조를 가공 및 제작, 두 개 이상의 결맞은 광원으로 생성한 간섭무늬를 기관에 새기는 레이저 간섭 리소그래피 등 다양한 리소그래피 분야에서 사용되고 있다 [6-10]. 의료 분야에서는 문신 제거, 점 제거, 기미 제거 등 다양한 의료 분야에 사용되고 있다 [11-15]. 자동차 분야에서는 엔진에 불꽃을 일으키는 점화기로 연구되고 있다 [16-20]. 라이다 분야에서는 좁은 펄스 폭과 높은 펄스 에너지가 높은 해상도와 긴 거리의 물체를 이미징 하는데 이점이 있어 많이 연구되고 있는 추세이다 [21-25].

다양한 산업 분야에서 사용되는 Q-스위칭 레이저는 1961년에 R. W. Hellwarth에 의해 공진기 내에 kerr cell 소자를 삽입하여 루비 레이저로 Q-스위칭 펄스를 최초 발진하였다 [26]. 1960년대에는 kerr cell을 Q-스위칭 소자로 동작하기 위해 높은 전압이 사용되어야 했다. 이런 문제를 개선하기 위해 공진기 거울 중 하나를 회전시키거나 공진기 내에 고속 회전 프리즘을 삽입하는 기술로 대체되기도 했다. 또한, 루비를 대신하여 Nd:Glass, Nd:YAG 등 다양한 이득 매질을 이용하여 Q-스위칭 펄스를 발진하면서 기존의 Q-스위칭 레이저 시스템보다 효율성이 증가했다. 초기에는 Q-스위칭 레이저 시스템의 펌핑 광원을 텅스텐 램프로 사용되었는데 [27-29], 이는 램프 수명이 40시간 정도로 짧았다. 또한, Q-스위칭 소자로 사용한 고속 회전 프리즘의 경우 고속 모터의 베어링 마모가 자주 발생하여 Q-스위칭 레이저의 기대수명과 신뢰성이 떨어졌다. 이에 1970년대에는 레이저 펌핑 광원인 텅스텐 필라멘트는 크립톤 아크 램프로 대체되고, 고속 회전 프리즘과 같은 기계식 Q-스위칭 소자는 음향 광학 Q-스위칭 소자로 대체되면서 Q-스위칭 레이저 시스템의 기대수명과 신뢰성이 증가했다. 1980년대에는 레이저 다이오드가 상용화되면서 기존에 레이저 펌핑 광원으로 사용된 램프를 레이저 다이오드로 대체하면서 빔질이 우수해지고, Q-스위칭 레이저 시스템의 효율성을 증가시켰고, 소형화가 가능해졌다. 그 이후 현재에도 다양한 산업 분야에 사용되는 Q-스위칭 레이저를 소형

화하기 위한 많은 연구가 이루어지고 있다 [30-33].

Q-스위칭 레이저를 소형화하면서 레이저 매질이 작아지게 되고 이에 따라 증편평 구조에서는 빔 크기도 줄어들게 된다. 펌프 빔 크기가 줄어들게 되면 높은 출력을 얻기 위해 단위 면적당 파워가 높아지도록 레이저를 설계한다. 그러나 공진기 내에서 공진하는 Q-스위칭 펄스의 높은 피크 파워로 인해 매질에 광학적 손상을 주기 때문에 레이저 출력을 높이는 데 제약을 받게 된다 [34-35]. 고출력 극초단 레이저와 고출력 연속 발진 레이저의 경우, 이런 광학적 손상 문제를 해결하기 위해 많은 연구자들이 빔 결합 연구를 수행하였다 [36-39]. 빔 결합 연구의 주요 기술은 마스터 발진기에서 나온 레이저 빔을 여러 개의 병렬 빔으로 분할한 후 각자 증폭을 해서 다시 합치는 방식으로 최종 고출력 레이저 빔을 만드는 방식이다. 그러나 이 방법들은 추가적인 증폭기를 활용해야 하기 때문에 레이저를 소형화하기는 어렵다. 따라서 추가적인 증폭기를 사용하지 않고 고출력으로 발진할 수 있는 소형 레이저 발진기 개발 연구가 필요하다.

본 연구에서는 소형 Q-스위칭 레이저 발진기에서 고출력 레이저 빔을 발생시키기 위해 발진기 내부에 결맞는 2개의 빔이 발진할 수 있는 새로운 레이저 발진기 구조를 제안하고 그 결과에 대한 분석연구를 수행하였다. 두 개의 Q-스위칭 펄스를 결합하여 하나의 높은 Q-스위칭 펄스를 발생시키기 위해서는 두 개의 Q-스위칭 펄스의 시간적 동기화가 이루어져야 한다. 펄스 간의 시간적 동기화를 시키는 방법으로 두 개의 레이저 모드 빔 사이의 간격을 좁혀 한쪽 빔이 다른 쪽 빔에 영향을 줄 수 있도록 결합시키는 방법을 사용하였다. 두 모드 빔 간의 결합 효과에 영향을 주는 요인을 분석하기 위해 출력 거울의 반사율, 공진기 길이와 모드 빔 사이의 거리에 따른 출력 특성 분석연구를 수행하였다.

## 제2장 이 론

### 제1절 Yb:YAG 매질 특성

Yb:YAG는 매우 단단한 등방성 결정으로 이루어진 이트륨 알루미늄 가넷 (YAG)을 호스트 물질로 사용하여, 3가 이테르븀 ( $Yb^{3+}$ )을 도핑한 레이저 매질이다. 흡수하는 파장은 941 nm이고, 방출하는 파장은 1030 nm이다. 그림 1은 Yb:YAG의 에너지 준위 체계를 나타낸다. Yb:YAG는 바닥 상태에서 941 nm의 전자기파가 펌핑되어,  $^2F_{5/2}$ 에서  $^2F_{7/2}$ 로 떨어지며 1030 nm의 전자기파를 유도 방출한다. 유도 방출이 끝나는 터미널 상태는 바닥 상태보다  $632\text{ cm}^{-1}$  더 높은 상태이다. 실온에서 열에너지는  $200\text{ cm}^{-1}$ 이다. 따라서 터미널 상태는 열로 채워져, Yb:YAG는 준 3준위 레이저 시스템으로 동작한다 [40].

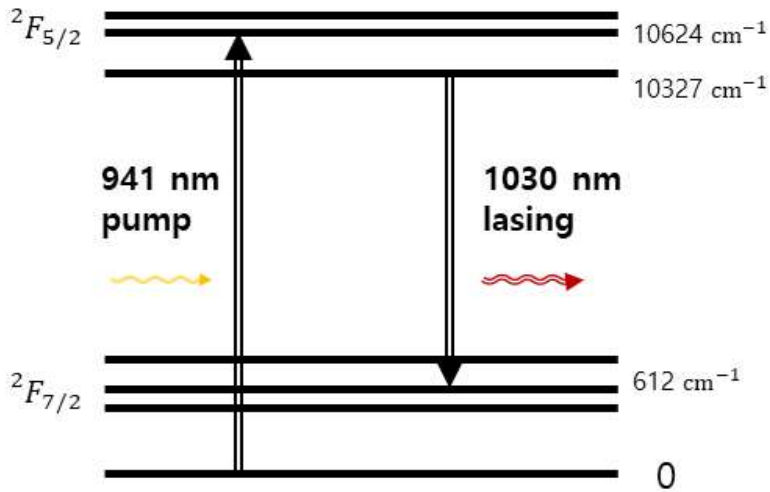


그림 1. Yb:YAG의 에너지 준위.

## 1-1. Yb:YAG와 Nd:YAG의 흡수 파장 비교

레이저의 출력과 효율성을 증가시키는 데 있어서 매질의 흡수 파장에 대한 LD와의 파장 일치가 중요하다. LD를 펌프 광원으로 사용한 Yb:YAG 레이저는 이러한 문제를 해결하는 데 있어 Nd:YAG 레이저에 비해 상당한 이점이 있다.

펌프 광원 LD는 온도에 따라 방출하는 중심 파장이 바뀌는 특징이 있다. 방출하는 중심 파장이 달라지면 매질이 흡수하는 중심 파장이 달라지게 되어 레이저의 출력과 효율성이 떨어지게 된다. 그래서 LD의 온도를 일정하게 유지해주는 과정이 필요하다. 하지만 이러한 노력에도 LD의 온도를 일정하게 유지해주기 어렵다. 그래서 LD의 온도 변화로 인한 중심 파장의 변화에도 레이저의 출력과 효율성이 안정적으로 유지될 수 있는 레이저 매질이 필요하다. Yb:YAG는 Nd:YAG에 비해 흡수할 수 있는 파장 범위가 더 넓어 LD의 파장 변화에도 레이저의 출력과 효율성을 높게 유지할 수 있다.

Nd:YAG의 펌프 광원으로 사용되는 중심 파장이 808 nm인 LD는 온도가 약 12°C에서 30°C까지 증가할 때, 중심 파장은 약 803 nm에서 809 nm까지 증가하여 약 6 nm정도 중심 파장이 이동하였다 [41]. Yb:YAG의 펌프 광원으로 사용되는 중심 파장이 940 nm인 LD는 온도가 약 2°C에서 22°C까지 증가할 때, 중심 파장은 약 937 nm에서 941 nm까지 증가하여 약 4 nm 정도 중심 파장이 이동하였다 [42]. Nd:YAG 매질의 경우, 중심 파장이 808 nm인 LD가 온도에 따라 중심 파장이 6 nm 정도 이동하는 것을 고려하여 흡수 파장 대역이 6 nm 이상 되어야 높은 출력 안정성과 높은 효율성을 가질 수 있다. Yb:YAG 매질의 경우, 중심 파장이 940 nm인 LD가 온도에 따라 약 4 nm 중심 파장이 이동하는 것을 고려하여 흡수 파장 대역이 4 nm 이상 되어야 높은 출력 안정성과 높은 효율성을 가질 수 있다.

그림 2는 Nd:YAG와 Yb:YAG가 파장에 따른 흡수 계수를 나타낸다.

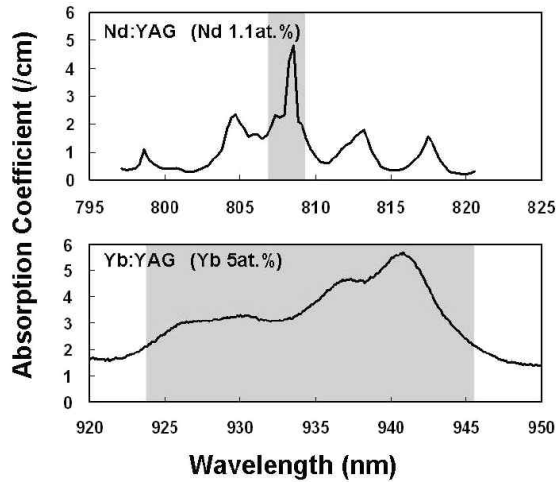


그림 2. Nd:YAG와 Yb:YAG의 파장에 따른 흡수 계수 [43].

하지만, 그림 2와 같이 Nd:YAG의 흡수 파장 대역은 약 3 nm로 온도에 따른 808 nm LD의 중심 파장 변화 범위인 6 nm보다 작아, 레이저의 출력 안정성과 효율성이 떨어지게 된다. 반면에, Yb:YAG의 흡수 파장 대역은 Nd:YAG의 흡수 파장 대역에 약 7배 더 넓은 약 22 nm를 가지고 있어 온도 변화에 따른 940 nm LD의 중심 파장 변화 범위인 4 nm보다 넓어, 높은 레이저의 출력 안정성과 높은 효율성을 가진다. 이에 펌프 광원 LD를 이용한 Yb:YAG 레이저는 펌프 광원 LD를 이용한 Nd:YAG 레이저보다 온도 변화에 대한 출력 안정성이 더 높다.



## 1-2. Yb:YAG와 Nd:YAG의 형광 수명시간 비교

형광 수명시간은 원자가 여기 상태에 머무르는 시간을 의미한다. 여기 상태에 머무르는 시간이 길어질수록 많은 에너지를 저장할 수 있다. Q-스위칭 레이저에서는 많은 에너지를 저장할수록 저출력 LD로도 높은 출력을 낼 수 있다. Yb:YAG의 형광 수명시간은 951  $\mu\text{s}$ 이고, Nd:YAG의 형광 수명시간은 230  $\mu\text{s}$ 이다. Yb:YAG의 형광 수명시간이 Nd:YAG의 형광 수명시간 보다 약 4배 정도 높아 에너지를 더 많이 저장할 수 있다. Yb:YAG는 에너지가 저장되는 시간이 Nd:YAG보다 더 길어, 저출력 LD로도 높은 출력의 Q-스위칭 펄스를 발진할 수 있다. 식 (1)은 펌프 펄스가 사각 파라고 가정했을 때, 상 준위에 있는 원자 밀도를 나타낸다.

$$n_2(t_p) = n_g W_p \tau_f [1 - \exp(-t_p/\tau_f)] \quad (1)$$

여기서,  $n_2$ 는 상 준위의 원자 밀도,  $t_p$ 는 펌프 펄스 폭,  $n_g$ 는 바닥 준위의 원자 밀도,  $W_p$ 는 펌핑율,  $\tau_f$ 는 형광 수명시간이다. 그림 4는 식 (1)에 대하여 펌프 펄스 폭에 따라 상 준위의 원자 밀도를 나타낸다. 매질의 특성은 같고, 형광 수명시간  $\tau_f$ 만 다르다고 가정하였을 때, 펌프 펄스 폭에 따른 상 준위 원자 밀도 변화량은 그림 3과 같다.

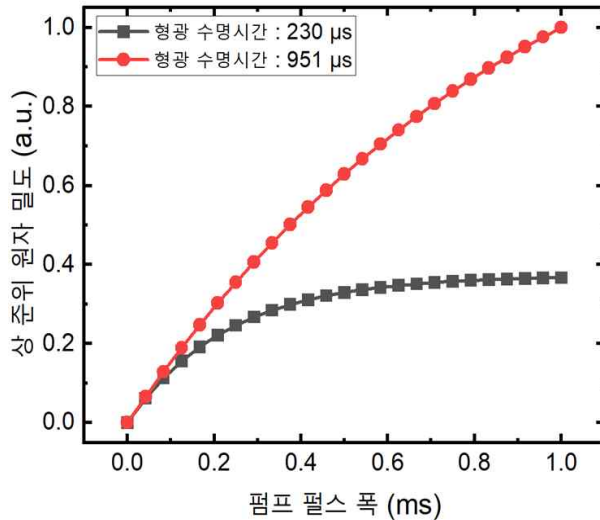


그림 3. 형광 수명시간과 펌프 펄스 폭에 따른 상 준위 원자 밀도.

펌프 펄스 폭이 증가함에 따라 형광 수명시간이 길어질수록 상 준위 원자 밀도가 더 커진다. 형광 수명시간이 230  $\mu\text{s}$ 인 경우, 펌프 펄스 폭이 약 0.5 ms 이상에서는 상 준위 원자 밀도가 거의 상승하지 않는 것을 볼 수 있다. 펌프 펄스 폭이 1 ms 일 때, 형광 수명시간 230  $\mu\text{s}$ 는 상 준위 원자 밀도가 약 0.2이고, 형광 수명시간 951  $\mu\text{s}$ 는 원자 밀도가 0.6으로 약 3배 정도 차이난다. 식 (2)는 Q-스위칭 레이저 발진시 사용 가능한 저장 효율로, 펌프 광원으로 인해 흡수되는 에너지 대비 상 준위에 저장된 에너지의 비율을 나타낸다. 그림 4는 사각 펌프 펄스 폭에 따른 저장 효율을 나타낸다.

$$\eta_{st} = \frac{[1 - \exp(-t_p/\tau_f)]}{t_p/\tau_f} \quad (2)$$

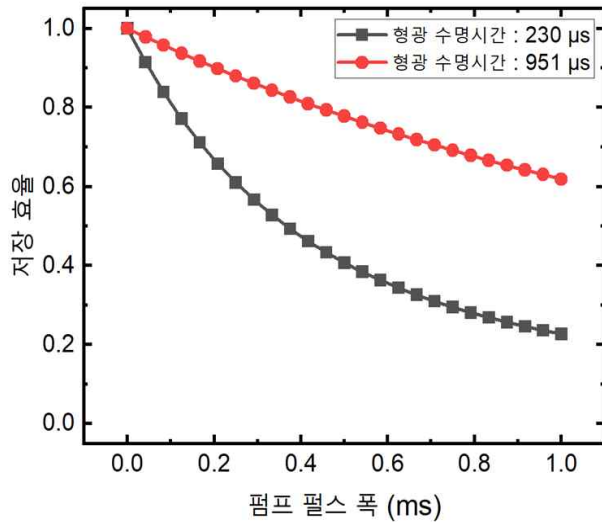


그림 4. 형광 수명시간과 펌프 펄스 폭에 따른 저장 효율.

펌프 펄스 폭이 증가함에 따라 형광 수명시간이 길어질수록 Q-스위칭 레이저의 저장 효율은 더 감소한다. 그림 3과 그림 4를 보았을 때, Yb:YAG는 Nd:YAG보다 긴 형광 수명시간을 가지고 있어, 펌프 펄스 폭에 따른 상 준위 원자 밀도와 저장 효율이 더 높다. 따라서, Yb:YAG는 비교적 저출력 LD로 상 준위에 에너지를 많이 저장할 수 있어, Q-스위칭 레이저 구조에서 저출력의 펌프 광원으로 높은 출력을 가진 Q-스위칭 펄스를 얻을 수 있다는 것을 보여준다.

## 제 2절 Q - 스위칭 레이저

### 2-1. Q-스위칭 이론

Q-스위칭 레이저는 Q-스위칭 기술을 이용하여 높은 피크 파워를 가진 펄스를 발진시킨다. Q-스위칭 기술은 공진기 손실을 크게 증가시켜, 레이저 펌핑 과정에서 공진기 내에 밀도 반전이 손실이 발생하기 이전의 밀도 반전보다 훨씬 더 크게 형성되도록 하는 레이저 기술이다. Q-스위칭 기술은 공진기 손실을 증가시켜줄 수 있는 가변 감쇠기(Q-스위칭 소자)를 이용한다. 먼저, Q-스위칭 소자를 통해 공진기 손실을 증가시켜 레이저가 발진할 수 없도록 만든다. 이를 낮은 Q 값 상태라고 한다. Q 값은 공진기 내에 감쇠 과정에 의해 소멸되는 한 사이클당 에너지 대비 발진기에 저장된 에너지 비율을 나타낸다 [44].

$$Q = 2\pi \frac{E_{st}}{E_d} \quad (3)$$

여기서,  $E_{st}$ 는 발진기에 저장된 에너지,  $E_d$ 는 감쇠 과정에 의해 소멸되는 한 사이클당 에너지이다. 공진기 손실이 높아짐에 따라  $E_d$ 가 높아져, Q 값은 낮아진다. 공진기 손실이 증가한 상태를 낮은 Q 값 상태라고 한다. 낮은 Q 값 상태에서 에너지는 지속적인 광학 펌핑에 의해 레이저 매질에 저장되게 된다. 매질에 저장된 에너지가 높지만, 공진기 손실도 높아 레이저 발진이 되지 않으며, 밀도 반전이 손실이 발생하기 이전의 레이저 발진 문턱 값보다 더 높은 수준에 도달한다. 일정 시간이 지나, 저장된 에너지가 최대 수준에 도달했을 때, 공진기 손실 요소를 빠르게 제거해 높은 Q 값 상태로 변환시킨다. 높은 Q 값을 갖은 공진기 상태에서는 낮은 공진기 손실을 갖기 때문에 낮은 문턱 에너지 조건을 갖는다. 따라서 낮은 Q 값 상태에서 만들어진 높은 밀도 반전량은 높은 Q 값에 해당하는 발진 문턱 조건의 밀도 반전량보다 매우 크기 때문에 유도 방출을 통해 빠르게 광자를 방출하게 된다. 이런 방식으로 방출된 레이저 펄스를 Q-스위칭 펄스라고 한다. 그림 5는 펌프 광원, 공진기 손실, 밀도 반전, 광자 밀도가 시간에 따라 변화하는 과정을 통해 Q-스위칭 펄스 생성 과정을 보여준다.

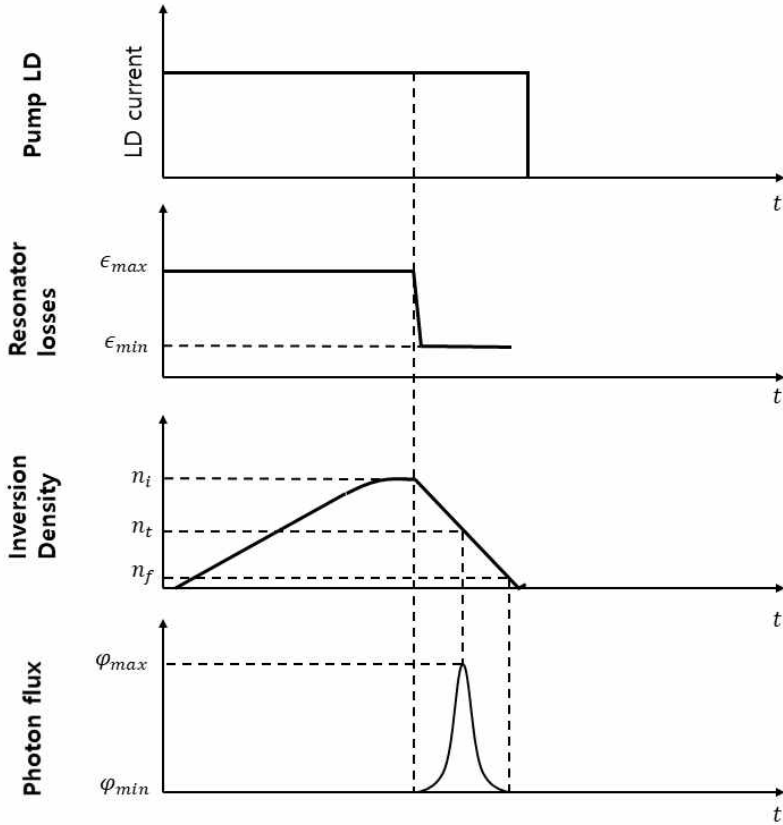


그림 5. 시간에 따른 Q-스위칭 레이저 펄스 생성 과정.

펌프 광원을 통해 펌프 광을 주면, 공진기 내에서 펌프 광이 공진하며 Q-스위칭 소자를 통한 높은 공진기 손실로 인해 밀도 반전 값이 올라간다. 높은 공진기 손실  $\epsilon_{max}$ 로 인해 광자 밀도는  $\phi_{min}$ 을 유지한다. 지속적인 펌핑에 의해 밀도 반전은 최대  $n_i$ 까지 오르게 되고,  $t=0$ 일 때 Q-스위칭 소자가 공진기 손실을 빠르게 낮춰 밀도 반전은 떨어지게 되고, 광자 밀도는 급격하게 올라가게 된다. 순수 공진기 손실에 의한 발진 문턱 조건에서의 밀도 반전  $n_f$ 에서 광자 밀도는 최댓값  $\phi_{max}$ 가 되고, 그 이후 밀도 반전은  $n_f$ 가 되고, 광자 밀도도 최솟값  $\phi_{min}$ 이 되면서 펄스가 방출한다.

공진기 손실  $\epsilon$ 는 식 (4)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\epsilon = -\ln R + \delta + \zeta(t) \quad (4)$$

여기서,  $R$ 은 출력 거울의 반사율,  $\delta$ 는 공진기 내부에서의 회절, 산란, 흡수, 고 반

사 거울의 손실 등과 같은 손실,  $\zeta(t)$ 는 Q - 스위칭 소자의 손실이다.

시간에 따른 밀도 반전 변화량과 시간에 따른 광자 밀도 변화량은 레이저 율방정식을 통해 얻을 수 있다. 시간에 따른 밀도 반전 변화량과 시간에 따른 광자 밀도 변화량은 식 (5)와 식 (6)과 같다 [45].

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \phi \left( c\sigma n \frac{l}{L} - \frac{\epsilon}{t_r} \right) \quad (5)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\gamma n \phi \sigma c \quad (6)$$

여기서,  $\phi$ 는 광자 밀도,  $c$ 는 빛의 속도,  $\sigma$  유도 방출 단면적,  $n$ 은 밀도 반전,  $l$ 은 매질의 길이,  $L$ 은 공진기 길이,  $t_r$ 은 공진기 왕복 시간,  $\gamma$ 는 3 준위 레이저에서는 에너지 준위 축퇴가 없는 경우에 대해 2의 값을 갖고, 4 준위 레이저의 경우는 1의 값을 갖는다.

## 2-2. 수동형 Q-스위칭

Q-스위칭 소자는 수동형과 능동형으로 나뉜다. 수동형 Q-스위칭 소자는 크기가 작아 매우 짧은 공진기를 설계할 수 있어 능동형 Q-스위칭 소자보다 레이저를 더 소형화할 수 있다. 수동 Q-스위칭 소자는 포화 흡수체 성질을 갖는 결정, 반도체, 유기 염료 등과 같은 매질로 만들어진 광학 소자이다. 이로 인해, 수동형 Q 스위칭 소자는 매우 작고, 단순한 구조를 가지며, 결정 같은 경우는 견고하며 능동형 Q-스위칭 소자보다 매우 저렴하다. 수동형 Q-스위칭 소자는 단위 면적당 통과하는 광자 수에 따라 투과율이 변한다. 이로 인해 자체적으로 Q 값이 변하기 때문에 능동형 Q-스위칭 소자로 구동하기 위한 고전압, 고속 전기-광학 드라이버 또는 RF 발생기가 필요하지 않다. 그림 6은 수동형 Q-스위칭 소자인 포화 흡수체의 투과 특성을 나타낸다.

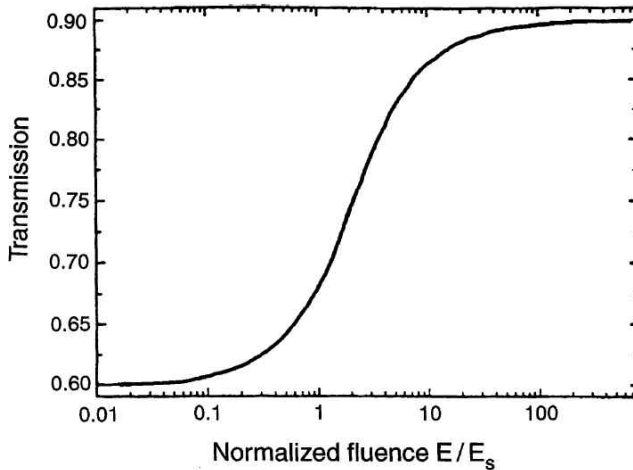


그림 6. 포화 흡수체의 투과 특성 [45].

수동형 Q-스위칭 소자는 단위 면적당 통과하는 광자 수가 증가할수록 투과율이 증가한다. 포화 흡수체의 초기 투과율은 흡수체의 농도에 따라 다르다. 그림 6은 0.6에서 0.9까지 비선형적으로 증가한 경우에 대한 것이고 단위 면적당 통과하는 광자 수가 많아져 포화 상태가 되면 높은 투과율을 가짐을 알 수 있다. 레이저 파장에 대해 흡수율이 높은 물질을 레이저 공진기 내부에 삽입하게 되면, 초기에는 포화 흡수체의 높은 흡수율로 인해 레이저 발진이 되지 않는다. 펌프 펄스가 펌핑

되는 동안 이득이 증가하여 공진기 왕복 손실을 초과하면 공진기 내에 파워 밀도가 급격히 증가하면서 포화 흡수체가 투명한 상태(포화 상태)로 변하게 된다. 이 조건에서 공진기 손실은 낮아지고, Q-스위칭 펄스는 발생한다.

Cr:YAG는 적외선 고체 레이저용 수동형 Q-스위칭 소자로 많이 사용된다. Cr 이온은 1  $\mu\text{m}$  대역의 적외선 레이저 파장에 대해 높은 흡수 단면적을 가지고 있고 YAG 결정은 화학적, 열적, 기계적 특성이 우수한 장점을 가지고 있다. 그림 7은 포화 흡수체의 에너지 준위 체계를 나타낸다.

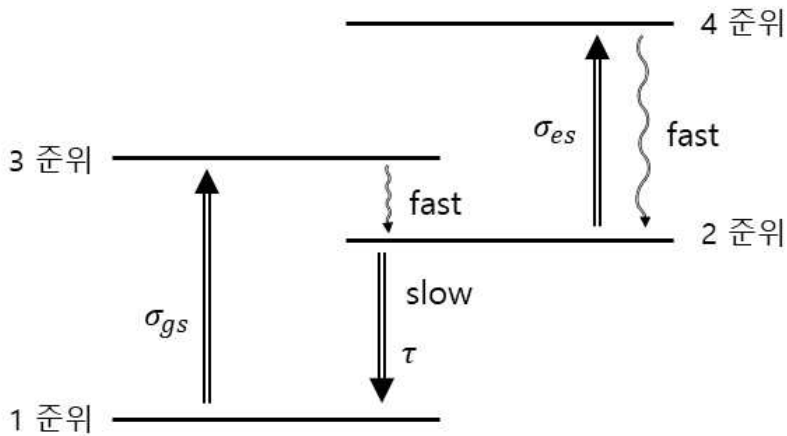


그림 7. 포화 흡수체의 에너지 준위.

여기서,  $\sigma_{gs}$ 는 바닥 상태 흡수 단면적,  $\sigma_{es}$ 는 여기 상태 흡수 단면적,  $\tau$ 는 2 준위 수명시간이다. 1 준위와 3 준위를 보면, 매질에서 나온 광자를 흡수하여 1 준위에서 3 준위로 원자를 여기시킨다. 그 후, 원자들은 3 준위에서 2 준위로 빠르게 전이된다. 바닥 상태 원자들이 고갈될 수 있도록 바닥 상태 흡수 단면적은 커야 하고, 2 준위 수명시간은 길어야 한다. 상위 상태가 충분히 채워지면 포화 흡수체가 투과율이 높아져 Q-스위칭 펄스를 방출한다.

포화 흡수체의 중요한 특징은 초기 투과율  $T_i$ 와 최대 투과율  $T_m$ 이다. 식 (7)과 식 (8)은 초기 투과율과 최대 투과율을 나타낸다.

$$T_i = \exp(-\alpha_0 l_s) = \exp(-n_g \sigma_{gs} l_s) \quad (7)$$

$$T_m = \exp(-n_g \sigma_{es} l_s) \quad (8)$$

여기서,  $\alpha_0$ 는 소 신호 흡수 계수,  $l_s$ 는 포화 흡수체의 두께,  $n_g$ 는 바닥 상태 밀도,

$\sigma_{gs}$ 는 바닥 상태 흡수 단면적,  $\sigma_{es}$ 는 여기 상태 흡수 단면적이다. 여기된 원자가 2 준위에서 4 준위 사이에서 흡수가 일어나 실제 포화 흡수체의 최대 투과율은 100%에 도달하지 못한다. 바닥 상태의 원자들이 고갈됨에 따라 2 준위와 4 준위 사이에서 흡수가 점점 더 많이 발생한다. 2 준위에서 4 준위로의 전이는 4 준위에서 2 준위로 빠르게 떨어져 포화되지 않는다.

수동형 Q-스위칭 레이저는 문턱 값에 도달하면 피크 파워와 펄스 폭은 더 이상 변하지 않지만, 입력되는 펌프 파워에 따라 반복률은 선형적으로 증가한다. Q-스위칭 레이저의 펄스 폭은 공진기 왕복 시간이 증가할수록 증가한다.



### 제3절 이득에 의해 유도된 1×2 배열 모드 결합에 대한 모델링

단일 공진기 내에 공간적으로 떨어진 두 개의 Q-스위칭 빔이 발진한다면 두 개의 모드들은 서로 상호작용을 할 것이다. 즉, 두 모드 빔의 각각의 광학 필드가 겹칠 정도로 가깝다면, 모드 빔이 서로 결합되어 두 모드 빔의 전파에 영향을 줄 것이다. 공진기 내부에서 레이저가 발진하기 시작하는 문턱 조건에 거의 도달할 때, 한쪽 빔의 초기 노이즈 세기가 다른 쪽 빔의 초기 노이즈 세기보다 강하다면 노이즈 세기가 강한 쪽이 먼저 발진하게 될 것이다. 그리고 모드 간 거리가 근접해 있다면, 먼저 발진된 모드 빔에 의해 다른 쪽 모드 빔이 유도되어 서로 위상이 일치하는 레이저 빔들이 발진할 것으로 가정하였다. 이 가정은 본 연구에서 제안한 다중 배열 모드 빔 발진기가 결맞은 상태로 발진할 수 있을 것이라는 아이디어의 시발점이다 [46]. 이 조건에 대한 두 개의 모드 빔 사이의 결합 효과에 관한 간단한 모드 결합 방정식은 알려진 것이 없어서 이 절에서 이득에 의해 유도된 두 개의 모드 빔 사이의 결합 효과에 관한 모드 결합 방정식을 유도하였다.

그림 8은 이득에 의해 유도된 두 모드 빔의 전파 특성을 나타낸다.

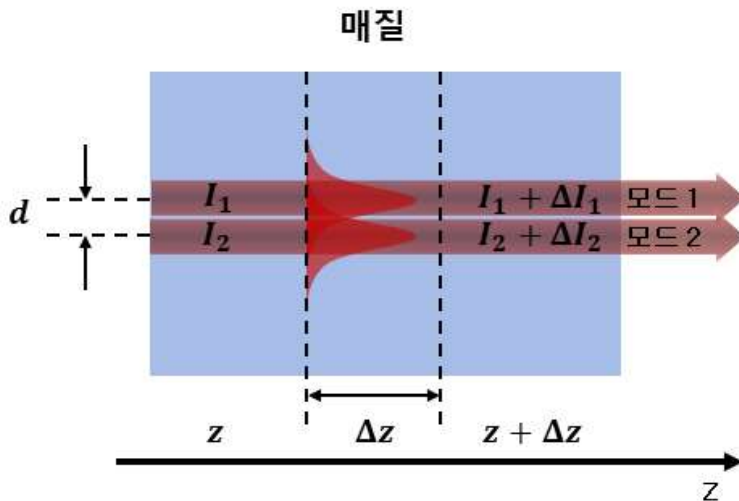


그림 8. 이득에 의해 유도된 두 모드 빔의 전파 특성.

여기서,  $d$ 는 두 모드 빔 사이의 간격,  $I_1$ 과  $I_2$ 는  $z$ 점 에서 모드 1과 모드 2의 광

세기이다. 그림 8과 같이 모드 빔들이  $z$ 축 방향으로  $\Delta z$ 만큼 진행하였을 때,  $I_1$ 과  $I_2$ 는 매질의 이득에 의해 추가적인 광 세기 변화  $\Delta I_1$ 과  $\Delta I_2$ 가 발생한다. 이때,  $\Delta I_1$ 과  $\Delta I_2$ 는 각 모드  $I_1$ 과  $I_2$ 의 증폭에 의한 증가와 각 모드 빔 전파 영역으로 침범한 이웃한 모드 필드의 증폭에 의한 증가 합으로 표현될 수 있다. 즉,  $\Delta I_1$ 과  $\Delta I_2$ 은 식 (9)와 식 (10)과 같이 나타낼 수 있다 [47].

$$\Delta I_1 = g_0 I_1 \Delta z + g_0 \beta I_2 \Delta z \quad (9)$$

$$\Delta I_2 = g_0 I_2 \Delta z + g_0 \beta I_1 \Delta z \quad (10)$$

여기서,  $g_0$ 는 소 신호 이득 계수,  $\beta$ 는  $I_1$ 과  $I_2$ 에 영향을 준 정도를 나타내는 결합 계수이다. 식 (9)와 식 (10)을 유도하기 위해 Q-스위칭을 하기 위한 문턱 조건이라고 가정하였기 때문에 비선형 이득 계수 효과와 Q-스위칭 소자의 비선형 투과 특성은 무시하였다. 모드 빔은 가우스 분포라고 가정하면,  $I_1$ 과  $I_2$ 에 영향을 준 정도를 나타내는  $\beta$ 는 식 (11)과 같이 가우스 함수 형태로 나타낼 수 있다.

$$\beta = e^{-2 \frac{d^2}{\omega^2}} \quad (11)$$

여기서,  $\omega$ 는 모드 빔의 반경이다. 식 (9)와 식 (10)에서  $\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \Delta I_{1,2} / \Delta z$ 이면 식 (12)와 식 (13)과 같은 미분 방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{dI_1}{dz} = g_0 I_1 + g_0 \beta I_2 \quad (12)$$

$$\frac{dI_2}{dz} = g_0 I_2 + g_0 \beta I_1 \quad (13)$$

식 (12)와 식 (13)의 미분 방정식의 해는 식 (14)와 식 (15)와 같이 구해진다.

$$I_1(z) = e^{g_0 z} [I_{01} \cosh(g_0 \beta z) + I_{02} \sinh(g_0 \beta z)] \quad (14)$$

$$I_2(z) = e^{g_0 z} [I_{01} \sinh(g_0 \beta z) + I_{02} \cosh(g_0 \beta z)] \quad (15)$$

여기서,  $I_{01}$ 과  $I_{02}$ 는 처음 레이저가 발진할 때, 씨드 역할을 하는 노이즈 신호 세기라고 할 수 있다. 즉,  $I_{01}$ ,  $I_{02}$ 는  $z=0$ 에서 각각 모드 1, 모드 2의 초기 씨드 빔의 광 세기를 나타낸다. 미분 방정식의 해를 보면, 각각의 광 세기는 하이퍼볼릭 사인 함수와 하이퍼볼릭 코사인 함수의 합의 형태로 주어진다.  $I_{01}$ 과  $I_{02}$ 가 노이즈 신호

세기라고 한다면  $I_{01}$ 과  $I_{02}$ 는 식 (16)과 식 (17)과 같이 두 가지 성분으로 분해할 수 있다.

$$I_{01} = I_{01, noise} + \beta' I_{02, noise} \quad (16)$$

$$I_{02} = I_{02, noise} + \beta' I_{01, noise} \quad (17)$$

여기서,  $I_{01, noise}$ 는 모드 1 영역의 이득에 의한 초기 노이즈,  $I_{02, noise}$ 는 모드 2 영역의 이득에 의한 초기 노이즈,  $\beta'$ 는 서로 상대 모드에 영향을 줄 수 있는 노이즈 간 결합 계수이다. 즉,  $I_{01}$ 는  $z=0$ 에서 모드 1 영역의 이득에 의한 초기 노이즈 세기와 이웃한 모드 2 영역의 이득에 의한 초기 노이즈가 모드 1 영역으로 결합된 노이즈 세기의 합으로 구성되었다고 가정하였다. 또한,  $I_{02}$ 는  $z=0$ 에서 모드 2 영역의 이득에 의한 초기 노이즈 세기와 이웃한 모드 1 영역의 이득에 의한 초기 노이즈가 모드 2 영역으로 결합된 노이즈 세기의 합으로 구성되었다고 가정하였다. 수학적 모델링을 보다 더 간단히 하기 위해서  $z=0$ 에서 모드 1 영역의 이득에 의한 초기 노이즈 세기가 레이저 발진을 위한 문턱 조건을 충족한다고 가정하고, 모드 2 영역의 이득에 의한 초기 노이즈 세기는 0이라고 가정하였다. 즉,  $I_{01, noise}$ 와  $I_{02, noise}$ 은 식 (18)과 식 (19)와 같다고 가정하였다.

$$I_{01, noise} = I_{01, th} \quad (18)$$

$$I_{02, noise} = 0 \quad (19)$$

여기서,  $I_{01, th}$ 는 레이저 발진을 위한 문턱 조건에서의 광 세기이다. 문턱 조건에서 발진한 모드 1이 가우스 분포라고 가정하면,  $\beta'$ 은 앞서 정의한  $\beta$ 와 같은 가우스 함수로 표현될 수 있다.  $\beta'$ 을 식 (20)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\beta' = \beta = e^{-2\frac{d^2}{\omega^2}} \quad (20)$$

식 (18)과 식 (19)와 식 (20)을 식 (16)과 식 (17)에 각각 대입하면,  $I_{01}$ 과  $I_{02}$ 는 식 (21)과 식 (22)와 같다.

$$I_{01} = I_{01, th} \quad (21)$$

$$I_{02} = \beta I_{01, th} \quad (22)$$

따라서,  $z=0$ 에서 모드 1 영역의 이득에 의한 초기 노이즈 세기가 레이저 발진을

위한 문턱 조건을 충족한다고 가정하고, 모드 2 영역의 이득에 의한 초기 노이즈 세기는 0이라고 가정하면,  $I_1(z)$ 과  $I_2(z)$ 는 식 (23)과 식 (24)와 같다.

$$I_1(z) = e^{g_0 z} [I_{01,th} \cosh(g_0 \beta z) + \beta I_{01,th} \sinh(g_0 \beta z)] \quad (23)$$

$$I_2(z) = e^{g_0 z} [I_{01,th} \sinh(g_0 \beta z) + \beta I_{01,th} \cosh(g_0 \beta z)] \quad (24)$$

그림 9는 거리  $z$ 에 따라 변하는  $I_1(z)$ 과  $I_2(z)$  대한 그래프를 나타낸다.

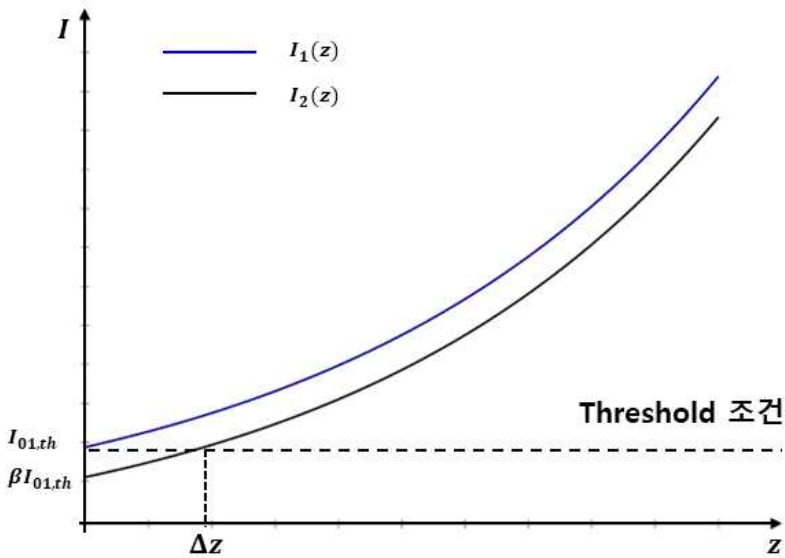


그림 9.  $z$ 에 따른  $I_1(z)$ 과  $I_2(z)$ .

$z=0$ 에서  $I_1$ 이 문턱 조건을 만족했다고 가정했기 때문에,  $I_2$ 도 Q-스위칭이 되기 위해서는  $I_1$ 과 같은 문턱 조건을 만족해야 된다. 따라서 모드 2의 문턱 조건  $I_2(\Delta z) = I_{01,th}$ 가 되기 위해서는  $\Delta z$  만큼의 증폭 거리가 필요하다. 이 증폭 거리  $\Delta z$ 는 모드 2 영역에서 Q-스위칭 펄스가 늦게 발생하는 원인이 된다. 모드 1과 모드 2의 Q-스위칭 펄스 간의 시간 지연  $\Delta t = \Delta z/c$ (광속)을 초래한다고 할 수 있다. 모드 2가 모드 1의 문턱 조건과 같을 때 식 (25)와 같은 방정식을 얻는다.

$$I_{01,th} = e^{g_0 z} [I_{01,th} \sinh(g_0 e^{-2\frac{d^2}{\omega_0^2} z}) + e^{-2\frac{d^2}{\omega_0^2} z} I_{01,th} \cosh(g_0 e^{-2\frac{d^2}{\omega_0^2} z})] \quad (25)$$

여기서  $\omega_0$ 는 실험에서 사용한 공진기의 모드 빔 반경을 나타낸다. 빔 반경은 공진기 길이와 레이저 매질의 열 렌즈 초점 거리의 함수이다. 빔 반경을 구하기 위해 실험에서 사용한 공진기 구조는 그림 10과 같다.

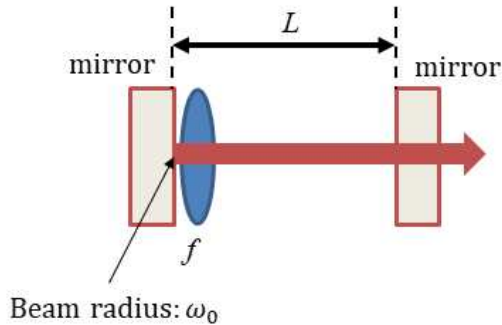


그림 10. 빔 반경을 구하기 위해 실험에서 사용한 공진기 구조.

여기서,  $L$ 은 공진기 길이, 레이저 매질은 열 렌즈 초점거리  $f$ 를 갖는 얇은 렌즈라고 가정했다. 따라서 실험에서 사용한 공진기의 모드 빔 반경  $\omega_0$ 는 식 (26)과 같다 [48].

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \left( \frac{f}{\sqrt{fL - L^2}} \right) \quad (26)$$

여기서,  $\lambda$ 는 모드 빔의 파장이다. 식 (26)을 식 (25)에 대입하여 정리하면, 식 (27)과 같다.

$$e^{-g_0 z} = \left[ \sinh \left( g_0 e^{-2 \frac{d^2 \pi \sqrt{fL - L^2}}{\lambda L f} z} \right) + e^{-2 \frac{d^2 \pi \sqrt{fL - L^2}}{\lambda L f} z} \cosh \left( g_0 e^{-2 \frac{d^2 \pi \sqrt{fL - L^2}}{\lambda L f} z} \right) \right] \quad (27)$$

식 (27)을 이용하여 계산한, 실험에서 사용한 공진기 길이와 두 모드 빔 사이의 간격에 따른 두 개의 모드 빔의 Q-스위칭 펄스 발생 시간 차이는 그림 11과 같다.

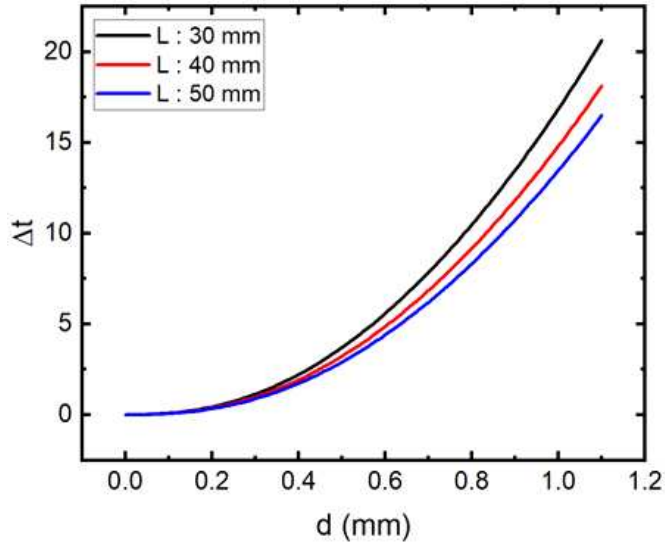


그림 11. 공진기 길이와 두 모드 빔 사이의 간격에 따른 두 모드 빔의 Q-스위칭 펄스 발생 시간 차이.

그림 11을 보면, 두 모드 빔 사이의 간격이 증가하면 두 모드의 펄스 발생 시간 차이가 증가함을 알 수 있다. 반면에 공진기 길이가 증가하면 펄스 발생 시간 차이가 감소하는 경향이 있다. 간단한 수학적 모델링을 통한 이 결과들은 3장의 실험 결과와 같은 경향을 보여주어 본 연구에서 유도한 결합 방정식이 실험 결과를 예측하는데 활용될 수 있다고 판단된다.

## 제 4절 광선 전달 행렬과 q-파라미터

### 4-1. 광선 전달 행렬

다양한 광학계를 통과하는 근축 광선의 전파는 다양한 광학계를 광선 전달 행렬인 ABCD 행렬로 표현하여 설명할 수 있다. 본 절에서는 광학계에서 근축 광선은 광축으로부터의 거리는  $x$ 로 광축에 대한 기울기는  $x'$ 으로 나타내었다. 그림 12는 광학계를 통과하는 광선 경로를 나타낸다. 식 (28)은 광학계를 ABCD 행렬로 나타내어 입사하는 면에서의 광선의 위치와 기울기를 통해 출사하는 면에서의 광선의 위치와 기울기의 관계를 나타낸 식이다.

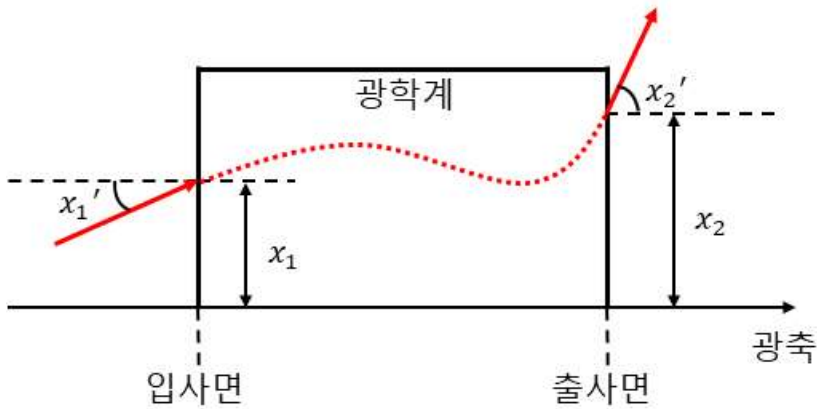


그림 12. 광학계를 통과하는 광선 경로.

$$\begin{vmatrix} x_2 \\ x_2' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x_1 \\ x_1' \end{vmatrix} \quad (28)$$

여기서,  $x_1$ 은 입사하는 면에서의 광선의 위치,  $x_1'$ 은 입사하는 면에서의 광선의 기울기,  $x_2$ 는 출사하는 면에서의 광선의 위치,  $x_2'$ 은 출사하는 면에서의 광선의 기울기이다. 광선 경로는 광선이 통과하는 광학계의 광학적 특성과 입사하는 면에서의 광선의 위치  $x_1$ 과 기울기  $x_1'$ 에 따라 달라진다. 광학계를 통과한 이후, 출사하는 면에서의  $x_2$ 와 기울기  $x_2'$ 는 식 (28)과 같이 광학계를 나타내는 ABCD 행렬과 입사하는 면에서의 광선의 위치  $x_1$ 과 기울기  $x_1'$ 를 행렬 곱한 값으로 표현할 수 있다.

일반적인 6가지 광학계에 대한 ABCD 행렬은 표 1에 나와 있다.

표 1. 일반적인 6가지 광학계의 광선 전달 행렬 [49].

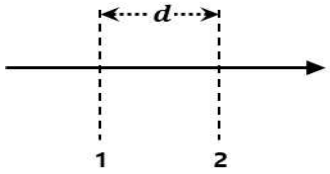
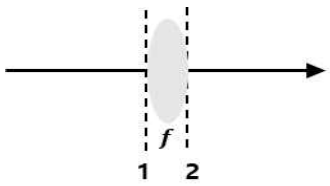
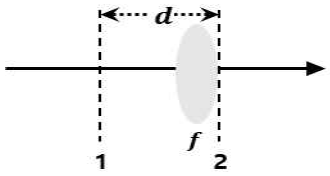
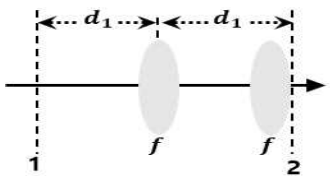
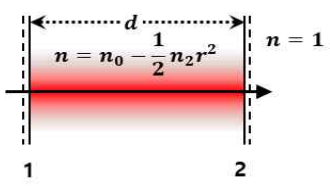
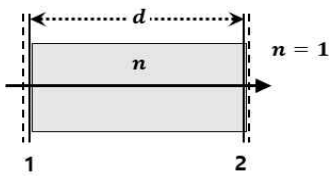
No	광학계	광선 전달 행렬
1		$\begin{vmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$
2		$\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{vmatrix}$
3		$\begin{vmatrix} 1 & d \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d}{f} \end{vmatrix}$
4		$\begin{vmatrix} 1 - \frac{d_2}{f_1} & d_1 + d_2 - \frac{d_1 d_2}{f_1} \\ -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{d_2}{f_1 f_2} & 1 - \frac{d_1}{f_1} - \frac{d_2}{f_2} - \frac{d_1}{f_2} + \frac{d_1 d_2}{f_1 f_2} \end{vmatrix}$
5		$\begin{vmatrix} \cos(d\sqrt{\frac{n_2}{n_0}}) & \frac{1}{\sqrt{n_0 n_2}} \sin(d\sqrt{\frac{n_2}{n_0}}) \\ -\sqrt{n_0 n_2} \sin(d\sqrt{\frac{n_2}{n_0}}) & \cos(d\sqrt{\frac{n_2}{n_0}}) \end{vmatrix}$
6		$\begin{vmatrix} 1 & d \\ 0 & n \end{vmatrix}$



표 1에서 1번 행렬은 광선이 거리  $d$ 를 진행하는 광선 전달 행렬, 2번은 광선이 초점 거리  $f$ 인 얇은 렌즈를 통과하는 광선 전달 행렬, 3번은 거리  $d$ 를 진행한 이후 초점 거리  $f$ 인 얇은 렌즈를 통과하는 광선 전달 행렬, 4번은 3번의 구조를 2번 통과하는 광선 전달 행렬이다. 5번은 광선이 광축으로부터 거리  $r$ 일 때, 굴절률이  $n = n_0 - n_2 r^2/2$ 로 주어지는 매질을 거리  $d$ 만큼 통과하는 광선 전달 행렬을 나타낸다. 여기서,  $n_0$ 는 매질 중심부의 굴절률,  $n_2$ 는 매질의 가장자리의 굴절률이다. 6번은 광선이 굴절률이  $n$ 이고, 두께가  $d$ 인 유전체 매질을 통과하는 광선 전달 행렬이다. 광선 전달 행렬을 이용하여 임의의 광학계를 통과하는 레이저 빔의 특성(파면의 곡률 반경, 빔의 직경)을 구할 수 있다.

## 4.2. q-파라미터와 ABCD 법칙을 이용한 빔 크기 계산

복소 빔 매개변수인 q-파라미터는 광축인 z 축을 따라 진행되는 가우시안 빔의 특성을 나타내는 복소수이다. q-파라미터는 식 (29)와 같다 [50].

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi W^2(z)} \quad (29)$$

여기서, R은 파면의 곡률 반경, W는 빔의 반경, λ는 빔의 파장을 나타낸다. 그림 13는 가우시안 빔이 ABCD 행렬로 표현할 수 있는 임의의 광학계를 통과하는 것을 나타낸다.

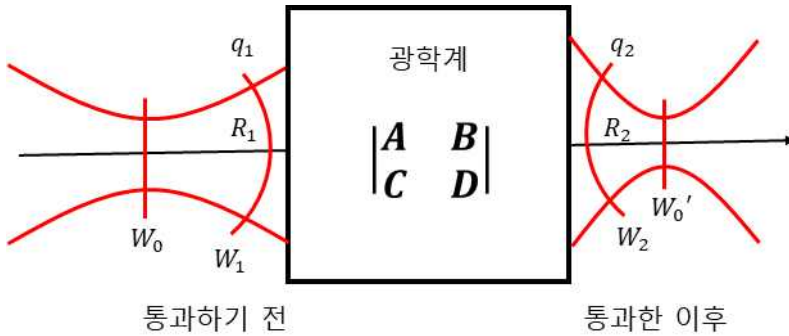


그림 13. ABCD 행렬로 표현할 수 있는 임의의 광학계를 통과한 가우시안 빔.

여기서,  $W_0$ 은 광학계를 통과하기 전의 가우시안 빔의 허리에서의 반경,  $W_1$ 은 광학계를 통과하기 전의 가우시안 빔의 반경,  $R_1$ 은 광학계를 통과하기 전의 가우시안 빔의 파면의 곡률 반경,  $W_0'$ 은 광학계를 통과한 이후의 가우시안 빔의 허리에서의 반경,  $W_2$ 는 광학계를 통과한 이후의 가우시안 빔의 반경,  $R_2$ 는 광학계를 통과한 이후의 가우시안 빔의 파면의 곡률 반경이다.  $q_1$ 은 광학계를 통과하기 전의 q-파라미터이고,  $q_2$ 는 광학계를 통과한 이후의 q-파라미터이다.  $q_1$ 과  $q_2$ 는 ABCD 법칙을 이용하여 식 (30)과 같이 표현된다.

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \text{ or } \frac{1}{q_2} = \frac{Cq_1 + D}{Aq_1 + B} \quad (30)$$

q-파라미터의 실수부는 파면의 곡률 반경을 포함하고 있고, 허수부는 빔의 반경을 포함하고 있다. 가우시안 빔의 허리에서 파면은 평면이다. 빔의 허리 부분에서의

$q_1$ 은 식 (31)로 표현한다.

$$\frac{1}{q_1} = -j \frac{\lambda}{\pi W_0^2} \quad (31)$$

여기서,  $\lambda$ 는 빔의 파장이다. 식 (31)을 식 (30)에 대입하여 정리하면, 식 (32)와 같다.

$$\frac{1}{q_2} = \frac{AC \frac{\pi^2 W_0^4}{\lambda^2} + BD}{A^2 \frac{\pi^2 W_0^4}{\lambda^2} + B^2} - j \frac{(AD - BC) \frac{\pi W_0^2}{\lambda}}{A^2 \frac{\pi^2 W_0^4}{\lambda^2} + B^2} \quad (32)$$

$q_2$ 는 식 (33)과 같이 표현할 수 있다.

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{R} - j \frac{\lambda}{\pi W'^2} \quad (33)$$

식 (32)와 식 (33)의 허수부를 이용하여, 광학계를 통과한 이후의 빔 크기는 식 (34)와 같이 정리할 수 있다.

$$W' = W_0 \sqrt{\left( A^2 + B^2 \left( \frac{\lambda}{\pi W_0^2} \right)^2 \right) \div (AD - BC)} \quad (34)$$

이상적인 가우시안 빔일 때, 임의의 광학계를 통과한 후의 빔 반경은 식 (34)를 따른다. 하지만, 실제 빔이 이상적인 가우시안 빔이 아닌 멀티모드 빔인 경우, 레이저 빔질  $M^2$ 을 고려해야 한다. 빔질  $M^2$ 은 식 (35)와 같이 표현한다.

$$M^2 = \frac{\pi \theta d_0}{4\lambda} \quad (35)$$

여기서,  $d_0$ 는 빔 직경,  $\theta$ 는 발산각이다. 레이저 빔질  $M^2$ 은  $d_0$ 와  $\theta$ 에 비례한다. 그림 14는 이상적인 가우시안 빔과 멀티모드 빔의 관계를 나타낸다.

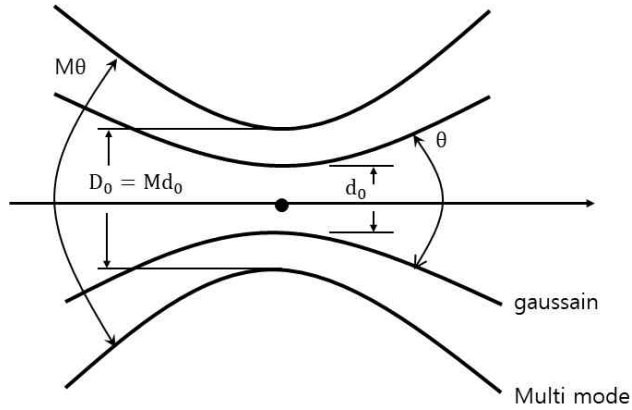


그림 14. 이상적인 가우시안 빔과 멀티모드 빔의 관계.

그림 14와 같이 멀티모드 빔의 직경  $D_0$ 는 이상적인 가우시안 빔의 직경  $d_0$ 에 빔질  $M$  값을 곱해준 값이다. 따라서, 멀티모드 빔의 반경은 식 (36)과 같다.

$$W_{real} = MW' \quad (36)$$

이를 통해 레이저 매질에 집속되는 펄스 빔의 반경을 구할 수 있다.

## 제3장 실험 및 결과

### 제1절 펌프 광원 출력 특성 조사

Yb:YAG를 펌핑하기 위해 펌프 광원은 BWT 사의 30 W급 LD와 LSTECH 사의 빔 스플리터를 이용해 균일한 두 개의 빔으로 분할하여 사용하였다. LD와 연결된 빔 스플리터의 광섬유의 코어 직경은 105  $\mu\text{m}$ , 개구수 NA는 0.22이다. 측정된 빔질  $M^2$ 은 23이다. 펌프 광원의 파장은 Yb:YAG의 흡수 파장인 940 nm이다. 그림 15는 빔 스플리터 모식도와 출력 특성을 나타낸다.

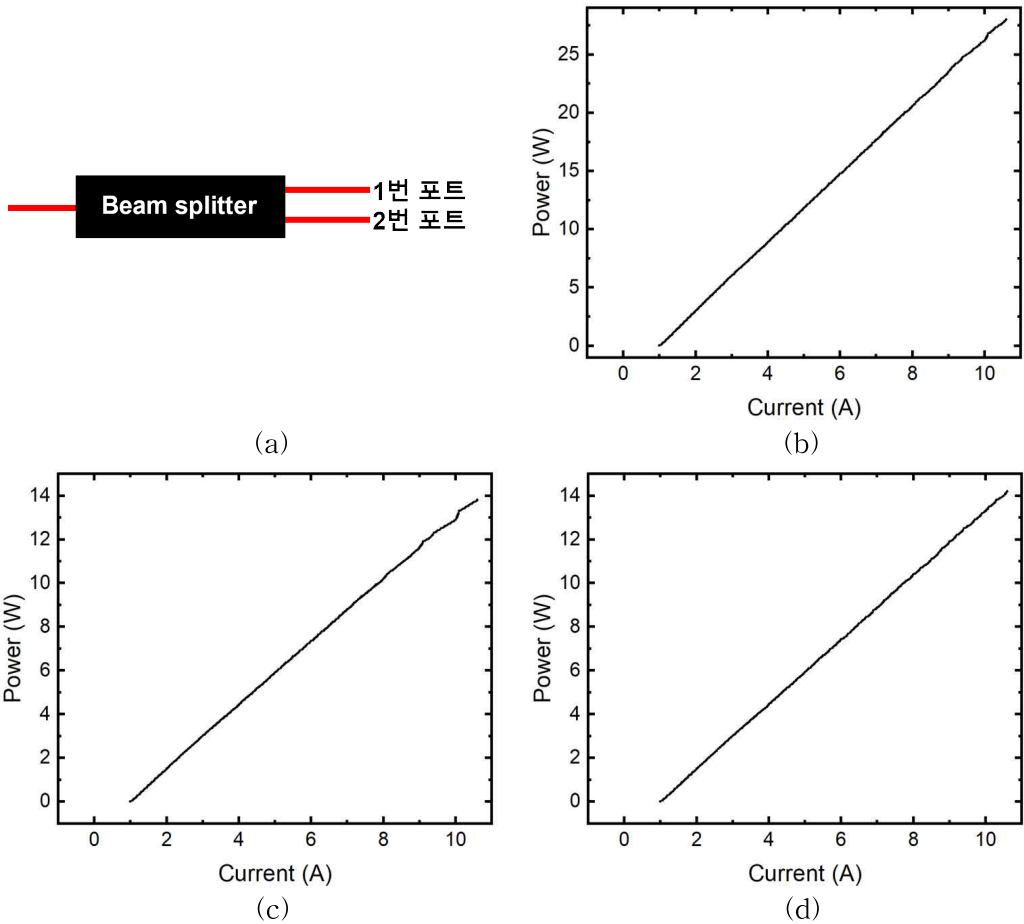


그림 15. 빔 스플리터 모식도 및 출력 특성.

- (a) 빔 스플리터 모식도,
- (b) 빔 스플리터에 입사하는 LD 광원의 입력 전류에 따른 출력,
- (c) 1번 포트에서의 LD 입력 전류에 따른 출력,
- (d) 2번 포트에서의 LD 입력 전류에 따른 출력.

빔 스플리터의 최대 출력은 입력 전류 10.6 A에서 1번 포트는 13.8 W, 2번 포트는 14.2 W이며, 총 28 W가 나온다. LD와 빔 스플리터에서 발생하는 열을 식혀주기 위해 수냉식 냉각기를 사용하였다. 펌프광의 펄스폭은 Yb:YAG의 형광수명과 같은 1 ms가 되도록 구동했고, 반복률은 30 Hz로 동작하도록 하였다.

### 1-1. 광선 전달 행렬을 이용한 펌프 빔 크기 계산

이득 매질인 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔의 크기에 따라 모드 빔의 크기가 정해지기 때문에 중요하다. 펌프 빔의 크기를 적절하게 조절함으로써 모드 결합 조건이 되도록 하고 동시에 낮은 발진 문턱에서 Q-스위칭 펄스가 발생하도록 설정할 수 있다. 그림 16은 LD와 빔 스플리터에 연결된 광섬유에서 나오는 두 빔이 두 개의 렌즈에 의해 Yb:YAG 집속되는 것을 보여준다.

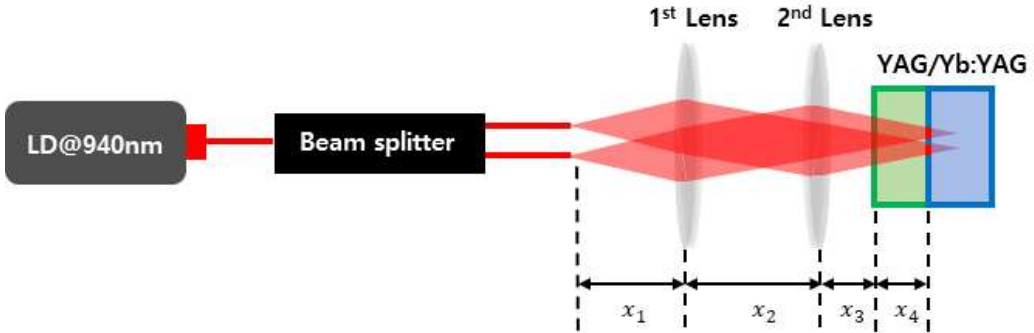


그림 16. 렌즈에 의해 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔 크기.

ABCD 광선 전달 행렬을 이용하면 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔의 크기를 알 수 있다. 여기서,  $x_1$ 는 첫 번째 렌즈와 광섬유 코어 사이의 거리,  $x_2$ 는 렌즈 사이의 거리,  $x_3$ 는 두 번째 렌즈와 순수한 YAG 사이의 거리,  $x_4$ 는 순수한 YAG의 길이이다. 식 (37)은 광섬유 코어에서 시작하여 Yb:YAG에 좌측 끝 면까지의 ABCD 광선 전달 행렬이다.

$$\text{Matrix} = \begin{bmatrix} 1 & x_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & x_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & x_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & x_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (37)$$

여기서,  $f_1$ 는 첫 번째 렌즈의 초점 거리,  $f_2$ 는 두 번째 렌즈의 초점 거리이다. 식 (38)는 LD에서 나온 펌프 빔은 Top-hat의 모드 형태를 가지고 있고 빔의 크기는 코어의 직경과 같다. LD의 빔질이  $M_p^2$  이라고 하면 LD 광원의 전파 특성을 해석하기 위해 식 (38)과 같은 빔 반경  $W_0$ 를 갖는 가우시안 빔이 LD에 pigtail된 광섬유에서 발산되어 공기 중으로 전파한다고 가정하였다. 최종적으로 전파한 빔의 크기

는 가우시안 빔의 전파 특성으로 얻은 최종 가우시안 빔 반경에  $\sqrt{M_P^2}$  를 곱함으로써 얻을 수 있다.

$$W_0 = \frac{a}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{M_P^2}} \quad (38)$$

여기서,  $a$ 는 코어 직경,  $M_P^2$ 는 광섬유에 나오는 펌프 빔질이다. 식 (39)는 Yb:YAG 에 집속되는 펌프 빔의 반경을 나타낸다.

$$W_{real} = W_0 \sqrt{\left( A^2 + B^2 \left( \frac{\lambda}{\pi W_0^2} \right)^2 \right) \div (AD - BC)} \times \sqrt{M_P^2} \quad (39)$$

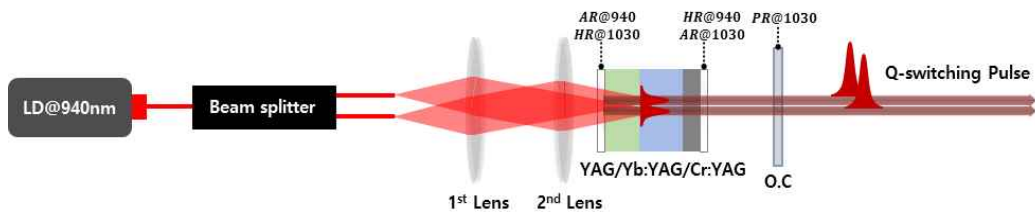
이상적인 가우시안 빔이라고 가정하여 계산한 후, 빔질을 곱해주어 실제 멀티모드 인 펌프 빔 반경을 구한 결과, 펌프 빔의 반경은 0.786 mm이다.



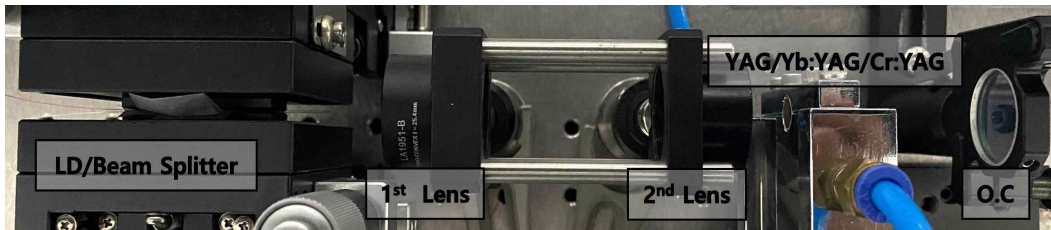
## 제2절 공간적 결맞은 Q-스위칭 펄스 발생

### 2-1. 단일 Yb:YAG 레이저 공진기에서 1×2 배열 분포를 갖은 Q-스위칭 레이저 설계

두 개의 빔을 일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 매질에 집속하여 두 개의 공간적 결맞은 Q-스위칭 펄스를 발진하기 위해 레이저 공진기는 그림 17과 같이 구성하였다.



(a)



(b)

그림 17. 일체형 매질 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG를 이용하여 두 개의 공간적 결맞은 Q-스위칭 펄스를 발진하기 위한 레이저 공진기.

(a) 구성도, (b) 실험 사진.

하나의 펌프 빔을 동일한 세기를 가진 두 개의 펌프 빔으로 구현하기 위해 50:50 비율로 나눠주는 빔 스플리터를 사용하였고, 두 개의 레이저 빔이 평행하게 진행하도록 하기 위해 두 개의 렌즈를 이용하여 텔레센트릭 구조로 배치했다.

레이저 펌핑 구조는 고차 횡 모드를 줄이기 위해 중 펌핑을 사용하였고, LD는 최대 출력이 30 W, 파장은 940 nm이고, LD 펌프 펄스 폭은 1 ms, LD의 반복률은 30 Hz로 고정하였다. LD에 연결된 광섬유 코어 직경은 105  $\mu\text{m}$ , 개구수 NA는 0.22이다. 첫 번째 렌즈의 초점 거리는 25.4 mm, 두 번째 렌즈의 초점 거리는 25.4

mm로 두 개의 펄프 빔 크기는 0.786 mm이다. 이득 매질로써 4 mm의 길이인 Yb:YAG 5 at.% 도핑율을 가진 레이저 크리스탈을 사용하였다. 매질의 열을 외부로 잘 전달하기 위해 Yb:YAG 좌측에는 열전도도가 14 W/m·K로 공기보다 열전도도가 약 560배 더 높은 YAG를 용착시켰다. YAG에서 두 번째 렌즈와 마주한 면에는 940 nm에 대해서 무반사(AR)로 코팅, 1030 nm에 대해서 고반사(HR)로 코팅되어있다. Yb:YAG 우측에는 Q-스위칭 펄스를 발진시키기 위해 초기 투과율 70%인 포화 흡수체 Cr:YAG를 용착시켰다. Cr:YAG에서 출력 거울과 마주한 면에는 940 nm에 대해서 고반사(HR)로 코팅, 1030 nm에 대해서 무반사(AR)로 코팅이 되어있다. 이로 인해 단일 패스할 때, Yb:YAG가 흡수하지 못한 940 nm에 대한 잔여 펄프 광을 한 번 더 반사하여 흡수할 수 있게 된다. 이와 같이 설계된 공진기를 이용하여, 두 개의 Q-스위칭 펄스 간의 결맞음성을 확인하기 위해 모드 빔 사이의 거리에 따른 빔 분포도를 조사하였고, 출력 거울(O.C)의 반사율과 공진기 길이, 두 모드 빔 사이의 간격을 조절하여 두 모드 빔의 펄스 간의 시간 간격을 조사하였다.

## 2-2. 결맞은 1×2 배열 분포를 갖은 Q-스위칭 레이저 출력 빔 단면 강도 분포 분석

이 실험은 두 모드 빔 사이의 간격을 조절하면서 출력된 빔의 분포도 변화를 조사하는 실험이다. 공진기 길이 50 mm, O.C의 반사율 60%일 때 조사하였고, 두 모드 빔 사이의 간격을 조절하여 조사하였다. 그림 18은 실험 구성도이다.

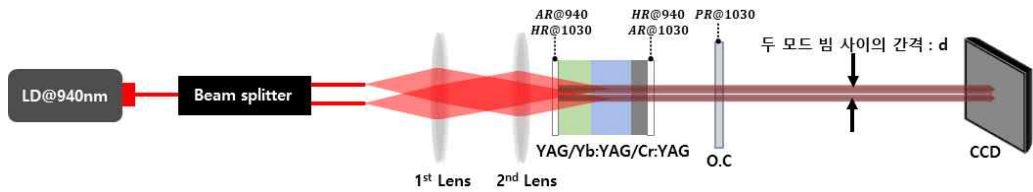
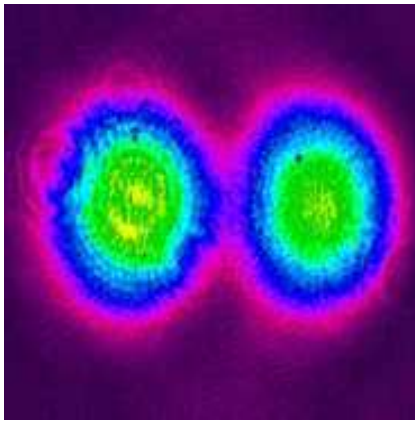
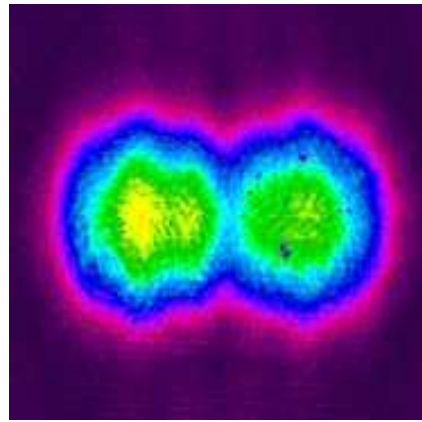


그림 18. 두 모드 빔 사이의 간격에 따른 빔 분포도 조사를 위한 실험 구성도.

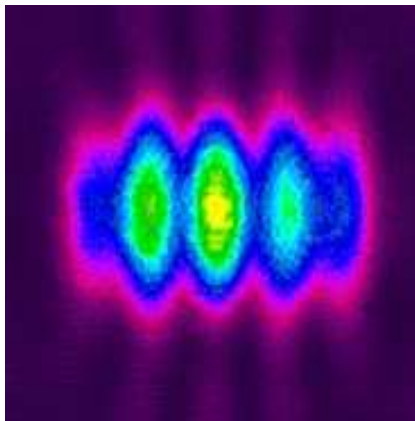
두 모드 빔 사이의 간격  $d$ 의 변화에 대한 모드 빔의 분포를 분석하기 위해 먼저  $d$ 를 측정하였다.  $d$ 는 출력 거울(O.C)로부터 6 cm 떨어진 지점에서의 두 빔 사이의 간격이다. 두 모드 빔 사이의 간격  $d$ 에 따라 빔 분포를 CCD 카메라를 이용하여 조사하였고, 두 모드 빔 사이의 간격에 따른 출력 빔의 분포도는 그림 19와 같다. 빔 분포도를 보면 간섭무늬가 나타나는 것을 알 수 있다. 간섭무늬 간격은 두 모드 빔 사이의 간격이 줄어들수록 간섭무늬 간격이 넓어지는 것을 확인할 수 있다. 이 간섭무늬 결과로부터 두 개의 모드 빔이 서로 결맞은 특성이 있다는 것을 알 수 있다.



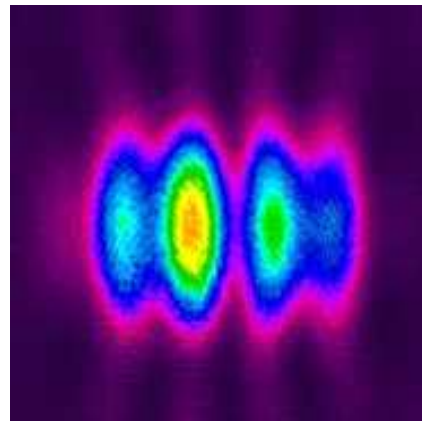
(a)



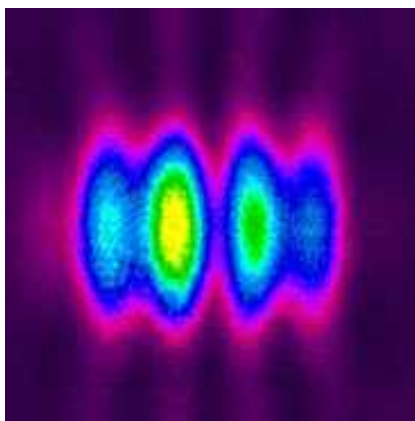
(b)



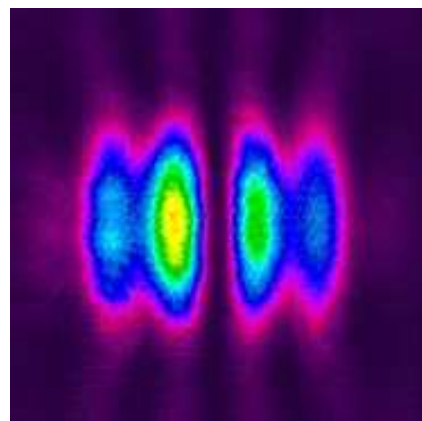
(c)



(d)



(e)



(f)

그림 19. 두 모드 빔 사이의 간격에 따른 출력 빔 분포도.

(a)  $d$ 가 0.74 mm 일 때, (b)  $d$ 가 0.64 mm 일 때, (c)  $d$ 가 0.54 mm 일 때,  
 (d)  $d$ 가 0.44 mm 일 때, (e)  $d$ 가 0.34 mm 일 때, (f)  $d$ 가 0.24 mm 일 때.

균질한 레이저 매질 구조에서는 두 모드의 파면은 서로 평행한 상태로 나오기 때문에 간섭무늬가 관측될 수 없다. 간섭무늬 패턴이 생긴 원인은 매질 내에 펌프 빔 흡수 열에 의해 유도된 매질의 열 렌즈 효과가 모드 빔의 진행 방향에 발생한 위상 틸트 효과인 것으로 판단된다. 그림 20은 펌프 빔으로 인한 매질의 열 렌즈 효과로 인해 두 모드 빔의 파면들이 기울어진 상태로 공진하는 것을 나타낸다.

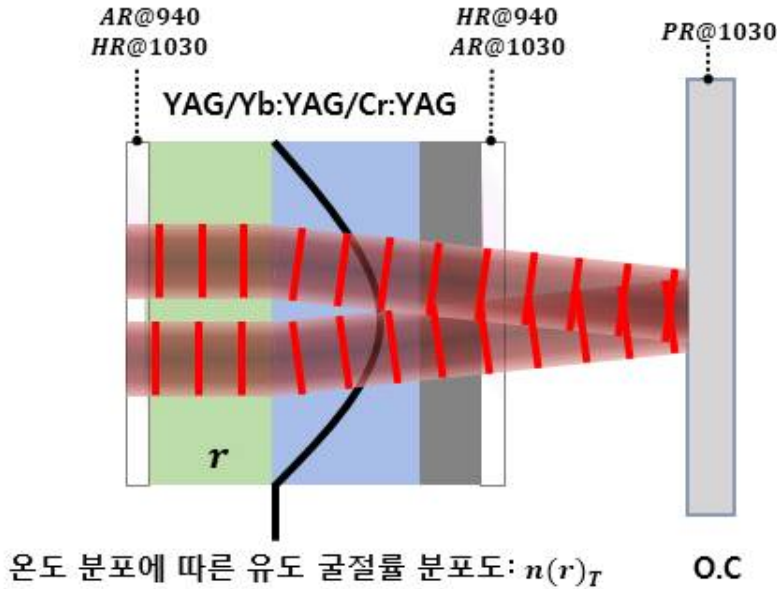
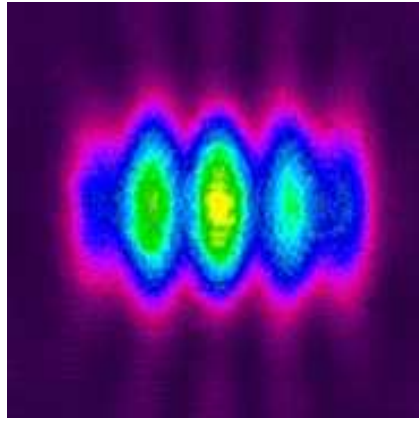
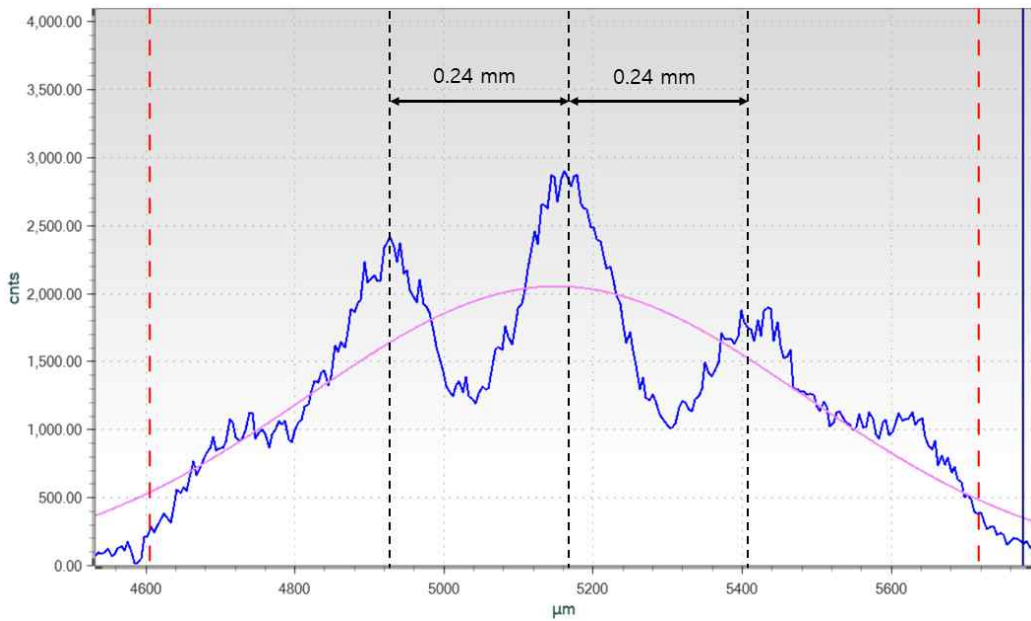


그림 20. 펌프 빔으로 인한 매질의 열 렌즈 효과.

그림 20과 같이 펌프 빔으로 인한 매질의 열 렌즈 효과로 인해 두 모드 빔의 파면들이 기울어진 상태로 발진되어 간섭무늬 패턴이 형성됐다고 예측할 수 있다. 공진기 이론에 의하면 이러한 기울어진 파면이 공진기 내부에서 형성될 수 없다. 그러나 아주 미세하게 기울어지면, 출력 효율이 떨어지면서 레이저 펄스가 발생할 수 있다. 두 모드 사이의 기울어진 정도를 확인하기 위해 간섭무늬 간격을 측정하였다. 그림 21은  $d$ 가 0.54 mm 일 때, 빔 분포도와 간섭무늬 간격을 측정하였다.



(a)



(b)

그림 21.  $d$ 가 0.54 mm 일 때, 빔 분포도 조사.

(a) 빔 분포도, (b) 간섭무늬 간격.

두 모드 빔 사이의 기울어진 정도를 확인하기 위해 간섭무늬 간격을 측정하였다.  $d$ 가 0.54 mm 일 때, 간섭무늬 간격은 0.24 mm이다. 그림 22는 기울어진 평행광 사이의 각도와 간섭무늬 간격을 나타낸다.

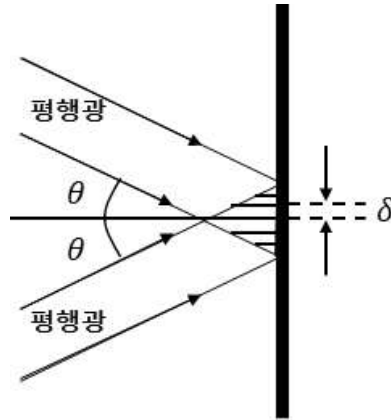


그림 22. 기울어진 평행광 사이의 각도와 간섭무늬 간격.

여기서,  $\theta$ 는 두 평행광이 이루는 각도,  $\delta$ 는 간섭무늬 간격이다. 간섭무늬 간격  $\delta$ 에 따른 두 평행광이 이루는 각도  $\theta$ 는 식 (26)과 같다.

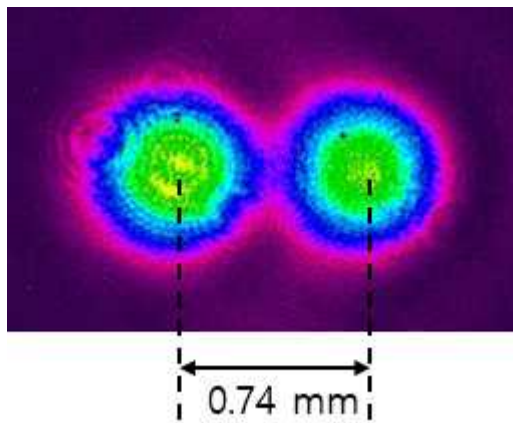
$$\theta = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{2\delta}\right) \quad (26)$$

여기서,  $\lambda$ 는 빔의 파장이다. 실험에서 나온 간섭무늬가 그림 22와 같은 경우라면, 간섭무늬 간격을 통해 두 빔이 이루는 각도를 구할 수 있다. 실험에서 모드 빔 간격 0.54 mm 일 때, 측정된 간섭무늬 간격 0.24 mm는 두 개의 모드 빔이 이루는 각도는 약 2.2 mrad이다. 2.2 mrad은 본 연구에서 사용한 50 mm 길이의 공진기 내부에서 펄스가 왕복할 때, 광학 거리를 고려하여 계산하면 약 0.2 mm 정도의 편이가 발생한 것으로 계산된다. 공진기 길이 50 mm 일 때의 펄스 폭은 약 2.5 ns로 광학 거리를 고려했을 때 펄스가 공진기를 6~7번 왕복할 수 있는 시간이다. 빔이 공진기를 6~7번 왕복하면 편이는 1.2~1.4 mm로 이루어진다. 편이 1.2~1.4 mm는 모드 빔의 직경인 1.5 mm보다 작아 Q-스위칭 펄스가 발생할 수 있는 것으로 판단된다.

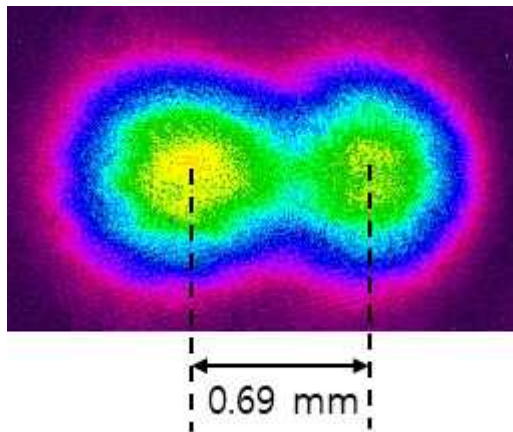
레이저 매질의 열 렌즈 효과에 의해 실제로 두 개의 모드 빔 전파 방향이 공진기 광축에 대해 기울어 있는지 확인하는 실험을 공진기 길이 50 mm에 대해 수행했다. 두 모드 빔이 간섭무늬 효과가 나타나면 모드 빔들의 중심점을 찾기 어려워 두 모드 빔 사이의 간섭이 일어나지 않는 두 모드 빔 간격에 대해 수행하였다. 펌프광 사이의 간격이 1.1 mm 일 때, 출력 거울로부터 6 cm 떨어진 지점에서 두 모드 빔 사이의 간격은 0.74 mm이었다. 그림 23 (a)는 두 모드 빔 사이의 간격이



0.74 mm인 지점에서서의 빔 분포도이다. 그림 23 (b)는 그림 23 (a) 측정 지점에서 CCD 카메라를 5 cm 이동 후 측정한 빔 분포도이다. 이 때, 두 모드 빔 사이의 간격이 0.69 mm였다. 두 모드 빔 사이의 간격에 대한 측정값의 차이는 0.05 mm였고, 두 모드 빔의 공진기 광축에 대한 기울기는 0.5 mrad에 해당한다. 앞서 간섭무늬 간격을 이용해 측정한 기울기는 2.2 mrad이었다. 두 측정값이 차이 나는 원인은 0.5 mrad 측정값은 언덕형 굴절률의 중심부에서 많이 벗어나 모드들이 발진되었기 때문인 것으로 판단된다. 이 실험을 통해 두 모드 빔이 레이저 출력 거울에서 전파되어 나올 때 서로 기울어져 있음을 확인할 수 있었다.



(a)



(b)

그림 23. 출력 거울로부터 6 cm, 11 cm 떨어진 지점에서의 빔 분포도.

- (a) 출력 거울로부터 6 cm 떨어진 지점에서의 빔 분포도,
- (b) 출력 거울로부터 11 cm 떨어진 지점에서의 빔 분포도.



앞서 측정된 간섭무늬의 원인이 불균질한 공간적 이득 분포에 의해 유도된 고차 모드로 인한 분포일 가능성이 있어 두 개의 모드 빔의 분리 실험을 수행하였다. 그림 24는 두 개의 모드 빔의 분리 실험 구성도이다.

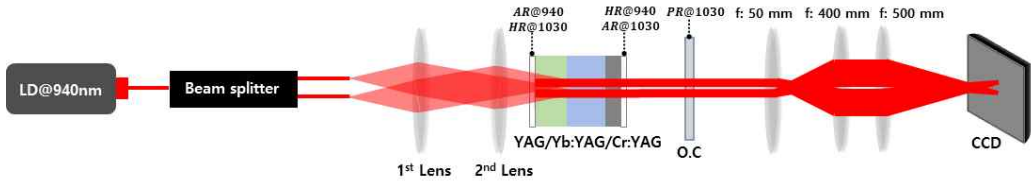


그림 24. 두 개의 모드 빔의 분리 실험 구성도.

분리 실험은 두 개의 모드 빔을 렌즈에 집속 시켜 CCD 카메라로 측정했다. 그 결과 렌즈의 초점 부근에서 두 개의 빔이 독립적으로 나오는 것을 확인하였다. 그림 25는 렌즈 초점 부근에서 측정된 두 개의 모드 빔 분포도이다.

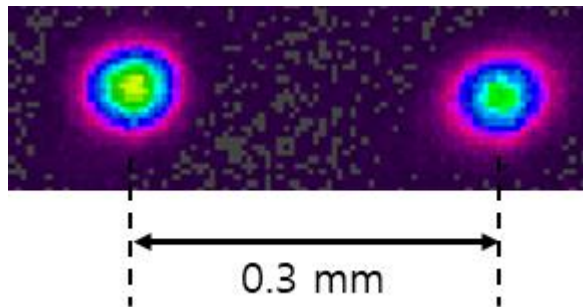


그림 25. 렌즈 초점 부근에서 측정된 두 개의 모드 빔 분포도.

측정 결과, 렌즈의 초점 부근에서 두 모드 빔의 간격이 0.3 mm로 완전히 분리됐다. 이를 통해 간섭무늬의 원인은 고차 모드 분포로 인한 패턴이 아닌 기울어진 두 모드 빔의 간섭무늬인 것을 확인하였다.

각각의 모드 빔의 빔질( $M^2$ )을 측정하기 위해 렌즈를 통해 두 개의 모드 빔을 분리시킨 이후 프리즘을 이용하여 서로 다른 방향으로 반사시켜 빔질을 측정하였다. 그림 26은 두 개의 모드 빔의 빔질 측정을 위한 실험 구성도이다.

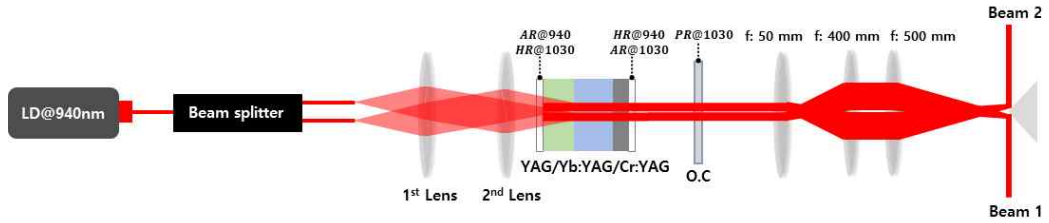
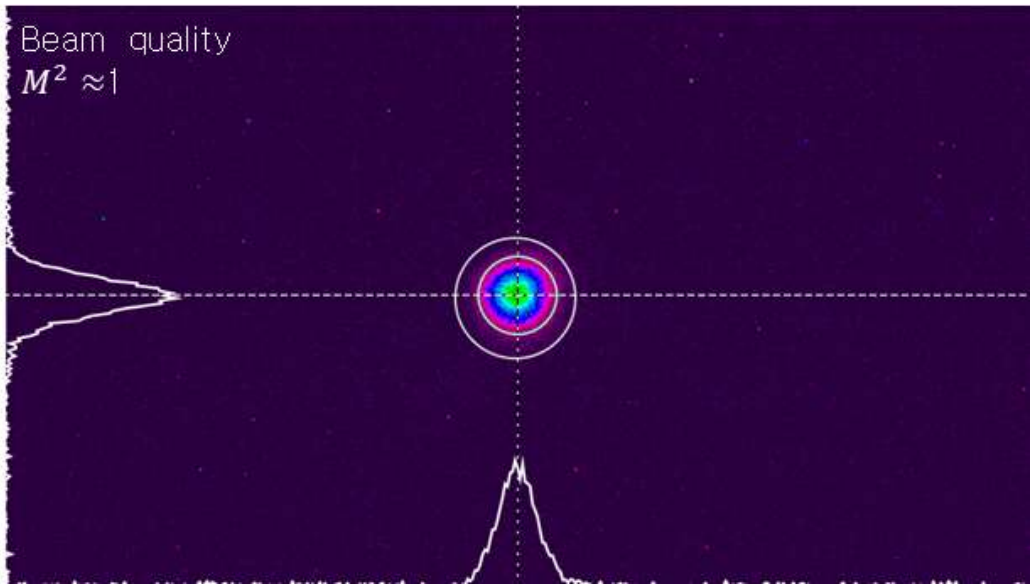


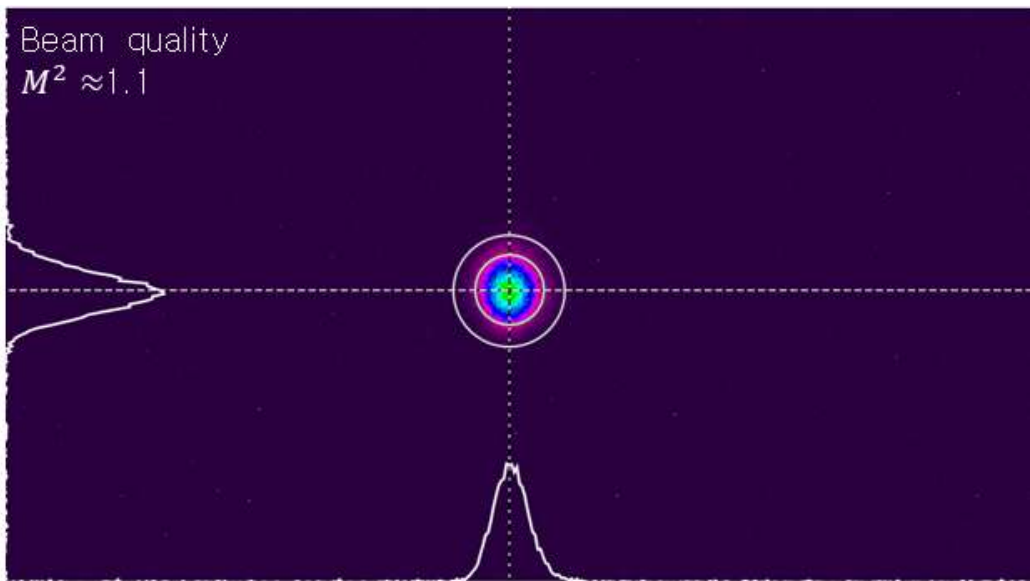
그림 26. 두 개의 모드 빔의 빔질 측정을 위한 실험 구성도.

프리즘을 통해 두 개의 모드 빔을 서로 다른 방향으로 반사시킨 이후, 분리된 모드 빔을 렌즈를 이용하여 집속하고, 빔의 허리로부터 일정한 거리에 따라 빔의 크기를 CCD 카메라를 이용하여 측정하였다.

일정한 거리에 따라 빔의 크기를 CCD 카메라로 측정하여 빔 발산각을 구하고, 렌즈의 초점 거리에서 빔 허리에서의 빔의 직경을 구하여  $M^2$ 을 구하였다. 그림 27은  $M^2$  측정 결과이다. 두 빔 모두 1에 가까운 값을 가졌다. 두 빔 모두 가우시안 빔에 가까운 것을 확인했다.



(a)



(b)

그림 27. 두 개의 모드 빔의 빔질( $M^2$ ) 결과.  
 (a) beam 1의 광 세기 공간 분포도 및  $M^2$  값,  
 (b) beam 2의 광 세기 공간 분포도 및  $M^2$  값.

### 2-3. 공진기 길이와 반사율, 빔 간격에 따른 펄스 분석

두 모드 빔 사이의 간격이 늘어남에 따라 펄스 간의 시간 간격을 측정하는 실험이다. 공진기 길이 30 mm, 공진기 길이 40 mm, 공진기 길이 50 mm 일 때, 두 모드 빔 사이의 간격에 따른 펄스 간의 시간 간격을 측정하였다. 그림 28은 O.C의 반사율 R과 두 모드 빔 사이의 간격  $d$ 에 따른 펄스 간의 시간 간격  $\Delta t$ 를 나타낸다.

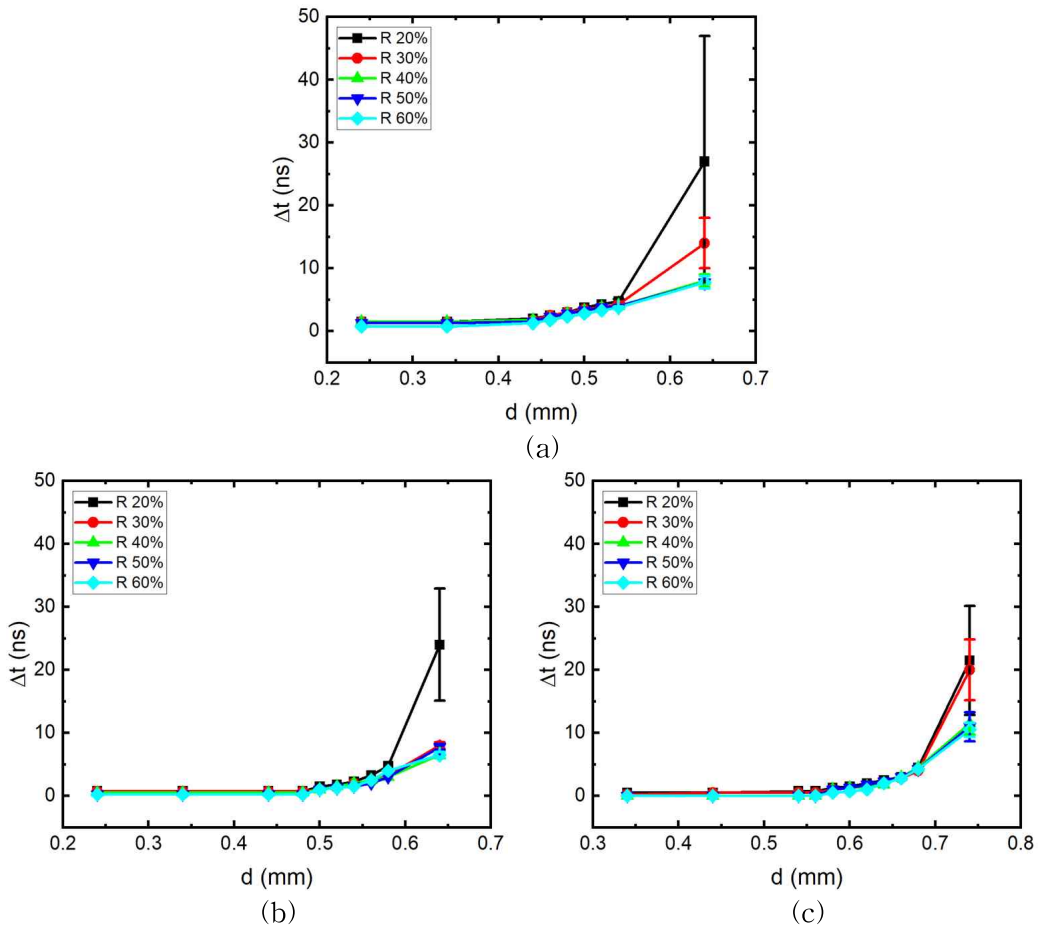
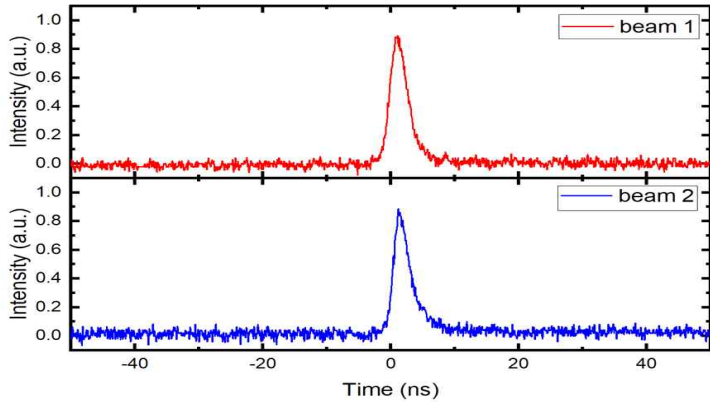


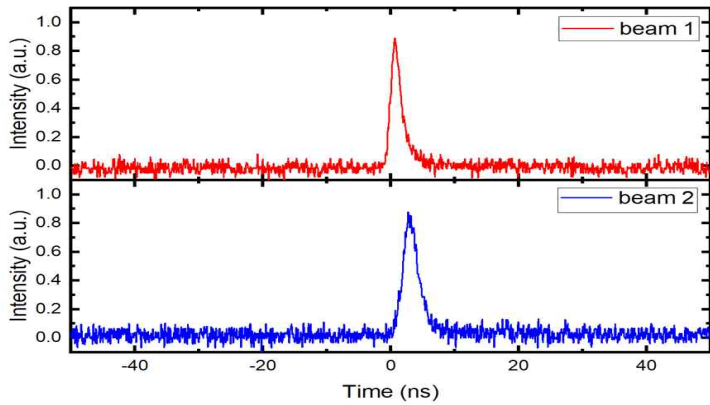
그림 28. O.C의 반사율 R과 두 모드 빔 사이의 간격  $d$ 에 따른 펄스 간의 시간 간격  $\Delta t$ .

- (a) 공진기 길이 30 mm 일 때, (b) 공진기 길이 40 mm 일 때,  
 (c) 공진기 길이 50 mm 일 때.

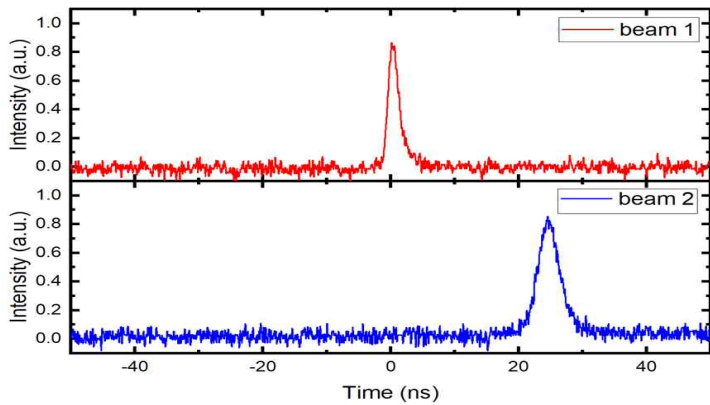
그림 28에서, 공진기 길이 30 mm 일 때는 두 빔 사이의 간격이 0.24 mm에서 0.44 mm까지 펄스 간의 시간 간격이 일정하고, 0.44 mm 이후 펄스 간의 시간 간격이 커지는 것을 확인하였다. 특히 두 모드 빔 사이의 간격이 0.64 mm이고, 반사율이 20%, 30%일 때, 펄스 간의 시간 간격이 다른 반사율의 펄스 간의 시간 간격보다 크고, 펄스 간의 시간 간격이 랜덤하게 발진하였다. 이는 공진기 길이 30 mm, 두 모드 빔 사이의 간격이 0.64 mm, 반사율 20~30%일 때, 모드 결합이 이루어지지 않고 서로 독립적인 빔을 발진했다고 할 수 있다. 길이 40 mm 일 때는 두 모드 빔의 간격이 0.24 mm에서 0.48 mm까지 펄스 간의 시간 간격이 일정하고, 0.48 mm 이후 펄스 간의 시간 간격이 커지는 것을 확인하였다. 특히 두 빔 사이의 간격이 0.64 mm이고, 반사율이 20%일 때, 펄스 간의 시간 간격이 다른 반사율의 펄스 간의 시간 간격보다 크고, 펄스 간의 시간 간격이 랜덤하게 발진하였다. 이는 공진기 길이 40 mm, 두 모드 빔 사이의 간격이 0.64 mm, 반사율 20%일 때, 모드 결합이 이루어지지 않고 서로 독립적인 빔을 발진했다고 할 수 있다. 공진기 길이 50 mm 일 때는 두 모드 빔 사이의 간격이 0.34 mm에서 0.56 mm까지 펄스 간의 시간 간격이 일정하고, 0.56 mm 이후 펄스 간의 시간 간격이 커지는 것을 확인하였다. 특히 두 빔 사이의 거리가 0.74 mm이고, 반사율이 20%, 30%일 때, 펄스 간의 시간 간격이 다른 반사율의 시간 간격보다 크고, 펄스 간의 시간 간격이 랜덤하게 발진하였다. 이는 공진기 길이 50 mm, 두 모드 빔 사이의 간격이 0.74 mm, 반사율 20~30%일 때, 모드 결합이 이루어지지 않고 서로 독립적인 빔을 발진했다고 할 수 있다. 사진 29는 오실로스코프로 측정한 두 모드 펄스 간의 시간 간격을 나타낸다.



(a)



(b)



(c)

그림 29. 오실로스코프로 측정한 두 모드 펄스 간의 시간 간격.  
 (a) 펄스 간의 시간 간격이 0일 때, (b) 펄스 간의 시간 간격이 약 2 ns 일 때,  
 (c) 펄스 간의 시간 간격이 약 24 ns 일 때.

공진기 길이와 모드 빔 사이의 간격에 따른 펄스 폭을 측정하였다. O.C의 반사율이 20%일 때, 공진기 길이와 두 모드 빔 사이의 간격에 따른 빔의 펄스 폭을 측정하였다. 그림 30은 O.C의 반사율이 20%, 공진기 길이 30 mm, 공진기 길이 40 mm, 공진기 길이 50 mm 일 때, 두 모드 빔 사이의 간격  $d$ 에 따른 펄스 폭을 나타낸다.

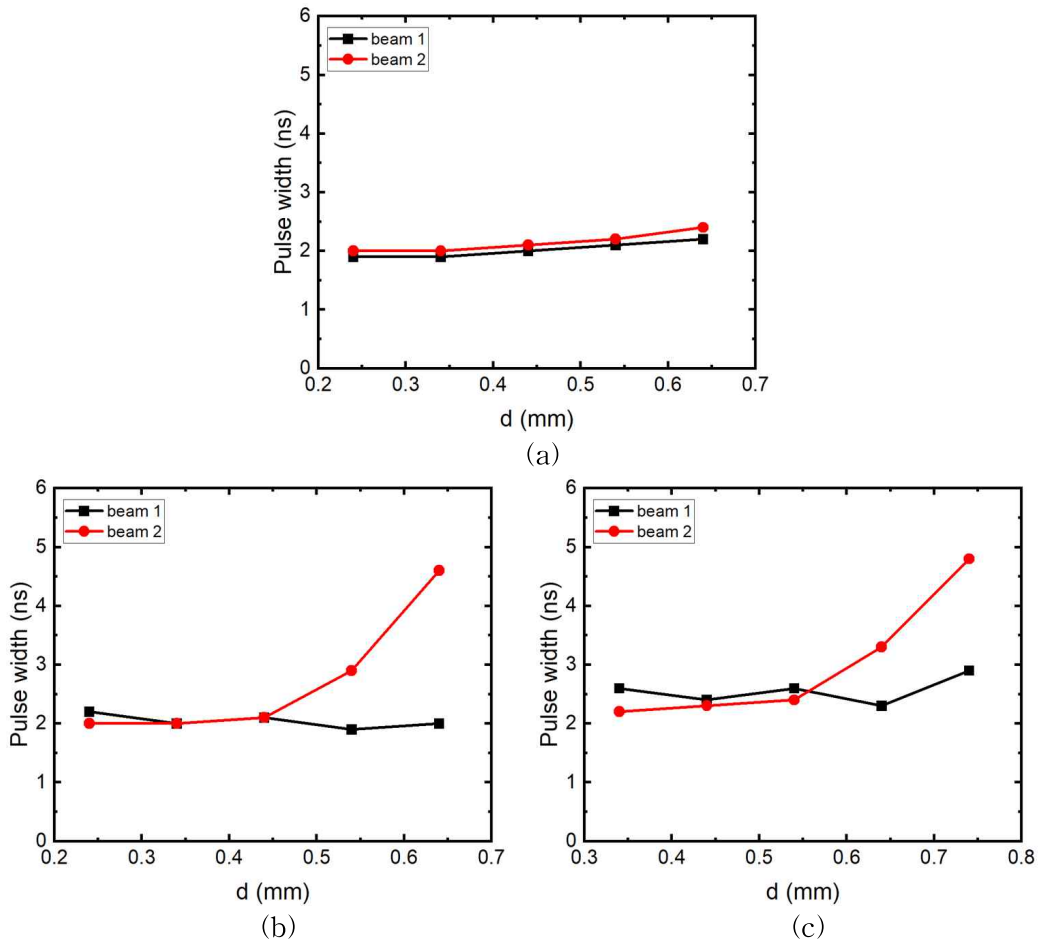


그림 30. 두 모드 빔 사이의 간격에 따른 각 모드 빔들의 펄스 폭 비교.

(a) 공진기 길이 30 mm 일 때, (b) 공진기 길이 40 mm 일 때,

(c) 공진기 길이 50 mm 일 때.

다음은 공진기 길이와 모드 빔 사이의 간격에 따른 펄스 폭을 측정한 결과이다. 반사율 20%일 때, 빔 간격에 따른 두 모드 빔의 펄스 폭을 측정하였다. beam 1의

펄스 폭은 약 2~3 ns, beam 2의 펄스 폭은 약 2~5 ns 정도이다. 공진기 30 mm에서는 두 모드 빔 사이의 간격에 따라 두 빔의 펄스 폭 차이가 거의 없었다. 공진기 40 mm에서는 두 모드 빔 사이의 간격이 0.24 mm~0.44 mm인 범위에서 두 빔의 펄스 폭 차이가 작았지만, 두 모드 빔 사이의 간격이 0.54 mm~0.64 mm인 범위에서 펄스 폭 차이가 커졌다. 공진기 50 mm에서 두 모드 빔 사이의 간격이 0.34 mm~0.54 mm인 범위에서 두 빔의 펄스 폭 차이가 작았지만, 두 모드 빔 사이의 간격이 0.64 mm~0.74 mm인 범위에서 펄스 폭 차이가 커졌다.

레이저 출력을 조사하기 위해 에너지와 피크 파워를 측정하였다. 두 모드 빔 사이의 간격  $d$ 가 0.24 mm 측정하였다. 그림 31은 공진기 길이  $L$ 과 O.C의 반사율에 따른 에너지와 피크 파워를 나타낸다.

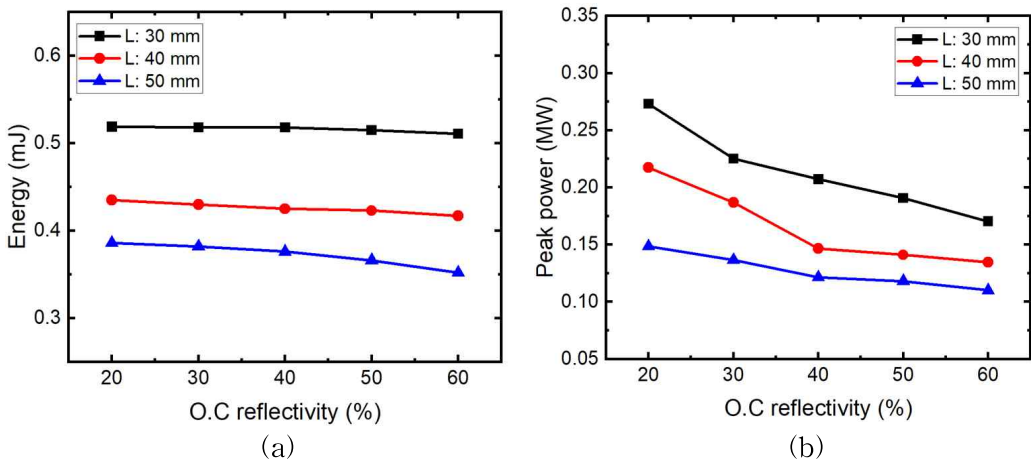


그림 31. 공진기 길이  $L$ 과 O.C의 반사율에 따른 레이저 출력.

(a) 에너지, (b) 피크 파워.

에너지는 공진기 길이에 따라 줄어들었고, 반사율에 따라 약간의 감소하는 경향이 있다. 피크 파워는 공진기 길이와 반사율에 따라 감소했다. 앞에서 언급했듯이 열 렌즈에 의해 두 개의 모드 빔이 기울어져 공진하여 레이저의 발진 효율을 떨어뜨려서 출력이 낮게 나왔다. 추가 연구로는 틸트를 보정할 수 있는 광학 소자를 공진기 내에 삽입하여 레이저 효율을 높이는 연구가 필요하다.



## 제4장 결 론

본 연구에서 제안한 단일 공진기에서 결맞은 1×2 배열 빔을 발진하는 Q-스위칭 레이저를 실험적으로 구현하였다. 1×2 배열로 발진하는 Q-스위칭 펄스들 간의 모드 결합 현상을 해석하기 위해 모드 결합 방정식을 유도하였고, 그 결과가 실험 결과와 같은 경향성을 보여주어 실험 결과 예측에 활용할 수 있음을 확인하였다. 발진된 1×2 배열의 Q-스위칭 펄스 간의 결맞음성을 확인하기 위해 공진기 길이, 출력 거울의 반사율과 두 모드 빔의 간격 변화에 대한 모드 빔의 분포도를 분석하였고, 두 모드 빔의 펄스 간의 시간 간격 변화를 분석하였다. 분석을 통해 제작된 두 모드 빔의 펄스가 거의 동시에 발생하는 조건은 공진기 길이 50 mm에서 두 모드 빔 사이의 간격이 약 0.4 mm 이하인 것을 확인하였다. 두 모드 빔의 펄스 간의 시간 간격이 1 ns 이하인 경우는 공진기 길이 50 mm에서 두 모드 빔 사이의 간격이 약 0.6 mm 이하인 것을 확인하였다.

단일 공진기 내에서 발생한 다중 배열의 Q-스위칭 펄스를 모드 결합을 통해서 동기화시키는 방법을 제안하였고, 이를 통해 펄스의 높은 출력에 의한 매질의 광학적 손상이 없는 소형 고출력 Q-스위칭 레이저 제작이 가능하도록 하였다.

## [참고문헌]

- [1] Y. Yan, L. Li, K. Sezer, D. whitehead, L. Ji, Y. Bao, and Y. Jiang, "Nano-second pulsed DPSS Nd:YAG laser striation-free cutting of alumina sheets," *Int. J. Mach. Tools Manuf* **53**(1), 2012: 15-26.
- [2] L. Shanjin, and W. Yang, "An investigation of pulsed laser cutting of titanium alloy sheet," *Opt Lasers Eng* **44**(10), 2006: 1067-1077.
- [3] R. Pfeifer, D. Herzog, M. Hustedt, and S. Barcikowski, "Pulsed Nd:YAG laser cutting of NiTi shape memory alloys-Influence of process parameters," *J Mater Process Technol* **210**(14), 2010: 1918-1925.
- [4] C. Leone, S. Genna, A. Caggiano, V. Tagliaferri, and R. Moliterno, "An investigation on Nd:YAG laser cutting of Al 6061 T6 alloy sheet," *Procedia CIRP* **28**, 2015: 64-69.
- [5] V. B. Shulyatyev, and A. M. Orishich, "Cutting of aluminum alloys with a Q-switched repetitively pulsed CO<sub>2</sub> laser under conditions of intense material evaporation," *AIP Conf Proc* **2167**(1), 2019: 020334.
- [6] L. Yang, J. Wei, Z. Ma, P. Song, J. Ma, Y. Zhao, Z. Huang, M. Zhang, F. Yang, and X. Wang, "The fabrication of micro/nano structures by laser machining," *Nanomaterials* **9**(12), 2019: 1789.
- [7] D. Nieto, T. Delgado, and M. T. Flores-Arias Daniel, "Fabrication of microchannels on soda-lime glass substrates with a Nd:YVO<sub>4</sub> laser," *Opt Lasers Eng* **63**, 2014: 11-18.

- [8] C. Liu, Y. Liao, F. He, Y. Shen, D. Chen, Y. Cheng, Z. Xu, K. Sugioka, and K. Midorikawa, "Fabrication of three-dimensional microfluidic channels inside glass using nanosecond laser direct writing," *Opt. Express* **20**(4), 2012: 4291-4296.
- [9] D. Wang, Z. Wang, Z. Zhang, Y. Yue, D. Li, and C. Maple, "Direct modification of silicon surface by nanosecond laser interference lithography," *Appl. Surf. Sci* **282**, 2013: 67-72.
- [10] Q. Wang, Y. Zheng, C. Yu, X. Chen, E. Wang, S. Long, H. Zhu, S. Gao, and J. Cao, "Fabrication of silver-silicon gratings for surface plasmon excitation using nanosecond laser interference lithography," *Plasmonics* **15**(6), 2020: 1639-1644.
- [11] M. A. Adatto, R. Amir, J. Bhawalkar, R. Bankowski, D. Rozen, C. Dierickx, and M. Lapidoth, "New and advanced picosecond lasers for tattoo removal," *Karger* **52**, 2017: 113-123.
- [12] G. Cannarozzo, S. P. Nistico, E. Zappia, E. D. Duca, E. Proenzano, C. Patruno, F. Negosanti, M. Sannio, and L. Bennardo, "Q-Switched 1064/532 nm Laser with Nanosecond Pulse in Tattoo Treatment: A Double-Center Retrospective Study," *Life* **11**(7), 2021: 699.
- [13] J. S. Nelson, and K. M. Kelly, "Q-switched ruby laser treatment of a congenital melanocytic nevus," *Dermatol Surg* **25**(4), 1999: 274-276.
- [14] Y. J. Kim, K. U. Whang, W. B. Choi, H. J. Kim, J. Y. Hwang, J. H. Lee, and S. W. Kim, "Efficacy and safety of 1,064 nm Q-switched Nd:YAG laser treatment for removing melanocytic nevi," *Ann Dermatol* **24**(2), 2012: 162-167.

- [15] G. S. Pai, and A. H. Pai, "Q-Switched Laser Treatment for Freckles in Individuals with Skin Type V," *Aesthet Dermatol Surg* **1**(1), 2017: 2-7.
- [16] T. X. Phuoc, "Laser-induced spark ignition fundamental and applications," *Opt Lasers Eng* **44**(5), 2006: 351-397.
- [17] M. Tsunekane, T. Inohara, A. Ando, N. Kido, K. Kanehara, and T. Taira, "High Peak Power, Passively Q-switched Microlaser for Ignition of Engines," *IEEE J Quantum Electron* **46**(2), 2010: 277-284.
- [18] G. Kroupa, G. Franz, and E. Winkelhofer, "Novel miniaturized high-energy Nd-YAG laser for spark ignition in internal combustion engines," *Opt. Eng.* **48**(1), 2009: 014202.
- [19] B. Done, "Experimental investigations of LASER ignition use at spark ignition engine," *Procedia Manuf.* **22**, 2018: 659-666.
- [20] N. Pavel, T. Dascalu, G. Salamu, M. Dinca, N. Boicea, and A. Birtas, "Ignition of an automobile engine by high-peak power Nd:YAG/Cr<sup>4+</sup>:YAG laser-spark devices," *Opt. Express* **23**(26), 2015: 33028-33037.
- [21] R. T. H. Collis, "Lidar," *Appl. Opt.* **9**(8), 1970: 1782-1788.
- [22] M. J. Damzen, G. M. Thomas, A. Teppitaksak, and A. Minassian, "Progress in diode-pumped Alexandrite lasers as a new resource for future space lidar missions," *ICSO* **10563**, 2014: 1056339.
- [23] Y. Jiang, J. Yang, P. Li, H. Si, X. Fu, and Q. Liu, "High energy LiDAR source for long distance, high resolution range imaging," *Microw. Opt. Technol. Lett.* **62**(12), 2020: 3655-3661.

- [24] H. V. Piltingsrud, "CO<sub>2</sub> laser for lidar applications, producing two narrowly spaced independently wavelength-selectable Q-switched output pulses," *Appl. Opt.* **30**(27), 1991: 3952-3963.
- [25] A. Munk, B. Jungbluth, M. Strotkamp, H. D. Hoffmann, R. Poprawe, J. Hoffner, and F. J. Lubken, "Diode-pumped alexandrite ring laser in single-longitudinal mode operation for atmospheric lidar measurements," *Opt. Express* **26**(12), 2018: 14928-14935.
- [26] F. J. McClung, and R. W. Hellwarth, "Giant optical pulsations from ruby," *Appl. Opt.* **1**(101), 1962: 103-105.
- [27] Z. J. Kiss, and R. C. Duncan, "Cross-pumped Cr<sup>3+</sup>-Nd<sup>3+</sup>:YAG laser system," *Appl. Phys. Lett.* **5**(10), 1964: 200-202.
- [28] J. E. Geusic, M. L. Hensel, and R. G. Smith, "A repetitively Q switched, continuously pumped YAG:Nd laser," *Appl. Phys. Lett.* **6**(9), 1965: 175-177.
- [29] R. Smith, and M. Galvin, "Operation of the continuously pumped, repetitive Q-switched YAG:Nd laser," *IEEE J Quantum Electron* **3**(10), 1967: 406-414.
- [30] T. M. Baer, "Miniaturized Q-switched diode pumped solid state laser," U.S. Patent No. 4,761,786. 1988.
- [31] Y. Ma, X. Li, X. Yu, R. Fan, R. Yan, J. Peng, X. Xu, R. Sun, and D. Chen, "A novel miniaturized passively Q-switched pulse-burst laser for engine ignition," *Opt. Express* **22**(20), 2014: 24655-24665.

- [32] P. Peter, W. Platz, and G. Holl, "Miniaturized, high-power diode-pumped, Q-switched Nd:YAG laser oscillator - amplifier," *Appl. Opt.* **50**(4), 2011: 399-404.
- [33] M. Badtke, H. Tanaka, L. Ollenburg, S. Kalusniak, and C. Krankel, "Miniaturized passively Q-switched Pr:YLF Laser," OSA, 2021.
- [34] Y. Zhou, Q. Thai, Y. C. Chen, and S. Zhou, "Monolithic Q-switched Cr, Yb:YAG laser," *Opt. Commun.* **219**(1-6), 2003: 365-367.
- [35] Y. Kalisky, C. Labbe, K. Waichman, L. Kravchik, U. Rachum, P. Deng, J. Xu, J. Dong, and W. chen, "Passively Q-switched diode-pumped Yb:YAG laser using Cr<sup>4+</sup>-doped garnets," *Opt. Mater.* **19**(4), 2002: 403-413.
- [36] B. He, Q. Lou, J. Zhou, J. Dong, Y. Wei, D. Xue, Y. Qi, Z. Su, L. Li, and F. Zhang, "High power coherent beam combination from two fiber lasers," *Opt. Express* **14**(7) 2006: 2721-2726.
- [37] A. Klenke, M. Muller, H. Stark, M. Kienel, C. Jauregui, A. Tunnermann, and J. Limpert, "Coherent beam combination of ultrafast fiber lasers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron* **24**(5), 2018: 1-9.
- [38] T. Zhou, T. Sano, and R. Wilcox, "Coherent combination of ultrashort pulse beams using two diffractive optics," *Opt. Lett.* **42**(21), 2017: 4422-4425.
- [39] T. Zhou, Q. Du, T. Sano, R. Wilcox, and W. Leemans, "Two-dimensional combination of eight ultrashort pulsed beams using a diffractive optic pair," *Opt. Lett.* **43**(14), 2018: 3269-3272.

- [40] W. Koechner, and M. Bass. *Solid-State Laser Engineering*, 6<sup>th</sup> ed. (Springer Science+Business Media, USA), 2002. chap. 2.
- [41] A. F. EL-Sherif, M. F. Hassan, A. M. Mokhtar, and A. M. Samy, "Characterization of a 808 nm High power Diode Laser module," ICMEP 4, 2008: 1-10.
- [42] T. Kawashima, T. Ichii, T. Kanzaki, M. Yamanaka, Y. Izawa, S. Nakai, and H. Kan, "Thermal-and Spectral-Characteristics of High-Power Quasi-Continuous Wave 940-nm InGaAs Diode Laser Arrays," Opt Rev 7(6), 2000: 520-524.
- [43] M. Tsunekane, and T. Taira, "High peak power, passively Q-switched Yb:YAG/Cr:YAG micro-lasers," IEEE J Quantum Electron 49(5), 2013: 454-461.
- [44] E. I. Green, "The story of Q," Am. Sci. 43(4), 1955: 584-594.
- [45] W. Koechner, and M. Bass. *Solid-State Laser Engineering*, 6<sup>th</sup> ed. (Springer Science+Business Media, USA), 2002. chap. 8.
- [46] H. S. Kim, private communication, Jan. 2021
- [47] H. S. Kim, private communication, Nov. 2021
- [48] W. Koechner, and M. Bass. *Solid-State Laser Engineering*, 6<sup>th</sup> ed. (Springer Science+Business Media, USA), 2002. chap. 5.
- [49] H. Kogelnik, and T. Li, "Laser beams and resonators," Appl. Opt. 5(10), 1966: 1550-1567.

- [50] Saleh, E. A. Bahaa, and M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. (John Wiley & sons, USA), 1991. chap. 3.