



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](#)

2023년 2월
석사학위 논문

일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG
레이저 공진기에서 1×2 Q-스위칭
펄스 배열 빔의 시간 동기화에 관한
연구

조선대학교 대학원

광기술험공학과

박성태

일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG
레이저 공진기에서 1×2 Q-스위칭
펄스 배열 빔의 시간 동기화에 관한
연구

Study on the Temporal Synchronization of 1×2
Q-switching Pulse Array Beam in a Composite
YAG/Yb:YAG/Cr:YAG Laser Resonator

2023년 2월 24일

조선대학교 대학원

광기술헌학과

박성태

일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG
레이저 공진기에서 1×2 Q-스위칭
펄스 배열 빔의 시간 동기화에 관한
연구

지도교수 김 현 수

이 논문을 공학 석사학위신청 논문으로 제출함

2022년 10월

조선대학교 대학원

광 기술 공 학 과

박 성 태

박성태의 석사학위논문을 인준함

위원장 조선대학교 교 수 박 종 락 (인)

위 원 조선대학교 교 수 김 현 수 (인)

위 원 조선대학교 교 수 주 기 남 (인)

2022년 12월

조선대학교 대학원

목 차

ABSTRACT

제1장 서 론	1
제2장 이 론	3
제1절 수동형 Q-스위칭 레이저	3
1-1. 수동형 Q-스위칭 포화흡수체	3
1-2. 수동형 Q-스위칭 레이저 동작	6
1-3. 수동형 Q-스위칭 레이저 율 방정식	8
제2절 이득에 의해 유도된 1×2 배열 빔 결합에 대한 Q-스위칭 레이저 율 방정식 유도	11
제3절 광선 전달 행렬과 q-파라미터	15
3-1. 광선 전달 행렬	15
3-2. q-파라미터와 광선 전달 행렬을 이용한 빔 크기 계산	18
제4절 Fabry-Perot etalon을 이용한 종모드 제어	20
4-1. Fabry - Perot etalon 투과 특성	20
4-2. Fabry - Perot etalon 투과 특성을 이용한 종모드 제어	22
4-3. Fabry - Perot 간섭계	24
제3장 실험 및 결과	27

제1절 펄프 광원 출력 조사	27
1-1. 광선 전달 행렬을 이용한 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG에 집속되는 펄프 빔 크기 계산	29
제2절 1×2 빔 배열 분포를 갖은 시간 동기화된 Q-스위칭 펄스 발생	31
2-1. 1×2 빔 배열 분포를 갖은 Q-스위칭 레이저 설계 ...	31
2-2. 1×2 빔 배열 분포를 갖은 Q-스위칭 레이저 출력 빔 분포도 분석	33
2-3. 공진기 길이와 반사율, 두 펄프 빔 사이 간격에 따른 두 Q-스위칭 출력 펄스 분석	41
제3절 Fabry-Perot etalon을 이용한 레이저 출력 안정화	46
3-1. Fabry-Perot 간섭계를 이용한 레이저 종모드 분석	46
3-2. Fabry-Perot etalon 유무에 따른 출력 안정화	54
 제4장 결 론	 58
 [참고문헌]	 59

그림 목 차

그림 1. 입사되는 에너지에 따른 포화흡수체의 투과 특성.	3
그림 2. 포화흡수체의 간단한 에너지 준위.	4
그림 3. 시간에 따른 Q-스위칭 레이저 펄스 발생 과정.	7
그림 4. 정규화된 레이저 율 방정식을 이용한 Q-스위칭 레이저 펄스 발생 과정.	10
그림 5. 이득에 의해 유도된 beam 1과 beam 2의 진행.	11
그림 6. beam 1과 beam 2에 대한 결합 율 방정식을 이용한 펄스 발생 시물레이션. (a) beam 1과 beam 2의 광자 밀도, (b) beam 1과 beam 2의 간격(d)과 초기 광자 노이즈 비에 따른 펄스 발생시간 차이(Δt).	13
그림 7. 광학계를 통과하는 광 경로.	15
그림 8. ABCD 광선 전달 행렬로 표현된 임의의 광학계를 통과한 광선.	18
그림 9. 가우시안 빔과 멀티모드 빔의 관계.	19
그림 10. Fabry - Perot etalon으로 빛이 각도 θ 로 입사할 때 광 경로.	20
그림 11. Fabry - Perot etalon의 반사율에 따른 투과 특성.	21
그림 12. 레이저 스펙트럼 폭과 레이저 종모드 간격 그리고 Fabry - Perot etalon의 종모드 간격.	22
그림 13. Fabry - Perot 간섭계(FPI) 구성도.	24
그림 14. 수치해석 프로그램으로 시물레이션한 Fabry-Perot 간섭계의 고리 형태의 간섭무늬. (a) 간섭계의 FSR에 해당하는 간섭무늬, (b) 인접한 두 파장이 분리되어 나타난 간섭무늬.	25
그림 15. 광섬유 Beam Splitter 모식도 및 출력 조사. (a) 광섬유 Beam Splitter 모식도, (b) 광섬유 Beam Splitter와 융착시킨 LD의 입력 전류에 따른 출력, (c) Port 1에서의 LD 입력 전류에 따른 출력, (d) Port 2에서의 LD 입력 전류에 따른 출력.	28
그림 16. 렌즈 시스템에 의해 Yb:YAG에 집속되는 펄프 빔 크기.	29

그림 17. YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 일체형 매질을 이용하여 시간 동기화된 두 Q - 스
 위칭 펄스를 발진하기 위한 레이저 공진기.
 (a) 구성도, (b) 실험 사진. 31

그림 18. 두 펌프 빔 사이의 간격(d)에 따른 빔 분포도 변화 실험 구성도. 33

그림 19. 두 펌프 빔 사이의 간격(d)에 따른 출력 빔 분포도.
 (a) d 가 0.9 mm 일 때, (b) d 가 0.8 mm 일 때,
 (c) d 가 0.7 mm 일 때, (d) d 가 0.6 mm 일 때,
 (e) d 가 0.5 mm 일 때, (f) d 가 0.4 mm 일 때. 34

그림 20. 두 출력 빔을 분리하기 위한 실험 구성도. 35

그림 21. 렌즈 초점 근처에서 측정된 두 출력 빔 분포도. 35

그림 22. 매질의 열 렌즈 효과로 인한 두 출력 빔의 진행. 36

그림 23. 두 펌프 빔 사이의 간격이 0.4 mm 일 때, 빔 분포도 및 간섭무늬 간격
 (a) 빔 분포도, (b) 간섭무늬 간격. 37

그림 24. 기울어진 평행광 사이의 각도와 간섭무늬 간격. 38

그림 25. beam 1과 beam 2의 빔질 측정을 위한 실험 구성도 39

그림 26. beam 1과 beam 2의 렌즈에 집속된 빔 분포도와 빔질(M^2) 값.
 (a) 렌즈에 집속된 beam 1의 분포도 및 M^2 값,
 (b) 렌즈에 집속된 beam 2의 분포도 및 M^2 값. 40

그림 27. O.C의 반사율(R)과 두 펌프 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스 간의
 발생시간 차이(Δt).
 (a) 공진기 길이 30 mm 일 때, (b) 공진기 길이 40 mm 일 때. 41

그림 28. 오실로스코프로 측정한 두 펄스 간의 발생시간 차이(Δt).
 (a) Δt 가 1.8 ns 일 때, (b) Δt 가 약 6 ns 일 때, (c) Δt 가 변동할 때. 43

그림 29. O.C의 반사율이 60% 일 때, 두 펌프 빔 사이의 간격(d)에 따른
 두 펄스의 펄스 폭.
 (a) 공진기 길이 30 mm 일 때, (b) 공진기 길이 40 mm 일 때. 44

그림 30. 두 펌프 빔 사이의 간격이 0.4 mm 일 때, 공진기 길이와 O.C의 반사율에
 따른 두 펄스의 출력 에너지 특성.
 (a) 공진기 길이 30 mm 일 때, (b) 공진기 길이 40 mm 일 때. 45

그림 31. 레이저 종모드를 측정하기 위한 Fabry-Perot 간섭계.
 (a) 구성도, (b) 실험 사진. 46

그림 32. 간섭계를 통과한 단일 빔의 레이저 종모드. 48

그림 33. 실험에 사용한 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 일체형 매질 설계상 구조. 49

그림 34. 수치 해석 프로그램으로 시뮬레이션한 단일 빔의 간섭계와 레이저의 종모드. 49

그림 35. 간섭계를 통과한 두 빔의 레이저 종모드.
 (a) 두 빔이 동기화되었을 경우, (b) 두 빔이 동기화 안 되어있을 경우. 50

그림 36. 수치 해석 프로그램으로 시뮬레이션한 두 빔의 간섭계와 레이저의 종모드.
 (a) 두 빔이 동기화되었을 경우, (b) 두 빔이 동기화 안 되어있을 경우. 51

그림 37. Fabry-Perot etalon 유무에 따른 간섭계를 통과한 종모드.
 (a) 단일 빔이 발진 될 때 Fabry-Perot etalon을 삽입하지 않았을 경우,
 (b) 단일 빔이 발진 될 때 Fabry-Perot etalon을 삽입한 경우,
 (c) 두 빔이 발진 될 때 Fabry-Perot etalon을 삽입하지 않았을 경우,
 (d) 두 빔이 발진 될 때 Fabry-Perot etalon을 삽입한 경우. 52

그림 38. 두 펄스 빔 사이의 간격이 0.4 mm 일 때, Fabry-Perot etalon 유무와 공진기 길이, O.C의 반사율에 따른 두 펄스의 출력 에너지.
 (a) 공진기 길이 30 mm 일 때, (b) 공진기 길이 40 mm 일 때. 54

그림 39. O.C의 반사율이 60% 일 때, Fabry-Perot etalon 유무와 공진기 길이, 두 펄스 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스의 펄스 폭.
 (a) 공진기 길이 30 mm 일 때, (b) 공진기 길이 40 mm 일 때. 55

그림 40. Fabry-Perot etalon 유무에 따른 공진기 길이와 O.C의 반사율(R), 두 펄스 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스 간의 발생시간 차이(Δt).
 (a) Fabry-Perot etalon을 삽입하지 않았을 경우 공진기 길이 30 mm 일 때,
 (b) Fabry-Perot etalon을 삽입하지 않았을 경우 공진기 길이 40 mm 일 때,
 (c) Fabry-Perot etalon을 삽입했을 경우 공진기 길이 30 mm 일 때,
 (d) Fabry-Perot etalon을 삽입했을 경우 공진기 길이 40 mm 일 때. 56

표 목 차

표 1. 자주 사용되는 6가지 광학계의 광선 전달 행렬.	16
--------------------------------------	----

ABSTRACT

A Study on the Temporal Synchronization of 1×2 Q-switching Pulse Array Beam in a Composite YAG/Yb:YAG/Cr:YAG Laser Resonator

Sung Tae Park

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

Department of Photonic Engineering

Graduate School of Chosun University

In this study, we investigate the temporal-synchronization of the 1×2 Q-switching pulse array beam oscillating inside the laser resonator composed of a composite YAG/Yb:YAG/Cr:YAG laser medium, and the stabilization of the laser output power by a Fabry-Perot etalon. And, the simple laser rate equation was derived to analyze the coupling effect between the two Q-switching pulses in the array. As a result of the theoretical and experimental analysis, it was found that the time delay between the two pulses varied according to the distance between two gain waveguides. The closer the distance between the two gain waveguides is, the stronger the coupling effect between the two Q-switching pulses. The experimental results show the same tendency as the theoretical results. In order to stabilize the output power of the designed laser, we reduced the number of longitudinal resonator modes by inserting an Faby-Perot etalon inside the resonator. We shown that the laser output power was stable when only two longitudinal modes were lased by the etalon.

제1장 서 론

고출력 Q-스위칭 레이저는 짧은 시간 동안 높은 출력을 가진 펄스를 방출하므로 금속 절단, 리소그래피, 의료, 자동차, 군사 등 다양한 산업에서 활용되고 있다. 금속 절단 분야에서 티타늄, 알루미늄 등 다양한 금속 절단용으로 사용되고 있다 [1-5]. 리소그래피 분야에서는 마이크로/나노 구조 가공 및 제작, 레이저 간섭 리소그래피 등 광 리소그래피 분야에서 사용되고 있다 [6-9]. 의료 분야에서는 점, 기미 제거, 문신 제거 등에 활용되고 있다 [10-13]. 자동차 분야에서는 엔진 점화 장치로 연구가 되고 있다 [14-17]. 군사 분야에서는 수 km 거리의 이동체 거리 측정용으로 활용되고 있다 [18-19].

이러한 응용 분야에 사용되는 Q-스위칭 레이저는 Nd:YAG 및 Yb:YAG를 이득 매질로 사용하여 많은 연구가 이루어졌고, 레이저를 소형화하기 위한 일체형으로 제작된 레이저 매질이 많이 연구되고 있다 [20-23]. Nd:YAG는 Yb:YAG와 비교하면 발진 문턱 조건이 낮은 장점이 있지만, 고출력 펄스를 발진하기 위해서는 단시간 출력이 높은 펌프 광원이 필요하다. 그러나 Yb:YAG는 형광 수명 시간이 951 μ s로, 긴 시간 동안 펌프 광 에너지를 저장할 수 있어 Nd:YAG보다 더 많은 에너지를 저장할 수 있다. 이런 특징으로 인해 Yb:YAG는 낮은 출력의 펌프 광원으로 출력이 높은 Q-스위칭 펄스를 발생시킬 수 있다 [24]. 앞서 설명한 이득 매질을 사용하여 Q-스위칭 펄스를 발생시키는 방법은 능동형 Q-스위칭 방법과 수동형 Q-스위칭 방법이 있다. 능동형 Q-스위칭 방법은 음향 광학 변조기나 전기 광학 변조기를 이용해 공진기 내에 인위적인 손실을 주어 Q-스위칭 펄스를 방출하고, 수동형 Q-스위칭 방법은 공진기 내에 포화흡수체를 삽입하여 손실을 주어 Q-스위칭 펄스를 방출한다. 수동형 Q-스위칭 레이저는 능동형 Q-스위칭 레이저와 비교하여 공진기를 소형으로 견고하게 제작 가능하여 펄스 폭을 짧게 할 수 있다. 또한, 수동형 Q-스위칭 레이저는 능동형 Q-스위칭 레이저 필요한 음향 광학 변조기나 전기 광학 변조기가 필요 없으므로 제작 비용을 절감할 수 있다. 그러나 수동형 Q-스위칭 레이저는 광 세기에 따른 포화흡수체의 투과 특성을 이용하므로 능동형 Q-스위칭 레이저보다 불안정한 출력 특성을 가진다. 이러한 Q-스위칭 펄스의 불안정한 출력은 안정적인 출력이 필요한 응용 분야에서 저해하는 요소가 될 수 있다. 따라서 안정적인 출력 펄스를 내기 위한 연구와 Q-스위칭 레이저를 소형

화시키는 연구가 이루어지고 있다 [25-29].

Q-스위칭 레이저 공진기를 소형화시키기 위해서는 레이저 이득 매질이 작아져야 한다. 이렇게 되면 증편핑 구조에서 빔 크기도 작아지게 된다. 빔 크기가 작아지게 되면 Q-스위칭 펄스의 단위 면적당 첨두 출력이 높아진다. 그러나 Q-스위칭 펄스의 높은 단위 면적당 첨두 출력으로 인해 이득 매질에 광학적 손상이 자주 발생되므로 레이저 출력을 높이는 데 어려움이 있다 [30-31]. 고출력 극초단 펄스 레이저와 고출력 CW 레이저의 경우, 광학적 손상 문제를 해결하기 위한 많은 빔 결합 연구를 이전부터 수행하였다 [32-35]. 빔 결합 기술은 주 공진기에서 나온 레이저 빔을 여러 배열의 빔으로 분할시켜 각각 증폭시킨 뒤 다시 결합시켜 고출력 레이저 빔을 발생시키는 기술이다. 그러나 이 기술은 여러 개의 증폭기를 사용하므로 레이저 공진기를 소형화하기 어렵다. 그러므로 증폭기를 사용하지 않고 단일 공진기로 고출력 펄스를 발생시킬 수 있는 소형 레이저 공진기 개발 연구가 필요하다 [36].

본 연구에서는 본 연구자 소속 연구실에서 개발한 단일 일체형 매질을 사용한 Q-스위칭 레이저 공진기에서 고출력 펄스를 발생시키기 위해 공진기 내에 공간적으로 분리된 배열 형태의 빔으로 발진하는 빔들의 동기화 특성을 분석 및 etalon을 이용한 레이저 안정화 연구를 수행하였다. 또한, 배열 형태의 빔으로 발진하는 펄스 레이저 율 방정식을 유도하고 수치 해석하였다. 배열 형태로 구성된 Q-스위칭 펄스 간의 시간 동기화를 시키는 방법으로 이득에 의해 유도된 도파로가 서로 근접거리에서 결합되도록 하여 공진하는 한쪽 도파로가 다른 쪽 도파로에 영향을 주도록 하는 방법을 사용하였다. 이득에 의해 유도된 두 도파로 간의 결합 효과에 영향을 주는 요인을 분석하기 위해 공진기 매개변수와 펌프 빔 사이의 간격에 따른 빔 분포도 분석 및 출력 펄스 특성 분석을 수행하였고, 유도된 레이저 율 방정식의 수치 해석 결과와 실험 결과를 비교하였다. 출력 안정화를 위해 Fabry-Perot etalon을 공진기 내부에 삽입하여 Fabry-Perot etalon의 레이저 중모드 수 제어 효과로 인한 1×2 배열 형태의 Q-스위칭 펄스 빔들의 출력 안정화 연구를 수행하였다.

제2장 이 론

제 1절 수동형 Q - 스위칭 레이저

1-1. 수동형 Q-스위칭 포화흡수체

고체 레이저에서 수동형 Q-스위칭에 사용되는 소자는 포화흡수체 성질을 가지는 유기 염료 또는 도핑된 결정과 같은 광학 소자이다. 이러한 광학 소자들은 소형화시킬 수 있고, 구조가 단순하며, 제작 비용이 상대적으로 저렴하다. 그러므로 수동형 Q-스위칭 레이저는 앞서 서론에서 거론하였듯 공진기 내에 포화흡수체를 삽입하여 능동형 Q-스위칭 레이저보다 공진기를 소형으로 견고하게 제작할 수 있다. 포화흡수체는 입사되는 에너지에 따라 투과율이 변하는 투과 특성을 가진다. 이러한 투과 특성으로 포화흡수체로 인한 Q-스위칭은 능동형 Q-스위칭에서 필요한 전기 광학 장치나 RF 발생기가 필요하지 않다. 그림 1은 입사되는 에너지에 따른 포화흡수체의 투과 특성을 나타낸다 [37].

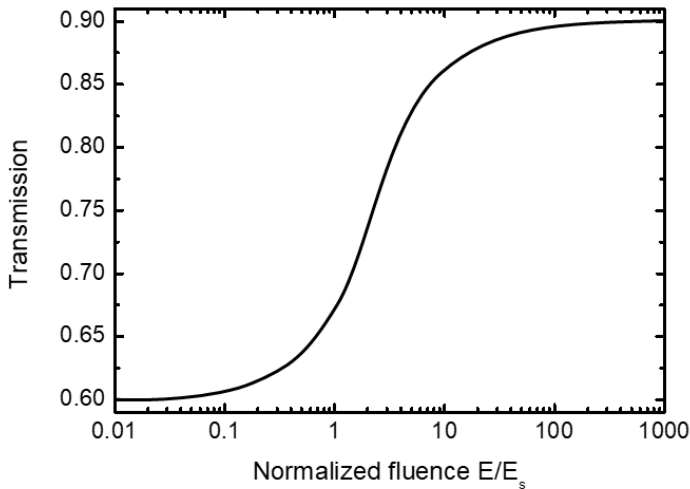


그림 1. 입사되는 에너지에 따른 포화흡수체의 투과 특성 [37].

그림 1에서, 입사되는 에너지가 증가할수록 포화흡수체의 투과율은 비선형적으로 증가한다. 그림 1은 입사하는 광 세기에 따라 초기 투과율 60%에서 90%까지 투과율이 증가함을 보여주고 있다. 포화흡수체의 초기 투과율은 포화흡수체의 농도에

따라 달라진다. 포화흡수체에 입사되는 에너지가 증가할수록 투과율이 높아지고 높은 에너지 상태가 되면 포화흡수체는 포화 또는 투명한 상태가 되어 높은 투과율을 가진다. 레이저 파장의 흡수율이 높은 포화흡수체를 레이저 공진기 내부에 넣으면 초기에는 레이저 발진이 되지 않다가 지속적인 펌핑으로 레이저 이득이 증가하면 공진기 왕복손실을 초과하여 공진기 내 광자 밀도가 급격히 증가하면서 포화흡수체가 포화 상태가 된다. 이때 공진기 손실은 낮아져 Q-스위칭 펄스가 발생하게 된다.

적외선 고체 레이저에서 수동형 Q-스위칭 소자로 사용되는 가장 일반적인 포화흡수체는 Cr:YAG이다. Cr:YAG는 적외선(~1 μm) 파장의 높은 흡수 단면적을 가지고 있고, YAG의 우수한 열적, 기계적 특성을 제공하여 반영구적으로 사용할 수 있다. 포화흡수체는 그림 2와 같이 간단한 에너지 준위로 나타낼 수 있다.

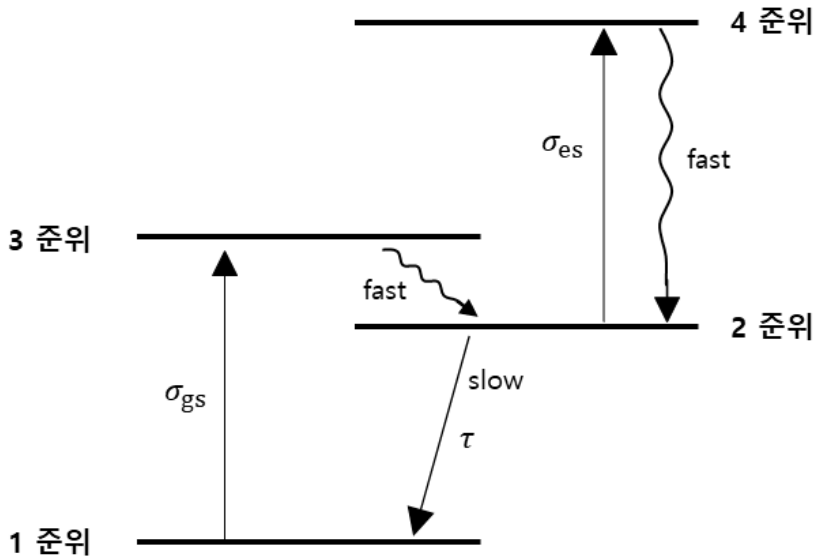


그림 2. 포화흡수체의 간단한 에너지 준위 [37].

여기서, σ_{gs} 는 포화흡수체의 바닥 상태 흡수 단면적, σ_{es} 는 포화흡수체의 여기 상태 흡수 단면적, τ 는 2 준위 수명 시간이다. 먼저 1 준위와 3 준위를 보면, 이득 매질에서 나온 광자들을 흡수하여 3 준위로 전자들을 여기 시킨다. 이후 3 준위에서 2 준위로 매우 빠르게 전이된다. 여기서 바닥 상태 원자들을 충분히 고갈시킬 수 있도록 σ_{gs} 는 매우 커야만 하고, 동시에 τ 는 매우 길어야 한다. 포화흡수체가 공진

기 내부에 삽입되면 광자 밀도가 포화흡수체의 바닥상태 준위의 전자를 완전히 고갈시킬 때까지 충분히 커져야 한다. 이때까지는 포화흡수체의 투과율이 낮아 Q-스위칭 펄스가 발진되지 않는다. 그러나 상위 상태에 전자가 충분히 채워지는 경우 포화흡수체의 투과율이 높아지므로 Q-스위칭 펄스가 발진된다.

포화흡수체의 특징은 초기 투과율 T_i 와 최대 투과율 T_{\max} 이다. T_i 와 T_{\max} 는 식 (1), (2)로 표현할 수 있다.

$$T_i = \exp(-\alpha_0 l_s) = \exp(-n_g \sigma_{es} l_s) \quad (1)$$

$$T_{\max} = \exp(-n_g \sigma_{es} l_s) \quad (2)$$

여기서, α_0 는 소 신호 흡수 계수, l_s 는 포화흡수체의 길이이다. 또한 $\alpha_0 = n_g \sigma_{gs}$ 로 표현할 수 있고, n_{sg} 와 σ_{sg} 는 각각 포화흡수체의 바닥 준위 전자 밀도와 흡수 단면적을 나타낸다. 실제로 모든 포화흡수체에서 최대 투과율이 항상 100%에 도달하지 못한다. 그 이유는 그림 2에서 2 준위와 4 준위 사이에서도 여기된 원자에 의해 광자가 흡수되기 때문이다. 바닥 상태 흡수가 포화되었을 때, 여기 상태 흡수는 공진기에서 잔류 손실을 일으킨다. 또한, 4 준위의 빠른 수명 시간으로 인하여 2 준위에서 4 준위의 전이는 포화되지 않는다.

1-2. 수동형 Q-스위칭 레이저 동작

수동형 Q-스위칭 방법은 공진기 손실을 증가시켜주는 포화흡수체를 이용한다. 먼저, 포화흡수체를 공진기 내에 삽입하여 공진기 손실을 증가시켜 레이저가 발진하지 못하도록 만든다. 이를 낮은 Q 상태라고 한다. Q는 공진기 내에 Q-스위칭 소자로 인해 1회 왕복 당 손실되는 에너지 대비 공진기에 저장된 에너지 비율을 나타내고 식 (3)과 같이 나타낸다 [38].

$$Q = 2\pi \frac{E_{storage}}{E_{loss}} \quad (3)$$

여기서, $E_{storage}$ 는 공진기에 저장된 에너지, E_{loss} 는 Q-스위칭 소자로 인해 1회 왕복 당 손실되는 에너지이다. 공진기 손실이 높아지면 E_{loss} 가 높아져, Q 값은 낮아진다. 낮은 Q 상태에서 에너지는 지속적인 펌프 과정에 의해 이득 매질에 저장된다. 이득 매질에 저장된 에너지는 높지만, 포화흡수체로 인한 공진기 손실 또한 높아 레이저가 발진이 되지 않고, 밀도 반전이 정상적인 CW 레이저 발진 문턱 조건보다 더 높은 상태가 된다. 저장된 에너지가 최대가 된다면, 공진기 손실을 낮춰 높은 Q 상태로 전환된다. 높은 Q 상태에서는 공진기 손실이 낮으므로 낮은 문턱 조건을 갖는다. 그러므로 낮은 Q 값 상태에서 밀도 반전은 높은 Q 값에 해당하는 밀도 반전보다 매우 높아 광자를 빠르게 방출한다. 이 방법을 통해 방출된 레이저 펄스를 Q-스위칭 펄스라고 한다. 그림 3는 시간에 따른 입력 펌프, 공진기 손실, 밀도 반전, 광자 밀도 변화 과정을 통해 Q-스위칭 펄스의 발생 과정을 보여준다.

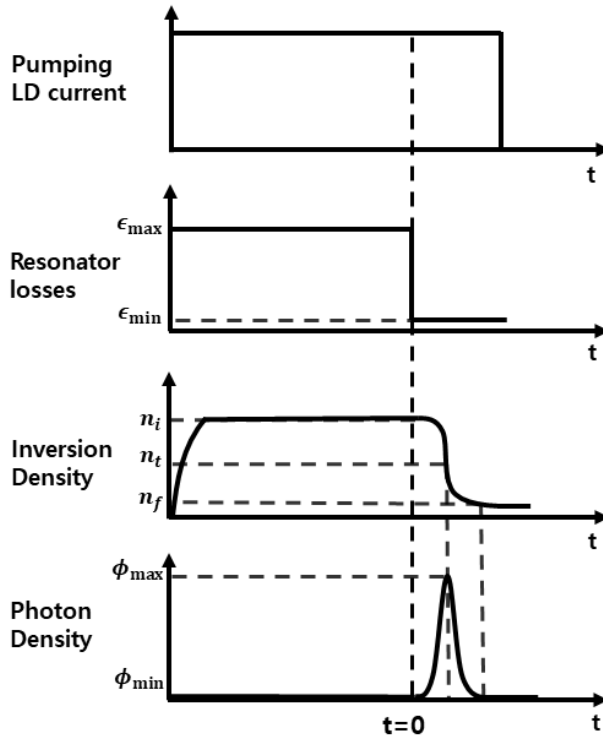


그림 3. 시간에 따른 Q-스위칭 펄스 발생 과정 [37].

입력 펌프를 주면, 공진기 내에 포화흡수체로 인한 공진기 손실로 밀도 반전이 올라간다. 공진기 손실이 최대인 ϵ_{\max} 로 인해 광자 밀도는 ϕ_{\min} 으로 변화하지 않는다. 지속적으로 펌프를 주면 밀도 반전은 초기 밀도 반전 지점 n_i 까지 오르게 되고, $t=0$ 일 때 포화흡수체의 투과도가 높아져 공진기 손실은 최소가 된다. 이때부터 밀도 반전은 떨어지게 되어, 광자 밀도는 급격하게 축적되기 시작한다. 정상적인 CW 레이저 발진 문턱 조건의 밀도 반전 n_i 에서 광자 밀도가 최대 ϕ_{\max} 가 되고, 그 이후 최종 밀도 반전은 n_f 까지 떨어지게 되고, 광자 밀도 또한 최소 ϕ_{\min} 까지 떨어져 펄스가 방출되면서 종료된다. 이때, 공진기 내부 손실 ϵ 는 식 (4)와 같이 표현할 수 있다.

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

여기서, R 은 출력 거울의 반사율, δ 는 공진기 내부 왕복손실(산란, 회절, 흡수 등 부분 손실), $\zeta(t)$ 는 포화흡수체의 손실이다.

1-3. 수동형 Q-스위칭 레이저 율 방정식

수동형 Q-스위칭 레이저의 발전에는 이득 매질의 상위준위에 있는 밀도 반전의 변화와 공진기 내부의 광자 밀도 변화가 동시에 일어난다. 1965년에 A. Szabo와 R. A. Stein은 포화흡수체를 사용하는 Q-스위칭 레이저 펄스의 동작에 관하여 시간에 따른 광자 밀도 변화와 이득 매질의 밀도 반전 변화, 포화흡수체의 밀도 반전 변화를 정규화하여 레이저 율 방정식을 작성하였다 [39]. 작성한 율 방정식을 통하여 수동형 Q-스위칭 레이저 동작을 분석하여 이론값과 실험값을 비교할 수 있고 더 나아가 다중 Q-스위칭 펄스 동작의 수치적 분석도 가능할 것이다.

먼저 간단한 정규화된 레이저 율 방정식을 유도하기 위해 펌프 광에 의해 이미 밀도 반전이 이루어졌다고 가정하고, 자발방출 항을 무시하면 포화흡수체를 이용한 수동형 Q-스위칭 레이저 율 방정식은 식 (5), (6), (7)과 같다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \left(\frac{\alpha_a l}{t_1} + \frac{\alpha_s l}{t_1} - \frac{1}{T} \right) \Phi \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} = - [1 + (g_1/g_2)] \left(\frac{\alpha_a l}{t_1 N_a} \right) \Phi \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} = - \left(\frac{2\alpha_s l}{t_1 N_s} \right) \Phi \quad (7)$$

식 (5)는 시간에 따른 광자밀도 변화, 식 (6)는 시간에 따른 이득 매질 밀도 반전 변화, 식 (7)은 시간에 따른 포화흡수체의 밀도 반전 변화를 나타낸 식이다. 여기서 Φ 는 광자 밀도, n_a 는 정규화된 이득 매질 밀도 반전, n_s 는 정규화된 포화흡수체 밀도 반전으로 $n_a = [(g_1/g_2)N_{a2} - N_{a1}]/N_a$, $n_s = [N_{s2} - N_{s1}]/N_s$ 로 표현할 수 있다. 여기서, 아래 첨자 1과 2는 낮은 에너지 준위와 상위 에너지 준위를 나타내고, a와 s는 각각 이득 매질 및 포화흡수체의 중심을 나타낸다. 그리고 g는 축퇴 준위이다. 그러므로 N_a 와 N_s 는 각각 이득 매질과 포화흡수체의 중심 밀도를 나타낸다. 또한, α_a 는 이득 매질 손실 계수, α_s 는 포화흡수체 손실 계수로 $\alpha_a = \alpha_{a0}n_a$, $\alpha_s = \alpha_{s0}n_s l$ 로 표현되고, 여기서 α_{a0} , α_{s0} 는 여기되지 않은 이득 매질과 포화흡수체의 흡수 계수이다.

그러므로 광자 밀도 변화를 나타내는 식 (5)은 레이저 이득을 나타내는 항과 포화

흡수체의 손실을 나타내는 항, 공진기 손실을 나타내는 항으로 구성되고, l 은 공진기 길이, t_1 은 공진기 단일통과 시간, T 는 공진기 광자수명 시간이다. 공진기 단일통과 시간 t_1 은 nl/c , 즉 이득 매질 굴절률 n 과 공진기 길이 l , 빛의 속도 c 로 표현되고, 공진기 광자수명 시간 T 은 $2t_1/\gamma$ 으로 공진기 왕복통과 시간과 공진기에서 왕복통과에 대한 산란, 회절, 흡수 등 부분 광자 손실 γ 로 표현된다. 포화흡수체가 없는 CW 레이저 발진 문턱 조건에서의 밀도 반전 n_i 값은 공진기 광자 밀도가 최대가 되는 지점이므로 식 (5)에서 좌변 항을 0이라고 두었을 때 식 (8)과 같이 나타낼 수 있다.

$$n_t = \frac{\gamma}{2\alpha_{a0}l} \quad (8)$$

식 (8)과 함께 n_a 는 $n_a' = n_a/n_t$ 로 나타낼 수 있다. 또한, 시간 변화 t 를 공진기 광자수명 시간 T 로 정규화시켜 τ 로 나타낸다면 $\tau = t/T$ 로 표현되고, 식 (5), (6), (7)를 τ 로 정규화된 식 (9), (10), (11)로 표현될 수 있다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = [n_a' + n_s \left(\frac{\sigma N_s}{n_t N_a} \right) - 1] \phi \quad (9)$$

$$\frac{\partial n_a'}{\partial \tau} = - (n_a') \phi \quad (10)$$

$$\frac{\partial n_s}{\partial \tau} = - \left(\frac{2\sigma}{1 + (g_1/g_2)} n_s \right) \phi \quad (11)$$

여기서 $\phi = [1 + (g_1/g_2)/n_t N_a] \Phi$ 로 정규화된 광자 밀도를 정의하였고, σ 는 이득 매질의 유도 방출 단면적과 포화흡수체의 바닥 상태 흡수 단면적의 비로 정의하였다. 다시 레이저가 문턱 값 조건에 있을 경우 광자 밀도가 최대가 되므로 정규화된 광자밀도 변화는 0이 되고, 식 (9)의 좌변 항을 0이라고 두었을 때 식 (12)과 같이 이득 매질의 초기 밀도 반전 값 n_{ai}' 로 광자 밀도 올 방정식이 표현될 수 있다. 여기서 포화흡수체의 초기 밀도 반전 값은 -1 을 가진다. 그러므로 식 (9)은 다시 식 (12)으로 표현될 수 있다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = [n_a' + (n_{ai}' - 1)n_s - 1] \phi \quad (12)$$

그림 4는 앞서 정규화된 레이저 율 방정식 식(10), (11), (12)을 토대로 Q-스위칭 레이저 펄스 생성을 나타낸 것이다.

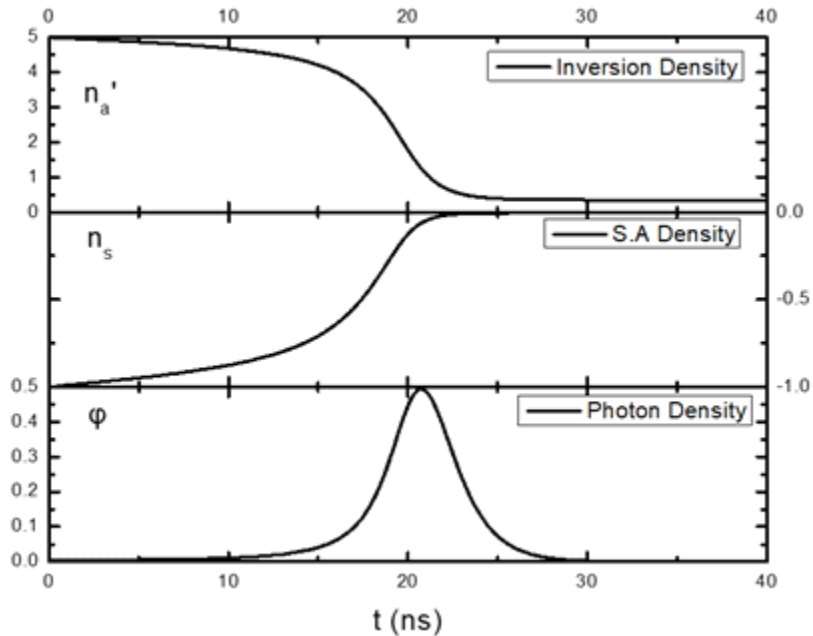
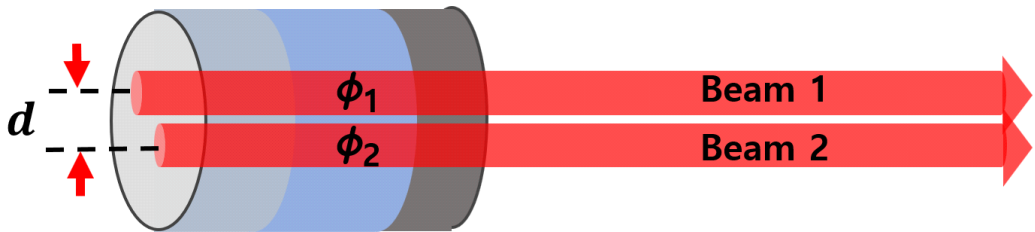


그림 4. 정규화된 레이저 율 방정식을 이용한 Q-스위칭 레이저 펄스 발생 과정.

그림 4는 1-1절에서 설명한 수동형 Q-스위칭 레이저 발생 원리와 마찬가지로 동일하게 작동하여 식 (10), (11), (12)은 Q-스위칭 펄스를 설명하는 정규화된 레이저 율 방정식을 형성한다고 할 수 있다.

제2절 이득에 의해 유도된 1×2 배열 빔 결합에 대한 Q-스위칭 레이저 율 방정식 유도

단일 공진기 내부에 공간적으로 분리된 두 개의 Q-스위칭 펄스 빔이 발진하면 발진된 두 빔은 근접거리에서 상호 작용할 것이다. 공진기 내부에 Q-스위칭 펄스 빔이 발진 문턱 조건에 도달할 때, 한 빔의 초기 노이즈 세기가 다른 빔의 초기 노이즈 세기보다 더 크다면 노이즈 세기가 더 큰 쪽이 먼저 발진 될 것이다. 그리고 두 펄스 빔이 근접거리에서 발진 된다면, 먼저 발진된 펄스 빔에 의해 나중에 발진된 펄스 빔이 유도되어 서로 시간적으로 동기화된 펄스들이 발진할 것이다. 그러나 두 펄스 빔 사이의 결합에 관한 방정식은 알려진 것이 없어서 1절에서 정규화된 Q-스위칭 레이저 율 방정식에서 상대 펄스 빔에 관한 항을 추가하여 레이저 율 방정식을 유도하였다.



이득 매질/포화흡수체

그림 5. 이득에 의해 유도된 beam 1과 beam 2의 진행.

그림 5은 이득에 의해 유도된 beam 1과 beam 2의 진행을 나타낸다. 여기서, d 는 beam 1과 beam 2 사이의 간격, ϕ_1 과 ϕ_2 는 beam 1과 beam 2의 광자 밀도이다. 그림 5과 같이 두 빔이 진행하였을 때, 매질의 이득에 의해서 시간에 따라 광자 밀도 ϕ_1 과 ϕ_2 가 변한다. 이때, 각 빔의 광자 ϕ_1 과 ϕ_2 는 각각 자기 자신에 의한 이득 증가와 함께 결합된 상대 광자의 합으로 표현할 수 있다. 그러므로 각 빔에 대하여 레이저 율 방정식을 작성하면, 식 (13) - 식 (18)과 같이 표현할 수 있다.

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial \tau} = [n_{L1} + n_{A1}(n_{L1i} - 1) - 1]\phi_1 + \eta\phi_2 \quad (13)$$

$$\frac{\partial n_{L1}}{\partial \tau} = -(n_{L1})\phi_1 \quad (14)$$

$$\frac{\partial n_{A1}}{\partial \tau} = -(\sigma n_{A1})\phi_1 \quad (15)$$

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial \tau} = [n_{L2} + n_{A2}(n_{L2i} - 1) - 1]\phi_2 + \eta\phi_1 \quad (16)$$

$$\frac{\partial n_{L2}}{\partial \tau} = -(n_{L2})\phi_2 \quad (17)$$

$$\frac{\partial n_{A2}}{\partial \tau} = -(\sigma n_{A2})\phi_2 \quad (18)$$

여기서 n_{L1i} 와 n_{L2i} 는 각각 beam 1과 beam 2의 초기 이득 매질 밀도 반전 값이고, σ 는 이전과 마찬가지로 이득 매질의 유도 방출 단면적과 포화흡수체의 바닥 상태 흡수 단면적의 비이다. 그러므로 식 (13), (14), (15)은 beam 1에 대한 결합 율 방정식이고, 식 (13)은 시간에 따른 광자 밀도 변화, 식 (14)는 시간에 따른 이득 매질 밀도 반전 변화, 식 (15)은 시간에 따른 포화흡수체 밀도 반전 변화이다. 마찬가지로 식 (16), (17), (18)은 beam 2에 대한 결합 율 방정식이고, 식 (16)은 시간에 따른 광자 밀도 변화, 식 (17)는 시간에 따른 이득 매질 밀도 반전 변화, 식 (18)은 시간에 따른 포화흡수체 밀도 반전 변화이다. 각 빔에 대한 광자 밀도 율 방정식에서 자기 자신에 의한 이득 증가와 함께 결합된 상대 광자의 합으로 표현되었다. 여기서 발진된 빔의 모드들이 가우시안 빔 분포를 가진다고 가정하면 η 는 식 (19)로 표현할 수 있다.

$$\eta = e^{-2\left(\frac{d}{\omega}\right)^2} \quad (19)$$

여기서, ω 는 발진된 빔의 반경이고, d 는 두 빔 사이의 간격이다. 즉 발진된 빔이 가우시안 분포라고 가정한다면, 각 빔에 영향을 준 상대 빔에 대한 항은 가우시안 함수로 표현할 수 있다.

앞서 유도했던 beam 1과 beam 2에 대한 결합을 방정식을 이용하여 두 펄스의 발생을 수치 해석으로 시뮬레이션할 수 있다. 그림 6은 beam 1과 beam 2의 간격(d)에 따른 펄스 발생시간 차이(Δt)를 시뮬레이션한 결과로, 공진기 매개변수를 다음과 같이 지정하였다. $\omega=3$ mm, $nl=38.2$ mm, $\gamma=-\ln(R)+\delta$, $R=60\%$, $\delta=0.6$, $n_{Li}=n_{L2i}=10$, 그리고 Yb:YAG의 유도방출 단면적은 2.1×10^{-20} /cm³, Cr:YAG의 바닥 상태 흡수 단면적은 4.6×10^{-18} /cm³ 이므로, σ 는 219로 지정하였다.

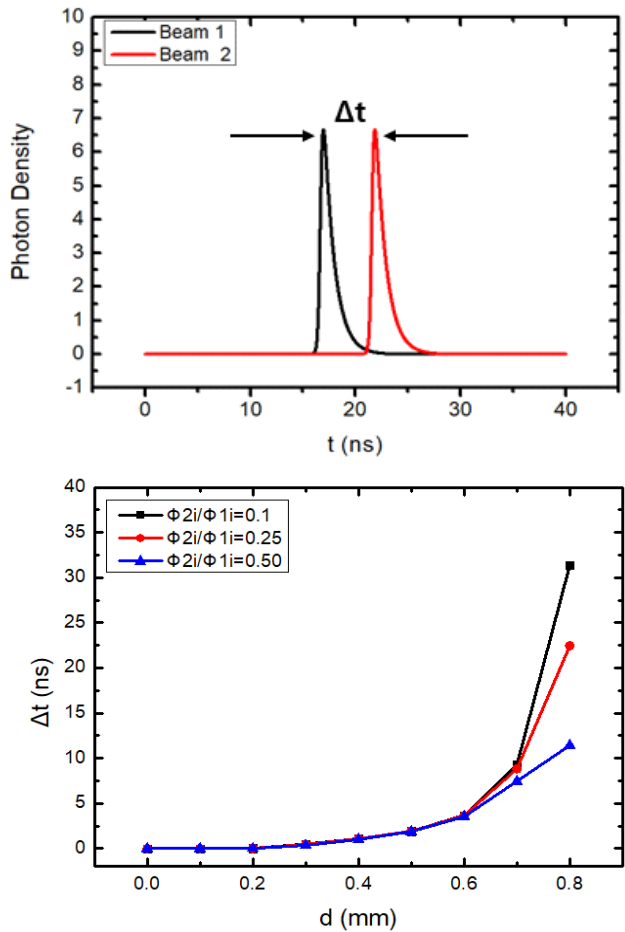


그림 6. beam 1과 beam 2에 대한 결합을 방정식을 이용한 펄스 발생 시뮬레이션. (a) beam 1과 beam 2의 광자 밀도, (b) beam 1과 beam 2의 간격(d)과 초기 광자 노이즈 비에 따른 펄스 발생시간 차이(Δt).

그림 6(a)는 두 빔의 상대적인 초기 광자 노이즈 비가 0.25이고, 두 빔의 간격이 0.6 mm 일 때, beam 1 펄스가 먼저 문턱 값에 도달하였을 경우 beam 2 펄스가 Δt 만큼 지연하여 발생하는 것을 나타낸다. 그림 6(b)는 두 빔의 상대적인 초기 광자 노이즈 크기 비(0.1, 0.25, 0.5)에 따라 beam 1이 먼저 문턱 값에 도달하였을 경우 두 빔 사이의 간격(d) 따른 두 빔의 펄스 발생시간 차이(Δt)를 나타낸다. 두 빔의 상대적인 노이즈 크기 비에 상관없이 d 가 늘어남에 따라 Δt 가 증가하는 경향이 있었다. 그러나 d 가 0.7 mm 이상일 경우 상대적인 노이즈 크기 비가 커지면서 Δt 가 줄어드는 경향은 있었지만, 노이즈 크기 비에 따라 Δt 가 서로 달랐다. 이 경우는 Δt 가 두 이득 도파로들의 상호 영향보다는 노이즈 크기에 더 의존한다는 의미이다. 즉, 수치 해석 결과는 두 이득 도파로가 일정 거리 이상 멀어지면 무작위적으로 발생하는 노이즈 스파크에 의해 Δt 가 변동이 심하게 발생할 수 있다는 것을 의미이며 이 조건에서는 두 펄스 빔의 동기화가 어렵다는 것을 말한다.

제 3절 광선 전달 행렬과 q-파라미터

3-1. 광선 전달 행렬

다양하고 복잡한 광학계를 통과하는 근축 광선의 전파는 ABCD 광선 전달 행렬로 표현할 수 있다. 그림 7는 광학계를 통과하는 광 경로를 나타낸다. 광학계에서 근축 광선은 광축으로부터 거리 x 와 축에 대한 각도 x' 로 나타내어진다. 식 (20)은 광학계를 ABCD 광선 전달 행렬로 나타내고 입사 면에서 광선의 위치와 기울기를 ABCD 광선 전달 행렬을 곱함으로 출사 면에서의 광선의 위치와 기울기를 나타낸다 [40].

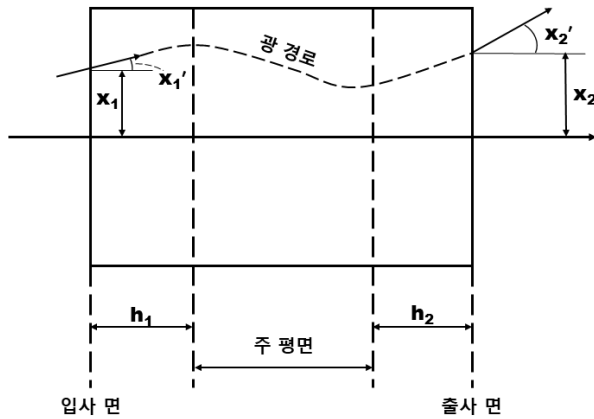


그림 7. 광학계를 통과하는 광 경로 [40].

$$\begin{vmatrix} x_2 \\ x_2' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x_1 \\ x_1' \end{vmatrix} \quad (20)$$

여기서, x_1 은 입사 면에서 광선 위치, x_1' 은 입사 면에서의 광선 기울기, x_2 는 출사 면에서 광선 위치, x_2' 은 출사 면에서의 광선 기울기이다. 광 경로는 광선이 통과하는 광학계의 특성과 입사 면에서의 광선의 위치 x_1 와 기울기 x_1' 에 따라 바뀐다. 입사 면과 주 평면 사이 거리는 h_1 , 주 평면과 출사 면 사이 거리는 h_2 이고 $h_1 = (D-1)/C$, $h_2 = (A-1)/C$ 으로 표현될 수 있다. 또한, 광학계의 초점 거리 $f = -1/C$ 로 표현된다. 표 1은 일반적으로 자주 사용되는 6가지 광학계에 대한 광선 전달 행렬을 나타낸다.

표 1. 자주 사용되는 6가지 광학계의 광선 전달 행렬 [40].

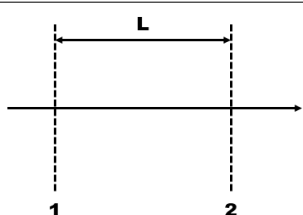
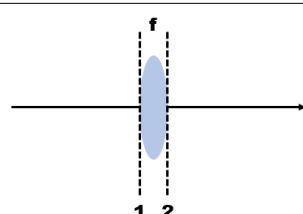
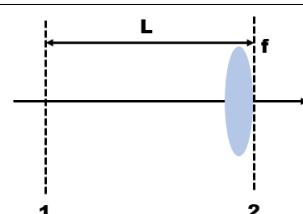
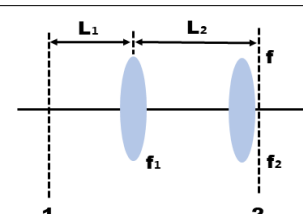
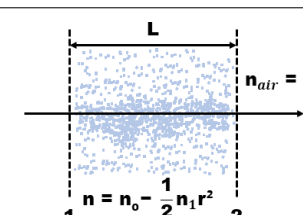
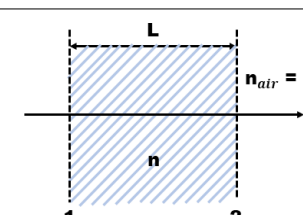
No	광학계	광선 전달 행렬
1		$\begin{vmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$
2		$\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{vmatrix}$
3		$\begin{vmatrix} 1 & L \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{L}{f} \end{vmatrix}$
4		$\begin{vmatrix} 1 - \frac{L_2}{f_1} & L_1 + L_2 - \frac{L_1 L_2}{f_1} \\ -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{L_2}{f_1 f_2} & 1 - \frac{L_1}{f_1} - \frac{L_2}{f_2} - \frac{L_1}{f_2} + \frac{L_1 L_2}{f_1 f_2} \end{vmatrix}$
5		$\begin{vmatrix} \cos(L\sqrt{\frac{n_1}{n_0}}) & \frac{1}{\sqrt{n_0 n_1}} \sin(L\sqrt{\frac{n_1}{n_0}}) \\ -\sqrt{n_0 n_1} \sin(d\sqrt{\frac{n_1}{n_0}}) & \cos(d\sqrt{\frac{n_1}{n_0}}) \end{vmatrix}$
6		$\begin{vmatrix} 1 & \frac{L}{n} \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$

표 1에서 1번 행렬은 거리 L 에 대한 광선 전달 행렬, 2번 행렬은 초점 거리 f 의 얇은 렌즈를 통과하는 광선 전달 행렬, 3번은 거리 L 를 진행한 이후 초점 거리 f 의 얇은 렌즈를 통과하는 1번과 2번 구조의 조합인 광선 전달 행렬이고 순서가 반대로면 대각선 요소가 서로 바뀐다. 4번 행렬은 3번 광학계를 2번 입사하는 광선 전달 행렬이다. 5번 행렬은 광선이 광축으로부터 거리 r 일 때, 굴절률 $n = n_0 - (\frac{1}{2})n_1r^2$ 이 2차 식으로 변하는 렌즈형 매질을 거리 L 에 대한 광선 전달 행렬을 나타낸다. 여기서, n_0 는 매질 중심 굴절률, n_1 는 매질 가장자리 굴절률이다. 6번 행렬은 광선이 굴절률 n 이고, 길이가 L 인 유전체 매질을 통과하는 광선 전달 행렬이다. 이러한 6개의 광선 전달 행렬을 이용하여 임의 광학계를 통과하는 레이저 빔의 특성을 파악할 수 있다.

3-2. q-파라미터와 광선 전달 행렬을 이용한 빔 크기 계산

q-파라미터는 광축을 따라 진행하는 가우시안 빔 특성을 표현하는 복소 빔 매개 변수이다. q-파라미터를 사용하면 공진기 내부에서 빔 반경을 계산할 수 있다. q-파라미터는 식 (21)와 같다 [41].

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi W^2(z)} \quad (21)$$

q-파라미터는 실수부와 허수부를 가지며, 실수부는 파면 곡률 반경, 허수부는 빔 반경을 포함한다. 여기서, R 은 파면 곡률 반경, W 는 빔 반경, λ 는 빔 파장을 나타낸다. 그림 8은 광선이 ABCD 광선 전달 행렬로 표현된 임의의 광학계를 통과하는 것을 나타낸다.

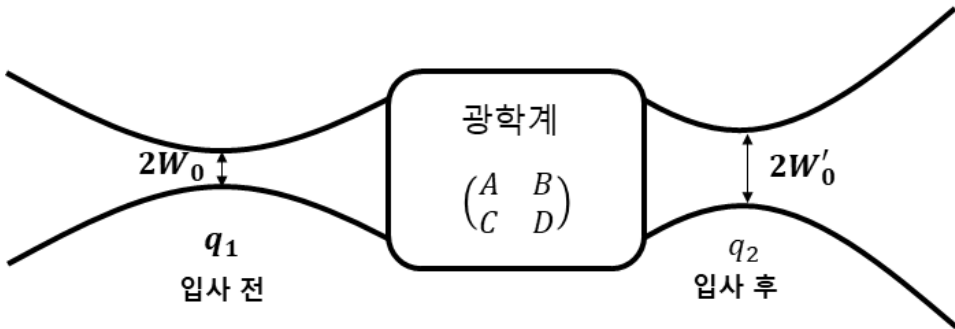


그림 8. ABCD 광선 전달 행렬로 표현된 임의의 광학계를 통과한 광선.

그림 8에서, q_1 은 광선이 광학계에 입사하기 전 q-파라미터, q_2 는 광선이 광학계에 입사한 후 q-파라미터이다. q_1 과 q_2 는 ABCD 광선 전달 행렬을 이용하여 식 (22)과 같이 표현된다.

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \text{ or } \frac{1}{q_2} = \frac{C + D/q_1}{A + B/q_1} \quad (22)$$

빔의 허리 반경에서 q_1 과 q_2 의 복소수 형은 식 (23)로 표현한다.

$$\frac{1}{q_1} = -j \frac{\lambda}{\pi W_0^2}, \quad \frac{1}{q_2} = -j \frac{\lambda}{\pi W_0'^2} \quad (23)$$

여기서 W_0 는 입사 전의 빔 허리 반경이고, W_0' 는 입사 후의 빔 허리 반경이다.

식 (23)을 식 (22)에 대입하여 정리하여, W_0' 로 표현하면 식 (24)과 같이 된다.

$$W_0' = \sqrt{(A \cdot W_0)^2 + \left(\frac{B \cdot \lambda}{\pi \cdot W_0}\right)^2} \quad (24)$$

가우시안 빔일 때, 광학계를 입사한 빔 반경은 식 (24)를 따른다. 하지만, 빔이 가우시안 빔이 아닌 멀티 모드인 경우, 레이저 빔질 M^2 을 고려해야 한다.

M^2 은 식 (25)과 같이 표현할 수 있다.

$$M^2 = \frac{\pi \theta d_0}{4\lambda} \quad (25)$$

여기서, θ 는 발산각, d_0 는 빔 직경이고, 레이저 빔질 M^2 은 θ 와 d_0 에 비례하면서 증가한다. 그림 9은 가우시안 빔과 멀티모드 빔의 관계를 나타낸다.

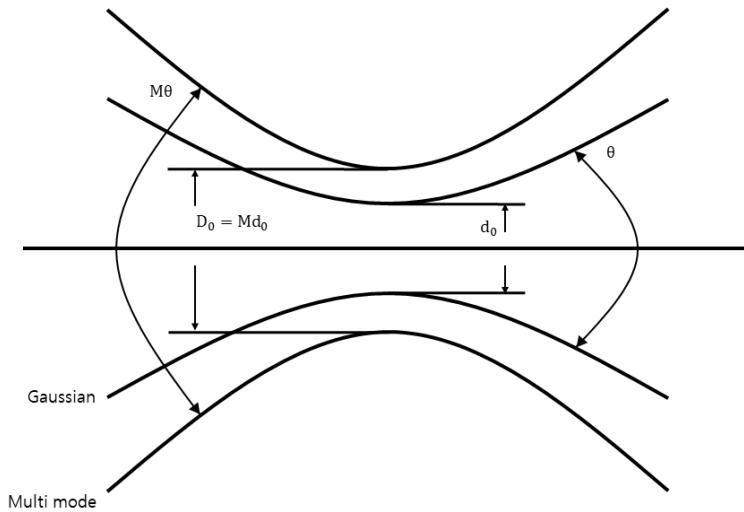


그림 9. 가우시안 빔과 멀티모드 빔의 관계.

그림 9과 같이 멀티모드 빔 직경 D_0 는 가우시안 빔 직경 d_0 에 빔질 M 값을 곱하여 구할 수 있다. 그러므로 멀티모드 빔 반경은 식 (26)과 같다.

$$W_m = M W_0' \quad (26)$$

이를 통하여 임의의 광학계를 입사한 빔의 반경을 구할 수 있다.

제4절 Fabry - Perot etalon을 이용한 종모드 제어

4-1. Fabry - Perot etalon 투과 특성

그림 10는 Fabry-Perot etalon에서 광선이 각도 θ 로 입사할 때의 광 경로를 보여 준다.

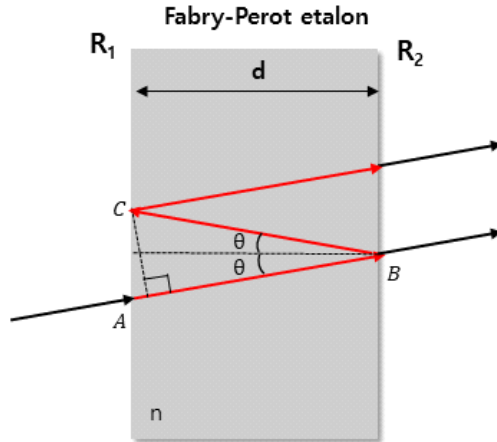


그림 10. Fabry - Pérot etalon으로 빛이 각도 θ 로 입사할 때 광 경로.

그림 10에서 Fabry - Perot etalon에 각도 θ 로 입사하는 빛은 서로 평행한 앞면과 뒷면에서 각각 반사하게 되어 다중 빔 간섭에 대한 투과 특성이 나타나게 된다. 이때 생기는 광 경로 차의 위상차 (Δ)는 식 (27)과 같다.

$$\Delta = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot n \cdot d \cdot \cos \theta \quad (27)$$

여기서, n 는 Fabry - Perot etalon의 굴절률, d 는 Fabry - Perot etalon의 두께이다. 위상차 식 (27)를 변수로 하여 투과한 정도를 보이는 airy 함수는 식 (28)과 같다.

$$Airy = \frac{1}{1 + F \cdot \sin^2 \frac{\Delta}{2}} \quad (28)$$

여기서, F 는 Fabry - Perot etalon 두 면의 반사율 $R = \sqrt{R_1 R_2}$ 에 대한 함수 $4R/(1-R)^2$ 로 주어진다.

그림 11는 식 (28)을 이용하여 Fabry - Perot etalon의 반사율과 위상차에 따른 투과 특성을 나타낸다

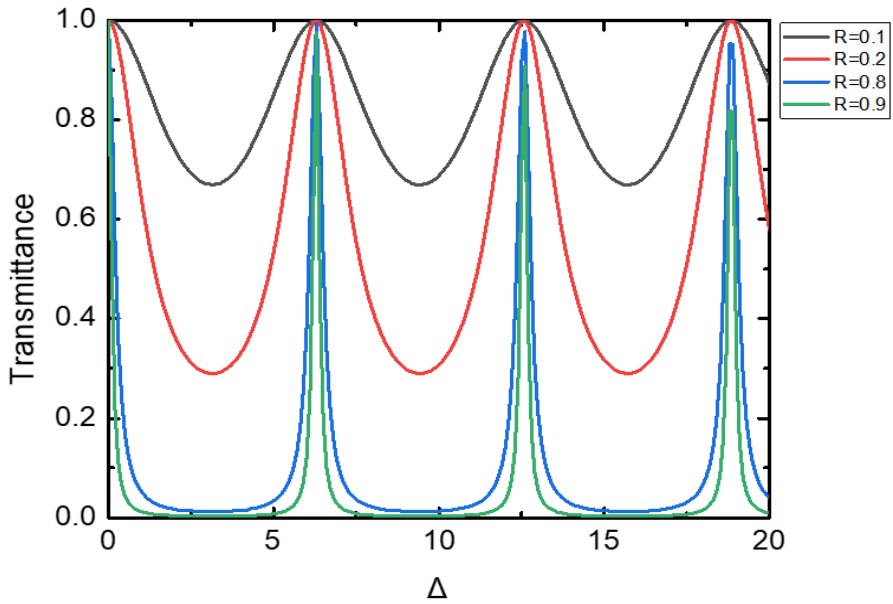


그림 11. Fabry - Perot etalon의 반사율에 따른 투과 특성.

그림 11에서 볼 수 있듯이 두 면의 반사율이 높아짐에 따라 더 얇은 투과 특성을 보인다.

4-2. Fabry - Perot etalon 투과 특성을 이용한 종모드 제어

그림 12은 Fabry - Perot etalon의 투과 특성을 이용해 레이저 종모드 수를 제어하는 효과를 나타내고 있다.

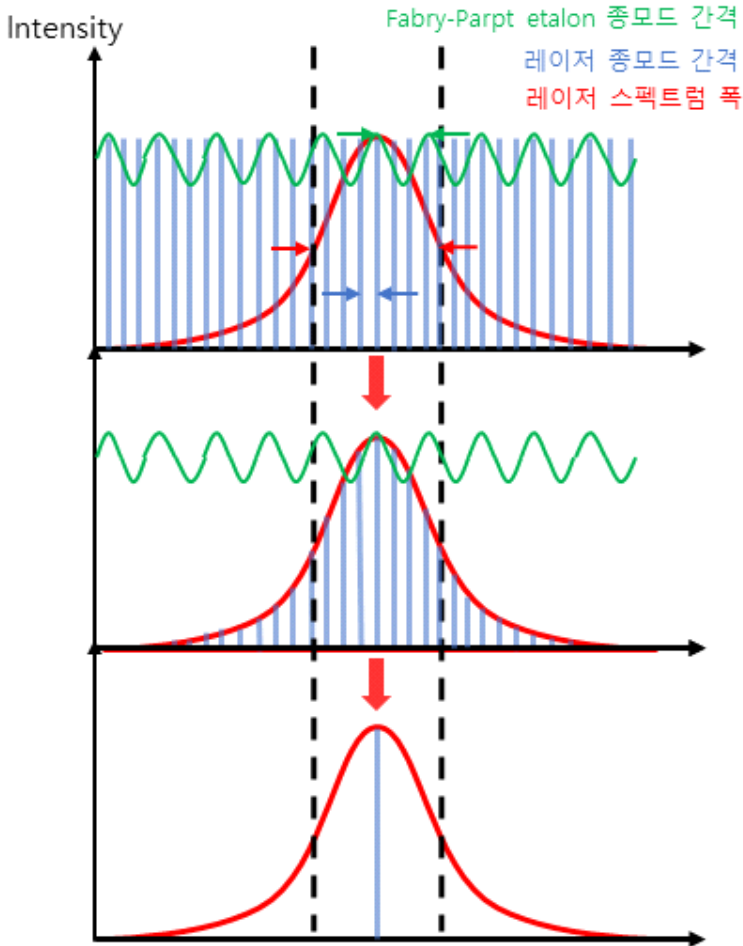


그림 12. 레이저 스펙트럼 폭과 레이저 종모드 간격 그리고 Fabry - Perot etalon의 종모드 간격

그림 12에서 상단은 레이저 종모드와 레이저 스펙트럼, Fabry - Perot etalon의 종모드를 보여준다. 이후 레이저가 발진하게 되면 레이저 스펙트럼 폭 안에 레이저 종모드들이 생기고, 이 종모드들이 공진기 내에서 공진하며 Fabry - Perot etalon의 종모드와 간섭을 하다보면 레이저 종모드들이 죽게 되어 결국 Fabry - Perot etalon

의 종모드에 의해 필터링된 종모드 만이 Q-스위칭 펄스로 발진게 된다. Fabry - Perot etalon의 종모드 간격은 Fabry - Perot etalon의 두께에 따라 결정된다. Fabry - Perot etalon의 종모드 간격은 식 (29), (30)로 나타낼 수 있다.

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nd} \quad (29)$$

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda_0^2}{c}\Delta\nu \quad (30)$$

식 (29)은 주파수에 따른 종모드 간격이고 여기서, nd 는 Fabry - Perot etalon의 광학적 두께이다. 식 (30)은 파장에 따른 종모드 간격이고 여기서, λ_0 는 진공 중에 빛의 파장이다. 실험에 사용한 Fabry - Perot etalon은 두 면 사이의 평행도가 1.3 arcsec, 두께 4 mm의 용융실리카 소재를 사용하였다. 식 (29), (30)으로 계산한 종모드 간격은 25.9 GHz, 0.091 nm였다.

4-3. Fabry - Perot 간섭계

Fabry-Perot 간섭계는 정밀하게 파장을 측정하고 스펙트럼의 미세 라인을 분석하는 데 사용된다. Fabry-Perot 간섭계는 두 개의 광학 요소가 평행하게 구성되며, 광학 요소는 부분적으로 반사되는 유리 또는 석영 면으로 구성된다. 광학 요소들의 반사 표면 간격을 기계적으로 변경할 수 있을 경우를 간섭계라고 하고, 간격을 변경할 수 없는 경우 etalon이라고 한다. 간섭무늬의 선명도를 높이기 위해서는 반사 표면은 매우 평행하고 평탄해야 한다. 그림 13은 일반적인 Fabry-Perot 간섭계(FPI)를 나타낸다.

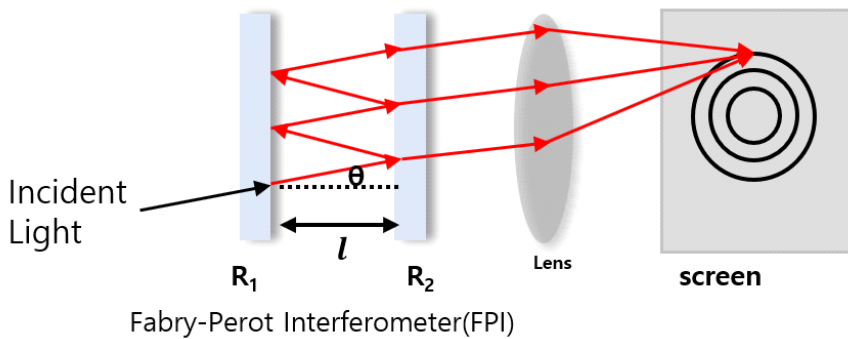


그림 13. Fabry - Perot 간섭계(FPI) 구성도.

그림 13에서 Fabry-Perot 간섭계도 Fabry-Perot etalon과 마찬가지로 서로 평행한 두 면에 θ 로 입사하는 빛은 앞면과 뒷면에서 반사하게 되어 다중 빔 간섭에 대한 투과 특성이 나타나게 된다. 이때 관측 스크린 면에 동심원 고리 형태의 간섭무늬가 나타난다. 이 고리는 육안으로도 관찰할 수 있다. 이러한 고리들은 동일한 입사각 θ 으로 인해 생긴 간섭무늬가 고리를 이룬다고 할 수 있다. 또한, 이 고리들은 입사각과 파장에 따라 다르게 나타난다.

Fabry-Perot 간섭계에서 인접한 간섭 차수 간의 간격을 Free Spectral Range라고 하고 줄여서 FSR이라고 표현한다. Fabry-Perot 간섭계에서 FSR은 식 (31)과 같이 주파수로 표현할 수 있다.

$$\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{2l \cos \theta} \quad (31)$$

여기서, l 은 두 반사 면 사이의 거리, θ 는 입사각이다. 만약 θ 가 작을 경우, 대략적인 식 (32)으로 표현할 수 있다.

$$\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{2l} \quad (32)$$

Fabry-Perot 간섭계로 인접한 두 파장 λ_1, λ_2 이 분석된다고 한다면, 간섭무늬의 Airy 함수는 식 (33)과 같이 두 파장에 대한 Airy 함수의 합으로 나타낼 수 있다.

$$Airy_T = \frac{1}{1 + F \cdot \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_1} l \cos\theta\right)} + \frac{1}{1 + F \cdot \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_2} l \cos\theta\right)} \quad (33)$$

여기서 두 파장에 대한 Airy 함수는 동일한 세기로 가정되고, F 는 이전과 마찬가지로 Fabry - Perot 간섭계 두 면의 반사율에 대한 함수로 $4\sqrt{R_1R_2}/(1 - \sqrt{R_1R_2})^2$ 로 주어진다.

그림 14는 Fabry-Perot 간섭계의 간섭무늬 고리를 확인하기 위해 간섭계의 Airy 함수에서 θ 에 대한 식을 간섭무늬 고리의 반경 r 에 대한 식으로 변환하여 수치해석 프로그램으로 시뮬레이션한 그림이다.

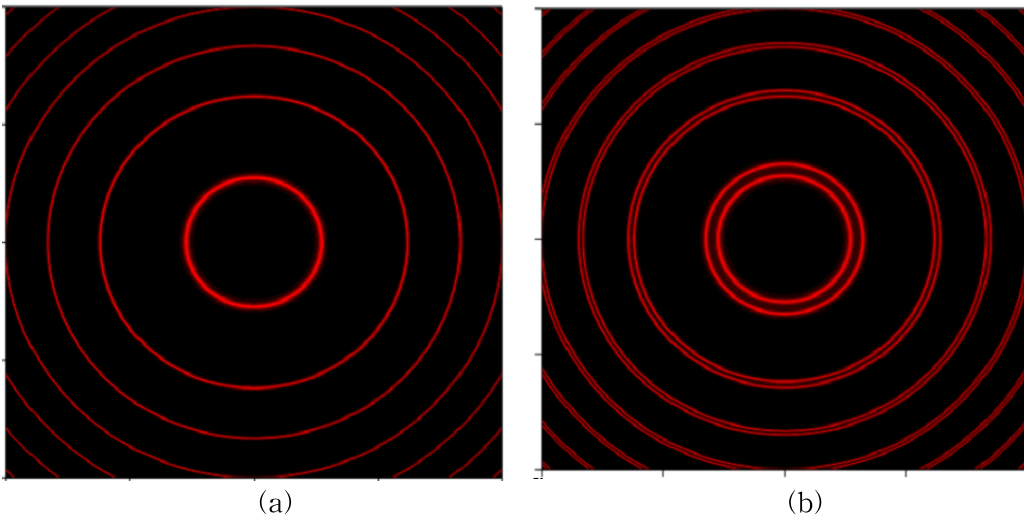


그림 14. 수치해석 프로그램으로 시뮬레이션한 Fabry-Perot 간섭계의 고리 형태의 간섭무늬.

(a) 간섭계의 FSR에 해당하는 간섭무늬, (b) 인접한 두 파장이 분리되어 나타난 간섭무늬.

그림 14에서 사용한 Fabry-Perot 간섭계는 두 반사 면의 거리가 3 mm, 반사율이 각각 90%인 간섭계로, λ_1 은 1030 nm, 인접한 파장 λ_2 과의 간격은 0.02 nm로 시물 레이션하였다. 그 결과 Fabry-Perot 간섭계의 Airy 함수로 고리 형태로 된 간섭무늬를 확인할 수 있었고, 인접한 파장이 분리되어 다른 고리 형태로 간섭무늬가 나타나는 것을 확인할 수 있었다. 그러므로 Fabry-Perot 간섭계를 활용하여 레이저 종모드를 확인할 수 있다.

제3장 실험 및 결과

제1절 펌프 광원 출력 조사

YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 일체형 매질로 1×2 빔 배열의 Q-스위칭 레이저를 발진 시키기 위해 펌프 광은 BWT 사의 30 W LD를 이용하였고, LSTECH 사의 1×2 배열을 가진 광섬유 Beam Splitter를 LD와 융착시켜 LD의 출력 빔을 동일한 세기를 가진 2개의 빔으로 분리하였다. 광섬유 Beam Splitter의 코어 직경은 105 μm , 개구수 NA는 0.22이다. 펌프 광의 파장은 Yb:YAG의 흡수 파장 940 nm이고, 측정된 빔질 M^2 값은 23이다. 그림 15는 광섬유 Beam Splitter 모식도와 LD 출력 특성을 나타낸다 [36].

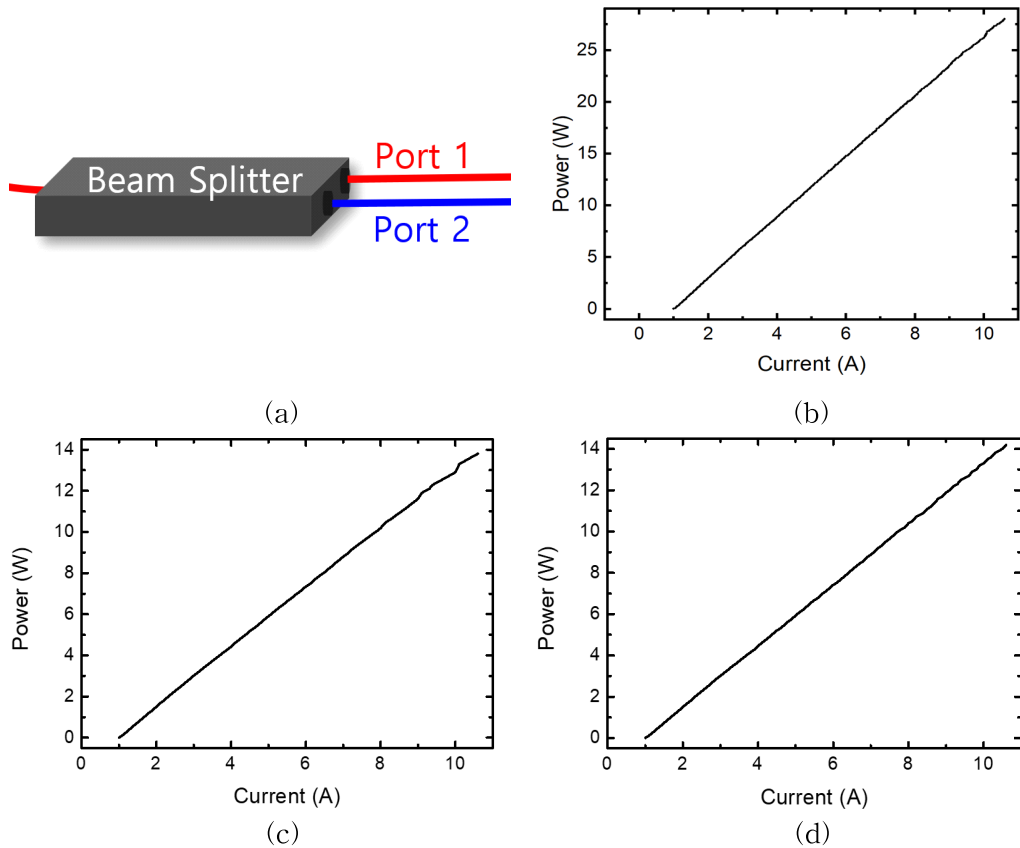


그림 15. 광섬유 Beam Splitter 모식도 및 출력 조사.

- (a) 광섬유 Beam Splitter 모식도,
- (b) 광섬유 Beam Splitter와 융착시킨 LD의 입력 전류에 따른 출력,
- (c) Port 1에서의 LD 입력 전류에 따른 출력,
- (d) Port 2에서의 LD 입력 전류에 따른 출력.

광섬유 Beam Splitter의 출력은 LD의 입력 전류 10.6 A에서 Port 1은 13.8 W, Port 2는 14.2 W이며, 총 28 W가 나온다. LD와 광섬유 Beam Splitter에서 발생하는 열은 수냉식 냉각기를 사용하여 냉각시켰다. LD 펌프의 펄스 지속시간은 Yb:YAG의 형광 수명 시간을 고려한 1 ms로, 반복률은 30 Hz로 동작되도록 설정하였다.

1-1. 광선 전달 행렬을 이용한 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG에 집속되는 펌프 빔 크기 계산

YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 일체형 매질에서 이득 매질인 Yb:YAG 집속되는 펌프 빔의 크기에 따라 발진되는 Q-스위칭 레이저 출력 특성이 바뀐다. 그림 16은 LD와 광섬유 Beam Splitter를 연결하여 나오는 두 펌프 빔이 렌즈 시스템에 의해 Yb:YAG에 집속되는 것을 나타낸다.

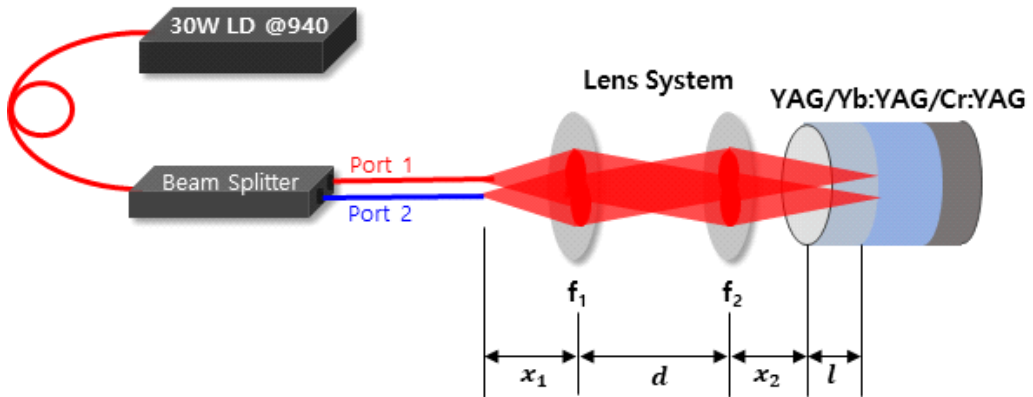


그림 16. 렌즈 시스템에 의해 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔 크기.

여기서, f_1 는 렌즈 시스템에서 첫 번째 렌즈의 초점 거리, f_2 는 두 번째 렌즈의 초점 거리, x_1 는 첫 번째 렌즈와 광섬유 끝 면 사이의 거리, d 는 렌즈 시스템 사이의 거리, x_2 는 두 번째 렌즈와 YAG 사이의 거리, l 는 YAG의 길이로 정의하였다. 광선 전달 행렬을 이용하면 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔 반경을 계산할 수 있다. 식 (34)은 광섬유 코어에서 시작하여 일체형 매질에서 Yb:YAG 첫 번째 면까지의 ABCD 광선 전달 행렬이다.

$$\text{Matrix} = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & x_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & x_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (34)$$

식 (35)은 LD에서 나온 펌프 빔이 가우시안 빔 형태라고 한다면, 펌프 빔 반경 W_0 이다. 여기서, a 는 코어 직경, LD의 빔 질은 M_{LD}^2 으로 표현하였다.

$$W_0 = \frac{a}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{M_{LD}^2}} \quad (35)$$

식 (36)은 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 일체형 매질에서 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔 반경이다.

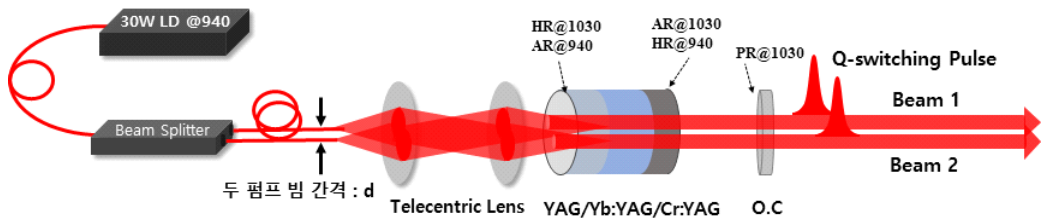
$$W' = \sqrt{(A \cdot W_0)^2 + \left(\frac{B \cdot \lambda}{\pi \cdot W_0}\right)^2} \times \sqrt{M_{LD}^2} \quad (36)$$

식 (36)을 이용하여 펌프 빔 반경을 계산한 결과, 펌프 빔 반경은 0.295 mm였다.

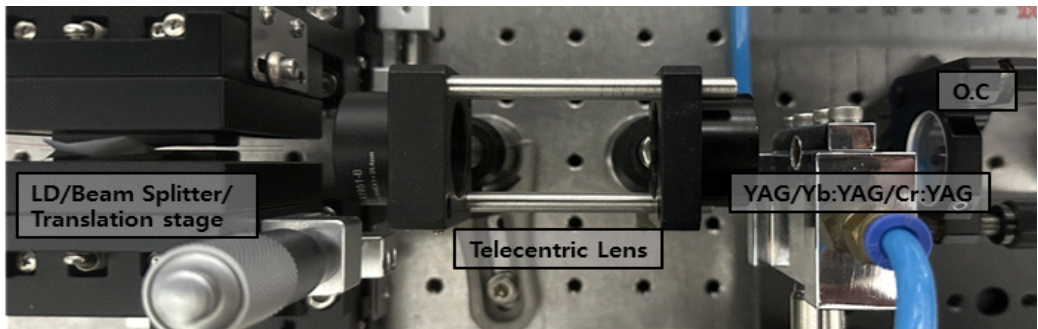
제2절 1×2 빔 배열 분포를 갖은 시간 동기화된 Q-스위칭 펄스 발생

2-1. 1×2 빔 배열 분포를 갖은 Q-스위칭 레이저 설계

두 펌프 빔을 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 일체형 매질에 집속하여 시간적으로 동기화된 두 Q-스위칭 펄스를 발진하기 위한 레이저 공진기는 그림 17과 같이 구성하였다.



(a)



(b)

그림 17. YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 일체형 매질을 이용하여 시간 동기화된 두 Q-스위칭 펄스를 발진하기 위한 레이저 공진기.

(a) 구성도, (b) 실험 사진.

레이저 펌핑은 LD로 중펌핑하였고, 이전에 언급했듯, 940 nm 파장의 최대 출력이 30 W인 LD의 동작은 펄스 폭 1.0 ms, 반복률 30 Hz로 설정하였다. LD 출력 빔을 동일한 출력을 가진 두 개의 펌프 빔으로 나누기 위해 1×2 광섬유 Beam Splitter를 사용하였고, 두 개의 펌프 빔을 평행하게 진행시키기 위해 텔레센트릭 렌즈 시스템으로 매질에 집속되게 구성하였다.

텔레센트릭 렌즈 시스템의 첫 번째 렌즈의 초점 거리는 25.4 mm이고, 두 번째 렌즈의 초점 거리는 25.4 mm로 두 개의 펌프 빔 직경은 0.589 mm이다. 이득 매질로 5 at.% 도핑율을 가진 4 mm의 길이의 Yb:YAG를 사용하였다. 매질에서 받는 열을 외부로 잘 전달시키기 위해 Yb:YAG 좌측에 공기보다 열전도도가 약 560배 더 높은 YAG를 열확산 방법으로 접착시켰다. YAG의 첫 번째 면에는 940 nm에 무반사(AR)로 코팅, 1030 nm에 고반사(HR)로 코팅되어있다. Yb:YAG 우측에는 초기 투과율 70%인 포화흡수체 Cr:YAG를 YAG와 마찬가지로 열확산 방법으로 접착시켜 Q-스위칭 펄스가 발생되게 하였다. Cr:YAG의 마지막 면에는 940 nm에 HR 코팅, 1030 nm에 AR 코팅이 되어있다. 이렇게 설계된 공진기의 두 Q-스위칭 펄스의 발생시간은 일반적으로 무작위로 발생된다. 본 연구에서는 이득 도파로들을 서로 근접하게 접근시킴으로써 서로 영향을 주도록 해 두 펄스 간의 시간 동기화시키는 연구를 수행하였다. 두 Q-스위칭 펄스 빔 간의 결합 정도와 시간 동기화를 확인하기 위해 두 펌프 빔 사이의 간격에 따른 빔 분포도를 조사하였고, 공진기 길이와 출력 거울(O.C)의 반사율, 두 펌프 빔 사이의 간격을 조절하여 발진된 두 Q-스위칭 펄스 간의 발생시간 차이를 조사하였다. 이후에 출력 안정화를 위해 일체형 매질과 출력 거울 사이에 Fabry-Perot etalon을 삽입하여 마찬가지로 출력 특성을 조사하였다.

2-2. 1×2 빔 배열 분포를 갖은 Q-스위칭 레이저 출력 빔 분포도 분석

두 펌프 빔 사이의 간격을 조절하면서 출력된 빔의 분포도 변화를 조사하였다. 공진기 길이 30 mm, O.C의 반사율이 60%일 때, 두 펌프 빔 사이의 간격(d)을 조절하여 조사하였다. 그림 18은 실험 구성도이다.

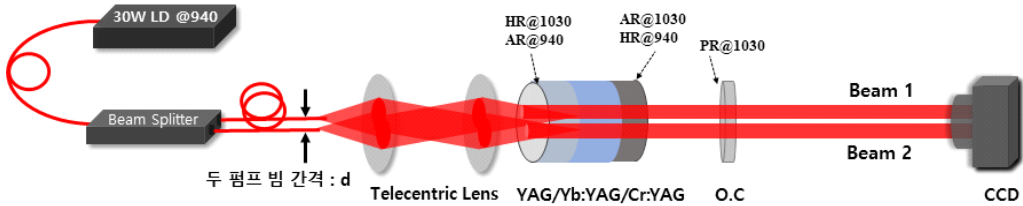
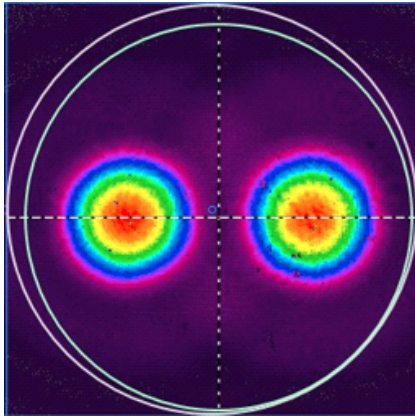
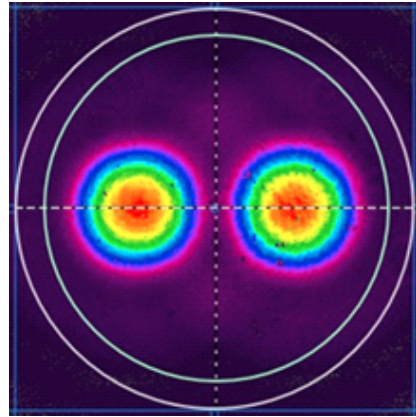


그림 18. 두 펌프 빔 사이의 간격(d)에 따른 출력 빔의 분포도 변화 실험 구성도.

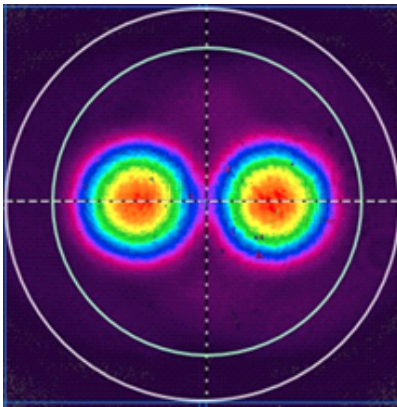
d 의 변화에 대한 출력 빔들의 분포를 분석하기 위해 d 에 따라 출력 빔의 분포도를 CCD 카메라를 이용하여 조사하였고, d 에 따른 출력 빔의 분포도는 그림 19과 같다. 광학 마운트의 제한 때문에 d 를 가장 가까이했을 경우 0.4 mm까지 측정할 수 있었다. 출력 빔 분포도를 보면 d 가 좁아질수록 발진된 두 빔이 좁아지면서 붙는 것을 볼 수 있었다. 또한, d 가 0.4 mm 일 때, 간섭무늬가 나타나는 것을 볼 수 있다.



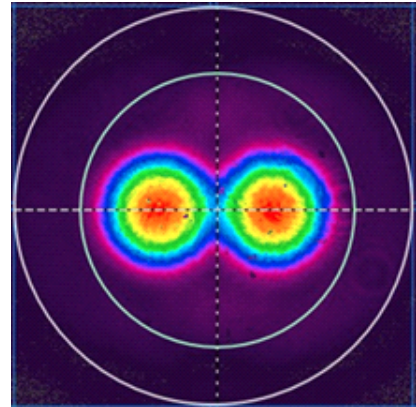
(a)



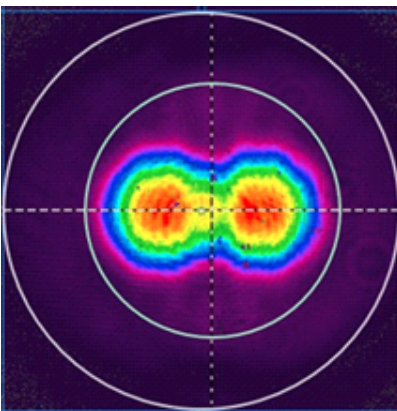
(b)



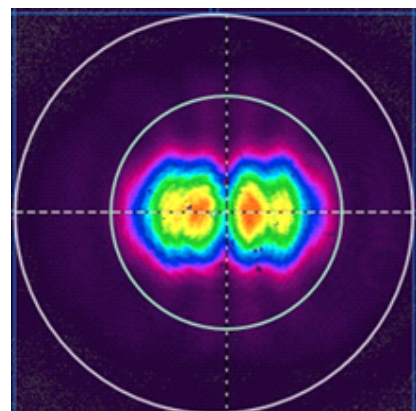
(c)



(d)



(e)



(f)

그림 19. 두 펄프 빔 사이의 간격(d)에 따른 출력 빔 분포도.
 (a) d 가 0.9 mm 일 때, (b) d 가 0.8 mm 일 때, (c) d 가 0.7 mm 일 때,
 (d) d 가 0.6 mm 일 때, (e) 0.5 mm 일 때, (f) 0.4 mm 일 때.

앞서 측정한 간섭무늬의 원인이 결맞는 두 빔이 아닌 고차 모드 분포로 인한 간섭무늬일 수 있어 두 출력 빔을 분리하는 실험을 하였다. 그림 20은 두 출력 빔의 분리 실험 구성도이다.

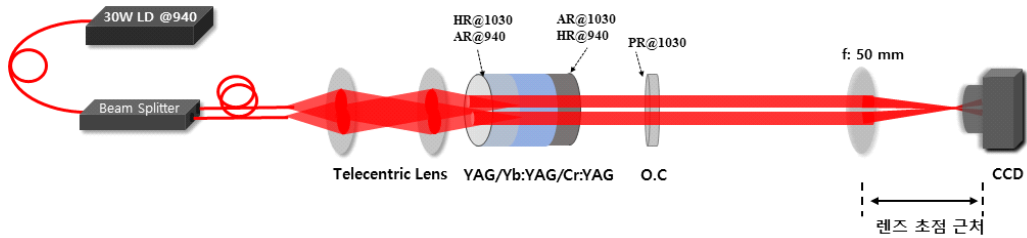


그림 20. 두 출력 빔을 분리하기 위한 실험 구성도.

분리 실험은 두 출력 빔을 렌즈에 집속 시켜 CCD 카메라로 측정했다. 그 결과 렌즈의 초점 부근에서 두 개의 빔이 독립적으로 나오는 것을 확인하였다. 그림 21은 렌즈 초점 근처에서 측정된 두 출력 빔 분포도이다.

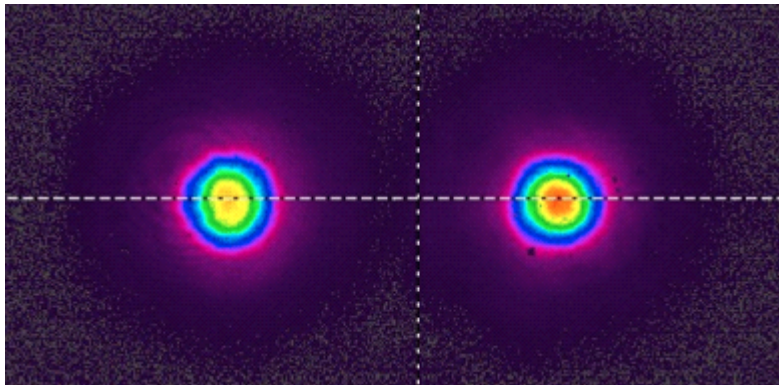


그림 21. 렌즈 초점 근처에서 측정된 두 출력 빔 분포도.

그림 21과 같이 렌즈의 초점 부근에서 두 출력 빔이 완전히 분리되어 간섭무늬의 원인은 고차 모드 분포로 인한 간섭무늬가 아닌 두 출력 빔 간의 간섭무늬인 것을 확인할 수 있었다.

균질하게 구성된 레이저 매질 구조에서는 두 출력 빔의 파면은 서로 평행한 상태로 나오므로 간섭무늬가 나타날 수 없다. 그러나 매질 내부에 펌프 흡수 열에 의한 매질의 열 렌즈 효과로 매질의 굴절률 분포가 변화하여 두 출력 빔이 진행 방향에서 기울어져 간섭무늬가 나타난 것으로 판단된다. 그림 22은 매질의 열 렌즈 효과로 인해 두 출력 빔이 기울어진 상태로 진행하는 것을 나타낸다.

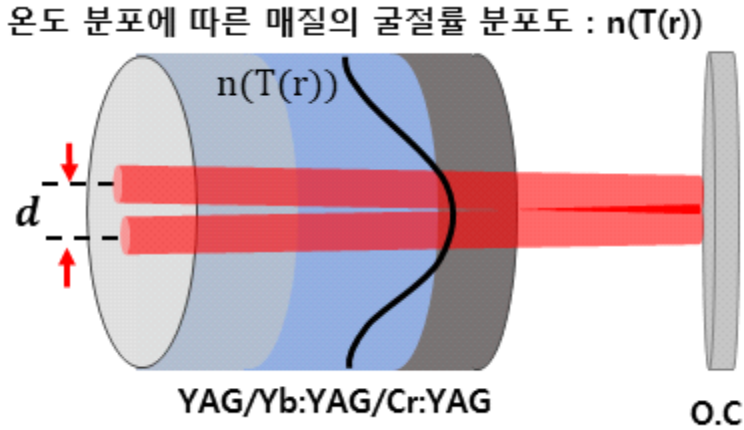
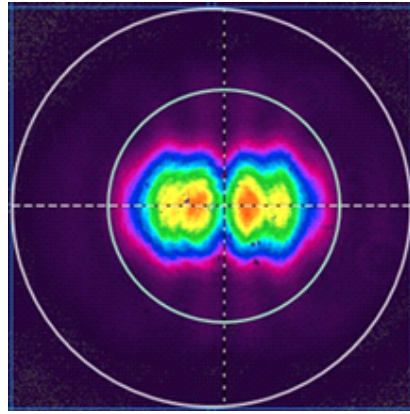
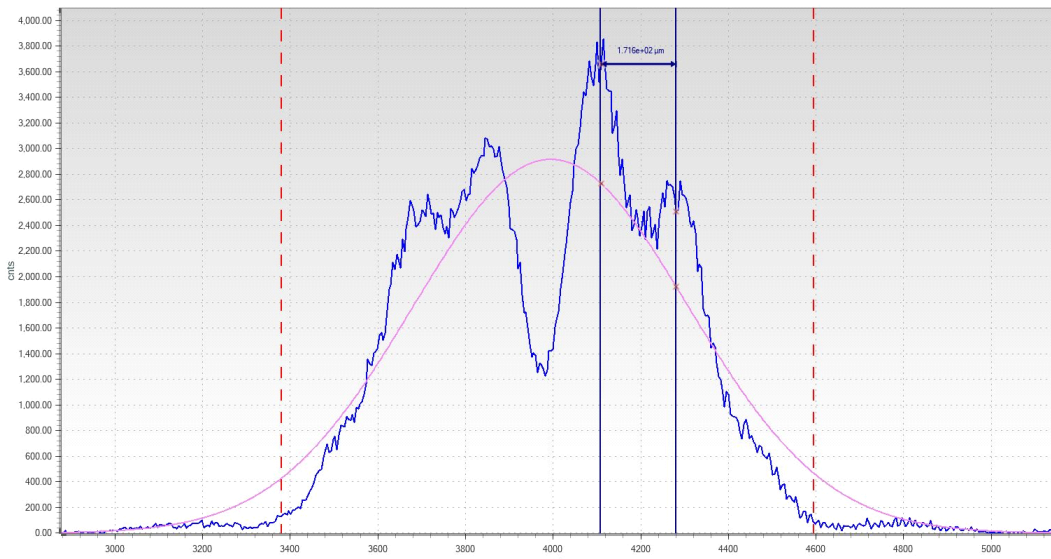


그림 22. 매질의 열 렌즈 효과로 인한 두 출력 빔의 진행.

그림 22과 같이 펌프 빔으로 인한 매질의 열 렌즈 효과로 인해 두 출력 빔이 기울어진 상태로 발진 되어 간섭무늬가 형성되었다고 할 수 있다. 이론적으로 이러한 기울어진 파면은 레이저가 발진될 수 없다. 그러나 아주 미세한 영역에서 기울어지면, 출력이 떨어지면서 레이저가 발진될 수 있다. 두 출력 빔의 기울어진 각도를 확인하기 위해 간섭무늬 간격을 측정하였다. 그림 23은 d 가 0.4 mm 일 때, 출력 빔 분포도와 간섭무늬 간격을 측정한 그림이다.



(a)



(b)

그림 23. 두 펄스 빔 사이의 간격이 0.4 mm 일 때, 빔 분포도 및 간섭무늬 간격.
 (a) 빔 분포도, (b) 간섭무늬 간격.

두 출력 빔 사이의 기울어진 각도를 확인하기 위해 간섭무늬 간격을 그림 23(b)와 같이 측정하였다. d 가 0.4 mm 일 때, 간섭무늬 간격은 0.172 mm였다. 그림 24는 평행광이 기울어져서 진행할 때, 평행광 사이의 각도와 간섭무늬를 나타낸다.

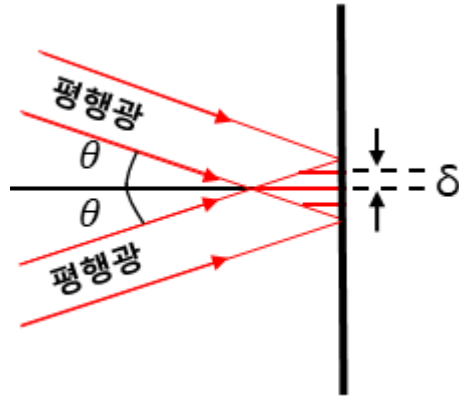


그림 24. 기울어진 평행광 사이의 각도와 간섭무늬.

여기서, θ 는 두 평행광이 이루는 각도, δ 는 간섭무늬 간격이다. δ 에 대한 두 평행광이 이루는 각도 θ 는 식 (37)과 같다.

$$\theta = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{2\delta}\right) \quad (37)$$

여기서, λ 는 빔의 파장이다. 측정된 간섭무늬가 그림 24과 같다면, 간섭무늬 간격을 통해 두 출력 빔이 이루는 각도를 구할 수 있다. 이전 실험에서 d 가 0.4 mm 일 때 측정된 간섭무늬 간격이 0.172 mm라면, 두 개의 출력 빔이 이루는 각도는 식 (37)을 통해 약 3 mrad으로 계산되었다. 3 mrad은 본 실험에서 30 mm 길이의 공진기에서 펄스가 왕복할 때, 광학적 길이를 고려하여 계산하면 약 0.18 mm 정도의 편이가 발생된 것으로 계산된다. 이 결과로 약 0.18 mm 정도의 편이가 발생해도 레이저가 발진될 수 있다.

그림 25은 beam 1과 beam 2의 빔질 측정을 위한 실험 구성도이다. beam 1과 beam 2의 빔의 빔질(M^2)을 측정하기 위해 beam 1과 beam 2를 Knife-edge 방법으로 각각 발진 되게 한 뒤 렌즈를 이용하여 집속시키고, 집속된 빔의 위치에서 일정한 거리에 따라 빔의 직경을 CCD 카메라로 측정하였다.

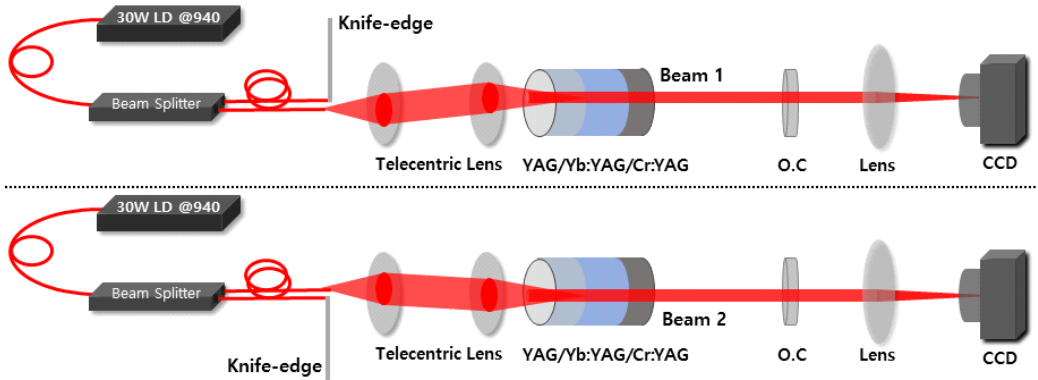
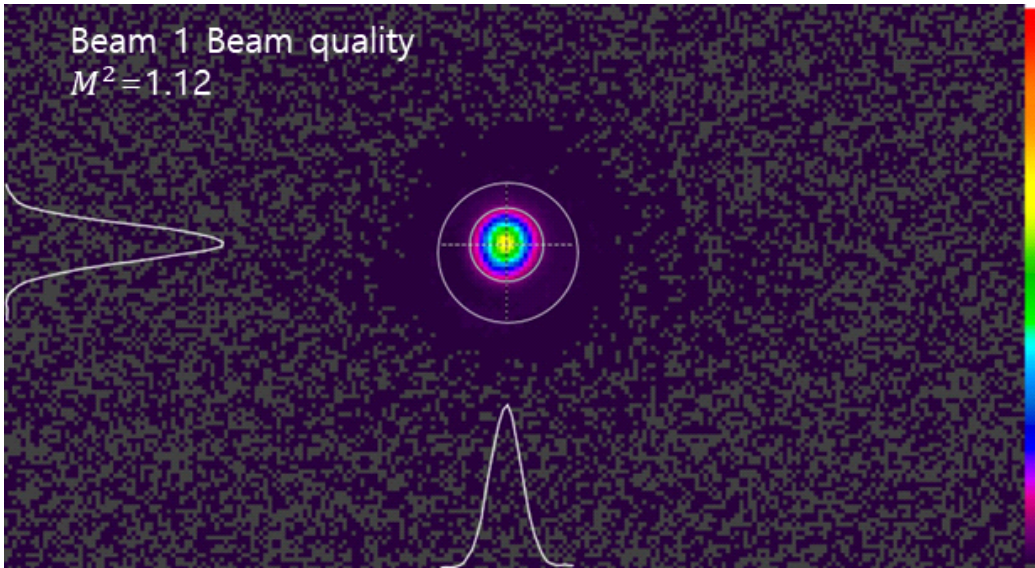
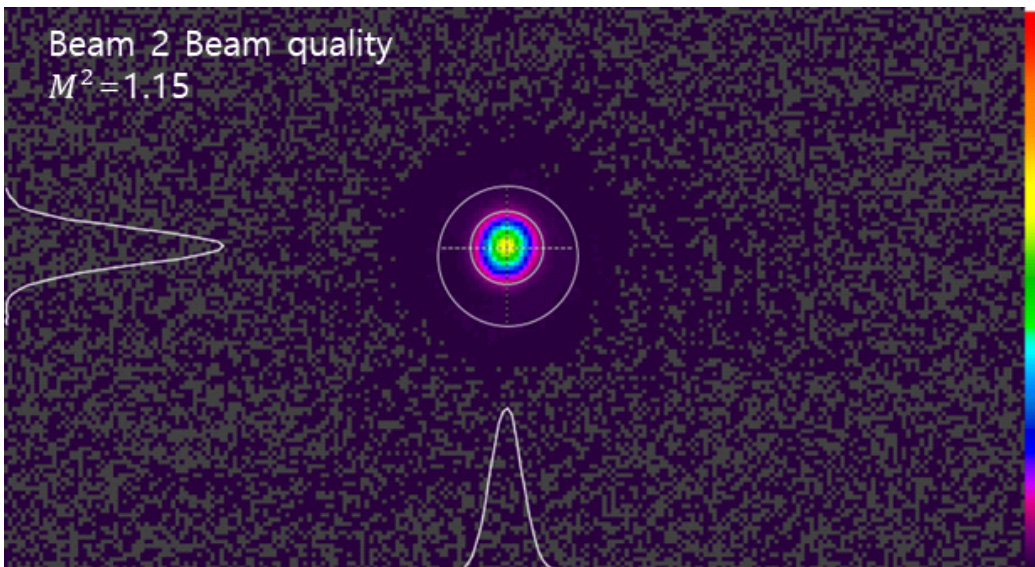


그림 25. beam 1과 beam 2의 빔질 측정을 위한 실험 구성도.

렌즈의 초점 위치로부터 일정한 거리에 따라 빔의 직경을 측정하여 M^2 을 계산하였다. 그림 26은 렌즈로 집속된 beam 1과 beam 2의 빔 분포도와 M^2 측정 결과이다. beam 1의 경우 M^2 는 1.12, beam 2의 경우 M^2 은 1.15로 계산되었다. 이 결과로부터 두 beam 1과 beam 2 모두 가우시안 빔에 가깝다고 할 수 있다.



(a)



(b)

그림 26. beam 1과 beam 2의 렌즈에 집속된 빔 분포도와 빔질(M^2) 값.

(a) 렌즈에 집속된 beam 1의 분포도 및 M^2 값,

(b) 렌즈에 집속된 beam 2의 분포도 및 M^2 값.

2-3. 공진기 길이와 반사율, 두 펄프 빔 사이 간격에 따른 두 출력 펄스 분석

두 펄프 빔 사이의 간격(d)가 늘어남에 따라 두 펄스 간의 발생시간 차이(Δt)를 측정하는 실험이다. 공진기 길이 30 mm, 공진기 길이 40 mm 일 때, 두 펄프 빔 사이의 간격(d)에 따른 Δt 를 측정하였다. 그림 27은 O.C의 반사율(R)과 두 펄프 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스 간의 발생시간 차이(Δt)를 나타낸다.

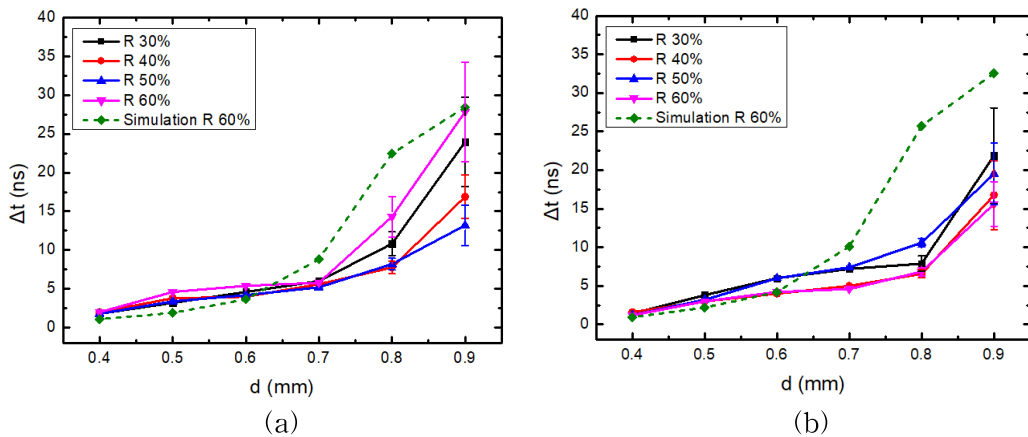


그림 27. O.C의 반사율(R)과 두 펄프 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스 간의 발생시간 차이(Δt).

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

공진기 길이 30 mm에서 d 가 0.4 mm 일 때 Δt 가 모든 반사율에서 일정하고, 0.4 mm 이후 Δt 가 증가하는 것을 확인하였다. 특히 d 가 0.8 mm 이후일 때, Δt 가 변동하기 시작하고 d 가 0.9 mm 일 때 모든 반사율에서 Δt 가 다른 d 일 때의 Δt 보다 급격히 증가하고, 크게 변동하여 발견하였다. 이는 공진기 길이 30 mm에서 d 가 0.8 mm 이후일 때 모든 반사율에서 두 펄스가 결합되지 않고 서로 독립적인 펄스가 발견했다고 할 수 있다. 공진기 길이 40 mm에서 공진기 길이 30 mm와 마찬가지로 d 가 0.4 mm 일 때, Δt 가 모든 반사율에서 일정하고, 0.4 mm 이후 Δt 가 증가하는 것을 확인하였다. 특히 d 가 0.9 mm 일 때, 모든 반사율에서 Δt 가 다른

d 일 때의 Δt 보다 급격히 증가하고, 크게 변동하면서 발진하였다. 이는 공진기 길이 40 mm에서 d 가 0.9 mm 일 때, 모든 반사율에서 두 펄스가 결합되지 않고 서로 독립적인 펄스가 발진했다고 할 수 있다. 그림 27에서 점선으로 된 결과는 3절의 빔 결합을 방정식으로 수치 해석하여 공진기 길이에 따라 반사율 60%일 때 시뮬레이션한 결과이다. d 가 늘어날수록 측정 결과와의 오차가 존재하였지만, d 가 늘어날수록 Δt 도 늘어나 측정 결과와 동일한 경향을 보였다. 그림 28은 beam 1 펄스를 기준으로 beam 2 펄스를 오실로스코프로 측정한 그림이다. 그림 28(c)에서 beam 1을 기준으로 beam 2 펄스의 발생시간 차이가 변동하는 것을 볼 수 있는데, 이는 앞서 언급했듯이 두 펄스가 결합되지 않고 서로 독립적인 펄스가 발진 되었다고 볼 수 있다.

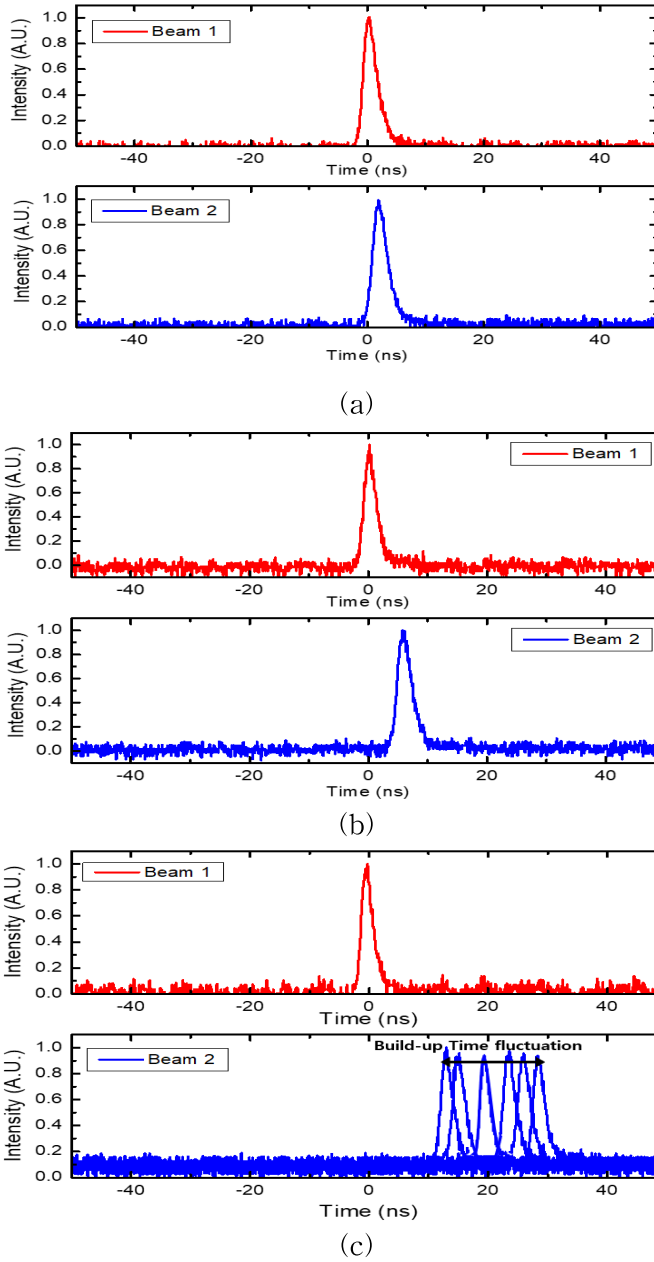


그림 28. 오실로스코프로 측정한 두 펄스 간의 발생시간 차이(Δt).

(a) Δt 가 1.8 ns 일 때,

(b) Δt 가 약 6 ns 일 때,

(c) Δt 가 변동할 때.

공진기 길이와 두 펌프 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스의 펄스 폭을 측정하였다. O.C의 반사율이 60%일 때, 공진기 길이와 두 펌프 빔 사이의 간격(d)에 따른 펄스 폭을 측정하였다. 그림 29은 O.C의 반사율이 60% 일 때, 공진기 길이와 두 펌프 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스의 펄스 폭을 나타낸다.

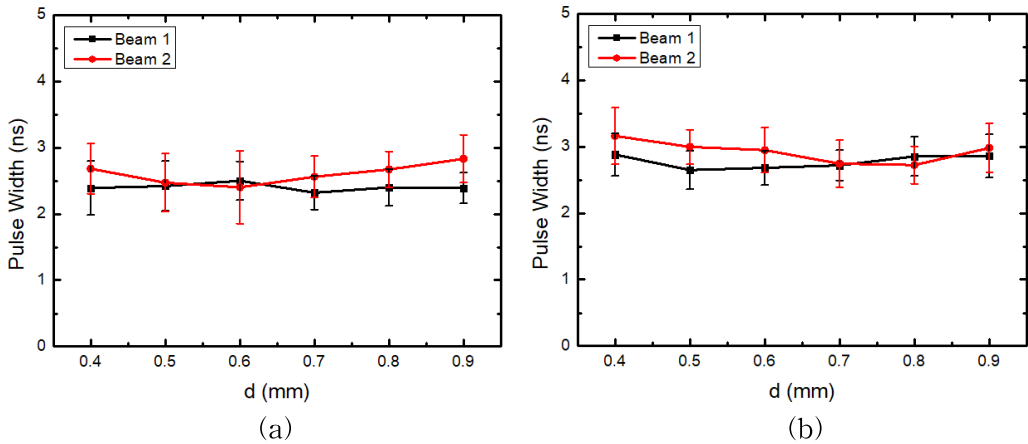


그림 29. O.C의 반사율이 60% 일 때, 두 펌프 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스의 펄스 폭.

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

공진기 길이 30 mm에서 두 펄스의 펄스 폭은 약 2 ns 이상, 공진기 길이 40 mm에서 두 펄스의 펄스 폭은 약 2 ns 후반에서 3 ns 이상이다. d 에 따라 두 펄스의 펄스 폭은 변동하여 차이가 나는 것을 볼 수 있지만, 공진기 길이 30 mm 일 때의 펄스 폭보다 공진기 길이 40 mm 일 때 펄스 폭이 약간 더 상승하여 측정되었다. 이는 펄스 폭은 주로 공진기 길이에 의존하여 변하여 펌프 빔 간격에 영향을 받지 않았다고 할 수 있다.

레이저 출력을 조사하기 위해 두 펄스의 출력 에너지를 측정하였다. 두 펄프 빔 사이의 간격이 0.4 mm 일 때 측정하였다. 그림 30은 공진기 길이와 O.C의 반사율에 따른 두 펄스의 출력 에너지를 나타낸다.

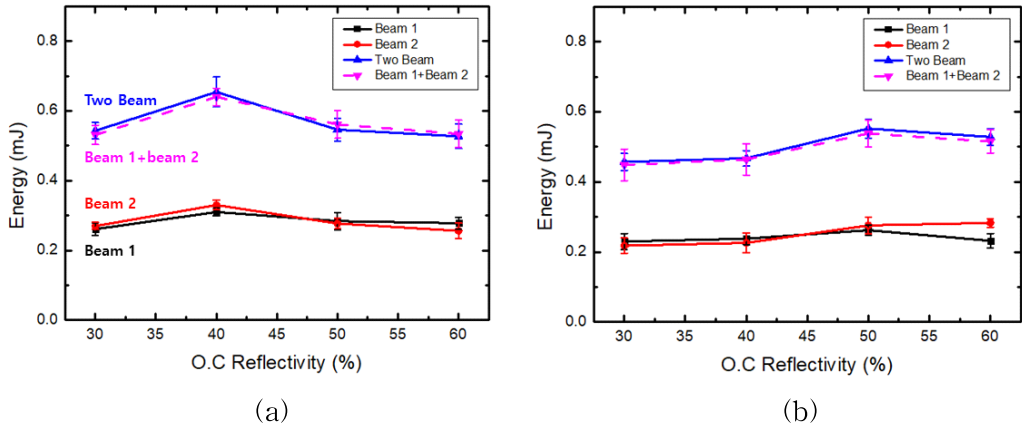


그림 30. 두 펄프 빔 사이의 간격이 0.4 mm 일 때, 공진기 길이와 O.C의 반사율에 따른 두 펄스의 출력 에너지 특성.

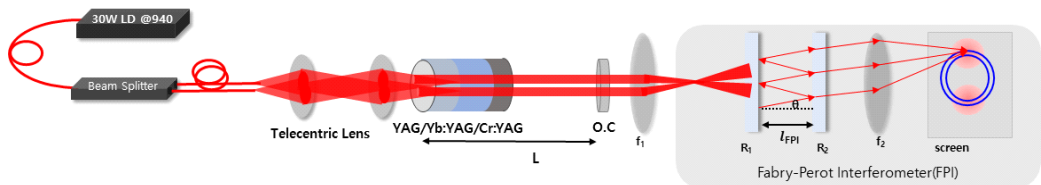
(a) 공진기 길이 30 mm 일 때, (b) 공진기 길이 40 mm 일 때.

각각 발진된 펄스에 대한 개별 에너지는 거의 비슷한 경향을 보였고, 개별 에너지보다 두 펄스가 발진했을 때 에너지가 더 크다는 것을 확인할 수 있었다. 개별 에너지의 합 또한 두 펄스가 발진했을 때와 거의 일치하는 경향을 보였다. 이를 통하여 각 펄스의 개별 에너지보다 더 큰 시간 동기화된 고출력 펄스를 발생할 수 있음을 알 수 있다.

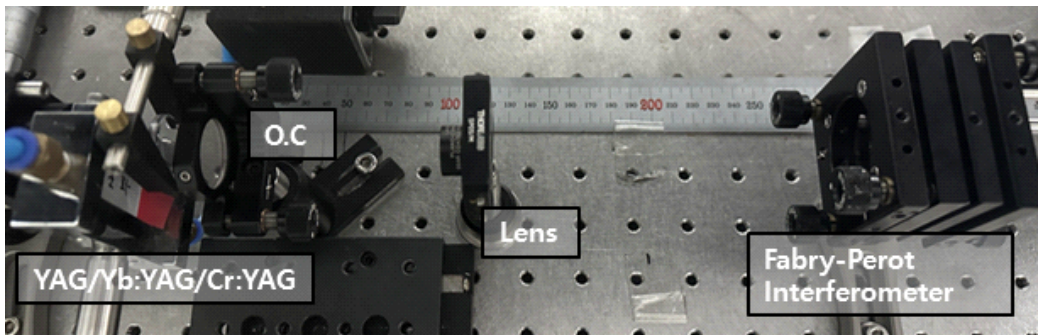
제3절 Fabry-Perot etalon을 이용한 레이저 출력 안정화

3-1. Fabry-Perot 간섭계를 이용한 레이저 종모드 분석

두 Q-스위칭 펄스 출력을 안정화 시키기 위하여 Fabry-Perot etalon을 공진기 내에 삽입하여 레이저 종모드를 제어하여 출력을 안정화 시키는 방법을 수행하였다. 먼저 Fabry-Perot etalon을 삽입하지 않았을 때 레이저 공진기의 종모드를 확인해 보기 위해 스펙트럼의 미세 라인을 분석하는데 용이한 Fabry-Perot 간섭계를 공진기 외부에 설치하여 레이저 종모드를 CCD 카메라로 확인해 보았다. 그림 31은 레이저 종모드를 측정하기 위한 Fabry-Perot 간섭계 구성도와 실험 사진을 보여준다.



(a)



(b)

그림 31. 레이저 종모드를 측정하기 위한 Fabry-Perot 간섭계.

(a) 구성도, (b) 실험 사진.

Fabry-Perot 간섭계도 마찬가지로 서로 평행한 두 면에 θ 로 입사하는 빛은 앞면과 뒷면에서 반사하게 되어 다중 빔 간섭에 대한 투과 특성이 나타나게 되어 그림 31.(a)과 같이 고리 형태의 빔이 일정한 간격을 이루어 보이게 된다. 실험에 사용된

Fabry-Perot 간섭계에서 반사되는 두 거울 면은 서로 평행해야 하기 때문에 자동 조준기(Auto-collimator)를 이용하여 두 거울을 미세 정렬하여 평행하게 하였다. 이때 생기는 Fabry-Perot 간섭계의 종모드 간격과 Q-스위칭 레이저 공진기의 종모드 간격은 식 (38), (39)을 이용하여 구할 수 있다.

$$\Delta\nu_{FPI} = \frac{c}{2l_{FPI}} \quad (38)$$

$$\Delta\nu_L = \frac{c}{2L} \quad (39)$$

여기서 $\Delta\nu_{FPI}$ 는 Fabry-Perot 간섭계의 종모드 간격, $\Delta\nu_L$ 은 Q-스위칭 레이저 공진기의 종모드 간격이고, l_{FPI} 은 Fabry-Perot 간섭계의 두 거울의 간격. L 은 매질의 광학적 길이를 고려한 공진기 길이이다.

Fabry-Perot 간섭계는 반사율 95%와 90%의 거울로 구성하였고, 두 거울의 간격 l_{FPI} 은 3 mm로 설정하였다. 또한, 공진기 길이 L 은 YAG의 굴절률을 고려하여 38.2 mm 일 때 측정하였다.

먼저, 단일 빔만 발진 되게 한 후 간섭계를 통과한 종모드를 CCD 카메라로 측정한 결과는 그림 32과 같다.

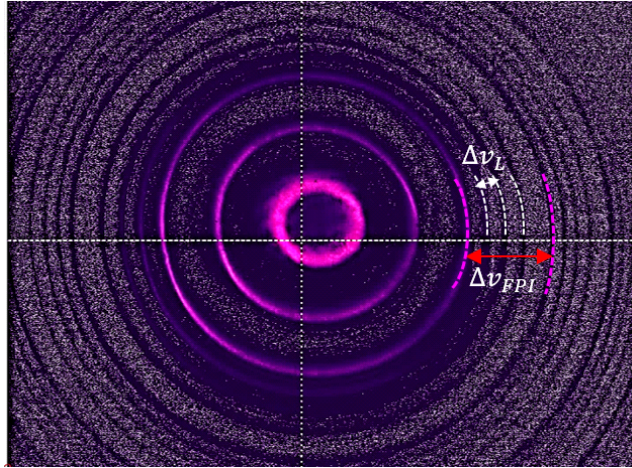


그림 32. 간섭계를 통과한 단일 빔의 레이저 종모드.

측정 결과는 그림 32에 따라 간섭계의 종모드 간격 $\Delta\nu_{FPI}$ 사이에 레이저 공진기의 종모드 $\Delta\nu_L$ 가 동심원 형태의 여러 개의 간섭무늬 고리로 구성되어있는 것을 확인할 수 있었다. 하지만, 식 (38), (39)에 따라 간섭계의 종모드 간격은 50 GHz 이고, 레이저 공진기의 종모드 간격은 4 GHz 이므로, 간섭계의 종모드 안에 약 12개의 공진기 종모드가 존재 해야한다. 하지만 그림 32의 레이저 종모드 수는 3개만 채워져 있다. 간섭무늬 간 거리를 고려하면 현재 발진하는 종모드 간격은 약 10 GHz로 측정된다. 이 결과는 레이저 공진기 길이에 의한 종모드가 아닌 다른 종모드가 나왔다고 할 수 있다. 그러므로 그림 32에서 간섭계의 종모드 간격이 50 GHz 일 때, 이 안에 채워질 수 있는 레이저 종모드 간격을 식 (39)에 대입하여 역산하면 간섭 가능 거리에 해당하는 L 은 약 8.24 mm였다.

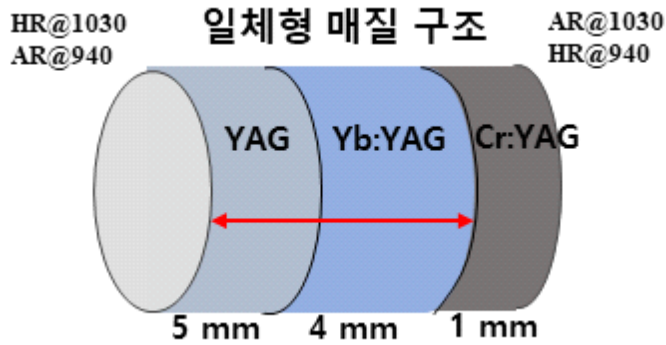


그림 33. 실험에 사용한 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 일체형 매질 설계상 구조.

이는 실험에 사용한 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 일체형 매질 구조가 그림33과 같이 있고, 설계상 YAG의 길이가 5 mm, Yb:YAG의 길이가 4 mm, 그리고 Cr:YAG의 길이가 1 mm이지만, YAG와 Yb:YAG, Cr:YAG의 접합 면에서 열확산 접합을 하였기 때문에 접합 면에서 굴절률 변화가 발생할 수 있다. 실제 길이는 각 접합 면에서 약간의 오차가 생길 수 있다고 가정하면 YAG 결정의 완전 반사 코팅 면과 Yb:YAG와 Cr:YAG의 열확산 접합 면 사이의 간섭 효과에 의한 필터 효과로 인해 10 GHz에 해당하는 레이저 종모드만 나왔다고 할 수 있다. 또한, 수치 해석 프로그램으로 역산한 길이 L 을 대입하여 시뮬레이션해 본 결과는 그림 34과 같고, 실제 실험 결과인 그림 32과 비슷한 경향성을 얻을 수 있었다.

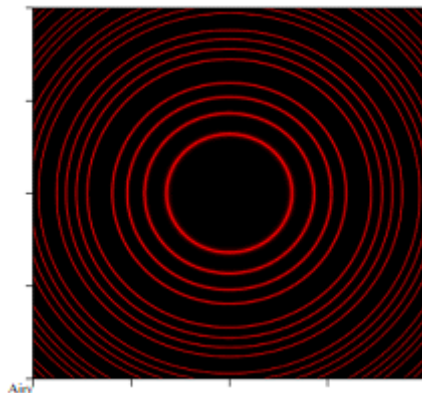


그림 34. 수치 해석 프로그램으로 시뮬레이션한 단일 빔의 간섭계와 레이저의 종모드.

이후 두 빔이 발진 되게 한 뒤, 두 빔이 동기화되었을 경우와 안되어있을 경우 간섭계를 통과한 종모드를 CCD 카메라로 측정한 결과는 그림 35과 같다.

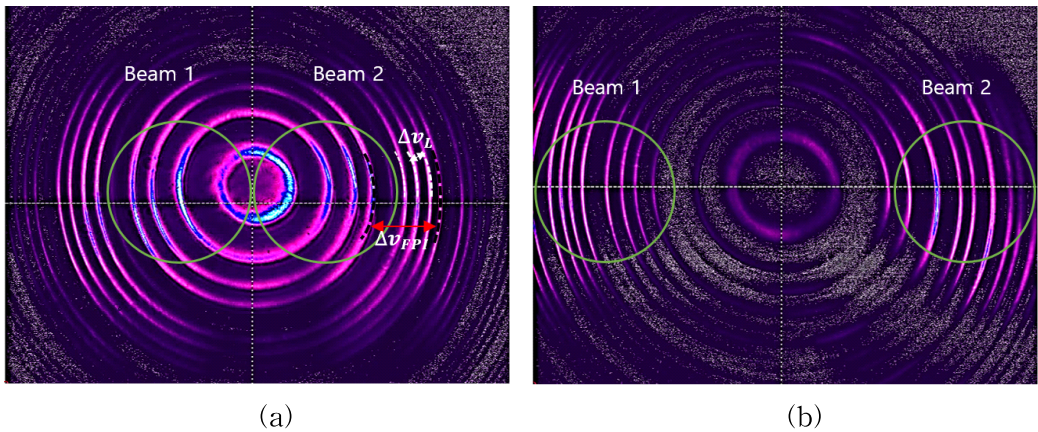


그림 35. 간섭계를 통과한 두 빔의 레이저 종모드.

(a) 두 빔이 동기화되었을 경우, (b) 두 빔이 동기화 안 되어있을 경우.

두 빔의 위치는 그림 35에서 실선과 같이 있다. 두 빔이 동기화될 때는 펌프 빔 간격이 0.4 mm 일 때를 측정하였고, 동기화되지 않았을 때는 두 펌프 빔 간격을 1.2 mm 일 때 측정하였다. 그 결과 펄스가 동기화되면 종모드가 좌, 우로 일정한 간격을 이루어 같은 종모드 수로 대칭적으로 나오는 것을 볼 수 있지만, 두 펄스가 동기화되지 않으면 종모드가 좌, 우로 간격과 종모드 수가 대칭적이지 않게 나오는 것을 확인할 수 있다. 이는 두 펄스가 동기화되면서 각 빔의 종모드들이 동일하게 발진 되었다고 볼 수 있다. 반대로 두 펄스가 동기화되지 않으면 각각 독립적인 빔 형태로 발진되기 때문에 각 빔의 종모드들이 섞여 나와서 종모드 수가 다른 형태거나 간격이 각각 다른 형태로 나온다고 할 수 있다.

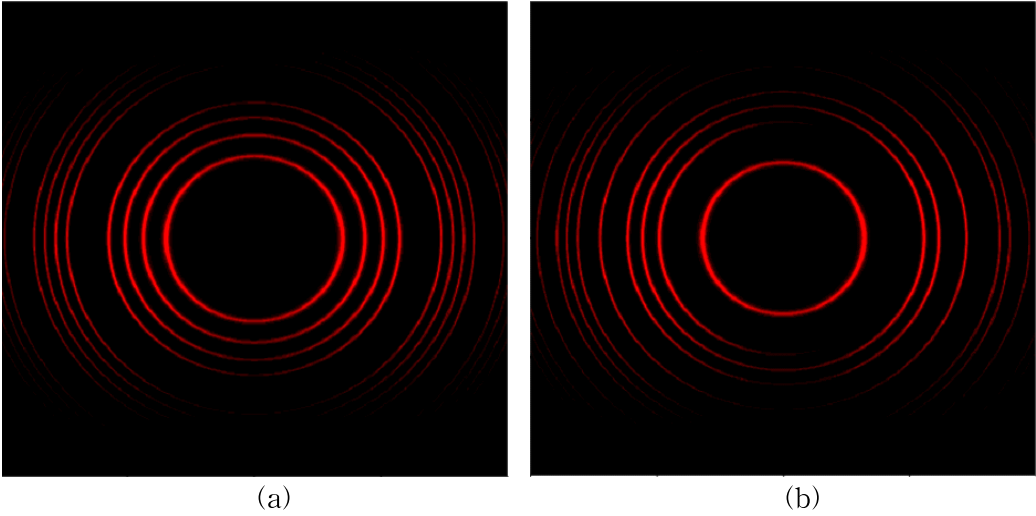


그림 36. 수치 해석 프로그램으로 시뮬레이션한 두 빔의 간섭계와 레이저의 종모드.

(a) 두 빔이 동기화되었을 경우, (b) 두 빔이 동기화 안 되어있을 경우.

이전과 동일하게 수치 해석 프로그램으로 두 빔이 발진된 형태로 시뮬레이션해 본 결과는 그림 36과 같고, 실제 실험 결과와 비슷한 경향을 보이는 것을 확인하였다. 그러므로 종모드 형태를 보아도 동기화되었는지와 안 되어있는지 본 실험 결과를 토대로 확인할 수 있다고 할 수 있다.

이후, Fabry-Perot etalon을 공진기 내에 삽입하여 간섭계를 통과한 종모드를 확인해 보았다. 그 결과는 그림 37과 같다.

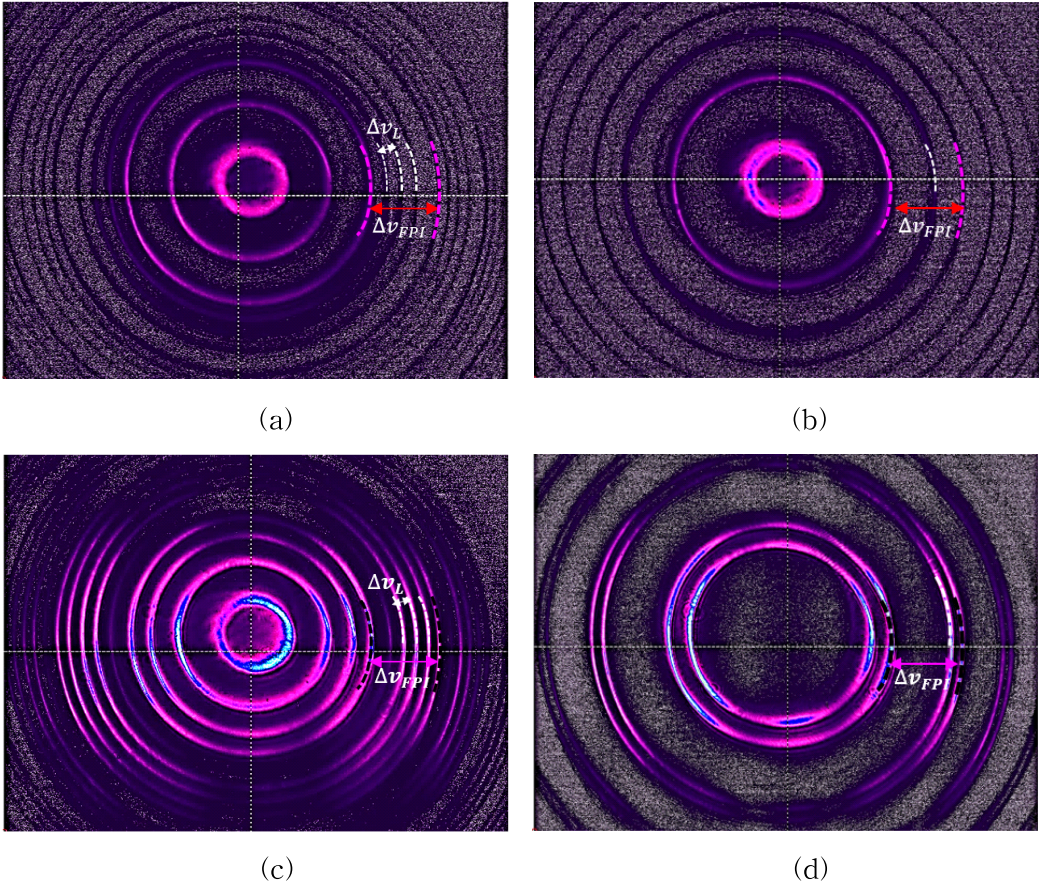


그림 37. Fabry-Perot etalon 유무에 따른 간섭계를 통과한 종모드.

- (a) 단일 빔이 발진 될 때 Fabry-Perot etalon을 삽입하지 않았을 경우,
- (b) 단일 빔이 발진 될 때 Fabry-Perot etalon을 삽입한 경우,
- (c) 두 빔이 발진 될 때 Fabry-Perot etalon을 삽입하지 않았을 경우,
- (d) 두 빔이 발진 될 때 Fabry-Perot etalon을 삽입한 경우.

단일 빔이 발진하였을 때 Fabry-Perot etalon을 삽입하지 않은 경우는 그림 37(a)과 같이 간섭계 종모드 사이에 3개의 레이저 매질의 종모드들이 나오는 것을 확인할 수 있었다. 이 때 Fabry-Perot etalon을 삽입할 경우에는 그림 37(b)와 같이 종모드 수가 2개로 줄어들었음을 확인하였다. 또한, 두 빔이 발진하였을 경우 동기화

가 되었을 때 그림 37(c)과 같이 간접계 종모드 사이에 레이저 종모드 수가 4개에서 그림 37(d)과 같이 2개로 줄어들었음을 확인하였다. 이로 인해 Fabry-Perot etalon 효과로 인해 종모드 수를 제어하여 출력 안정화를 할 수 있다고 예상하였다.

3-2. Fabry-Perot etalon 유무에 따른 출력 안정화

두 Q-스위칭 펄스 출력을 안정화하기 위해 Fabry-Perot etalon을 공진기 내에 삽입하여 레이저 종모드를 제어할 수 있었다. 그러나 Fabry-Perot etalon 효과는 각도 변화에 매우 민감하므로 자동조준기를 이용하여 각도를 미세 조절하였다. 실험에 사용한 Fabry-Perot etalon은 두 면 사이의 평행도가 1.3 arcsec인 4 mm 두께의 용융 실리카 소재를 사용하였다.

Fabry-Perot etalon을 삽입하였을 경우 두 Q-스위칭 펄스의 출력 에너지를 Fabry-Perot etalon 삽입하지 않았을 경우와 동일한 조건과 방식으로 측정하였다. 그림 38는 두 펄프 빔 간격이 0.4 mm 일 때, Fabry-Perot etalon 유무와 공진 길이와 O.C의 반사율에 따른 두 펄스의 출력 에너지를 나타낸다.

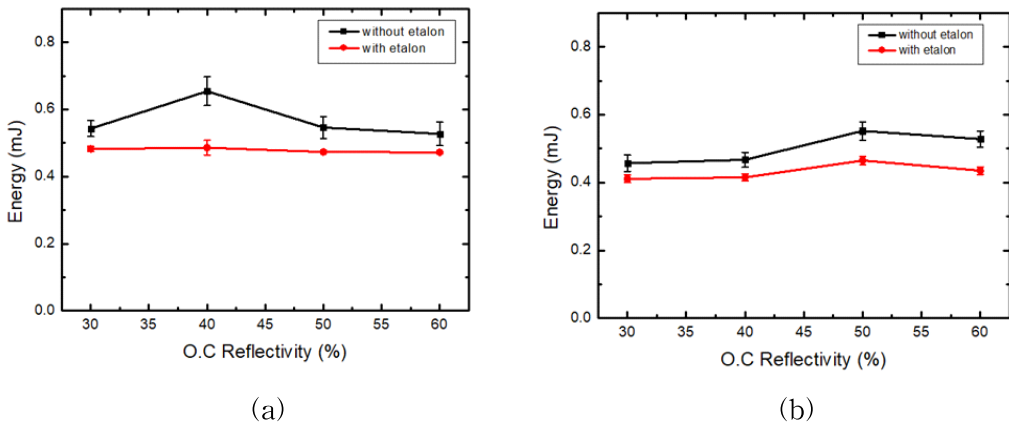


그림 38. 두 펄프 빔 사이의 간격이 0.4 mm 일 때, Fabry-Perot etalon 유무와 공진기 길이, O.C의 반사율에 따른 두 펄스의 출력 에너지.

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

그림 38에서 두 Q-스위칭 펄스의 출력 에너지는 Fabry-Perot etalon으로 인해 약간의 손실이 발생하여 감소하는 경향이 있었지만, 두 펄스의 출력 에너지의 불안정성을 보이는 출력 변동률은 공진기 길이 30 mm 일 때, 5.95%에서 2.1%, 공진기 길이 40 mm 일 때, 4.84%에서 2.6%로 각각 감소하여 Fabry-Perot etalon 효과로 인한 출력 변동이 향상되었음을 확인할 수 있었다.

공진기 길이와 두 펌프 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스의 펄스 폭을 Fabry-Perot etalon 삽입하지 않았을 경우와 동일한 조건과 방식으로 측정하였다. O.C의 반사율이 60%일 때, 공진기 길이와 두 펌프 빔 사이의 간격(d)에 따른 펄스 폭을 측정하였다. 그림 39은 O.C의 반사율이 60% 일 때, Fabry-Perot etalon 유무와 공진기 길이, 두 펌프 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스의 펄스 폭을 나타낸다.

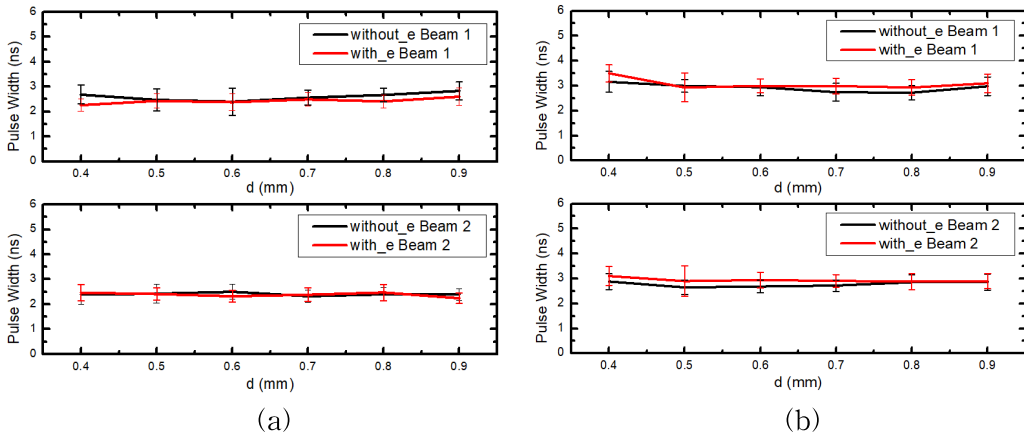


그림 39. O.C의 반사율이 60% 일 때, Fabry-Perot etalon 유무와 공진기 길이, 두 펌프 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스의 펄스 폭.

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

공진기 길이 30 mm에서 두 펄스의 펄스 폭은 Fabry-Perot etalon 유무와 관계없이 약 2 ns 이상, 공진기 길이 40 mm에서 두 펄스의 펄스 폭은 Fabry-Perot etalon 유무와 관계없이 약 2 ns 후반에서 3 ns 이상으로 Fabry-Perot etalon은 펄스 폭에 영향을 주지 않고, 공진기 길이에 의존하여 변함을 확인하였다. 또한, 펄스 폭 변동의 불안정성을 보이는 출력 변동률은 공진기 길이 30 mm에서 beam 1의 펄스 폭 변동률은 12.7%에서 11.2%, beam 2의 펄스 폭 변동률은 14.7%에서 11.9%로 각각 감소하였고, 공진기 길이 40 mm에서 beam 1의 펄스 폭 변동률은 12.2%에서 10.9%, beam 2의 경우 13.3%에서 10.8%로 각각 감소하여 두 펌프 빔 간격에 따른 두 펄스의 펄스 폭 변동이 Fabry-Perot etalon 효과로 인하여 향상되었음을 확인할 수 있었다.

두 펄프 빔 사이의 간격(d)가 늘어남에 따라 두 펄스 간의 발생시간 차이(Δt)를 Fabry-Perot etalon 삽입하지 않았을 경우와 동일한 조건과 방식으로 측정하였다. Fabry-Perot etalon을 삽입한 경우 공진기 길이 30 mm, 공진기 길이 40 mm 일 때, 두 펄프 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스 간의 발생시간 차이(Δt)를 측정하였다. 그림 40은 Fabry-Perot etalon 유무에 따른 공진기 길이와 O.C의 반사율(R), 두 펄프 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스 간의 발생시간 차이(Δt)를 나타낸다.

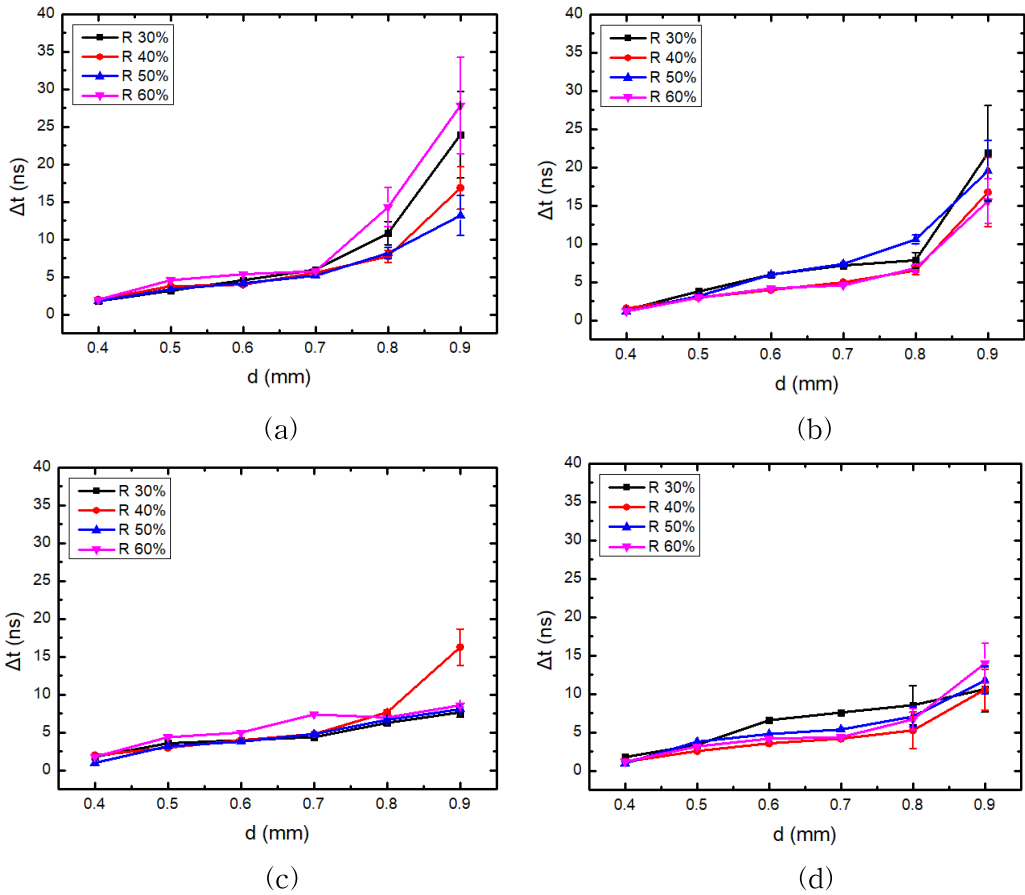


그림 40. Fabry-Perot etalon 유무에 따른 공진기 길이와 O.C의 반사율(R), 두 펄프 빔 사이의 간격(d)에 따른 두 펄스 간의 발생시간 차이(Δt).

- (a) Fabry-Perot etalon을 삽입하지 않았을 경우 공진기 길이 30 mm 일 때,
- (b) Fabry-Perot etalon을 삽입하지 않았을 경우 공진기 길이 40 mm 일 때,
- (c) Fabry-Perot etalon을 삽입했을 경우 공진기 길이 30 mm 일 때,
- (d) Fabry-Perot etalon을 삽입했을 경우 공진기 길이 40 mm 일 때.

그림 40(a), 40(b)은 이전에 분석한 그림 27의 결과로, Fabry-Perot etalon을 삽입한 경우의 40(c), 40(d)과 비교해보면, 모든 공진기 길이와 모든 반사율에서 Fabry-Perot etalon 유무와 상관없이 d 가 늘어날수록 Δt 도 증가하는 것을 확인하였다. 또한, Δt 가 0.7 mm 이전까지는 두 공진기 길이에서 Fabry-Perot etalon을 삽입하였을 경우 두 펄스가 동기화되어 발진하였다. 특히 공진기 길이 30 mm에서 d 가 0.8 mm 일 때, Fabry-Perot etalon을 삽입하지 않았을 경우 두 펄스가 동기화되지 않았지만, Fabry-Perot etalon을 삽입하였을 경우는 두 펄스가 동기화되었다. 그러나 d 가 0.9 mm 일 때는 두 펄스 간의 발생시간 차이가 두 공진기 길이에서 Fabry-Perot etalon을 삽입하지 않았을 경우보다 변동이 줄어들었지만, 동기화되지는 않았다.

제4장 결 론

본 연구에서는 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 일체형 매질로 구성된 단일 공진기에서 발생한 1×2 빔 배열의 Q-스위칭 펄스들 사이의 시간 동기화 특성을 조사하였고, 두 Q-스위칭 펄스의 결합 율 방정식을 유도하여 두 펄스의 발생시간 차이를 수치적으로 해석하였다. 또한, Fabry-Perot etalon을 이용한 레이저 출력 안정화 연구를 수행하였다.

1×2 빔 배열의 Q-스위칭 펄스들 사이의 시간 동기화 특성을 조사하기 위해 출력 빔이 1×2 배열 형태로 발진하는 Q-스위칭 펄스 레이저를 제작하였다. 시간 동기화 특성은 두 펌프 빔 사이의 간격에 따른 두 펄스의 발생시간 차이 변화 및 빔의 분포도 조사, 공진기 길이에 따른 두 펄스의 발생시간 차이 변화, O.C의 반사율 변화에 따른 레이저 출력 특성 조사를 통해 분석하였다. 분석을 통해 발진된 두 Q-스위칭 펄스는 공진기 길이 30 mm와 공진기 길이 40 mm에서 두 펌프 빔 간격이 0.7 mm 이내에서 시간 동기화되었다. 그리고 각 펄스의 출력은 발진된 각 펄스의 개별 에너지보다 더 큰 동기화된 두 펄스의 출력 에너지를 확인하여 고출력 펄스를 발생할 수 있음을 확인하였다. 그리고 이론적 모델링을 통한 수치 해석 결과를 통해 실험 결과의 경향이 이론적 분석 결과와 일치함을 확인했다. 또한, 출력 변동의 안정화를 위해 Fabry-Perot etalon을 삽입하여 etalon 효과로 인한 레이저 종모드 수를 제어하였고, 레이저 종모드를 확인하기 위해 Fabry-Perot 간섭계를 활용하였다. 그 결과 etalon 효과로 인해 두 개의 종모드로 발진 됨을 확인할 수 있었다. 이로 인해 발진된 각 펄스의 출력이 안정화됨을 실험적으로 확인하였다.

본 연구 결과를 통해 1×2 배열로 발진하는 소형 고출력 Q-스위칭 레이저의 출력이 안정화 되고 출력 펄스들 간의 시간 동기화가 안정적으로 이루어짐을 확인하였다. 향후 펌프 광의 출력을 높이고 배열을 2×2, 3×3로 늘려 실험하면 더 높은 출력의 Q-스위칭 펄스를 발생할 수 있을 것이다.

[참고문헌]

- [1] L. Shanjin and W. Yang, "An investigation of pulsed laser cutting of titanium alloy sheet," *Opt. Lasers Eng.*, vol. 44, (10), pp. 1067-1077, 2006.
- [2] P. K. Shrivastava and A. K. Pandey, "Multi-Objective Optimization of Cutting Parameters during Laser Cutting of Titanium Alloy Sheet using Hybrid approach of Genetic Algorithm and Multiple Regression Analysis," *Mater. Today: Proc.*, vol. 5, (11), pp. 24710-24719, 2018.
- [3] V. B. Shulyatyev and A. M. Orishich, "Cutting of aluminum alloys with a Q-switched repetitively pulsed CO₂ laser under conditions of intense material evaporation," *AIP Conf. Proc.*, vol. 2167, (1), 2019.
- [4] A. K. Dubey and V. Yadava, "Optimization of kerf quality during pulsed laser cutting of aluminium alloy sheet," *JJ. Mater. Process. Technol.*, vol. 204, (1), pp. 412-418, 2008.
- [5] A. Choubey, R. K. Jain, S. Ali, R. Singh, S. C. Vishwakarma, D. K. Agrawal, R. Arya, R. Kaul, B. N. Upadhyaya, and S. M. Oak, "Studies on pulsed Nd:YAG laser cutting of thick stainless steel in dry air and underwater environment for dismantling applications," *Opt. Laser Technol.*, vol. 71, pp. 6-15, 2015.
- [6] A. F. Lasagni, D. Yuan, P. Shao, and S. Das, "Periodic Micropatterning of Polyethylene Glycol Diacrylate Hydrogel by Laser Interference Lithography Using Nano- and Femtosecond Pulsed Lasers," *Adv. Eng. Mater.*, vol. 11, (3), pp. B20-B24, 2009.
- [7] A. Arriola, A. Rodriguez, N. Perez, T. Tavera, M. J. Withford, A. Fuerbach, and S. M. Olaizola, "Fabrication of high quality sub-micron Au gratings over large areas with pulsed laser interference lithography for SPR sensors," *Opt. Mater. Express*, vol. 2, (11), pp. 1571-1579, 2012;2013;.
- [8] 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.*, vol. 282, pp. 67-72, 2013.

- [9] Z. Zhang, Z. Wang, D. Wang, and Y. Ding, "Periodic antireflection surface structure fabricated on silicon by four-beam laser interference lithography," *J. Laser Appl*, vol. 26, (1), pp. 12010, 2014.
- [10] M. S. Choi, H. S. Seo, J. G. Kim, S. J. Choe, B. C. Park, M. H. Kim, and S. P. Hong, "Effects of picosecond laser on the multi-colored tattoo removal using Hartley guinea pig: A preliminary study," *PloS One*, vol. 13, (9), pp. e0203370-e0203370, 2018.
- [11] S. Barua, "Laser-tissue interaction in tattoo removal by q-switched lasers," *J. Cutan. Aesthet. Surg*, vol. 8, (1), pp. 5-8, 2015.
- [12] A. N. B. Kauvar, "Successful treatment of melasma using a combination of microdermabrasion and Q switched Nd:YAG lasers," *Lasers Surg. Med*, vol. 44, (2), pp. 117-124, 2012.
- [13] Y. Zhong, B. Yang, L. Huang, P. M. Elias, and M. Man, "Lasers for Becker's nevus," *Lasers Med. Sci*, vol. 34, (6), pp. 1071-1079, 2019.
- [14] N. Pavel, M. Tsunekane and T. Taira, "Composite, all-ceramics, high-peak power Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG monolithic micro-laser with multiple-beam output for engine ignition," *Opt. Express*, vol. 19, (10), pp. 9378, 2011.
- [15] N. Vasile and N. Pavel, "Multi-point laser-induced ignition of air-methane mixtures by a high peak-power passively Q-switched Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG laser," *Opt. Laser Technol*, vol. 141, pp. 107169, 2021.
- [16] T. X. Phuoc and National Energy Technology Laboratory (NETL), Pittsburgh, PA, Morgantown, WV, and Albany, OR, "Laser-induced spark ignition fundamental and applications," *Opt. Lasers Eng*, vol. 44, (5), pp. 351-397, 2006.
- [17] G. Kroupa, G. Franz and E. Winkelhofer, "Novel miniaturized high-energy Nd-YAG laser for spark ignition in internal combustion engines," *Opt. Eng*, vol. 48, (1), pp. 014202-014205, 2009.
- [18] J. E. Nettleton, B. W. Schilling, D. N. Barr, and J. S. Lei, "Monoblock laser for a low-cost, eyesafe, microlaser range finder," *Appl. Opt*, vol. 39, (15), pp. 2428, 2000.

- [19] A. Kilpelä, R. Pennala and J. Kostamovaara, "Precise pulsed time-of-flight laser range finder for industrial distance measurements," *Rev. Sci. Instrum*, vol. 72, (4), pp. 2197-2202, 2001.
- [20] J. Dong, Y. Ren, G. Wang, and Y. Cheng, "Efficient laser performance of Yb:Y3Al5O12/Cr4+:Y3Al5O12 composite crystals," *Laer Phys. Lett*, vol. 10, (10), 2013.
- [21] X. Yang, H. Wang. J. He, B. Zhang, and H. Huang, "A compact passively Q-switched intra-cavity frequency doubled Nd:YAG/Cr4+:YAG composite crystal green laser," *Laser Phys*, vol. 19, (10), pp. 1964-1968, 2009.
- [22] J. J. Zayhowski, "Passively Q-switched Nd:YAG microchip lasers and applications," *J. Alloys Compd*, vol. 303, pp. 393-400, 2000.
- [23] J. Dong, K. Ueda, A. Shirakawa, H. Yagi, T. Yanagitani, and A. A. Kaminskii, "Composite Yb:YAG/Cr(4+):YAG ceramics picosecond microchip lasers," *Opt. Express*, vol. 15, (22), pp. 14516-14523, 2007.
- [24] W. Koechner and M. Bass, *Solid-State Lasers: A Graduate Text* (Springer Publishing, New York, USA), Chap. 2, 2003.
- [25] J. LIU, S. WU, Q. YANG, and P. WANG, "Stable nanosecond pulse generation from a graphene-based passively Q-switched Yb-doped fiber laser," *Opt. Lett*, vol. 36, (20), pp. 4008-4010, 2011.
- [26] C. Theobald, M. Weitz, R. Knappe, R. Wallenstein, and J. A. L'huillier, "Stable Q-switch mode-locking of Nd:YVO₄ lasers with a semiconductor saturable absorber", *Appl. Phys. B: Lasers Opt*, vol. 92, (1), pp. 1-3, 2008.
- [27] P. Tang, J. Liu, B. Huang, C. Xu, C. Zhao, S. Wen, "Stable and wavelength-locked Q-switched narrow-linewidth Er:YAG laser at 1645 nm," *Opt. Express*, vol. 23, (9), pp. 11037-11042, 2015.
- [28] M. C. Funck, J. Dolkemeyer, V. Morasch, P. Loosen, "Design of a miniaturized solid state laser for automated assembly," *SPIE*, 2010.
- [29] 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* vol, 22, (20), pp. 24655-24665, 2014.

- [30] Y. Zhou, Q. Thai, Y. C. Chen, and S. Zhou, "Monolithic Q-switched Cr, Yb:YAG laser," *Opt. Commun.*, vol. 219, (1), pp. 365-367, 2003.
- [31] 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 Cr⁴⁺-doped garnets," *Opt. Mater.*, vol. 19, (4), pp. 403-413, 2002.
- [32] 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*, vol. 14, (7), pp. 2721-2726, 2006.
- [33] T. Y. Fan, "Laser beam combining for high-power, high-radiance sources," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 11, (3), pp. 567-577, 2005.
- [34] T. Zhou, T. Sano, and R. Wilcox, "Coherent combination of ultrashort pulse beams using two diffractive optics," *Opt. Lett.*, vol. 42, (21), pp. 4422-4425, 2017.
- [35] 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.*, vol. 43, (14), pp. 3269-3272, 2018
- [36] 김성수. 단일 Yb: YAG 레이저 공진기에서 1x2 배열 분포를 갖은 공간적 결맞은 Q-스위칭 펄스 발생 연구. Diss. 조선대학교 대학원, 2022.
- [37] W. Koechner and M. Bass, *Solid-State Lasers: A Graduate Text* (Springer Publishing, New York, USA), Chap. 8, 2003.
- [38] W. Koechner and M. Bass, *Solid-State Lasers: A Graduate Text* (Springer Publishing, New York, USA), Chap. 3, 2003.
- [39] A. Szabo and R. A. Stein, "Theory of Laser Giant Pulsing by a Saturable Absorber," *J. Appl. Phys.*, vol. 36, (5), pp. 1562-1566, 1965.
- [40] H. Kogelnik, and T. Li, "Laser beams and resonators," *Appl. Opt.*, vol. 5, (10), pp. 1550-1567, 1966.
- [41] Saleh, E. A. Bahaa, and M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. (John Wiley & sons, USA), chap. 3, 1991.