



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](#)

2021년 2월
석사학위 논문

일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG
레이저의 Q - 스위칭 펄스 에너지
안정화에 대한 연구

조선대학교 대학원

광기술훈공학과

박영인

일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG
레이저의 Q - 스위칭 펄스 에너지
안정화에 대한 연구

Stabilization of Q - switching pulse energy of a
composite YAG/Yb:YAG/Cr:YAG laser

2021년 2월 25일

조선대학교 대학원

광기술평학과

박영인

일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG
레이저의 Q - 스위칭 펄스 에너지
안정화에 대한 연구

지도교수 김 현 수

이 논문을 공학 석사학위신청 논문으로 제출함

2020년 10월

조선대학교 대학원

광기술험공학과

박 영 인

박영인의 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)

2020년 11월

조선대학교 대학원

목 차

ABSTRACT

제1장 서 론	1
제2장 이 론	3
제1절 Q - 스위칭 레이저 매질	3
1.1. Nd:YAG와 Yb:YAG의 여러 특성 비교	3
1.2. 일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG의 여러 특성	11
제2절 광선 전달 행렬과 레이저 공진기	12
2.1. 광선 전달 행렬 (ABCD 행렬)	12
2.2. q-파라미터와 ABCD 광선 전달 행렬을 이용한 빔 크기 계산	15
제3절 Q - 스위칭 레이저	17
3.1. 수동형 Q - 스위칭 레이저 동작	19
3.2. 수동형 Q - 스위칭 레이저 펄스 생성을 위한 노이즈 신호	21
3.3. 초기 노이즈 크기가 Q - 스위칭 출력 에너지에 미치는 영향을 확인하기 위한 울 방정식	23
3.4. 4차 Runge - Kutta 방법을 이용한 울 방정식 수치적 해석	25
제4절 공진 모드 수에 따른 노이즈 스파이킹 출력 변동	30
제5절 Fabry - Pérot etalon을 이용한 종 모드 제어	32

5.1. Fabry - Pérot etalon 투과 특성	32
5.2. Fabry - Pérot etalon 투과 특성을 이용한 모드 필터링	34
제3장 일체형 매질을 이용한 Q - 스위칭 레이저 출력 최적화 및 안정화	36
제1절 일체형 매질 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG를 이용한 Q - 스위칭된 레이저 구조	36
제2절 Q - 스위칭 레이저를 위한 펌핑부 LD의 출력 특성 ..	38
제3절 여러 매개 변수를 활용한 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 레이저의 최적화	39
3.1. 공진기 길이, 반사율에 따른 최적화	39
3.2. 공진기 길이, 펌프 빔 직경에 따른 최적화	42
가. 광선 전달 행렬을 이용한 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔 크기 계산	42
나. 펌프 빔 크기와 레이저 모드 빔 크기 중첩 효율	44
다. 펌프 빔 크기에 따른 레이저 발진 문턱 조건	45
라. 펌프 빔 크기, 공진기 길이에 따른 레이저 출력 특성	46
3.3. 펌프 빔 직경, 반사율에 따른 최적화	50
제4절 Fabry - Pérot etalon을 이용한 출력 에너지 안정화	53
4.1. Fabry - Pérot etalon의 각도 선택	53
4.2. Fabry - Pérot etalon 유무에 따른 출력 변동	55
4.3. Fabry - Pérot etalon 유무에 따른 펄스열의 안정도	58
제5절 최종 출력 에너지 및 안정화 분석	60
5.1. 최적화된 펌프 빔 크기에서 Fabry - Pérot etalon 유무에	

다른 출력 특성 비교 60

 제4장 결 론 63

 [참고문헌] 64

그 립 목 차

그림 1. (a) Nd:YAG, (b) Yb:YAG 흡수 및 방출 스펙트럼. 3
 그림 2. 에너지 준위 다이어그램 (a) Nd:YAG, (b) Yb:YAG. 4
 그림 3. 4 준위 레이저 매질의 (a) 원자 에너지 상태, (b) 밀도 반전 분포. 5
 그림 4. Nd:YAG와 Yb:YAG의 파장에 따른 흡수계수. 6
 그림 5. 온도 변화에 따른 LD의 방출 파장 변화. 7
 그림 6. 펌프 LD의 온도에 대한 Yb:YAG와 Nd:YAG의 단일 패스 당 흡수율. 8
 그림 7. 형광 수명 시간과 사각 펌프 펄스 폭에 따른 상 준위 원자 밀도. 9
 그림 8. 사각 펌프 펄스 폭 증가에 따른 저장 효율. 10
 그림 9. 광학계를 투과한 일반적인 광 경로. 12
 그림 10. 렌즈 광학계를 투과하는 레이저 빔 전파. 14
 그림 11. ABCD 광선 전달 행렬과 q-파라미터. 15
 그림 12. 거리에 따른 빔 크기 및 빔 질에 따른 빔 발산. 16
 그림 13. 시간에 따른 수동형 Q - 스위칭 레이저 특성. 19
 그림 14. 임의의 함수 y 에 대한 4차 Runge - Kutta 수치적 해석법. 25
 그림 15. Q - 스위칭 레이저 펄스의 시간에 따른 (a) 광자 밀도, (b) 반전 밀도,
 (c) 포화 흡수체 바닥 상태 원자 수 그래프. 27
 그림 16. 초기 노이즈의 상대적 크기에 따른 Q - 스위칭 펄스 출력 에너지. 28

그림 17. 종 모드 수에 따른 노이즈 스파이킹 출력 특성. 30

그림 18. 광원이 각도 θ 로 입사한 Fabry - Pérot etalon. 32

그림 19. Fabry - Pérot etalon의 반사율에 따른 투과 특성. 33

그림 20. 레이저 형광 선폭과 Fabry - Pérot etalon 종 모드 선폭의 중첩에 따른 Q - 스위칭 형광 선폭. 34

그림 21. 일체형 매질 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG를 이용해 종 펌핑된 Q - 스위칭 레이저 (a) 구성도, (b) 실험 사진. 36

그림 22. 전류에 따른 출력 특성 (a) 입력 전류에 따른 파워, (b) 펄프 펄스 간격 1.2 ms로 전류를 인가할 경우 종 펌핑된 QCW 출력 에너지. 38

그림 23. 공진기 길이, 반사율에 따른 Q - 스위칭 레이저 출력 특성 (a) 출력 에너지 실험 데이터, (b) 출력 에너지 수치 해석, (c) 펄스 폭 실험 데이터, (d) 펄스 폭 수치 해석, (e) 첨두 출력 실험 데이터, (f) 첨두 출력 수치 해석. · 40

그림 24. 렌즈에 의해 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔 크기. 42

그림 25. 렌즈의 초점 거리에 따라 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔 크기. 43

그림 26. 펌프 빔 크기와 레이저 모드 빔 크기 중첩 효율 (a) 펌프 빔 직경이 작은 경우, (b) 펌프 빔 직경이 큰 경우. 44

그림 27. 공진기 길이, 펌프 빔 직경에 따른 레이저 발진 문턱 값. 45

그림 28. 공진기 길이, 펌프 빔 직경에 따른 Q - 스위칭 출력 특성 (a) 출력 에너지 실험 데이터, (b) 출력 에너지 수치 해석. 46

그림 29. 펌프 빔 직경, 공진기 길이에 따른 회절 손실. 47

그림 30. 공진기 길이에 따른 레이저 공진 모드 직경. 48

그림 31. 펌프 빔 크기가 모드 빔 크기보다 큰 모드 매칭 (a) $2W_{Pump} > 2W_{Laser}$, (b) $2W_{Pump} \geq 2W_{Laser}$ 48

그림 32. 펌프 빔 직경, 공진기 길이에 따른 (a) 펄스 폭 데이터, (b) 펄스 폭 수치 해석, (c) 첨두 출력 데이터, (d) 첨두 출력 수치 해석. 49

그림 33. 반사율과 펌프 빔 직경에 따른 레이저 발진 문턱 값. 50

그림 34. 펌프 빔 직경, 반사율에 따른 Q - 스위칭 레이저 출력 특성 (a) 출력 에너지 데이터, (b) 출력 에너지 수치 해석, (c) 첨두 출력 데이터, (d) 첨두 출력 수치 해석. 51

그림 35. 레이저 울 방정식을 이용한 Q - 스위칭된 일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG

레이저의 반사율에 따른 첨두 출력 수치 해석. 52

그림 36. Fabry - Pérot etalon의 광학적 정렬 (a) 수직으로 삽입한 경우,
 (b) 비스듬히 삽입한 경우. 53

그림 37. Fabry - Pérot etalon 효과를 위한 적정 각도. 54

그림 38. 펌프 빔 직경 0.140 mm에서 Fabry - Pérot etalon 유무에 따른 출력 변동
 출력 거울 반사율: (a) 40%, (b) 30%, (c) 25%, (d) 15%. 55

그림 39. 펌프 빔 직경 0.210 mm에서 Fabry - Pérot etalon 유무에 따른 출력 변동
 출력 거울 반사율: (a) 40%, (b) 30%, (c) 25%, (d) 15%. 56

그림 40. 펌프 빔 직경 0.279 mm에서 Fabry - Pérot etalon 유무에 따른 출력 변동
 출력 거울 반사율: (a) 40%, (b) 30%, (c) 25%, (d) 15%. 57

그림 41. 펄핑 펄스 폭 1.2 ms에서 펄스 성장시간에 따른 Q - 스위칭 펄스 생성. 58

그림 42. Fabry - Pérot etalon이 (a) 없는 경우, (b) 있는 경우에 따른 Q - 스위칭
 펄스열의 출력 안정도. 59

그림 43. 펌프 빔 크기 0.279 mm, 출력 거울 반사율 30%, 공진기 길이 25 mm에서
 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 레이저의 Q - 스위칭 펄스 스펙트럼
 (a) Fabry - Pérot etalon이 없는 경우, (b) Fabry - Pérot etalon이 있는 경우.
 60

그림 44. Fabry - Pérot etalon의 유무에 따른 최적화된 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG
 Q - 스위칭 펄스레이저 (a) 첨두 출력, (b) 펄스 폭. 61

그림 45. YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 레이저의 출력 빔 프로파일
 (a) 2D 이미지, (b) 집속된 빔 프로파일. 61

표 목 차

표 1. 일반적인 광학계의 광선 전달 행렬식. 13

표 2. Yb:YAG와 Cr:YAG의 주요 매개 변수. 24

표 3. 두 번째 렌즈의 초점 거리에 따라 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔 크기. 43

ABSTRACT

Stabilization of Q - switching pulse energy of a composite YAG/Yb:YAG/Cr:YAG laser

Young In Park

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

Department of Photonic Engineering

Graduate School of Chosun University

In this study, we investigated the stabilization of the Q - switching pulse output of a composite YAG/Yb:YAG/Cr:YAG laser. To stabilize the output, first, a study was conducted to analyze the output characteristics of various resonator design parameters such as the reflectance of the output mirror, length of the resonator, and size of the pump beam. Through the laser output analysis, the design parameters of the Q - switching pulse laser resonator using the composite YAG/Yb:YAG/Cr:YAG laser medium were obtained. In addition, a laser resonator with a structure in which a Fabry - Pérot etalon is inserted into the resonator was proposed to minimize the fluctuation of the initial noise signal amplitude inside the resonator, which caused the unstable output of the Q - switching laser. Laser power stability analysis was performed for the thickness and insertion slope of Fabry - Pérot etalon. Its thickness was 1 mm, and the pulse output energy was best stabilized in the range of 1 to 2.5 degrees with respect to the surface of the output mirror. The optimum conditions for the resonator were an output mirror reflectance of 30%, a pump beam diameter of 0.279 mm, and a resonator length of 25 mm, and the highest peak power (0.629 MW) was oscillated. At that time, the pulse width was 1.73 ns, the pulse energy was 1.089 mJ, and the beam quality was 1.53. The average standard deviation of the output energy was 2.2% and 0.38%, respectively, with and without inserting a Fabry - Pérot etalon inside the resonator.

제1장 서 론

Q - 스위칭 레이저 펄스 발생 기술은 레이저가 처음 개발된 1960년 이후 1962년에 걸쳐 실험적으로 개발되었다 [1-2]. 그 후 많은 연구 개발을 통해 Q - 스위칭 레이저 펄스 발생 기술이 발전하였다. Q - 스위칭 레이저 펄스는 매우 짧은 시간에 큰 에너지를 방출하는 특징으로 의료, 광 리소그래피, 자동차 센서 및 엔진, 장거리 원격 측정 및 거리 측정 분야 등 다양한 산업 분야에 활용되고 있다 [3-11].

의료 분야에서는 적외선 영역의 파장을 이용한 레이저를 많이 사용하며 주로 안과, 신경외과 등 다양한 분야에 대한 정밀치료용 레이저가 개발되고 있다 [3-4]. 광 리소그래피 분야에서는 레이저 간섭 리소그래피, 마이크로/나노 구조의 레이저 가공 및 제작 등 여러 분야에서 개발되고 있다 [5-7]. 자동차 센서 및 엔진 분야에서는 최근 자율 주행 자동차에 쓰이는 라이다 센서나 엔진 점화용 레이저로도 많이 연구되고 있다 [8-11].

여러 분야에서 많이 사용되고 있는 Q - 스위칭 레이저는 이득 매질로 Nd:YAG와 Yb:YAG가 많이 연구되고 있으며, 소형으로 제작하기 위해 일체형 레이저 매질이 많이 연구되고 있는 추세이다 [12-18]. Nd:YAG는 Yb:YAG에 비해 발진 문턱이 낮은 장점이 있지만, 고출력을 내기 위해서는 높은 출력의 펌프 광원이 필요하다. 반면에 Yb:YAG는 레이저 상 준위의 긴 이완시간(~ 1 ms)을 가지고 있어서 저출력의 펌프 광원을 이용해서 고출력 Q - 스위칭 펄스를 만들 수 있는 장점이 있다 [19]. 이러한 레이저 이득 매질을 활용한 Q - 스위칭 기술은 크게 두 가지로 능동형과 수동형 기술이 있다. 능동형 Q - 스위칭 기술은 전기적 장치나 변조기를 이용해 공진기 내부의 인위적인 손실을 주어 Q - 스위칭을 달성한다. 수동형 Q - 스위칭 기술은 공진기 내부에 포화 흡수체를 삽입하여 인위적인 손실을 주어 Q - 스위칭을 달성한다. 높은 빔 질과 높은 피크파워를 갖는 수동형 Q - 스위칭 레이저는 레이저 가공, 레이저 점화, 비선형 결정을 이용한 효과로 효율적인 주파수 변환 등에 광범위하게 적용될 수 있다 [20]. 또한, 능동형 Q - 스위칭 레이저와 비교하면 구조적인 면에서 보다 소형으로 만들기 용이하고 짧은 펄스 폭 발생이 가능하다. 그리고 수동형 Q - 스위칭 레이저는 능동형 Q - 스위칭 레이저 필요한 전기적 장치나 변조기가 필요 없기 때문에 저비용으로 제작할 수 있는 장점이 있다. 그러나 수동형 Q - 스위칭 레이저는 광 세기에 의존하는 포화 흡수체의 투과 특성을 이용하기 때문에

능동형 Q-스위칭 레이저에 비해 다소 불안정한 출력을 낼 수 있다. 이러한 불안정한 출력 신호 크기 변동은 Q-스위칭 초기 신호 역할을 하는 공진기 내부 노이즈 신호가 수동형 Q-스위칭 메커니즘에 의해 증폭되는 과정에서 발생한다. 이러한 Q-스위칭 펄스 강도의 변화는 안정적인 펄스 출력을 요구하는 응용 분야에서 실험을 방해하는 요소가 될 수 있다. 따라서 안정적인 펄스를 내기 위한 활발한 연구가 이루어지고 있다 [21-23].

Q-스위칭 이론에 의하면 Q-스위칭 펄스 출력 신호는 초기 공진기 내부의 노이즈 크기에 영향을 받는다 [19]. 초기 공진기 내부의 노이즈 크기가 Q-스위칭의 초기 투과율에 의해 결정되는 레이저 발진 문턱 조건을 넘어서면 씨앗 펄스를 구성하는 레이저 공진 모드들이 증폭되어 Q-스위칭 펄스를 발생시킨다고 가정할 수 있다. 즉, 레이저 발진 문턱 조건에서 노이즈로부터 출발한 다양한 공진 모드들이 서로 간섭을 하다 보면 시간에 따라 불규칙한 크기의 스파이킹 (Sparking) 형태의 펄스가 발생하게 된다. 이들 중에 공진기 초기 문턱 조건을 만족하는 스파이킹이 초기 씨앗 신호가 되면 초기 신호 크기에 따라 증폭된 Q-스위칭된 펄스들의 에너지도 변하게 된다. 따라서 공진기 내의 스파이킹 형태의 펄스 크기 변동이 크면 클수록 Q-스위칭 펄스의 출력 변화가 커질 것으로 예측할 수 있다.

본 연구에서는 저출력의 펌핑 광원으로 높은 출력의 Q-스위칭 펄스를 만들 수 있는 Yb:YAG로 레이저를 구성하고 Q-스위칭 펄스 레이저 출력 안정화를 연구하였다. 레이저 매질은 일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG를 사용하였다. 일체형 매질은 간단한 구조로 소형화에 장점이 있으며, 외부의 물리적 충격에 의한 피해를 줄일 수 있다. 레이저의 반복률은 30 Hz로 고정하였다. 또 높은 출력을 내기 위해 레이저 공진기 길이, 레이저 거울의 반사율, 펌프 빔 크기 등과 같은 여러 매개 변수를 바꾸어가며 최적화 연구를 수행하였다. 최적화된 조건의 수동형 Q-스위칭 레이저의 출력 변동 안정화를 위해 Fabry-Pérot etalon을 공진기 내부에 삽입하여 레이저 출력을 안정화하는 레이저 공진기 구조를 제안하였다. 제안된 공진기 내에서 삽입된 Fabry-Pérot etalon의 공진 모드 수 제어에 의한 레이저 출력 안정 조건에 대한 실험을 수행하였다.

제2장 이 론

제1절 Q - 스위칭 레이저 매질

1.1. Nd:YAG와 Yb:YAG의 여러 특성 비교

Q - 스위칭 레이저 매질로는 Yb:YAG와 Nd:YAG가 많이 사용되고 있다 [12-18]. 호스트 물질로 쓰이는 YAG는 단단하고 열전도율이 높으며, 입방체 구조로 좁은 형광 선폭을 가진다. 따라서 레이저 발진에 대한 높은 이득과 낮은 발진 문턱 값을 가진다.

Nd:YAG는 호스트 물질인 이트륨 알루미늄 가넷 (YAG)에 활성 물질 3가 네오디뮴 (Nd^{3+})이 3가 이트륨 (Y^{3+})을 대체하여 도핑된 레이저 매질이다. 이러한 레이저 매질을 이용한 Nd:YAG 레이저는 4 준위 레이저로 발진 문턱이 낮다. 그림 1(a)은 Nd:YAG의 흡수 및 방출 스펙트럼이다. 펌핑용 레이저 다이오드 (LD)를 이용해 펌프에서 흡수되는 파장은 808 nm이고, 1064 nm의 레이저 파장을 방출한다 [24]. 반면에 Yb:YAG는 YAG에 활성 물질 3가 이테르븀 (Yb^{3+})이 3가 이트륨 (Y^{3+})을 대체하여 도핑된 레이저 매질이다. 그림 1(b)는 Yb:YAG의 흡수 및 방출 스펙트럼이다. LD를 이용해 펌프에서 흡수되는 파장은 940 nm이고, 1030 nm의 레이저 파장을 방출한다 [25].

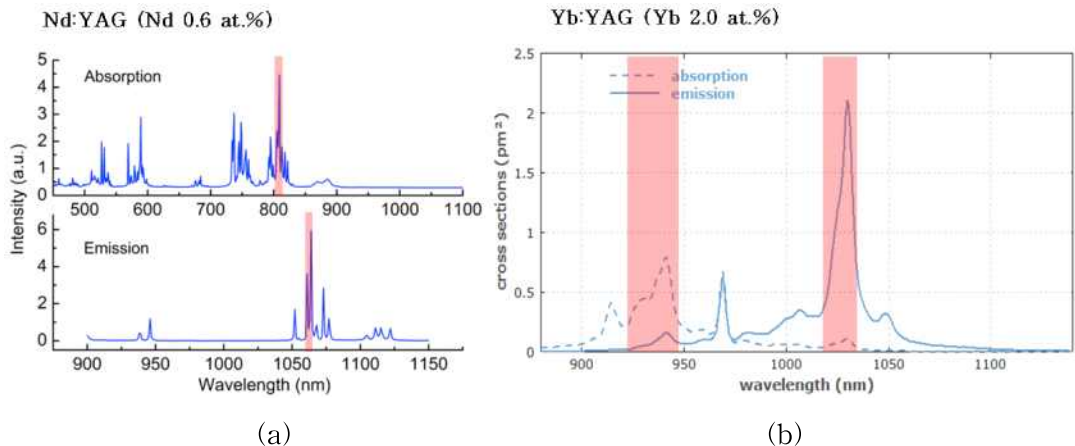


그림 1. (a) Nd:YAG, (b) Yb:YAG 흡수 및 방출 스펙트럼 [24,25].

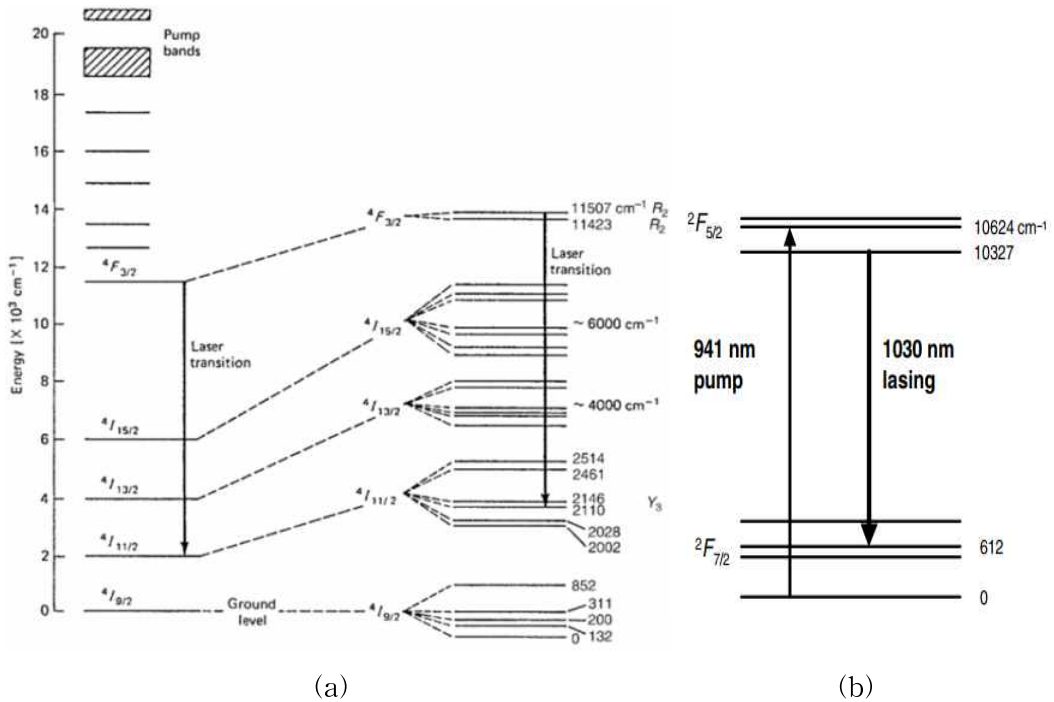


그림 2. 에너지 준위 다이어그램 (a) Nd:YAG, (b) Yb:YAG [19].

그림 2는 Nd:YAG와 Yb:YAG의 에너지 준위 다이어그램이다. Yb:YAG는 준 3 준위 (Quasi-three-Level) 레이저 매질로 4 준위 시스템을 구축하며 발진한다. 이는 그림 2(b)에서 열 전이에 따라 레이저가 발진되는 에너지 준위에서 비롯된다. 실온에서 Nd:YAG의 경우, $4F_{3/2}$ (11507 cm^{-1} 지점)에서 $4I_{11/2}$ (2110 cm^{-1})로 떨어지며 1064 nm 파장의 복사선이 유도 방출된다. Yb:YAG는 $2F_{5/2}$ (10624 cm^{-1})에서 $2F_{7/2}$ (612 cm^{-1})로 떨어지며 1030 nm 파장의 복사선이 유도 방출된다. 실온에서 열 에너지는 200 cm^{-1} 이고, 유도 방출이 끝나는 상태인 터미널 상태는 열 밀도가 밀집된 준 3 준위 시스템이 된다. 따라서 3 준위 레이저 매질이지만, 4 준위 레이저 매질과 같은 시스템으로 레이저를 발진할 수 있다. 반면에 Nd:YAG의 터미널 레이저 준위는 바닥 상태보다 약 2110 cm^{-1} 만큼 더 높다. 준 3 준위 레이저인 Yb:YAG는 밀도 반전으로 펌핑 되지 않는 한 1030 nm에서 흡수한다.

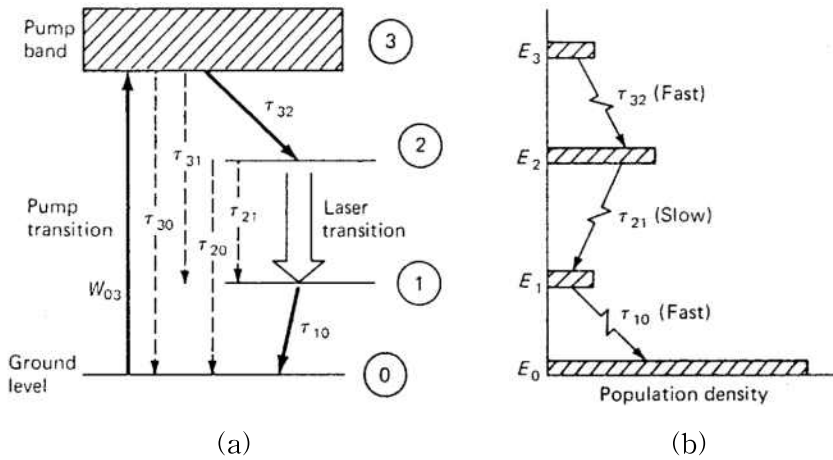


그림 3. 4 준위 레이저 매질의 (a) 원자 에너지 상태, (b) 밀도 반전 분포 [19].

$$\frac{N_1}{N_0} = \exp\left(\frac{-\Delta E}{kT}\right) \quad (1)$$

그림 3은 4 준위 레이저의 에너지 준위 다이어그램을 간단하게 표현한다. 4 준위 레이저는 다음과 같은 공급된 펌프 에너지로 기저 준위에서 여기 준위인 펌프 밴드로 원자를 여기 시킨다. 여기된 원자는 시간에 지남에 따라 2 준위에 빠른 천이로 떨어진다. 하지만, 1 준위로의 느린 천이는 레이저 발진을 하기 위한 밀도 반전을 초래한다. 다시 1 준위에서 0 준위로 빠른 천이가 되며 4 준위 시스템이 끝나게 된다. 이러한 과정을 반복하게 되면 2 준위에 원자 밀도가 높아지며 밀도 반전 현상이 나타나고 레이저 발진이 일어나게 된다. 식 (1)은 4 준위 레이저에서 0 준위와 1 준위의 원자 밀도 관계식이다 [19]. 여기서, N_0 는 기저 준위 원자 수, N_1 은 터미널 준위 (1 준위) 원자 수, k 는 볼츠만 상수, T 는 절대 온도, ΔE 는 에너지 준위 차이이다. 그림 2를 활용하기 위해 식 (1)을 바꾸면 식 (2)가 된다.

$$\frac{N_1}{N_0} = \exp\left(\frac{-hc}{kT} \cdot \frac{1}{\Delta\lambda}\right) \quad (2)$$

실온에서 Nd:YAG의 경우 $N_1/N_0 \approx e^{-10}$ 이고 이는 1 준위에 원자 밀도가 거의 없으므로 빠른 밀도 반전이 일어나게 된다. 반면, Yb:YAG는 $N_1/N_0 \approx e^{-3}$ 이 되며, 이는 기저 준위에 비해 약 5% 정도의 원자 밀도가 남게 된다. 1 준위에 남아 있는 원자 밀도는 재흡수를 야기하여 밀도 반전은 늦추고 레이저 발진 문턱 값이 높아

질 수 있다. 그 이외에도 레이저 발진 문턱 값은 형광 감쇠 시간, 유도 방출 단면적 등 여러 변수가 있다. 따라서 Yb:YAG보다 Nd:YAG의 발진 문턱이 더 낮다. 이러한 점에서 Nd:YAG가 Yb:YAG보다 우수하지만, Yb:YAG에서 발생하는 열은 Nd:YAG와 비교하여 약 30% 정도로 열로 인한 복굴절, 손상 또는 열 렌즈 효과를 줄일 수 있다. 또한 빔 질이 우수하며 호스트 물질인 YAG에 단위 부피 당 Yb 도핑물질을 많이 첨가할 수 있다. 이는 레이저의 공진기 길이를 더 소형화시킬 수 있다는 점에서 효율적인 공진기 설계가 가능하다 [19].

레이저 매질을 펌핑하는 LD는 온도에 따라 파장이 민감하게 변하는 특성을 가지고 있다. 따라서 LD가 외부 온도가 변함에 따라 영향을 받지 않으면 안정적인 레이저 발진이 가능해진다. 일반적으로 레이저 매질이 펌프 파장의 흡수를 최적화하기 위해서 펌프 광원의 온도를 일정하게 유지시켜야 한다. 하지만 여러 약조건의 환경에서 일정한 온도를 유지하기는 힘들다. 따라서 온도 변화로 인한 LD 파장 변화에도 안정된 레이저 출력을 낼 수 있는 매질을 사용할 필요가 있다. 그림 4는 Nd:YAG와 Yb:YAG의 파장에 따른 흡수계수를 보여준다. 그림 5는 온도 변화에 따른 LD의 방출 파장 변화를 보여준다.

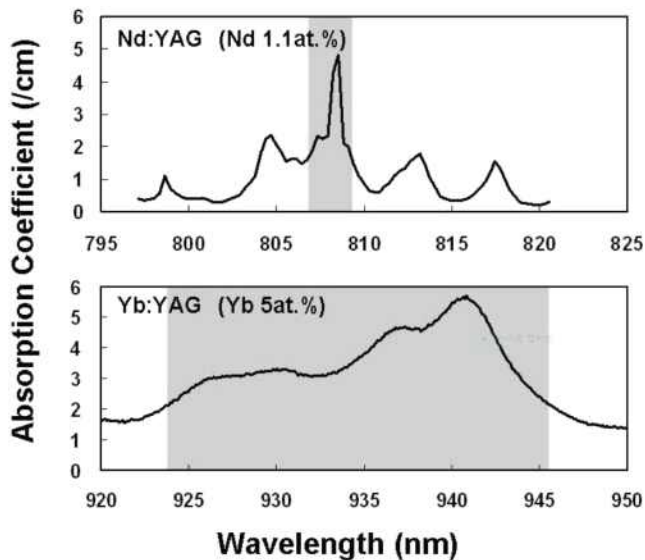


그림 4. Nd:YAG와 Yb:YAG의 파장에 따른 흡수계수 [12].

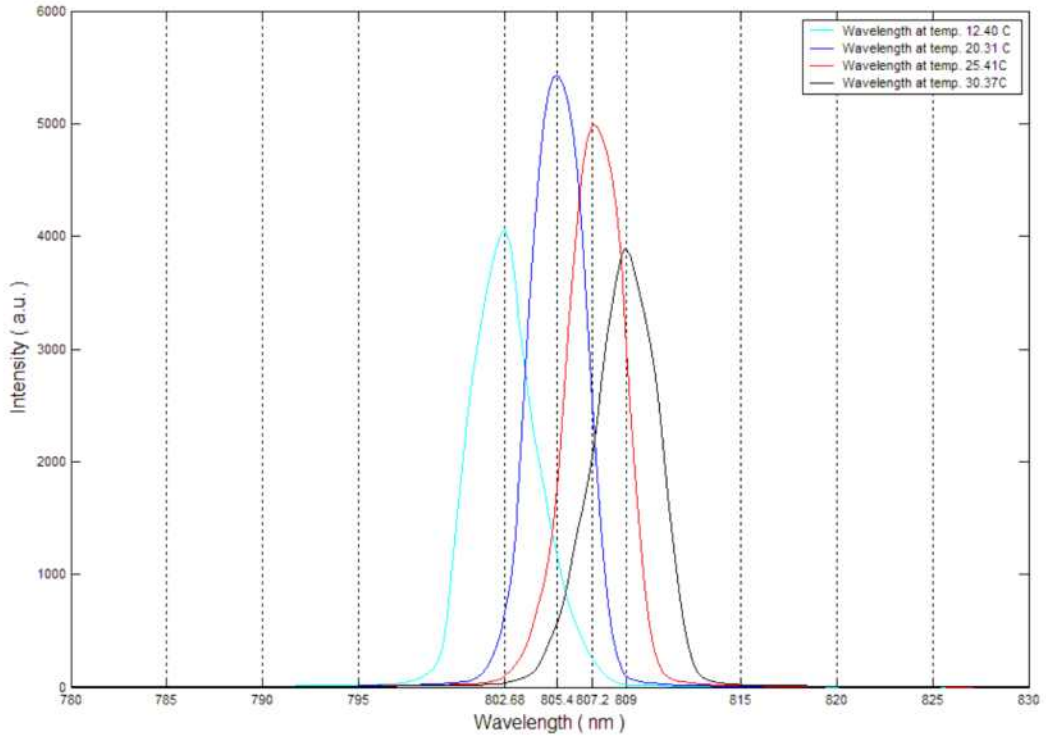


그림 5. 온도 변화에 따른 LD의 방출 파장 변화 [26].

그림 4에서 볼 수 있듯이 Nd:YAG (Nd 1.1 at.%)의 경우 흡수 펌프 파장대역이 약 3 nm정도로 굉장히 좁은 반면, Yb:YAG (Yb 5 at.%)의 경우 약 22 nm로 약 7 배 넓다. 그림 5에서 보이는 그래프에서 이용된 LD는 3.5 A의 동일한 전류를 공급 하였을 때, 온도에 따른 방출 파장 변화 비교했다. 12.40 °C부터 30.37 °C에서 LD의 방출 파장을 보면 레이저 매질에서 흡수되어야 할 방출 중심파장이 802.68 nm에서 809 nm까지 이동함을 보였다. 따라서 흡수 파장대역이 좁은 Nd:YAG보다 상대적으로 넓은 흡수 파장대역을 가지고 있는 Yb:YAG가 더 흡수 파장이 넓기 때문에 LD의 온도 의존성 방출 파장에 대한 문제점을 극복할 수 있으며 안정적인 레이저 발진이 가능함을 보여준다.

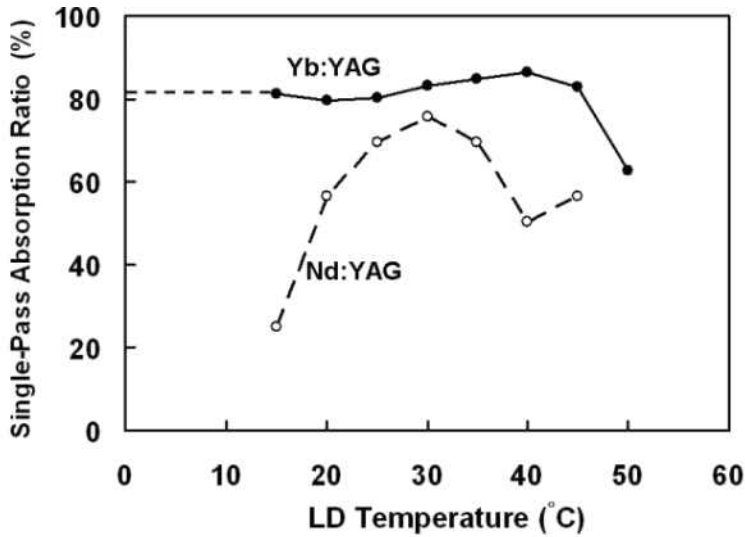


그림 6. 펌프 LD의 온도에 대한 Yb:YAG와 Nd:YAG의 단일 패스 당 흡수율 [12].

그림 6은 펌프 LD의 온도에 대한 Yb:YAG와 Nd:YAG의 단일 패스 당 흡수율을 보여준다. 15 °C에서 45 °C까지 Nd:YAG와 Yb:YAG를 비교하였을 때, Nd:YAG는 온도가 증가함에 따라 흡수율이 많이 변화하였다. 반면에, Yb:YAG는 온도가 변해도 약 80% 정도의 흡수율을 가졌다. 이는 레이저 매질로 Yb:YAG가 안정적인 펌프 흡수와 레이저 발진을 수행할 수 있다는 것을 보여준다.

기존의 연구되었던 Nd:YAG 레이저는 100 W이상의 고출력 LD를 사용한다 [12, 16-18]. 하지만 Yb:YAG 레이저는 30 W 급의 펌프 LD로도 Nd:YAG 레이저에 준하는 출력을 낼 수 있다 [27]. 이러한 LD 성능이 다른 조건에서도 고출력 펄스를 얻을 수 있는 이유는 레이저 이득 매질의 고유 특성 중 하나인 형광 수명 시간 때문이다. Nd:YAG는 형광 수명 시간이 230 μs 로 상 준위에 에너지를 저장할 수 있는 시간이 짧은 반면, Yb:YAG는 형광 수명 시간이 951 μs 로 긴 형광 수명 시간을 가지고 있어 이득 매질의 상 준위에 많은 에너지를 저장할 수 있다 [19]. Q - 스위칭 발진은 높은 침투 출력을 갖는 레이저 펄스를 얻기 위해서는 이득 매질의 상 준위에 가능한 많은 에너지를 저장해야 된다. 즉, 레이저 펄스가 발생하기 전 펌프 광에 의해 여기 되는 이득 매질의 상 준위에 많은 전자들이 머물러야 한다. 이득 매질의 형광 수명 시간 이후에 펄스가 시작되기 전에는 형광 손실, 자발 방출 손실이 크게 발생한다. 따라서 단시간에 큰 에너지를 펌핑 해주어야 Q - 스위칭 펄스를 발진시킬 수 있다. LD 펌핑 펄스가 사각파인 경우, 펌핑 펄스의 끝에 상 준위에

있는 전자밀도 식은 다음과 같다.

$$n_2(t_p) = n_g W_p \tau_f [1 - \exp(-t_p/\tau_f)] \quad (3)$$

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, τ_f 는 형광 수명 시간이다. 또, 펌프 펄스 동안 상 준위로 올린 총 이온 수는 $n_g W_p t_p$ 로 표현된다 [19].

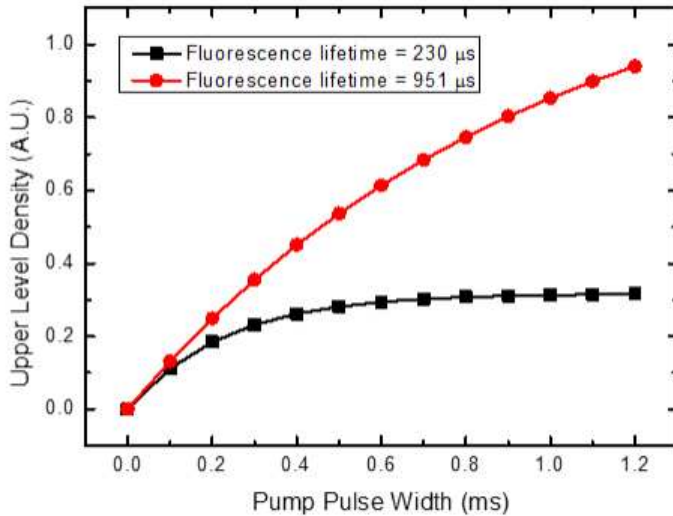


그림 7. 형광 수명 시간과 사각 펌프 펄스 폭에 따른 상 준위 원자 밀도.

그림 7은 식 (3)을 이용해 사각 펄스 펌프 폭에 따른 상 준위 원자 밀도를 나타낸다. 동일한 이득 매질의 경우 형광 수명 시간 (τ_f)이 더 길수록 사각 펌프 펄스 폭에 따른 상 준위 원자 밀도 수 증가 폭이 상승하였다. 형광 수명 시간이 $230 \mu s$ 인 경우, 약 0.5 ms 의 사각 펌프 펄스 시간보다 더 긴 시간동안 펌핑을 해주어도 형광의 자발 방출로 인해 상 준위에 원자 밀도가 거의 상승하지 않는다. 식 (4)는 Q-스위칭 발진 시 사용 가능한 저장 효율로, 흡수된 펌프 광 에너지 대비 상 준위에 저장된 에너지를 나타내는 비율이다.

$$\eta_{St} = \frac{[1 - \exp(-t_p/\tau_f)]}{t_p/\tau_f} \quad (4)$$

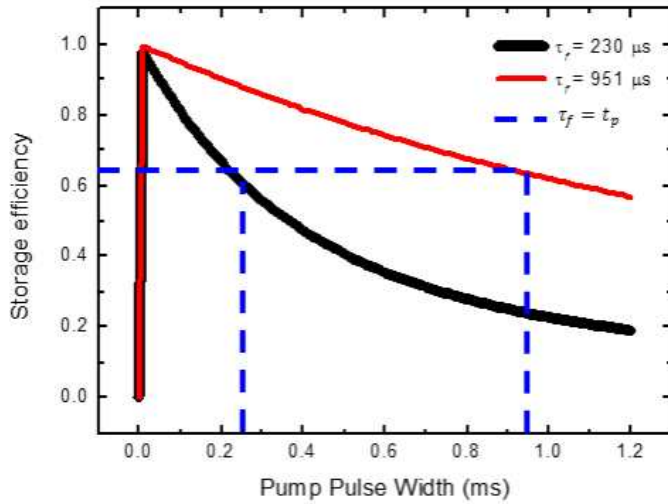


그림 8. 사각 펌프 펄스 폭 증가에 따른 저장 효율.

그림 8은 사각 펌프 펄스 폭이 증가함에 따른 저장 효율을 보여준다. 펌프 펄스 폭이 짧을수록 Q - 스위칭된 레이저의 전체적인 효율을 상승시킨다. 펌프 펄스 폭과 형광 수명 시간과 같다고 가정하면, 저장 효율 η_{St} 는 그림 8에 나와 있는 파선의 y축 값인 저장 효율 $\eta_{St} = 0.632$ 이다. 따라서 그림 7과 8을 보았을 때, Yb:YAG는 Nd:YAG보다 긴 형광 수명 시간 동안 에너지를 저장할 수 있으므로 펌프 펄스 폭에 따른 상 준위 원자 밀도와 저장 효율이 더 우수하다. 따라서 비교적 저출력인 30 W 급의 LD로 상 준위에 에너지를 많이 저장할 수 있다. 이는 Yb:YAG Q - 스위칭 레이저 구조에서 저출력의 펌핑으로도 높은 첨두 출력을 가진 Q - 스위칭 펄스를 얻을 수 있다는 가능성을 보여준다. Yb:YAG의 형광 수명 시간을 잘 활용한다면, 저출력 펌프 광원에서 펄스 지연시간을 길게 하는 방법으로 고출력 Q - 스위칭 펄스를 구현할 수 있을 것이다. 앞서 말한 Nd:YAG와 Yb:YAG의 장단점을 고려하여 레이저의 이득 매질로 Yb:YAG를 선정하였다.

1.2. 일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG의 여러 특성

일체형 레이저 매질은 분리된 이득 매질과 포화 흡수체의 한계를 극복할 수 있다는 점에서 레이저의 효율을 높일 수 있다. 분리된 Cr:YAG, Yb:YAG 사이에 존재하는 공기층의 etalon 효과, 다중 종 모드 간섭, 높은 첨두 출력 등으로 인해 이득 매질의 코팅이 손상될 수 있다. 또한, 펄핑에 의해 발생하는 레이저 매질에서의 열은 열 복굴절 효과, 열 렌즈 효과, 빔 질 왜곡 등의 이유로 Q-스위칭 레이저 성능에도 크게 영향을 미칠 수 있다 [28]. 하지만, 열 본딩 기술로 제조된 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG는 이득 매질인 Yb:YAG에서 발산하는 열을 YAG와 Cr:YAG로 빠르게 확산시킬 수 있다. 일반적으로 알려진 실온에서 YAG의 열전도도는 $14.0 \text{ W/m} \cdot \text{K}$, 공기는 $0.025 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ 이다. 공기의 열전도도에 비해 YAG의 열전도도가 약 560배 더 높아 효율적인 히트싱크 역할을 할 수 있다 [29].

제2절 광선 전달 행렬과 레이저 공진기

2.1. 광선 전달 행렬 (ABCD 행렬)

복잡한 구조의 광학계를 통과하는 근축광선의 전파는 ABCD 광선 전달 행렬을 이용해 해석할 수 있다. 이 행렬은 가우시안 빔의 전파를 예측하는데 많이 활용되고 있다. 광선 전달 행렬은 그림 9와 같이 표현한 광학계를 지나기 전과 후에 따라 입사평면에서 광선의 위치와 기울기에 의해 결정되어 ABCD 행렬로 주어진다 [30]. 출사한 광선은 식 (5)와 같이 입사한 광선에 ABCD 광선 전달 행렬을 곱함으로써 구해진다. 이때 행렬식 $AD - BC = 1$ 이고, 광학계의 초점 거리는 f , 입사 면과 제 1 주 평면 사이의 거리는 $h_1 = (D - 1)/C$, 제 2 주 평면과 출사면 사이의 거리는 $h_2 = (A - 1)/C$ 이다.

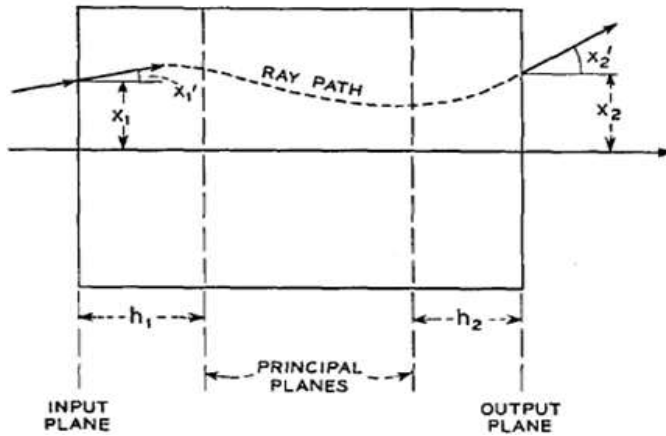


그림 9. 광학계를 통과한 일반적인 광 경로 [30].

$$\begin{vmatrix} x_2 \\ x_2' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x_1 \\ x_1' \end{vmatrix} \quad (5)$$

이러한 기본 광학적 구조에 대한 ABCD 광선 전달 행렬은 표 1에 나타내었다.

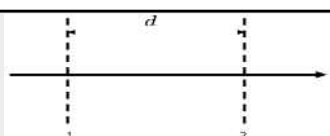
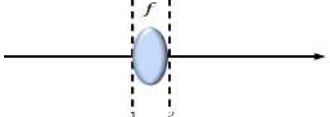
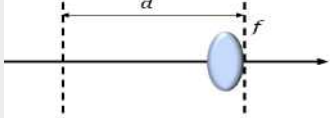
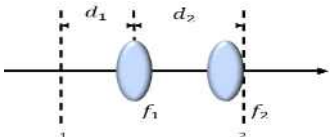
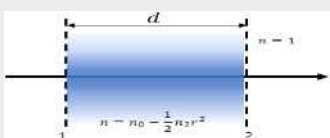
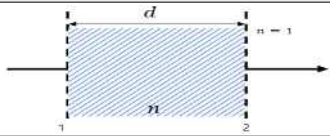
NO.		광선 전달 행렬식
1		$\begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
2		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$
3		$\begin{bmatrix} 1 & d \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d}{f} \end{bmatrix}$
4		$\begin{bmatrix} 1 - \frac{d_2}{f_1} & d_1 + d_2 - \frac{d_1 d_2}{f_1} \\ -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{d_2}{f_1 f_2} & 1 - \frac{d_1}{f_1} - \frac{d_2}{f_2} - \frac{d_1}{f_2} + \frac{d_1 d_2}{f_1 f_2} \end{bmatrix}$
5		$\begin{bmatrix} \cos d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} & \frac{1}{\sqrt{n_0 n_2}} \sin d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} \\ -\sqrt{n_0 n_2} \sin d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} & \cos d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} \end{bmatrix}$
6		$\begin{bmatrix} 1 & d/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$

표 1. 일반적인 광학계의 광선 전달 행렬식 [30].

표 1의 1번 행렬은 거리 d 에 따른 광선 전달 행렬, 2번은 초점 거리 f 인 얇은 렌즈를 투과한 광선 전달 행렬, 3번은 1번과 2번의 조합, 4번은 3번의 구조를 2번 곱한 것과 같다. 5번은 두께가 d 인 렌즈형 매질에 대한 광선 전달 행렬로 굴절률은 광축으로부터의 거리 r 에 따라 2차 식 $n = n_0 - n_2 r^2 / 2$ 과 같이 쓰인다. 여기서, n_0 는 매질 중심부의 굴절률, n_2 는 매질의 가장자리 굴절률이다. 이러한 경우는 레이저 매질이 열 렌즈 효과가 강하게 일어났을 때 사용하는 광선 전달 행렬과 같다. 6번은 굴절률이 n 이고 두께가 d 인 유전체 매질인 경우의 광선 전달 행렬이다. 이 6가지의 광선 전달 행렬을 이용하면, 레이저 공진기의 ABCD 광선 전달 행렬의 대부분을 표현할 수 있다. 예를 들어 초점 거리가 f 인 렌즈로 입사하는 레이저 빔은

그림 10과 같이 나타낼 수 있다.

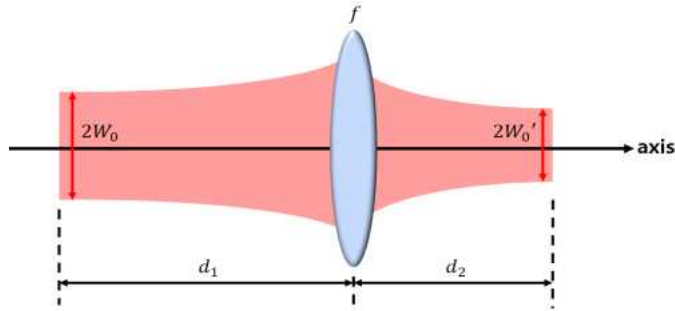


그림 10. 렌즈 광학계를 투과하는 레이저 빔 전파.

여기서, $2W_0$ 는 입사 전의 가우시안 빔 직경이고 $2W_0'$ 는 렌즈를 투과한 뒤에 생긴 빔 허리 (Beam waist)에서의 빔 직경이다. d_1 과 d_2 는 각각 $2W_0$ 과 $2W_0'$ 에서 렌즈까지의 거리, f 는 렌즈 초점 거리이다. 렌즈를 통과한 후의 빔 허리 ($2W_0'$)는 광선 전달 행렬과 q-파라미터를 이용하면 구할 수 있다. 먼저, 광선 전달 행렬은 표 1에서 1번, 2번, 1번의 경우를 곱으면서 식 (6)과 같이 표현된다.

$$\begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6)$$

식 (6)은 풀어서 전개하면 식 (7)로 표현된다. 이는 표 1의 3번과 1번의 과정을 곱으면서 표현되는 ABCD 행렬과 같다.

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{d_2}{f} & d_1 + d_2 - \frac{d_1 d_2}{f} \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d_1}{L} \end{pmatrix} \quad (7)$$

이를 하나의 2×2 행렬로 나타내어 복잡한 광학요소들을 하나의 행렬로 표현한다.

2.2. q-파라미터와 ABCD 광선 전달 행렬을 이용한 빔 크기 계산

q-파라미터는 공진기 내부에서 원하는 임의의 지점의 모드 빔 크기를 계산하는데 쓰인다. q-파라미터는 복소 포락선의 진폭과 위상을 분리하기 위해 사용되며 그림 11과 같이 간단하게 표현될 수 있다 [30].

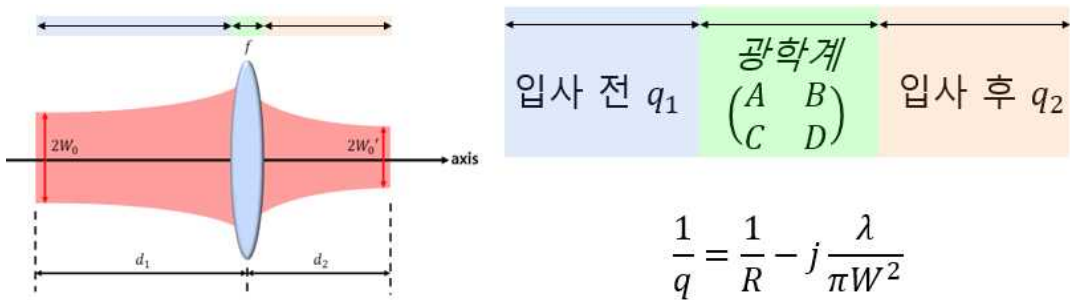


그림 11. ABCD 광선 전달 행렬과 q-파라미터.

그림 11에 나와 있는 식에서 R 은 곡률반경, λ 는 광선의 파장, W 는 광선의 빔 반경이다. q_1 은 광학계에 입사 전의 항이고, q_2 는 광학계를 투과한 이후의 항이다. q_1 과 q_2 는 다음과 같이 식 (8)로 표현된다.

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \text{ or } \frac{1}{q_2} = \frac{C + D/q_1}{A + B/q_1} \quad (8)$$

q-파라미터는 실수부와 허수부를 가지며, 빔 허리의 항을 나타내는 복소수 항은 허수부에 있다. 이에 따른 q_1, q_2 의 복소수 항은 식 (9)로 정의된다.

$$\frac{1}{q_1} = j \frac{\lambda}{\pi W_0} \quad \frac{1}{q_2} = j \frac{\lambda}{\pi W_0'} \quad (9)$$

식 (8), (9)를 바탕으로 W_0' 에 대해 정리하면 식 (10)이 된다.

$$W_0' = W_0 \sqrt{A^2 + B^2 \left(\frac{\lambda}{\pi W_0^2} \right)^2} \quad (10)$$

위의 식과 그림 11을 예로 임의의 입사 광원이 얇은 렌즈를 투과하여 나온 출사

광원에 대해 그림 12에서 볼 수 있다. 파장이 940 nm이고 d_1 의 길이가 200 mm, 초점 거리가 40 mm, W_0 이 0.140 mm, 입사 광원의 빔 질 (M^2)이 1인 경우, d_1 과 d_2 가 늘어남에 따른 빔의 크기 변화를 볼 수 있다.

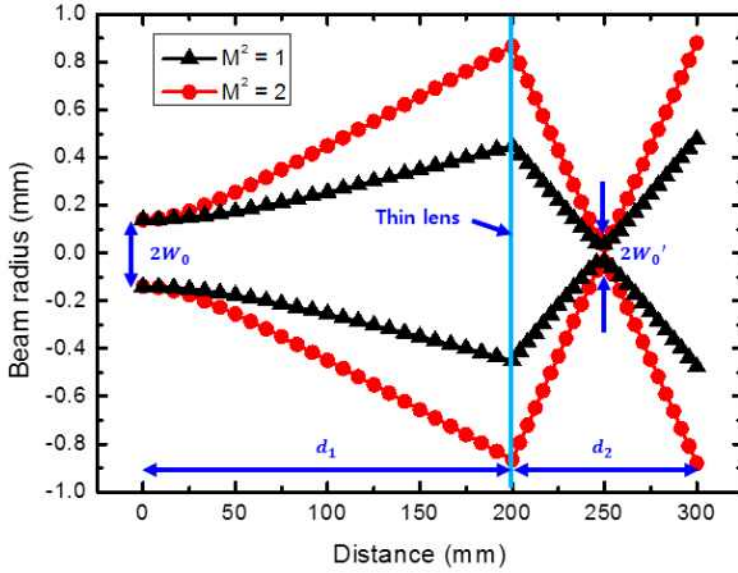


그림 12. 거리에 따른 빔 크기 및 빔 질에 따른 빔 발산.

$$M^2 = \frac{\pi}{\lambda} \cdot W_0 \cdot \theta \quad (11)$$

일반적으로 레이저 빔 질 요소 (M^2)는 입사 광원의 빔 직경과 발산 각 (θ)에 비례하며 식 (11)을 따른다. 따라서 그림 12에서 볼 수 있듯이 동일한 입사 광원에서 빔 질이 클수록 발산 각은 크게 된다. $M^2=2$ 인 경우에는 식 (10)의 W_0 항에 $\sqrt{M^2}$ 을 곱해서 구할 수 있다. $M^2=1$ 인 경우 출사 빔 직경이 0.065 mm, $M^2=2$ 인 경우 출사 빔 직경이 0.073 mm였다. 따라서 동일한 입사 빔 크기에서 빔 질이 더 높을수록 발산 각이 더 커지며 렌즈에 의해 집속된 출사 빔 크기 역시 커진다.

제3절 Q - 스위칭 레이저

Q - 스위칭은 높은 펄스 파워를 만들기 위해 사용하는 레이저 작동 모드이다. Q - 스위칭 레이저 발진 원리를 알기 위해서는 먼저, 일반적인 CW (Continuous wave) 레이저의 발진 원리에 대해서 알아야 한다. CW 레이저는 레이저의 이득이 레이저 공진기 내부에서 발생하는 손실을 초과해야 한다. 이 손실은 고 반사 거울의 손실, 출력 거울의 반사율, 산란 손실, 이득 매질의 재흡수 등이 있다. 레이저 이득이 공진기 내부의 손실을 초과하면 레이저의 발진 문턱 값을 초과하게 되고 이 시점부터 공진기 내부의 광자 밀도가 계속 커지게 된다. 레이저 발진을 위해서는 공진기 내에서 발생하는 손실을 초과할 만큼의 이득 값을 얻는 것이 중요하다. 이와 달리 Q - 스위칭은 공진기 내부에 인위적 또는 비선형 광학적 손실을 주어 레이저 발진을 막는다. 인위적 또는 비선형 광학적 손실은 비선형 광학 특성을 가진 포화 흡수체나 손실을 유도하는 광학 소자 AOM (Acousto-optic modulator), EOM (Electro-optic modulator)을 공진기 내부에 삽입함으로써 이루어진다. 이 광학 소자들은 레이저의 발진 문턱 조건을 특정 조건에서 올리는 역할을 하며 이득 매질에 에너지가 축적되도록 유도한다. 앞서 언급한 Q - 스위칭 광학 소자는 능동형과 수동형으로 구분한다. AOM과 EOM은 능동형 소자이며, 외부에 전기적 장치나 변조기를 사용하여 손실을 유도하기 때문에 능동형이라고 부른다. 수동형 소자는 주로 포화 흡수와 같은 비선형 광학 특성을 가지고 있다. 대표적으로 포화 흡수체는 Cr:YAG, 반도체 포화 흡수체 등이 있고 공진기 내부에 포화 흡수체를 삽입 시킴으로써 Q - 스위칭을 유도한다. 수동형 소자는 능동형 소자와는 달리 외부 전기 시스템이 필요 없기 때문에 공진기를 소형화시킬 수 있다는 장점이 있다. 이러한 Q - 스위칭 광학 소자들은 공진기 내부에 삽입되어 이득 매질의 상 준위에 여기된 원자들이 유도 방출이 되지 않게 막는 역할을 하게 된다. 이렇게 상 준위로 여기된 원자는 유도 방출되지 않기 때문에, 상 준위에 축적된 원자 밀도는 CW 레이저에 비해 많이 에너지가 쌓이게 된다. 이를 ‘낮은 Q 값 상태’라고 한다. Q 값은 공진기 내부에서 1회 왕복 시간 동안 손실된 에너지당 저장된 에너지이며 식 (12)를 따른다.

$$Q = 2\pi \frac{E}{(P/\nu)} = \frac{E}{(P/\omega)} \quad (12)$$

여기서, E 는 저장된 에너지, P 는 소산되는 에너지, $1/\nu$ 는 주기, $2\pi\nu = \omega$ 이다. Q-스위칭 광학 소자를 Q-스위처라고 하자. 공진기 내부에서 Q-스위처에 의해 여기된 원자들이 많이 손실되는 반면 이득 매질에 저장된 에너지는 높아지게 된다. 즉, ‘공진기 내부에 손실이 높다’라는 말은 ‘Q 값이 낮다’라는 말과 같다. 낮은 Q 다음에 발생할 높은 Q는 Q-스위처의 손실을 겪은 이후 에너지 준위의 밀도 반전이 피크값에 도달했을 때, 매우 짧은 시간동안 손실을 제거하고 원래 레이저 공진기 손실 상태가 된다. 이 시점에서 광자 밀도가 공진기에 축적되기 시작하고 Q-스위칭 펄스가 발생된다. Q 값이 높아지는 순간에 이득 매질은 CW 레이저의 발진 문턱 값보다 훨씬 높은 이득을 가진다. 이렇듯 Q-스위칭 레이저 펄스는 낮은 Q에서 높은 Q로 트리거되면서 발생한다. 즉, 공진기가 높은 Q로 변환되면서 공진기 내부의 노이즈가 점점 기하급수적으로 증폭하게 되면서 Q-스위칭 펄스를 형성하게 된다. Q-스위칭 펄스는 주로 수 ns에서 수 백 ns 급의 펄스 폭을 가지며 수 kW 급에서 수 백 MW 급의 높은 첨두 출력을 가진다. 높은 첨두 출력을 가진 Q-스위칭 레이저 기술은 서론에서 언급되었던 거리 측정기, 원격 감지, 라이다, 오염 감지, 의료 시스템, 재료 가공, 레이저 접화기 등등 많은 산업에 적용되고 있다.

3.1. 수동형 Q - 스위칭 레이저 동작

수동형 Q - 스위칭 레이저 펄스는 펌프 광원, 공진기 손실, 밀도 반전, 광자 밀도가 시간에 따라 상호작용하며 생성된다. 그림 13는 앞서 말했던 수동형 Q - 스위칭 동작을 나타낸다 [19].

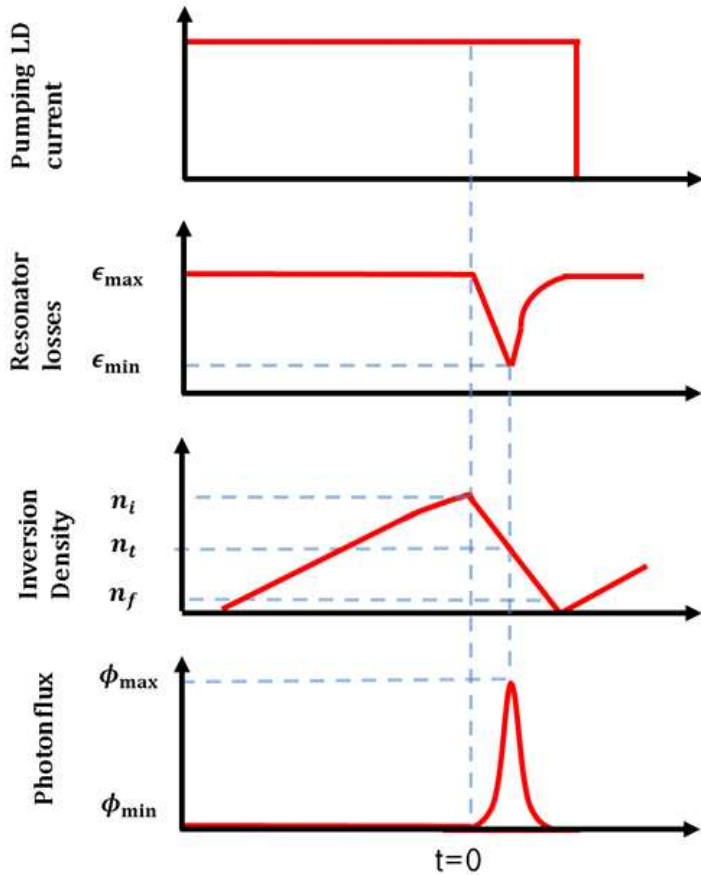


그림 13. 시간에 따른 수동형 Q - 스위칭 레이저 특성.

그림 13의 맨 위에 보이는 그래프는 시간에 따른 펌핑 LD의 입력전류이다. 이때 $t=0$ 인 지점 이전에는 공진기 손실이 최대인 ϵ_{\max} 이며, 이는 낮은 Q 값을 가지므로 레이저 발진이 되지 않는다. 그 이유는 공진기 내부에 삽입된 Q - 스위치가 추가적인 손실을 주어 레이저 발진이 되지 않도록 했기 때문이다. 이 과정에서 시간에 따른 밀도 반전은 Q - 스위칭 펄스가 발생하기 위한 초기 밀도 반전 n_i 지점까지

도달한다. 그리고 시간에 따른 광자 밀도는 Q - 스위치의 추가적인 손실로 인해 최소 광자 밀도 ϕ_{\min} 을 유지한다. 밀도 반전이 추가적 손실에 의한 문턱 조건에 도달했을 때, Q 값 상승과 함께 공진기 손실은 ϵ_{\min} 로 변화하면서 큰 펄스 형성하게 된다. 여기서, 광자 밀도는 초기 밀도 반전 n_i 인 지점부터 펄스가 형성되기 시작하고 CW 레이저의 발진 문턱 조건인 임계 밀도 반전 n_t 인 지점에서 펄스의 피크 지점인 ϕ_{\max} 에 도달한다. 마지막으로 피크 지점부터 광자 밀도는 감소하며 공진기 내부에 남아있는 여기된 원자들을 유도 방출시키며 최종 밀도 반전 n_f 인 지점까지 광자 밀도가 떨어져 펄스가 방출된다. 공진기 내부 손실은 식 (13)을 따른다.

$$\epsilon = -\ln R + \delta + \zeta(t) \quad (13)$$

여기서, R 은 출력 거울의 반사율, δ 는 공진기 내부에서의 회절, 산란, 흡수, 고 반사 거울의 손실 등을 고려한 값, $\zeta(t)$ 는 Q - 스위치 손실이다. ϵ_{\min} 인 경우, $\zeta(t) \simeq \zeta(0)$ 이다. Q - 스위치 손실 $\zeta(t)$ 를 만들기 위한 방법으로는 앞서 언급한 능동적 방법, 수동적 방법이 있다. 능동적 방법으로는 높은 전압을 걸어 주어 Q - 스위치의 굴절률을 변화시켜주는 전기 - 광학적 방법 또는 RF를 이용한 음파 - 광학적 방법 등이 있다. 이와 달리 수동적 방법은 공진기 내부에 포화 흡수체를 정렬시킨다. 수동형 Q - 스위치의 투과 특성은 Q - 스위치의 초기 투과율과 포화되는 광 세기에 의해 결정된다. 이러한 투과 특성은 공진기 내부의 Q - 스위칭 펄스 메커니즘에 영향을 주게 되며 레이저 출력 펄스의 특성을 결정하게 된다 [19].

3.2. 수동형 Q - 스위칭 레이저 펄스 생성을 위한 노이즈 신호

Q - 스위칭 레이저 펄스는 공진기 내부의 스파이킹 형태의 노이즈 신호가 씨앗이 되고 증폭되어 형성된다. 이 작은 스파이킹 형태의 노이즈 신호는 공진기의 낮은 Q에서 높은 Q로 전환될 때 상 준위에 있는 여기된 원자들을 유도 방출 시키면서 거대한 펄스를 방출시킨다. 하지만 공진기 내부의 스파이킹 형태를 가진 노이즈 신호의 무작위적인 크기 변동은 Q - 스위칭 펄스 출력이 변동하는 원인이 될 수 있다. 수동형 Q - 스위칭 레이저 작동은 일반적으로 알려진 율 방정식으로 수치 해석할 수 있다. 하지만 Q - 스위칭 출력 변동의 원인 중 하나인 자발 방출 노이즈 항을 고려한 율 방정식은 우리가 아는 한 이전 연구에서 보고된 바가 없다. 따라서 일반적인 율 방정식에 노이즈 항을 고려하여 수치 해석해 보면 노이즈 크기에 따른 Q - 스위칭 레이저의 출력 변동을 확인할 수 있다. 노이즈는 자발 방출에 의해서 생성되며, 단일 패스 당 자발 방출 노이즈 세기는 공진기 내부에서 증폭되어 식 (14)를 따른다 [31].

$$I_{ASE} = I_S \frac{\Omega}{4} \cdot \frac{G_0}{(\ln G_0)^{1/2}} \quad (14)$$

여기서, I_S 는 포화 밀도, G_0 는 이득 매질의 소 신호 이득, Ω 는 ASE의 입체각이다. I_{ASE} 는 달리 표현하면 에너지를 가지고 있는 광자 밀도가 빛의 속도로 공진하는 단위 면적당 파워로 표현할 수 있으므로 $I_{ASE} = \phi_{ASE} \cdot hv_L \cdot c$ 로 표현될 수 있다. ϕ_{ASE} 는 증폭된 광자 밀도, hv_L 은 레이저 파장에서 에너지, c 는 빛의 속도이다. 포화 밀도 I_S 는 일반적으로 4 준위 레이저에 대하여 $I_S = hv_L / \tau_g \sigma_g$ 로 표현된다 [19]. 이를 토대로 식 (14)를 정리하면 공진기 왕복 시간 (t_r)동안 증폭된 노이즈 광자 밀도는 식 (15)를 따른다.

$$\frac{\phi_{ASE}}{t_r} = \frac{\Omega}{4 \cdot t_r \cdot c} \cdot \frac{hv_L}{\tau_g \sigma_g} \frac{G_0}{(\ln G_0)^{1/2}} \quad (15)$$

따라서 식 (15)를 고려하여 수동형 Q - 스위칭 작동에 대한 율 방정식을 수치 해석할 수 있다. 일반적인 율 방정식은 시간 변화에 따른 광자 밀도, 바닥 준위의 원자 밀도, 포화 흡수체의 원자 밀도를 고려한다. 식 (14), (15)로 정리된 노이즈 항은 참고문헌 [31]에서 CW일 경우 ASE와 관련된 항이므로, CW에서의 ASE 항을 최댓

값이라고 가정하였다. CW의 경우는 무작위적인 노이즈가 평균값으로 갖는다고 가정되었다. 하지만 Q-스위칭 펄스의 경우 무작위적인 노이즈 값은 평균값을 갖지 않고 각각 다르게 적용되기 때문에 식 (15)에 노이즈 스케일 팩터 (η)를 곱해 Q-스위칭 펄스 발생용 노이즈 신호의 크기로 가정하고 수치 계산하였다. 수치 계산을 통해 노이즈 크기 변화에 따른 Q-스위칭 펄스 출력 변동을 간단히 알아보기 위해 노이즈 스케일 팩터의 최댓값을 1로 설정하고 분석하였다. CW의 경우 평균값이므로 노이즈 스케일 팩터의 최댓값을 1이라 할 수 있지만 펄스 레이저의 경우 노이즈 스케일 팩터가 1 이상이 될 수도 있다고 판단된다. 이러한 가정을 바탕으로 시간 변화에 따른 다양한 노이즈 신호의 크기 변화에 따른 수동형 Q-스위칭 출력 변동을 확인할 수 있다.

3.3. 초기 노이즈 크기가 Q - 스위칭 출력 에너지에 미치는 영향을 확인하기 위한 율 방정식

초기 씨앗이 되는 노이즈 신호 크기가 수동형 Q - 스위칭 레이저 펄스에 미치는 영향을 확인하기 위해서 레이저 율 방정식에서 노이즈의 상대적 크기에 따른 레이저 출력 특성을 분석하였다. 수동형 Q - 스위칭 레이저의 발진 특성은 일반적으로 많이 쓰이는 율 방정식에서 형광에 의한 노이즈 관련 항을 삽입하였다 [31-34].

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\phi}{t_r} [2\sigma_g n_g l_g - 2\sigma_s n_s l_s - 2\sigma_{es} (n_{s0} - n_s) l_s - (L - \ln R)] + \frac{\phi_{ASE}}{t_r} \cdot \eta \quad (16)$$

$$\frac{dn_g}{dt} = W_p - \frac{n_g}{\tau_g} - \gamma_g \sigma_g c \phi n_g \quad (17)$$

$$\frac{dn_s}{dt} = \frac{n_{s0} - n_s}{\tau_s} - \gamma_s \sigma_s c \phi n_s \cdot \frac{A_g}{A_s} \quad (18)$$

여기서, ϕ 는 이득 매질의 광자 밀도, n_g 는 이득 매질의 밀도 반전, n_{s0} 는 포화 흡수체의 바닥 상태 원자 수, σ_g 는 이득 매질의 유도 방출 단면적, σ_s 는 포화 흡수체의 바닥 상태 흡수 단면적, σ_{es} 는 포화 흡수체의 여기 상태 흡수 단면적, l_g 는 이득 매질의 길이, l_s 는 포화 흡수체의 길이, c 는 빛의 속도, τ_g 는 이득 매질의 여기 상태 수명 시간, τ_s 는 포화 흡수체의 여기 상태 수명 시간, t_r 는 공진기 왕복 시간, h 는 플랑크 상수, λ 는 레이저 파장, λ_p 는 LD 펌프 파장, γ_g 는 이득 매질의 반전 감소 계수, γ_s 는 포화 흡수체의 반전 감소 계수, A_g 는 이득 매질의 빔 단면적, A_s 는 포화 흡수체의 빔 단면적, l_c 는 공진기 길이, R 은 출력 거울의 반사율, L 은 공진기 왕복 손실, W_p 는 펌핑율이며, 펌핑율은 Yb:YAG의 양자 효율인 η_Q 에 따라 효율이 정해진다 [12,19,35]. L 은 Findlay - Clay 방법을 사용하여 실험적으로 얻을 수 있다 [19]. 하지만 공진기 손실 측정을 위해 반사율이 다른 출력 거울들이 필요하며 실험적 오차가 발생할 수 있다. 이러한 불확실하지만 중요한 매개 변수 때문에 가우시안 빔을 가정한 수치 해석 계산 결과와 실험 결과 사이의 오류가 생길 수 있음을 간과해서는 안 된다. 그리고 포화 흡수체의 원자 수는 참고문헌 [19]에서 포화 흡수체의 초기 투과율 관련 식으로 구할 수 있다. 초기

노이즈를 고려한 식 (16)은 참고문헌 [31]에서 보고된 식과 일반적인 레이저 율 방정식을 사용하였다. 참고문헌 [31]에 나와 있는 노이즈 항 정의는 CW인 경우의 ASE 값이므로 펄스 노이즈가 CW 노이즈보다 낮다고 가정했을 때, 노이즈 계수 η 를 $0 \leq \eta \leq 1$ 로 설정하고 $\eta=1$ 에서 상대적 요동이 최댓값을 갖는다고 가정하였다. 하지만 실제로 이 노이즈 계수는 펄스 노이즈의 평균값보다 더 큰 노이즈 값이 존재할 수 있으므로 그 이상의 오차를 가질 수 있을 것으로 예상된다. 표 2는 Yb:YAG와 Cr:YAG의 매개 변수이다. 표 2와 식 (16)~(18)을 이용한 레이저 율 방정식은 수치적 해석을 통해 분석할 수 있다.

Parameter (Unit)	YAG/Yb:YAG/Cr:YAG	Parameter (Unit)	YAG/Yb:YAG/Cr:YAG
$\sigma_g (/cm^3)^{[12]}$	2.1×10^{-20}	$L^{[19]}$	0.9
$\sigma_s (/cm^3)^{[12]}$	4.6×10^{-18}	$h (J \cdot s)$	6.626×10^{-34}
$\sigma_{es} (/cm^3)^{[12]}$	8.2×10^{-19}	$\lambda (\mu m)$	1.030
$l_g (cm)$	0.4	$\lambda_p (\mu m)$	0.940
$l_s (cm)$	0.1	$\gamma_g^{[12]}$	1
$\tau_g (s)^{[19]}$	951×10^{-6}	$\gamma_s^{[12]}$	1
$\tau_s (s)^{[12]}$	3.4×10^{-6}	$c (cm/s)$	3×10^{10}
$n_{s0}^{[19]}$	0.775×10^{18}	$\eta_Q^{[35]}$	0.932

표 2. Yb:YAG와 Cr:YAG의 주요 매개 변수 [12,19,35].

3.4. 4차 Runge - Kutta 방법을 이용한 율 방정식 수치적 해석

율 방정식에 나와 있는 미분 방정식을 수치 해석하기 위해서는 오차가 낮은 수치적 방법을 사용해야 한다. 일반적으로 사용하는 Runge - Kutta 수치 해석법은 4차 Runge - Kutta 방법이 가장 많이 쓰인다. 이는 다른 수치적 해법인 오일러 방법이나 2차 Runge - Kutta 방법에 비해 비교적 정확한 해를 제공하기 때문이다. 식 (19)와 같이 정의된 초깃값을 갖는 1차 미분 방정식을 4차 Runge - Kutta 방법을 이용해 수치 해석하는 방법은 다음과 같다.

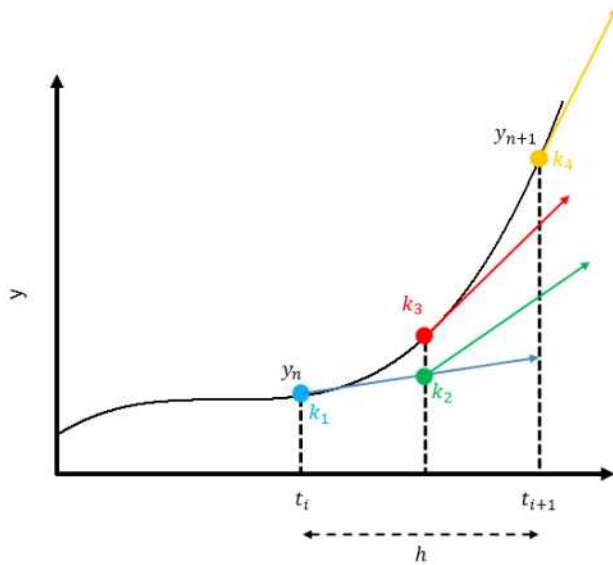


그림 14. 임의의 함수 y 에 대한 4차 Runge - Kutta 수치적 해석법.

$$\frac{dy}{dt} = f(t, y), y(t_0) = y_0 \quad (19)$$

그림 14는 4차 Runge - Kutta 방법을 설명하기 위한 임의의 함수 y 의 그래프이다. 여기서, y 는 시간 t 에 대해 근사하려는 미지의 함수이다. y 의 기울기인 식 (19)는 t 와 y 로 이뤄진 함수이고, 초깃시간 t_0 에 대응하는 y 의 초깃값은 y_0 이다. 함수 f 와 t_0, y_0 의 값은 정해져 있다고 가정한다. 이제 $h > 0$ 인 step 크기로 식 (20)을 정의한다.

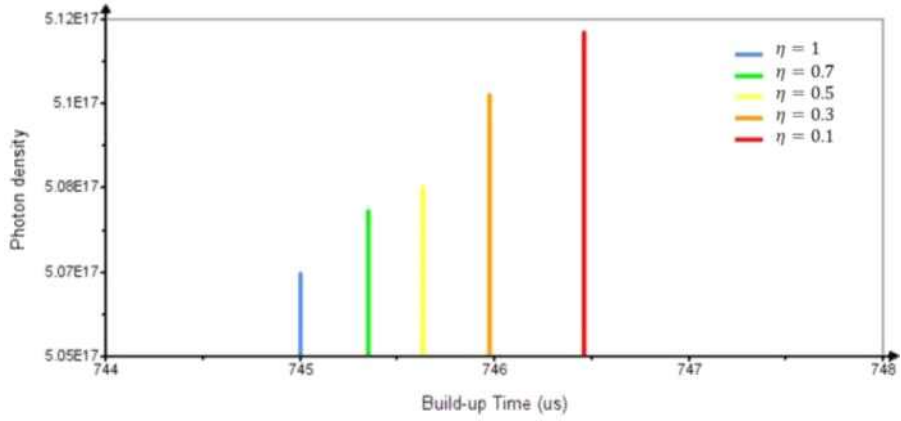
$$\begin{cases} y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6}h(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \\ t_{n+1} = t_n + h \end{cases} \quad (20)$$

그리고 $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ 에서, 식 (21)을 사용한다.

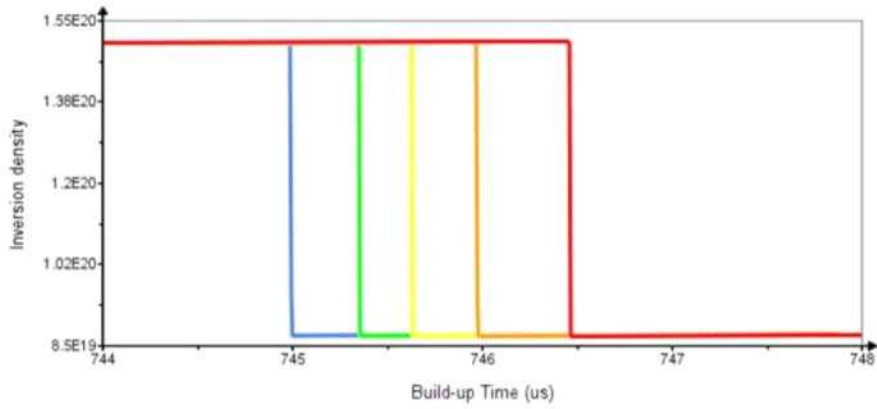
$$\begin{cases} k_1 = f(t_n, y_n) \\ k_2 = f\left(t_n + \frac{1}{2}h, y_n + \frac{1}{2}hk_1\right) \\ k_3 = f\left(t_n + \frac{1}{2}h, y_n + \frac{1}{2}hk_2\right) \\ k_4 = f(t_n + h, y_n + hk_3) \end{cases} \quad (21)$$

k_1 은 시작, k_2 는 중간1, k_3 는 중간2, k_4 는 마지막 위치에서의 기울기이며, 이를 이용하여 다음 위치를 알 수 있다. 4개의 기울기를 이용해 가중평균을 구하고, 1:2:2:1로 더해서 6을 나눈 값을 현재 위치 (y_n)와 더하면 다음 위치가 된다. 이러한 수치적 해석 방법으로는 4차 Runge - Kutta 방법이 오차가 작아 가장 많이 쓰인다.

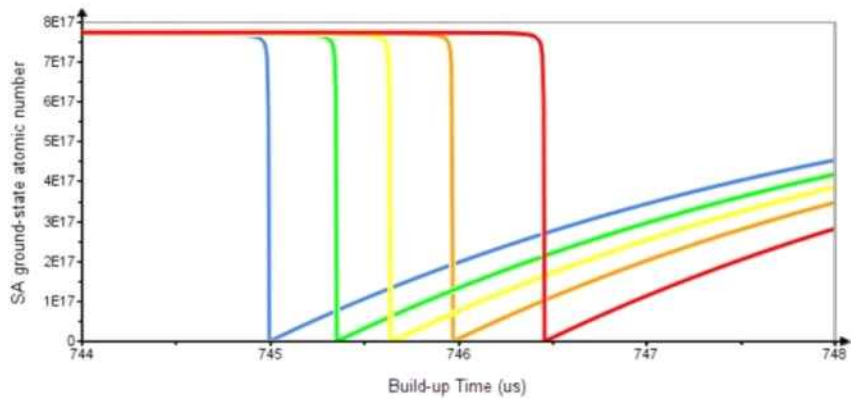
일반적으로 많이 알려진 레이저 울 방정식은 Q - 스위칭 펄스를 발생시키기 위한 자발 방출 노이즈 효과를 고려하지 않았다. 자발 방출 노이즈는 시간에 따라 변동이 심한 형태로 주어지기 때문에 Q - 스위칭 레이저 출력 변동에 영향을 준다고 가정하였다. 일반적으로 Q - 스위칭 펄스 레이저를 수치 해석하기 위해 울 방정식에 초깃값을 임의의 상수로 주지만 본 연구에서는 식 (16)과 같이 추가적인 노이즈 항을 울 방정식에 삽입하였다. 미분 방정식의 수치 해석은 변수들의 분할 간격에 따라 결과에 오차가 생길 수 있다. 따라서 이러한 오차를 최소한으로 줄이기 위해 4차 Runge - Kutta 방법을 이용하였다. 이를 이용해 수치 해석한 울 방정식의 결과는 그림 15와 같다.



(a)



(b)



(c)

그림 15. Q - 스위칭 레이저 펄스의 시간에 따른 (a) 광자 밀도, (b) 반전 밀도, (c) 포화 흡수체 바닥 상태 원자 수 그래프.

그림 15는 4차 Runge - Kutta 방법을 이용한 수동형 Q - 스위칭 레이저 울 방정식을 수치적 해석한 그래프이다. 그림 15(a)는 Q - 스위칭 레이저 펄스의 시간에 따른 광자 밀도이다. 노이즈 스케일 팩터 (η)가 증가함에 따라 광자 밀도가 감소하는 경향을 보였다. 이는 그림 15(b), (c)의 시간에 따른 반전 밀도와 포화 흡수체의 바닥 상태 원자 수와 관련된다. η 가 클수록 반전 밀도와 포화 흡수체의 바닥 상태 원자 수가 시간에 따라 더 빨리 고갈되어 상 준위에 있는 여기된 전자들이 충분히 축적되지 못하고 펄스가 형성되기 때문이다. η 값에 따른 출력 에너지와 펄스 성장 시간 (Build-up time)은 그림 16에 나타내었다.

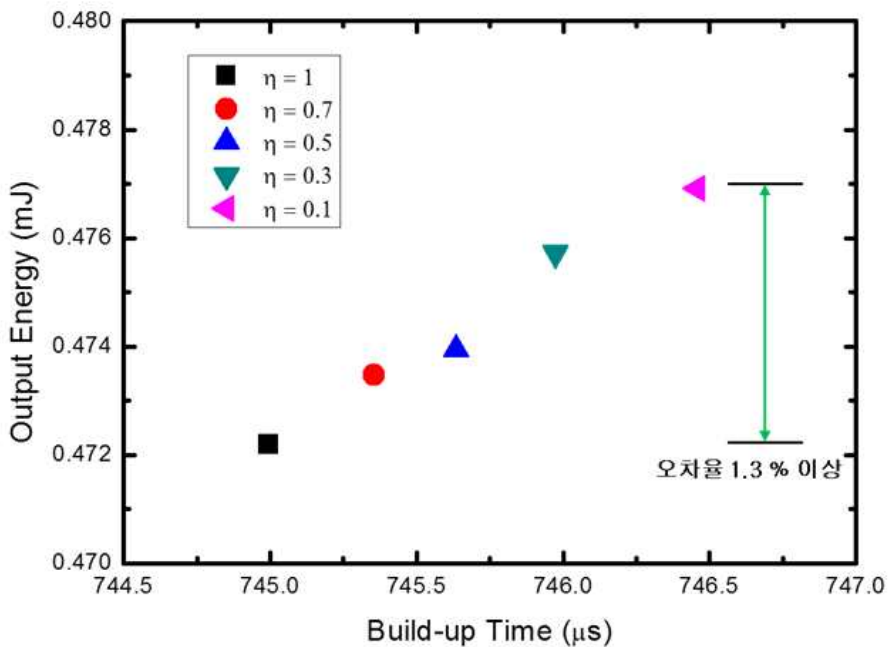


그림 16. 초기 노이즈의 상대적 크기에 따른 Q - 스위칭 펄스 출력 에너지.

그림 16의 결과는 초기 노이즈가 크면 Q - 스위칭 펄스 발진 조건이 빨리 달성되어 펄스 성장시간을 짧게 하는 원인이 되고 축적된 반전 밀도는 상대적으로 노이즈가 약할 경우에 비해 작아지는 효과가 있다. 그리고 포화 흡수체의 바닥 상태 원자들이 초기 노이즈가 클수록 빨리 상 준위로 천이되어 포화 흡수체가 투명해지는 시점이 빨라진다. 즉, 초기 노이즈가 클수록 축적된 밀도 반전이 작은 상태에서 레이저가 발진하게 되어 Q - 스위칭 펄스 에너지는 낮은 값을 가지게 된다. 식 (16)에서 식 (18)까지의 울 방정

식을 이용한 간단한 모델링을 통해서 노이즈 크기 범위가 $0.1 \leq \eta \leq 1$ 일 때 펄스 에너지 크기 차는 약 1.3%임을 알 수 있었다. 그리고 실제 노이즈 스케일 팩터 크기는 1 이상으로 예상되고 이에 따른 레이저 출력은 더 큰 출력 변동이 있을 것으로 판단된다. 노이즈 스케일 팩터가 2인 경우에 대한 수치 계산 결과, 출력 변동은 전체 출력에 약 2% 정도였다. 이 결과로부터 노이즈 스케일 팩터 편차($\Delta\eta$)가 작을수록 출력된 Q-스위칭 펄스 에너지들의 편차가 감소함을 알 수 있다.

제4절 공진 모드 수에 따른 노이즈 스파이킹 출력 변동

수동형으로 동작하는 Q - 스위칭 레이저에서는 동작 초기에 무작위적인 위상값을 갖는 여러 개의 종 모드들이 간섭하여 발생하는 스파이킹 (노이즈)이 Q - 스위칭 펄스 발생을 위한 초기 입력 신호와 같은 역할을 한다고 가정하였다. 식 (22)와 같이 각 종 모드의 진폭은 일정하고 위상이 무작위적 (Random)이라고 가정하면 그림 17과 같은 N 개의 종 모드에 의한 스파이킹 노이즈가 나타난다.

$$E_{noise}(t, N) = E_0 \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \cos(2\pi(\nu_0 + n\Delta\nu) \cdot t + \phi_{Random}(t)) \quad (22)$$

여기서, ν_0 는 레이저 중심 주파수, $\Delta\nu$ 는 종 모드 주파수 간격이고 ϕ_{Random} 는 무작위 위상 (Random phase) 항이다. 아래와 같이, 그림 17은 식 (22)에서 종 모드 수가 $N=4$ 와 $N=16$ 일 때의 시간에 따른 노이즈 강도를 나타낸다.

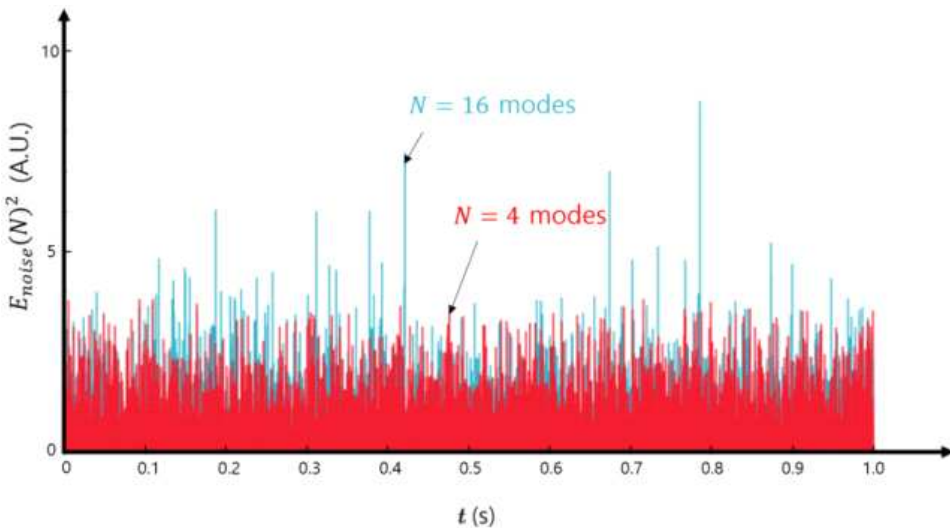


그림 17. 종 모드 수에 따른 노이즈 스파이킹 출력 특성.

$N=16$ 인 경우, 노이즈 스파이킹 크기의 편차가 매우 심하게 나타났다. 반면에 $N=4$ 인 경우, 상대적으로 노이즈 스파이킹 크기 편차값이 작게 나타났다. 스파이킹 형태의 노이즈에서 스파이킹 펄스는 Q - 스위칭 펄스 형성을 위한 초기 씨앗 펄스라고 할 수 있

다. 씨앗 펄스의 상대적인 크기는 수동형 Q-스위칭 레이저 펄스 에너지의 변동에 영향 줄 수 있다는 것을 식 (22)의 시뮬레이션을 통해 알아보았다. 따라서 그림 17의 결과에 의하면 노이즈 스파이킹 크기 편차가 적은 $N=4$ 인 경우가 보다 안정적인 레이저 출력을 얻을 수 있다고 예측할 수 있다.

제5절 Fabry - Pérot etalon을 이용한 종 모드 제어

5.1. Fabry - Pérot etalon 투과 특성

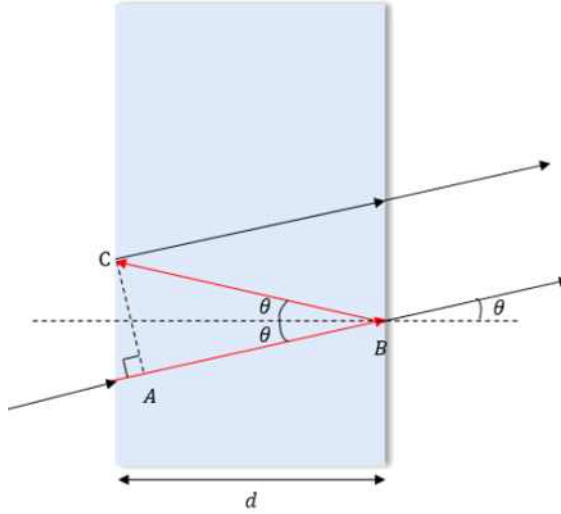


그림 18. 광원이 각도 θ 로 입사한 Fabry - Pérot etalon.

그림 18에 나와 있는 Fabry - Pérot etalon에서 서로 평행한 두 면에 각도 θ 로 입사하는 빛은 앞면과 뒷면에서 반사하게 되며 다중 빔 간섭 효과가 나타나게 된다. 이때 생기는 광 경로 차에 대한 위상차 (Δ)는 식 (23)을 따른다. 여기서, n 는 etalon의 굴절률, d 는 etalon의 두께이다.

$$\Delta = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot n \cdot d \cdot \cos \theta \quad (23)$$

위상차 식 (23)을 변수로 하는 *Airy function*은 식 (24)와 같다. 여기서, F 는 etalon 반사율 R 에 대한 함수로 $4R/(1-R)^2$ 로 정의된다.

$$Airy\ function = \frac{1}{1 + F \cdot \sin^2 \frac{\Delta}{2}} \quad (24)$$

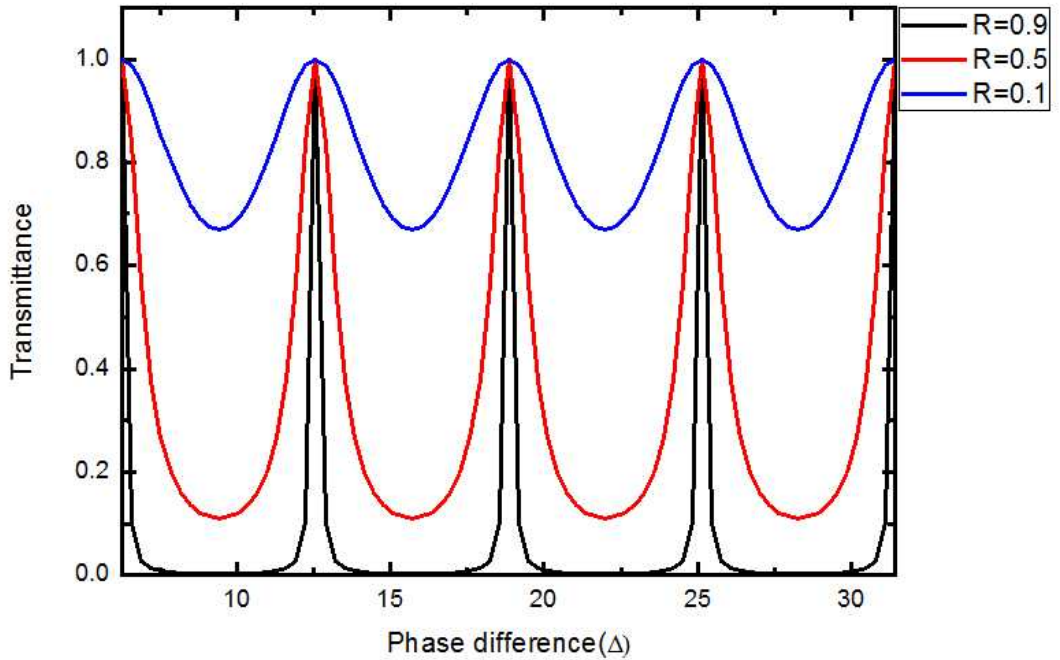


그림 19. Fabry - Pérot etalon의 반사율에 따른 투과 특성.

그림 19는 Fabry - Pérot etalon의 투과 특성을 보여주고 있다. 일반적으로, Yb:YAG의 형광 선폭은 약 10 nm로 알려졌지만, 일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG의 레이저 매질의 경우 1030 nm에서 고 반사 (HR) 코팅이 되어있고 공진기 내의 모드 간 경쟁으로 인해 레이저 선폭이 1~2 nm인 Q - 스위칭 펄스가 발진 되었다.

5.2. Fabry - Pérot etalon 투과 특성을 이용한 모드 필터링

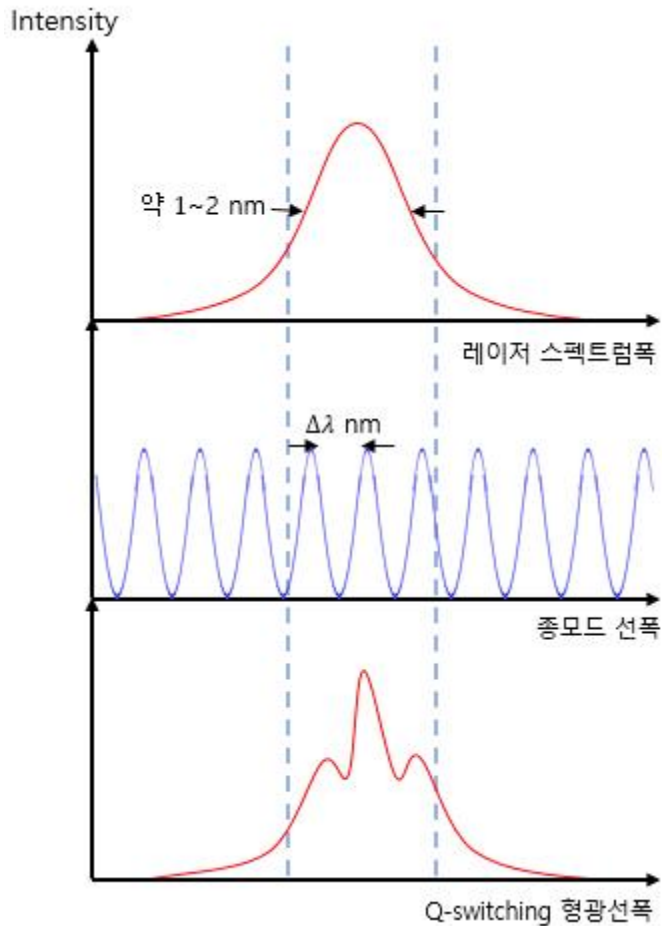


그림 20. 레이저 형광 선평폭과 Fabry - Pérot etalon 종 모드 선평폭의
중첩에 따른 Q - 스위칭 형광 선평폭.

그림 20은 Fabry - Pérot etalon의 효과를 이용해 레이저 선평폭을 필터링 시켜 Q - 스위칭 펄스 선평폭을 줄이는 모드 필터링 효과를 나타내고 있다. etalon에 의해 모드 필터링 되기 위해서는 Fabry - Pérot etalon의 두께 설정이 중요하다. 사용된 레이저 매질의 레이저 선평폭은 1 nm~2 nm였다. 이 선평폭을 약 1/10 정도를 줄이기 위한 etalon의 적당한 종 모드 간격은 0.1 nm~0.2 nm 정도이다. 이에 상응하는 Fabry - Pérot etalon의 두께는 식 (25), (26)을 이용해 구할 수 있다.

$$\Delta\nu = c/2L \quad (25)$$

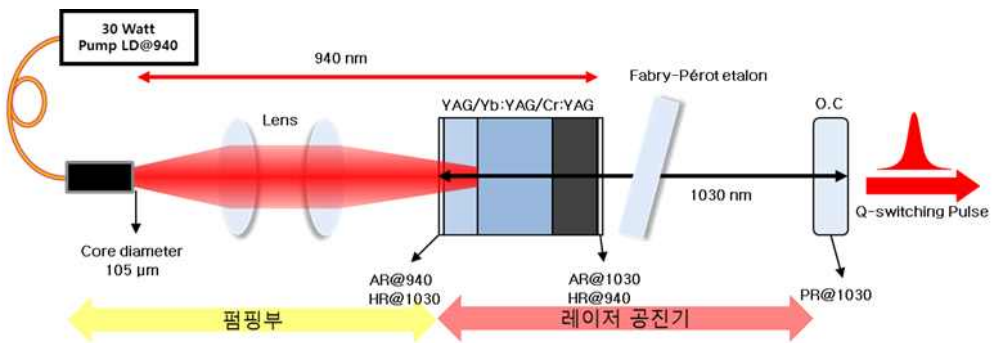
$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (26)$$

식 (25)는 종 모드 간격이고 여기서, L 은 공진기 길이이다. 일반적으로 잘 알려진 식 (26)은 주파수와 파장 관련 식으로 0.1 nm~0.2 nm 정도의 etalon 두께를 구하면 1.8 mm~3.5 mm의 두께여야 한다. 하지만, Fabry - Péroét etalon을 자체 제작하기엔 비용이 들어 비교적 저렴하게 구할 수 있는 Slide glass를 활용하였다. 이 Slide glass의 두께는 1 mm였고 종 모드 선폭은 0.35 nm였다. Slide glass의 면과 면 사이의 평행도는 실험적으로 간섭무늬를 통해 확인하였고 두 면이 서로 가장 평행한 etalon을 선택하였다.

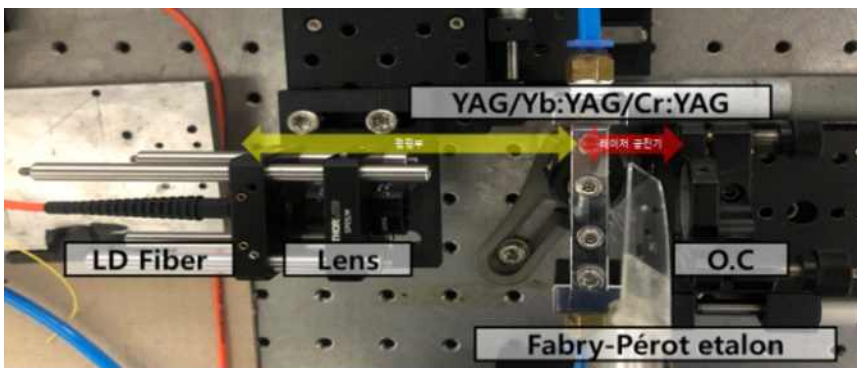
제3장 일체형 매질을 이용한 Q - 스위칭 레이저 출력 최적화 및 안정화

제1절 일체형 매질 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG를 이용한 Q - 스위칭된 레이저 구조

소형화와 레이저 정렬 문제를 해소하기 위해 Cr:YAG 포화 흡수체를 Yb:YAG에 열 확산 접합 (Thermal diffusion bonding)한 일체형 레이저 매질을 사용하였다. 그림 21은 Q - 스위칭된 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 레이저 구성도와 실험 사진이며 크게 펌핑부와 레이저 공진기 부분으로 나누어진다.



(a)



(b)

그림 21. 일체형 매질 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG를 이용해 중 펌핑된 Q - 스위칭 레이저 (a) 구성도, (b) 실험 사진.

레이저 펌핑 구조는 고차 횡 모드를 줄이기 위해 종 펌핑을 사용하였고, 30 W의 940 nm LD가 사용되었다. 펌핑 지속 시간은 Yb:YAG의 형광 수명 시간을 고려하여 1.2 ms의 펄스 폭으로 유지하였고, 반복률은 30 Hz로 고정하였다. 펌핑용 광섬유 코어 직경은 105 μm , 개구수 (NA)는 0.22이다. 그리고 펌프 빔은 두 개의 렌즈를 거쳐 YAG를 통과하여 Yb:YAG에 집중된다. 두 개의 렌즈 중 첫 번째 렌즈의 초점 거리는 15 mm로 고정하고 두 번째 렌즈는 20 mm~40 mm까지의 렌즈들을 이용해 펌프 빔 크기를 조절하면서 실험하였다. 공진기에서는 이득 매질로써 4 mm의 길이인 Yb:YAG 5 at.% 도핑율을 가진 레이저 크리스탈을 사용하였다. 펌핑 반복률에 따른 레이저 크리스탈에서 발생한 열을 방출시키기 위해 Yb:YAG의 좌측 끝 면에는 공기보다 열전도율이 약 560배 더 우수한 YAG를 용착시켰고, 일반적으로 열 전도성이 우수한 구리 마운트에 수관을 연결하여 냉각하였다. YAG에서 집중 렌즈와 마주한 면에는 940 nm와 1030 nm에 대해서 각각 무반사 (AR), 고 반사 (HR)로 코팅되어있다. 포화 흡수체인 Cr:YAG의 초기 투과율은 70%이며, 출력 거울과 마주한 면에는 940 nm와 1030 nm에 대해서 각각 고 반사 (HR), 무반사 (AR)코팅이 되어있다. 이로 인하여 단일 패스 당 Yb:YAG가 흡수하지 못한 940 nm에 대한 잔여 펌프 광을 한 번 더 반사하여 흡수할 수 있게 된다. 출력 거울은 다양한 반사율을 가진 평면거울을 사용하여 레이저 출력 특성을 조사하였고, 이에 따른 출력 변동을 줄이기 위해 Cr:YAG와 출력 거울 사이에는 Fabry - Pérot etalon이 삽입되었다.

제2절 Q - 스위칭 레이저를 위한 펌핑부 LD의 출력 특성

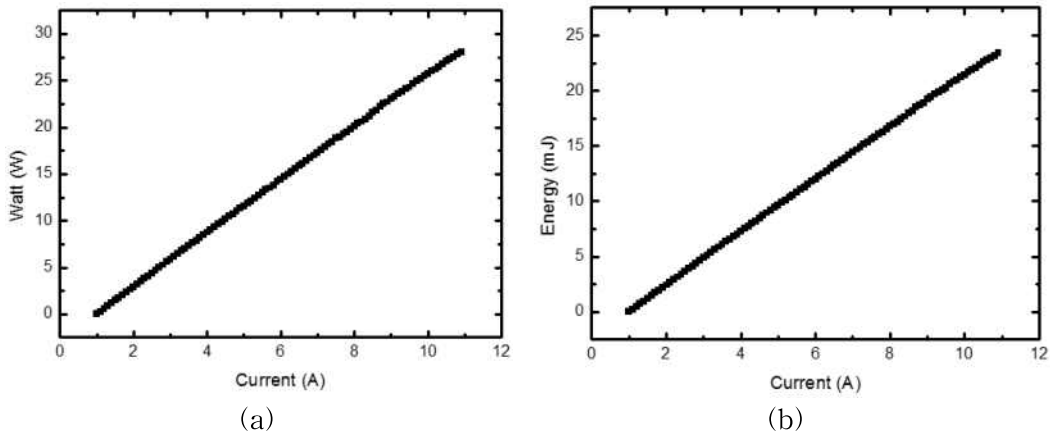


그림 22. 전류에 따른 출력 특성 (a) 입력 전류에 따른 파워, (b) 펌프 펄스 간격 1.2 ms로 전류를 인가할 경우 중 펌핑된 QCW 출력 에너지.

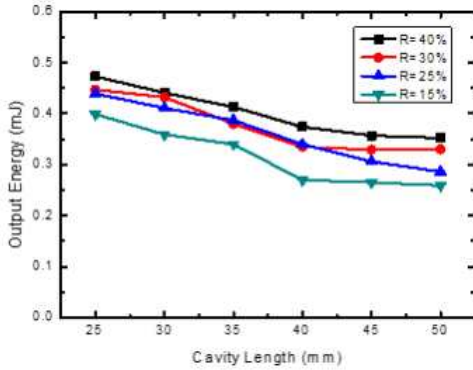
그림 22은 Yb:YAG를 여기 시키기 위한 펌프 광원의 입력 전류에 따른 출력 특성이다. 펌프 광원은 BWT사의 30 W 급 LD를 사용하였다. Yb:YAG의 흡수 파장인 940 nm를 방출하고 펌프 펄스 간격은 Yb:YAG의 형광 수명 시간을 고려하여 1.2 ms로 고정하였다. LD에서 발생한 열을 식혀주기 위해 수냉식 냉각기를 사용하였고, 반복률은 30 Hz로 고정하였다. 펌핑 방식은 QCW (Quasi Continuous Wave)이며, 최대 출력과 최대 에너지는 10.9 A에서 28.1 W, 23.4 mJ이었다. LD와 연결된 광섬유의 코어 직경은 105 μm 로 펌프 광의 빔 질 (M^2)은 23이다.

제3절 여러 매개 변수를 활용한 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 레이저 최적화

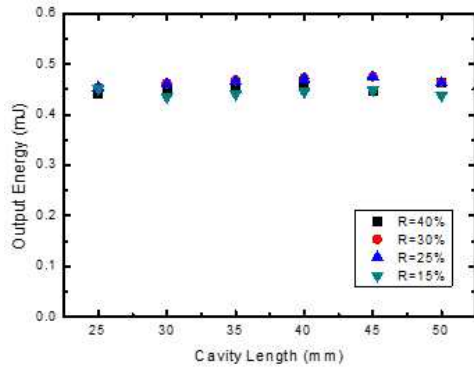
레이저 최적화 실험에서는 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG Q-스위칭 레이저 출력을 최적화하기 위한 실험 매개 변수로 공진기 길이, 반사율, 펌프 빔 직경을 변화시켜 출력 특성을 확인하였다. 공진기 길이는 매질의 광학적 손상을 최소화하기 위해서 25 mm~50 mm까지 측정하였다. 반사율은 출력 거울에서 반사되는 공진기 내부의 에너지가 크면 매질 표면에 유전체 코팅에 손상을 주기 때문에 15%에서 40%까지 사용하였다. 펌프 빔 직경은 LD의 spec을 고려하여 0.140 mm, 0.210 mm, 0.279 mm의 조건에서 측정하였다.

3.1. 공진기 길이, 반사율에 따른 최적화

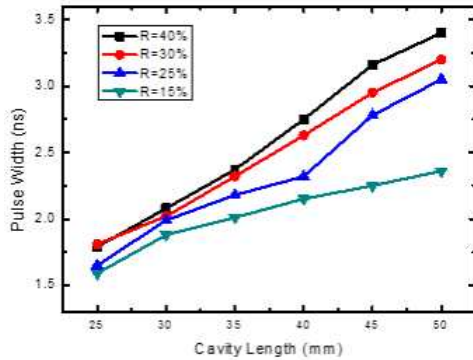
레이저 출력은 식 (16)부터 (18)에 나와 있는 레이저 율 방정식으로 설명할 수 있다. 시간에 따른 미분 방정식으로 표현된 레이저 율 방정식을 4차 Runge - Kutta 방법으로 수치적 해석을 하였다. 이때 펌프 빔 크기는 0.140 mm이다. 그림 23은 공진기 길이, 반사율에 따른 레이저 출력 특성에 대한 실험 데이터와 수치 해석 결과를 비교한 그래프이다. 레이저 율 방정식 수치 해석에서 공진기 손실 항인 L 은 공진기 길이 25 mm에서 측정한 값으로 고정하였다.



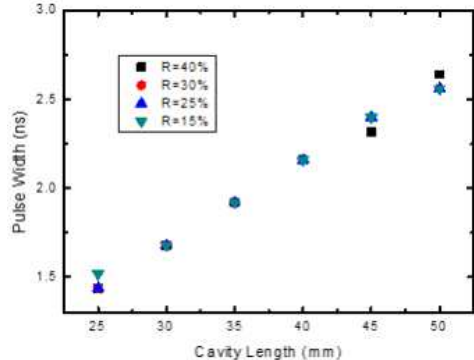
(a)



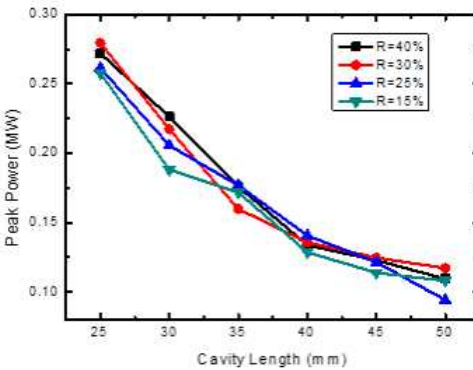
(b)



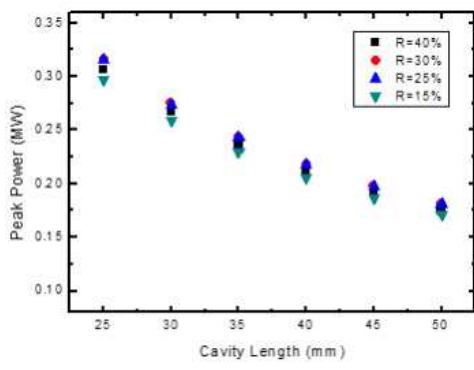
(c)



(d)



(e)



(f)

그림 23. 공진기 길이, 반사율에 따른 Q - 스위칭 레이저 출력 특성
 (a) 출력 에너지 실험 데이터, (b) 출력 에너지 수치 해석,
 (c) 펄스 폭 실험 데이터, (d) 펄스 폭 수치 해석,
 (e) 첨두 출력 실험 데이터, (f) 첨두 출력 수치 해석.

그림 23(b)에 있는 수치 해석은 출력 에너지가 공진기 길이와 반사율에 따라 크게 변화가 없음을 보여준다. 하지만, 그림 23(a)의 실험 데이터는 공진기 길이와 반사율에 따라 공진기 손실로 인해 출력 에너지가 감소하는 경향이 나왔다. 공진기 길이가 길어짐에 따라 공진기 내부의 회절 손실은 커진다. 이로 인해 출력 에너지가 내려간 것으로 판단된다. 그림 23(c)와 (d)는 펄스 폭 실험 데이터와 수치 해석이다. 공진기 길이가 늘어남에 따라 펄스 폭이 증가하는 동일한 경향을 보였고, 반사율의 경우도 수치 해석의 경우 고정된 손실 항 때문에 펄스 폭이 같은 경향이 나왔지만, 반사율이 높을수록 따라 공진기 손실 항은 더 커져 펄스 폭이 늘어나는 경향을 보였다. 그림 23(e)와 (f)는 침두 출력 실험 데이터와 수치 해석이다. 공진기 길이가 늘어남에 따라 에너지는 소폭 감소하고 펄스 폭이 크게 늘어나서 침두 출력은 감소하는 경향으로 수치 해석과 동일했다. 이 경우에 공진기 길이 25 mm, 반사율 30%에서 최적의 침두 출력이 나왔다.

3.2. 공진기 길이, 펌프 빔 직경에 따른 최적화

가. 광선 전달 행렬을 이용한 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔 크기 계산

집속되는 펌프 빔 크기에 따라 Q - 스위칭 레이저 출력 특성은 Yb:YAG에 많은 영향을 미친다 [12,36]. 따라서 펌프 빔 크기에 따른 출력 특성 실험을 진행하였고, 이를 위해 매질에 집속된 펌프 빔 크기의 수치 해석을 하였다.

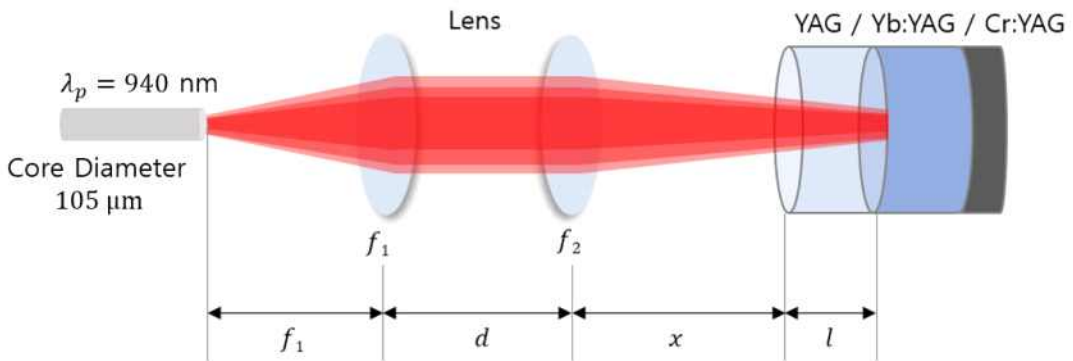


그림 24. 렌즈에 의해 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔 크기.

그림 24는 펌핑부를 확대한 모식도이며, LD에 연결되어있는 광섬유에서 나온 펌프 빔이 두 개의 렌즈에 의해 Yb:YAG 집속되고 있는 것을 보여주고 있다. 펌핑부의 광선추적을 위해서 ABCD 광선 전달 행렬을 이용하면 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔 크기를 알 수 있다 [30,37].

$$\text{Matrix} = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & x \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (27)$$

식 (27)은 광섬유 코어로부터 Yb:YAG 첫 번째 면까지의 펌프 빔 광선 전달 행렬이다. 여기서, 첫 번째 렌즈의 초점 거리 f_1 , 두 번째 렌즈의 초점 거리 f_2 , 렌즈 사이의 거리 d , 두 번째 렌즈와 YAG 사이의 거리 x , YAG의 굴절률 n , YAG의 길이 l 을 정의하였다.

$$W_0 = \frac{a}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{M^2}} \quad (28)$$

식 (28)은 LD에서 나온 펌프 광을 가우시안 빔이라고 가정하였을 때 펌프 빔 반경 W_0 를 의미한다. 여기서, 코어 직경 a , 빔 질을 M^2 으로 정의하였다.

$$W' = \sqrt{(A \times W_0)^2 + \left(\frac{\lambda_p \cdot B}{\pi \cdot W_0}\right)^2} \times \sqrt{M^2} \quad (29)$$

식 (29)은 Yb:YAG의 첫 번째 면에 집속되는 펌프 빔 크기이다. 여기서, A와 B는 광선 전달 행렬의 (0, 0)과 (0, 1)의 성분을 나타낸다.

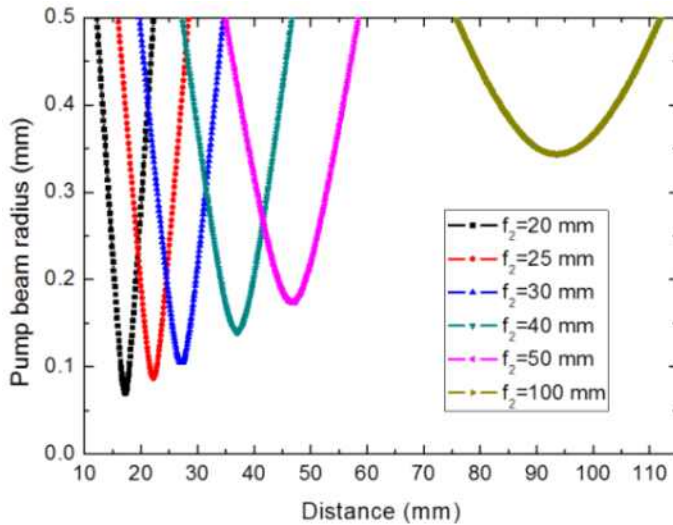


그림 25. 렌즈의 초점 거리에 따라 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔 크기.

Focal Length (mm)	Beam Radius (mm)	Beam Diameter (mm)
20	0.070	0.140
25	0.0875	0.175
30	0.105	0.210
40	0.1395	0.279
50	0.174	0.348
100	0.343	0.687

표 3. 두 번째 렌즈의 초점 거리에 따라 Yb:YAG에 집속되는 펌프 빔 크기.

그림 25는 두 번째 렌즈와 Yb:YAG의 거리에 따른 펌프 빔 반경을 나타내는 그래프이다. 두 번째 렌즈의 초점 거리가 길수록 펌프 빔 크기는 더 커지는 것을 알 수 있다. 수치적으로 계산해보면, 두 번째 렌즈를 20 mm~100 mm로 변경함에 따라 펌프 빔 크기는 표 3과 같이 구할 수 있다.

나. 펌프 빔 크기와 레이저 모드 빔 크기 중첩 효율

레이저 빔 중첩 효율은 공진기 모드 부피를 이득 매질의 펌핑된 부피로 나눈 것으로 정의된다. 빔 중첩 효율은 1보다 작으며 이는 펌핑된 부피가 공진기 모드 부피보다 큰 경우 반전 밀도의 일부가 유도 방출에 의해 나온 것이 아닌 자발 방출에 의한 감쇠를 나타낸다. 빔 중첩 효율은 모드 정합이라고도 하며, 공진기 모드와 펌프 빔 부피의 공간적 중첩을 나타낸다. 일반적으로, 모드 빔 크기는 레이저 공진기에서 정해지므로 펌프 빔 크기에 따라 중첩 효율에 변화를 줄 수 있다.

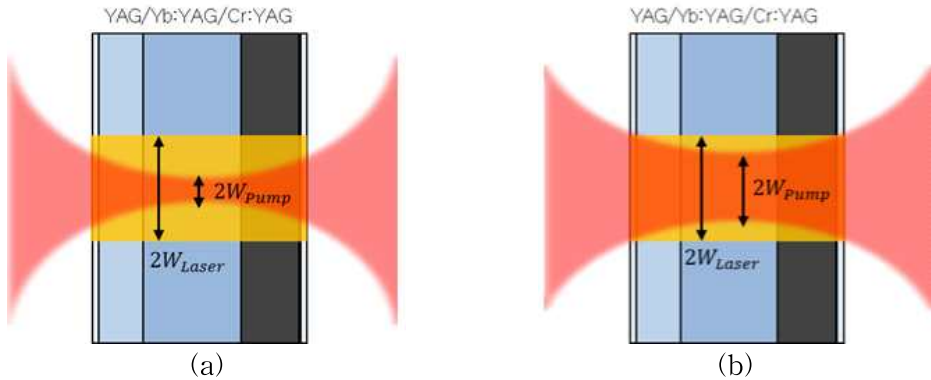


그림 26. 펌프 빔 크기와 레이저 모드 빔 크기 중첩 효율
 (a) 펌프 빔 직경이 작은 경우, (b) 펌프 빔 직경이 큰 경우.

그림 26은 이득 매질의 공진기 모드가 펌프 빔 크기보다 큰 경우이다. 그림 26(a)의 경우 공진기 모드보다 작은 영역을 펌핑 시켜서 그림 26(b)보다 비효율적인 펌핑 구조를 보여준다. 따라서 동일한 단위 면적당 파워로 펌핑 시켜주었을 때, 더 많은 출력 에너지를 가질 수 있는 구조는 그림 26(b)이다.

다. 펌프 빔 크기에 따른 레이저 발진 문턱 조건

일반적으로 공진기 길이가 증가할수록 공진기 내부의 손실이 커지고 이에 따른 레이저 발진 문턱 조건이 더 높아진다. 또, 펌프 빔 직경이 커지면 단위 면적당 펌프 파워가 낮아져 레이저 발진 문턱 조건을 달성할 수 없다. 따라서 레이저 발진 문턱 값의 해당하는 단위 면적당 펌프 파워가 되도록 펌프 파워를 올려주면 레이저 발진이 가능하다. 그림 27은 이에 따른 공진기 길이, 펌프 빔 크기를 고려하여 실험한 레이저 발진 문턱 값이다.

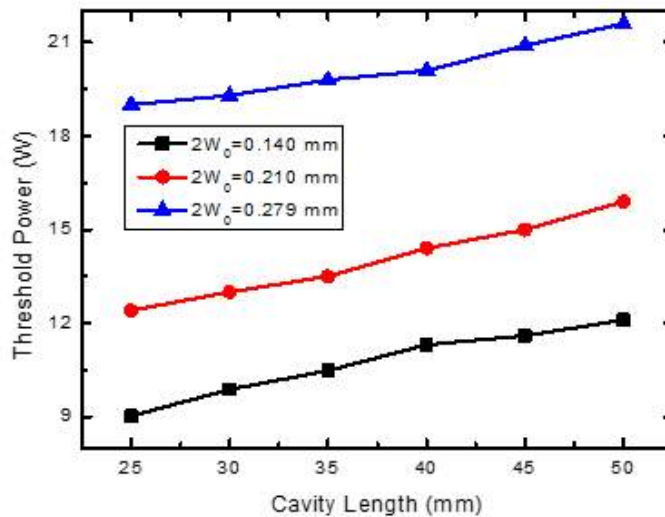


그림 27. 공진기 길이, 펌프 빔 직경에 따른 레이저 발진 문턱 값.

공진기 길이가 늘어남에 따라 발진 문턱 조건은 더 높아졌고, 펌프 빔 크기가 2배 커짐에 따라 발진 문턱 파워 역시 2배 정도 커진 것을 알 수 있고 서로 비례 관계가 있음을 알 수 있다.

라. 펌프 빔 크기, 공진기 길이에 따른 레이저 출력 특성

레이저 중첩 효율을 고려하여 펌프 빔 크기가 증가함에 따른 레이저 출력 특성은 그림 28에 나와 있다. 이때 반사율은 30%로 고정시켰다. 그림 28은 실험 결과와 레이저 출력 방정식을 이용한 수치 해석 결과를 보여 주고 있다.

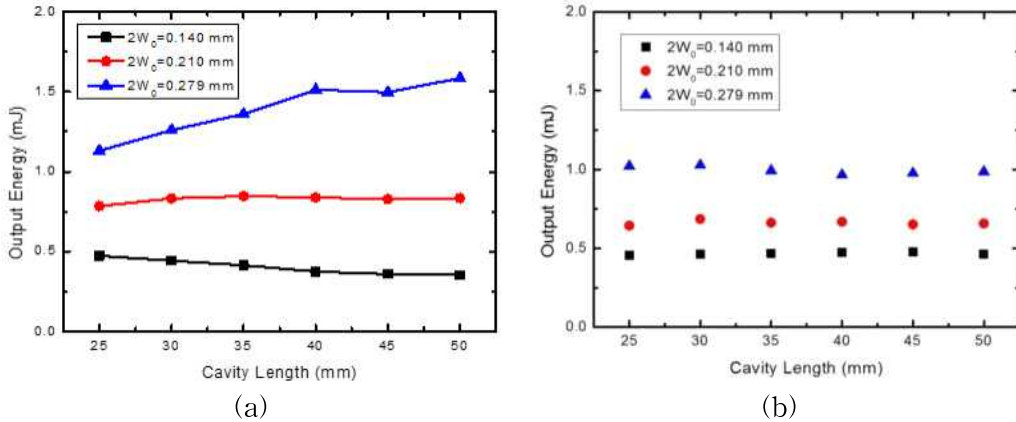


그림 28. 공진기 길이, 펌프 빔 직경에 따른 Q-스위칭 출력 특성

(a) 출력 에너지 실험 데이터, (b) 출력 에너지 수치 해석.

펌프 빔 크기가 클수록 출력 에너지는 높아지는 경향을 보였고, 공진기 길이에 따라서는 수치 해석과 달리 펌프 빔 직경이 0.279 mm의 경우 출력 에너지가 올라가는 경향을 보였다. 이는 그림 29에 나와 있는 공진기 내부의 회절 손실과 중첩 효율을 이용하여 분석할 수 있다.

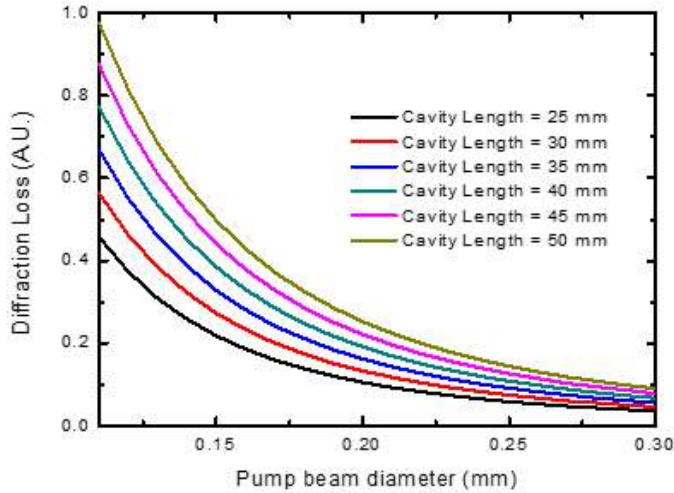


그림 29. 펌프 빔 직경, 공진기 길이에 따른 회절 손실 [38-40].

그림 29는 펌프 빔 직경, 공진기 길이에 따른 회절 손실을 보여준다. 펌프 빔 직경이 클수록 회절 손실에 대한 의존성은 작고, 공진기 길이가 길수록 회절 손실에 대한 의존성이 큰 것을 알 수 있다. 그림 28에서 0.140 mm인 작은 펌프 빔 직경의 경우, 공진기 길이가 증가함에 따라 에너지가 소폭 감소하는 경향을 보여준다. 그리고 펌프 빔 직경이 상대적으로 큰 0.210 mm의 경우에는 그림 29의 결과와 같이 공진기 길이에 따른 회절 손실에 대한 영향이 크지 않아 에너지 손실이 크지 않았다. 이 두 가지의 펌프 빔 직경 경우에 대해서는 레이저 모드 빔 직경이 펌프 빔 직경보다 큰 경우이다. 공진기 길이에 따른 계산된 레이저 모드 빔 직경은 그림 30에 나와 있고 펌프 빔 직경보다 크을 알 수 있다.

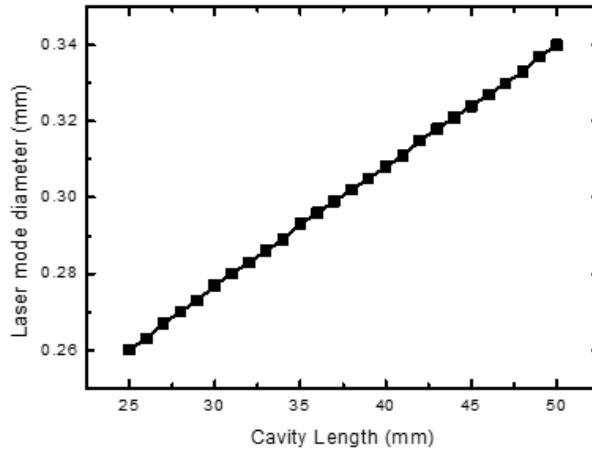


그림 30. 공진기 길이에 따른 레이저 공진 모드 직경.

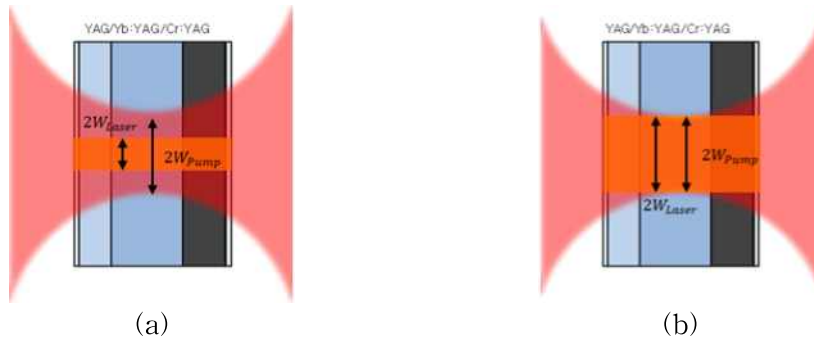
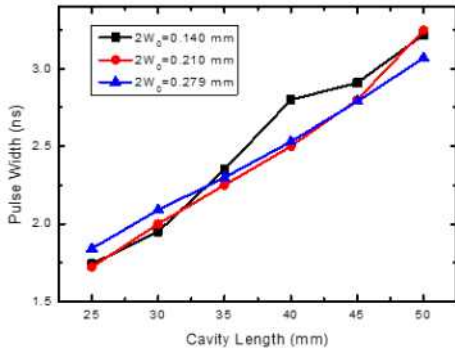


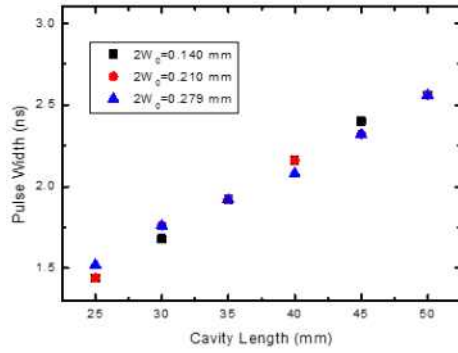
그림 31. 펌프 빔 크기가 모드 빔 크기보다 큰 모드 매칭

(a) $2W_{Pump} > 2W_{Laser}$, (b) $2W_{Pump} \leq 2W_{Laser}$.

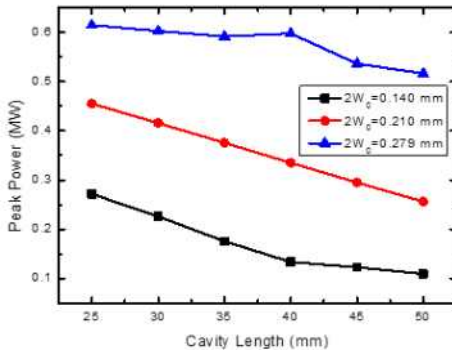
그림 31(a)은 펌프 빔 직경 0.279 mm이고 공진기 길이가 짧았을 때 펌프 빔 직경보다 가우시안 모드 빔 직경이 더 작은 경우이다. 이러한 경우 고차 횡 모드가 발생하게 되지만 고차 횡 모드는 저차 모드보다 공진기 손실이 상대적으로 크다. 공진기 길이가 길어지는 경우에는 그림 30과 같이 레이저 모드 빔 직경이 커지게 되고 펌프 빔 직경과 모드 정합이 잘 되는 그림 31(b)와 같은 경우가 된다. 이 경우는 저차 모드만 공진기 내부를 왕복하면서 발진하기 때문에 공진기 손실이 적다. 또한, 이 영역에서는 그림 29의 결과에서 알 수 있듯이 공진기 길이 변화에 대한 회절 손실 의존성 낮아 회절 손실이 레이저 출력을 감소시키지 않은 것으로 보여준다. 따라서 레이저 출력이 증가한 원인은 공진기 길이가 증가함에 따른 모드 정합 조건이 좋아졌기 때문이라고 판단된다.



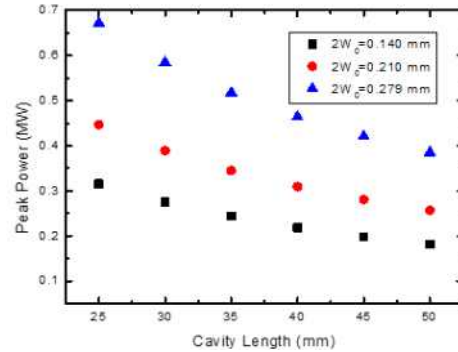
(a)



(b)



(c)



(d)

그림 32. 펌프 빔 직경, 공진기 길이에 따른 (a) 펄스 폭 데이터, (b) 펄스 폭 수치 해석, (c) 첨두 출력 데이터, (d) 첨두 출력 수치 해석.

그림 32는 펌프 빔 직경과 공진기 길이에 따른 펄스 폭과 첨두 출력에 대한 그래프이다. 수치 해석은 앞서 언급한 바와 같이 공진기 손실에 대해서 공진기 길이 25 mm에서 측정된 손실을 고정 값으로 하고 측정하였다. 펌프 빔 직경이 커짐에 따른 펄스 폭은 큰 영향을 끼치지 않았고, 공진기 길이가 증가하면 길어졌다. 그림 28(a)와 (b)에 나와 있는 펄스 출력 에너지와 그림 32(a)와 (b)의 펄스 폭을 고려했을 때, 그림 32(c)와 (d)의 첨두 출력 그래프를 얻을 수 있다. 첨두 출력은 펌프 빔 직경이 클수록 높았고 공진기 길이가 늘어남에 따라 감소하였다.

3.3. 펌프 빔 직경, 반사율에 따른 최적화

앞에서 기술된 3.1과 3.2의 결과로 보았을 때, 최적의 공진기 길이는 25 mm였다. 공진기 길이가 짧을수록 침투 출력이 높아지는 경향으로 보았을 때 공진기 길이가 더 짧으면 높은 침투 출력을 얻을 수 있을 것으로 기대된다. 하지만 공진기 길이를 너무 짧게 하면 공진기 내부에서 펄스 에너지가 강하게 발진하기 때문에 매질에 광학적 손상을 입을 수 있다. 따라서 공진기 길이를 25 mm로 고정시키고 펌프 빔 직경과 반사율에 따른 출력 특성을 분석하였다.

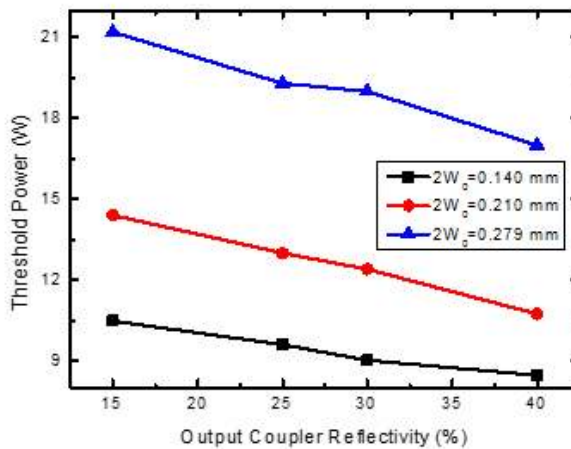


그림 33. 반사율과 펌프 빔 직경에 따른 레이저 발진 문턱 값.

그림 33는 출력 거울 반사율과 펌프 빔 직경이 레이저 발진 문턱 값에 어떠한 영향을 주는지 보여주는 그래프이다. 반사율이 높을수록 공진기 손실이 적기 때문에 발진 문턱 값이 낮다. 펌프 빔 직경이 클수록 유효 빔 단면적이 커지므로 단위 면적당 발진 문턱 조건을 달성하기 위해 펌프 광 세기를 더 높여야 한다. 결과적으로 출력 거울의 반사율이 높을수록 발진 문턱 값은 낮고 펌프 빔 직경이 클수록 발진 문턱 값은 높다.

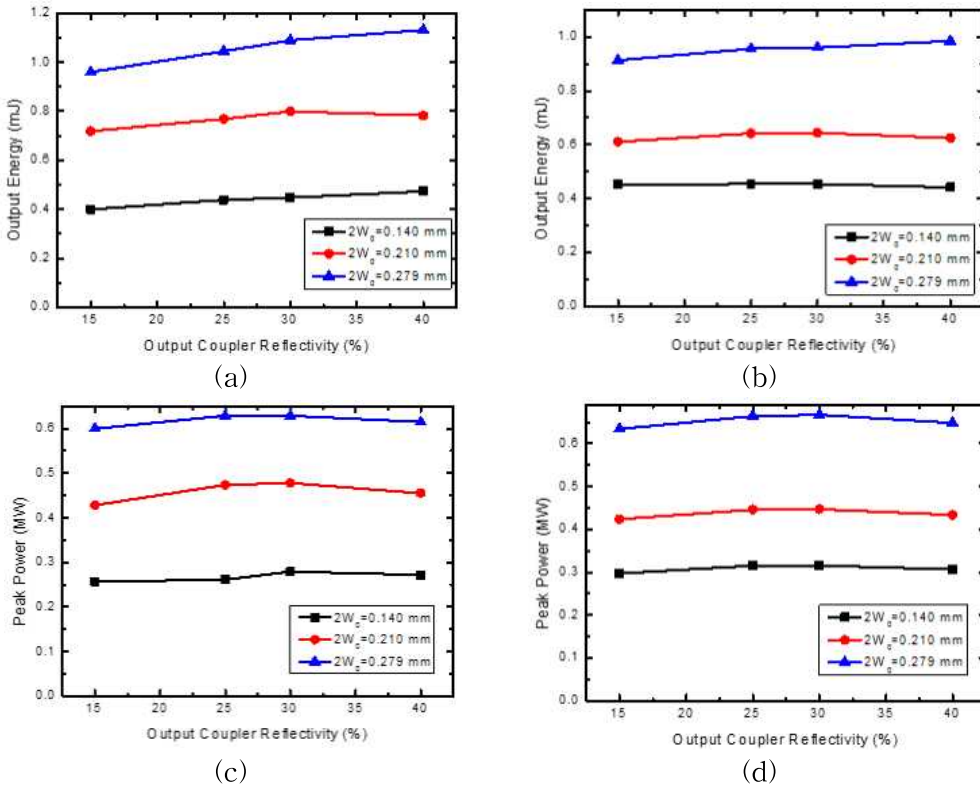


그림 34. 펌프 빔 직경, 반사율에 따른 Q-스위칭 레이저 출력 특성
 (a) 출력 에너지 데이터, (b) 출력 에너지 수치 해석,
 (c) 첨두 출력 데이터, (d) 첨두 출력 수치 해석.

그림 34는 펌프 빔 직경과 반사율에 따른 레이저 출력 특성을 보여준다. 펄스 폭은 공진기 길이 의존성이 크고 출력 에너지는 펌프 빔 직경에 크게 의존한다. 출력 에너지는 펌프 빔 직경이 클수록 높았다. 반사율은 클수록 출력 에너지가 높은 경향이 있었지만 3.1에서와 같이 반사율이 높을수록 긴 펄스 폭으로 인해 첨두 출력에서는 최적의 반사율이 30%였고 펌프 빔 직경이 0.279 mm에서 첨두 출력이 가장 높은 0.629 MW였다.

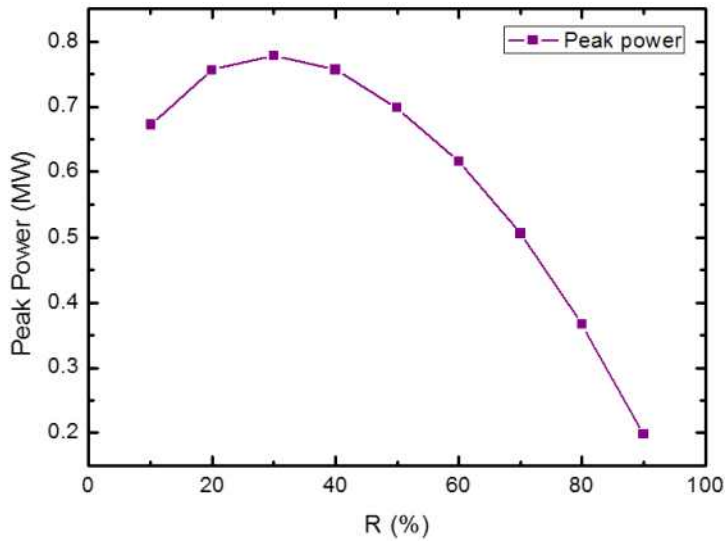


그림 35. 레이저 울 방정식을 이용한 Q - 스위칭된 일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 레이저의 반사율에 따른 첨두 출력 수치 해석.

그림 35는 레이저 울 방정식을 이용한 반사율에 따른 첨두 출력이다. 이때 공진기 길이 10 mm, 펌프 빔 직경 0.279 mm로 고정하였다. 3절에서 출력 거울 반사율 25%와 30%를 비교하였을 때 최적의 반사율은 30%였고, 4차 Runge - Kutta 해석으로 울 방정식 수치 해석해보았을 때 최적 조건은 반사율 30%에서 최대 첨두 출력이 나왔다. 따라서 3.1과 3.2, 3.3을 통한 최적의 공진기 길이는 25 mm, 펌프 빔 직경은 0.279 mm, 반사율은 30%이다.

제4절 Fabry - Pérot etalon을 이용한 출력 에너지 안정화

4.1. Fabry - Pérot etalon의 각도 선택

레이저 안정화를 위해서 Fabry - Pérot etalon의 투과 특성을 이용하면 레이저 스펙트럼 선폭을 감소시킬 수 있다. Fabry - Pérot etalon 효과를 공진기 내부에 적용시키기 위해서는 광학적 정렬이 중요하다. 이론적인 모드 필터링 효과를 하기 위해서는 Fabry - Pérot etalon을 공진기 내부에 수직으로 삽입해야 한다. 하지만 그림 36(a)와 같이 다른 광학 소자들의 면과 면 사이의 커플링이 발생하여 모드 간의 간섭이 더 많아진다. 이로 인해 공진하는 모드가 더 복잡해져서 레이저 출력이 불안정해질 수 있으며 출력 감소 효과가 나타날 수 있다.

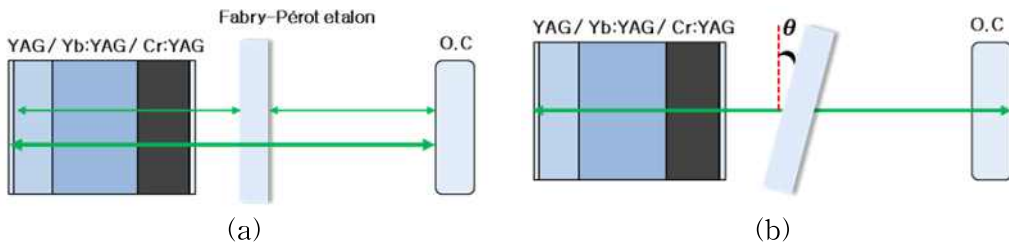


그림 36. Fabry - Pérot etalon의 광학적 정렬

(a) 수직으로 삽입한 경우, (b) 비스듬히 삽입한 경우.

그림 36(b)와 같이 다른 모드가 생성되는 것을 막기 위해서는 Fabry - Pérot etalon을 비스듬히 삽입하여 커플링 효과를 감소시켜야 한다. 하지만 Fabry - Pérot etalon 효과를 최대로 얻기 위해서는 가능한 수직으로 정렬시켜야 한다. 그래서 Fabry - Pérot etalon 효과와 공진 모드 커플링에도 영향을 주지 않는 적정 각도 (θ)를 찾아야 한다. Fabry - Pérot etalon 효과는 각도 변화에 매우 민감하여 각도 변화량을 자동조준기 (Auto-collimator)를 사용해 측정하면서 각도를 조절하였다. 각도 변화에 따른 측정 결과는 그림 37에서 볼 수 있다.

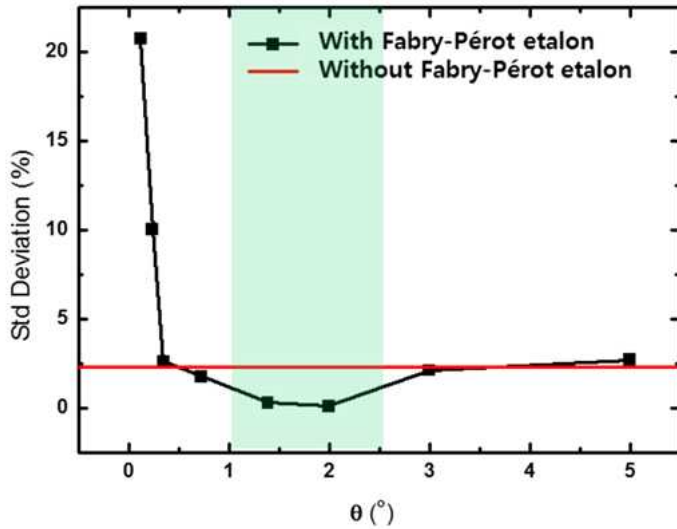


그림 37. Fabry - Pérot etalon 효과를 위한 적정 각도.

그림 37은 Fabry - Pérot etalon의 유무와 각도에 따른 펄스 출력 에너지의 출력 변동을 보여준다. Fabry - Pérot etalon이 없는 경우는 약 2% 이상 출력 변동이 생겼다. 반면에 Fabry - Pérot etalon을 공진기 내부에 삽입하고 0 도에서 5 도까지 각도 변화에 따라 출력 변동이 감소하는 적정 각도를 찾을 수 있었다. Fabry - Pérot etalon의 각도가 거의 수직에 가까울수록 광학 소자들과의 커플링으로 인해 출력 변동이 심하고 출력 에너지가 크게 감소했다. θ 를 약 1 도 이상 기울이면 출력 변동이 1% 이하로 떨어진 것을 볼 수 있다. 적정 각도 이후로 더 기울이면 Fabry - Pérot etalon 효과는 Fabry - Pérot etalon이 없는 경우와 같이 거의 미미했다. 따라서 공진기 내부에 커플링 효과 없이 Fabry - Pérot etalon을 이용한 출력 변동 감소로 적정한 각도는 1~2.5 도이다.

4.2. Fabry - Pérot etalon 유무에 따른 출력 변동

Fabry - Pérot etalon의 적정 두께와 각도를 설정한 뒤에 공진기 내부에 삽입하여 펌프 빔 직경, 반사율, 공진기 길이를 매개 변수로 실험을 진행하였다. 이에 따른 출력 변동을 비교 분석해 본 결과는 그림 38, 그림 39, 그림 40에 나와 있다.

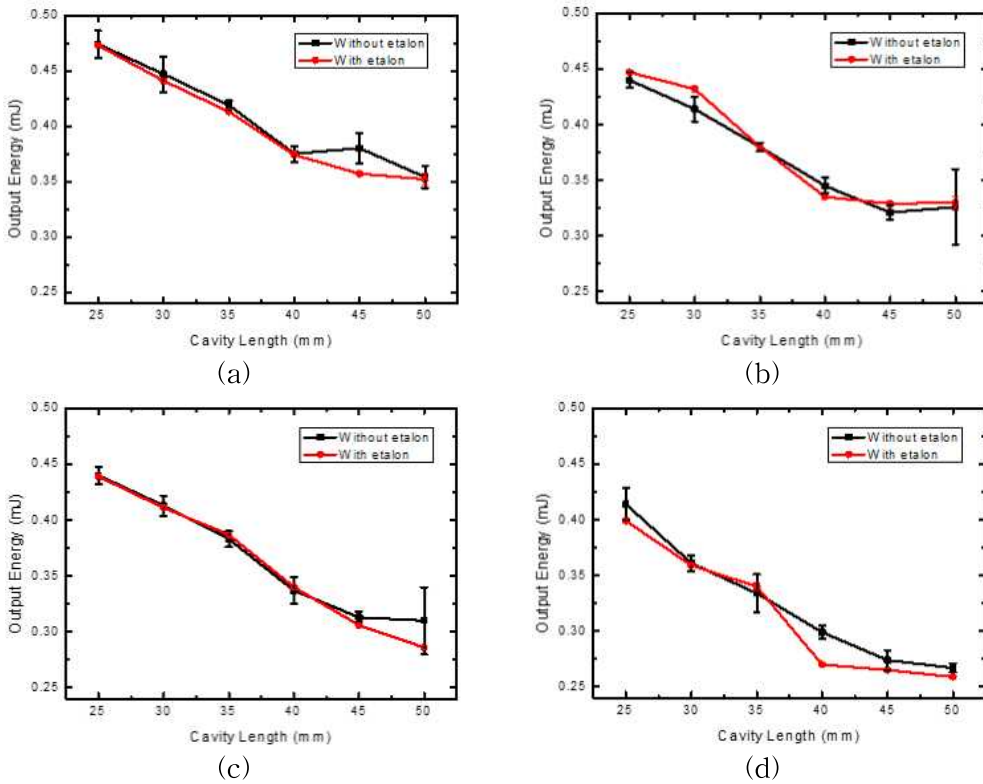
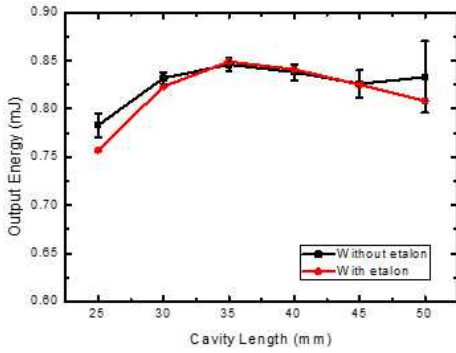
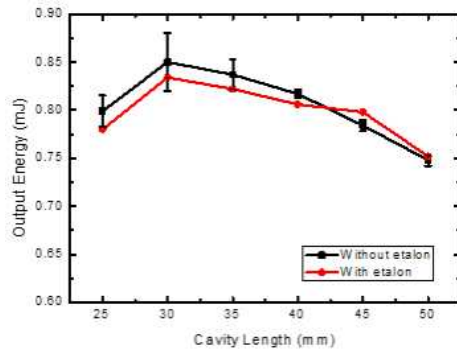


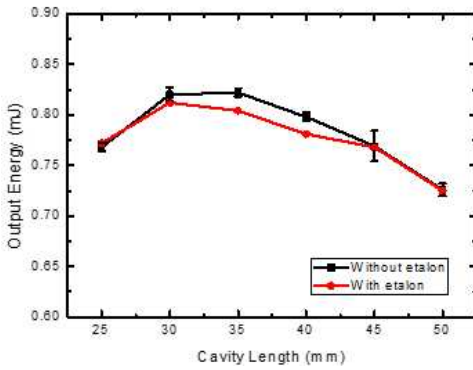
그림 38. 펌프 빔 직경 0.140 mm에서 Fabry - Pérot etalon 유무에 따른 출력 변동
출력 거울 반사율: (a) 40%, (b) 30%, (c) 25%, (d) 15%.



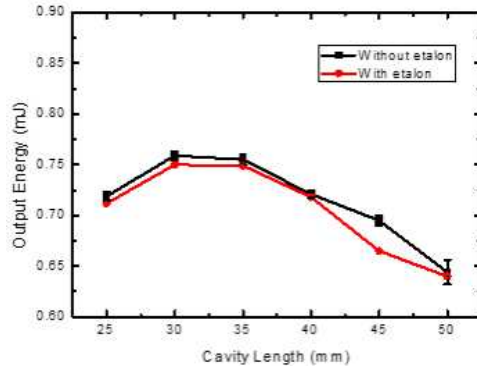
(a)



(b)



(c)



(d)

그림 39. 펌프 빔 직경 0.210 mm에서 Fabry - Pérot etalon 유무에 따른 출력 변동
 출력 거울 반사율: (a) 40%, (b) 30%, (c) 25%, (d) 15%.

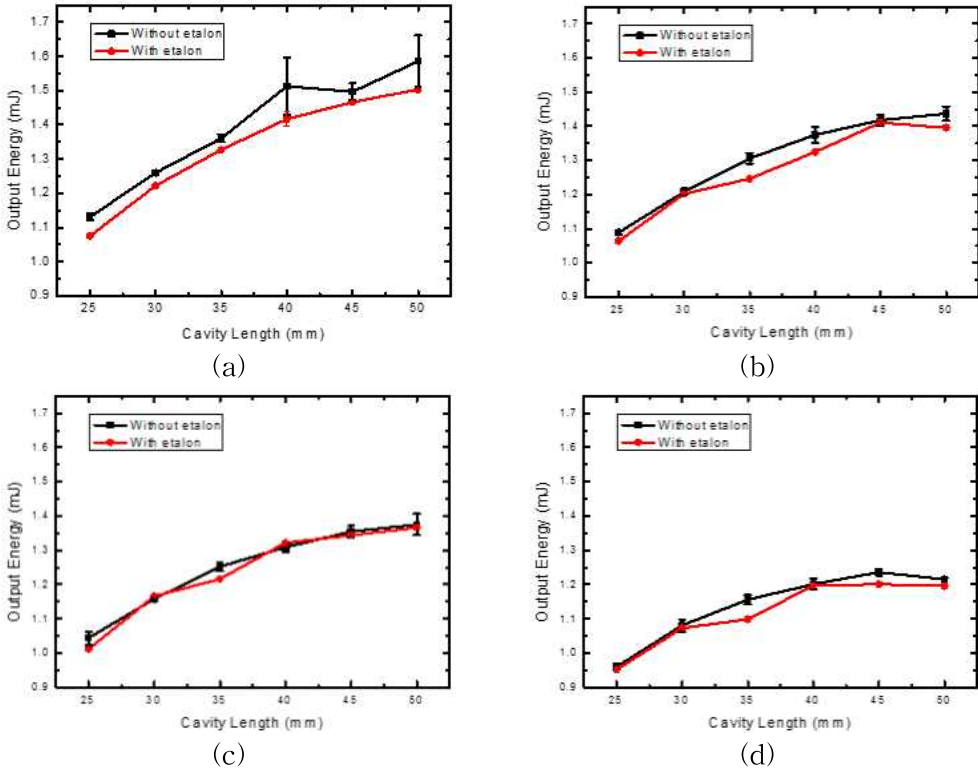


그림 40. 펄프 빔 직경 0.279 mm에서 Fabry - P erot etalon 유무에 따른 출력 변동
출력 거울 반사율: (a) 40%, (b) 30%, (c) 25%, (d) 15%.

그림 38부터 그림 40는 3절에서 실험한 데이터를 바탕으로 Fabry - P erot etalon 이 없는 경우와 있는 경우를 비교한 데이터이다. 이때 그림 36(b)와 같이 광학 소자들과 커플링 되지 않은 최적 각도로 실험하였고, 공진기 내부에 Fabry - P erot etalon을 투명하게 하여 에너지 출력에 큰 손상을 주지 않았다. ■와 ●의 데이터 에러 바를 표시를 보면 에러 바가 어떻게 변하는지 볼 수 있다. 에러 바에서 보이는 것처럼 상대적인 출력 변동이 굉장히 감소하는 것을 알 수 있다. 출력 변동 평균값은 펄프 빔 직경이 0.140 mm, 0.210 mm, 0.279 mm에서 2.57%에서 0.65%, 1.69%에서 0.15%, 2.35%에서 0.36%로 각각 감소하였다. 펄프 빔 직경에 따른 출력 변동은 최소 약 1.7%에서 최대 약 5% 정도의 출력 변동이 있었고 평균을 취하면 약 2.2%의 출력 변동이 있었다. 이 출력 변동을 줄이기 위해 Fabry - P erot etalon의 모드 필터링 효과를 이용하였고 평균 출력 변동은 약 0.38%로 감소시켰다.

4.3. Fabry - Pérot etalon 유무에 따른 펄스열의 안정도

본 실험에서 고정된 펌핑 펄스 폭 1.2 ms에서 Q - 스위칭 펄스는 그림 41과 같이 약 1 ms에서 발진하였다. 이는 Yb:YAG의 형광 수명 시간을 최적으로 활용한 펄스이다.

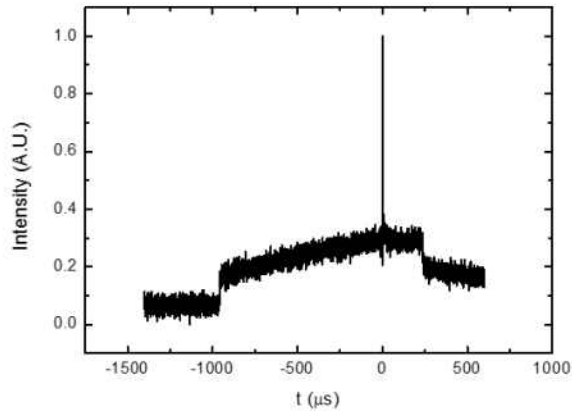


그림 41. 펌핑 펄스 폭 1.2 ms에서 펄스 성장시간에 따른 Q - 스위칭 펄스 생성.

그림 41에서 입력 펌프 시간 1.2 ms에서 상 준위에 저장된 여기된 전자들을 Q - 스위칭 펄스로 전환하며 약 1 ms에서 펄스가 생성된 것을 확인하였다. 이를 30 Hz로 발진시켰을 때의 펄스열은 Fabry - Pérot etalon의 유무에 따라 펄스열은 그림 42와 같다.

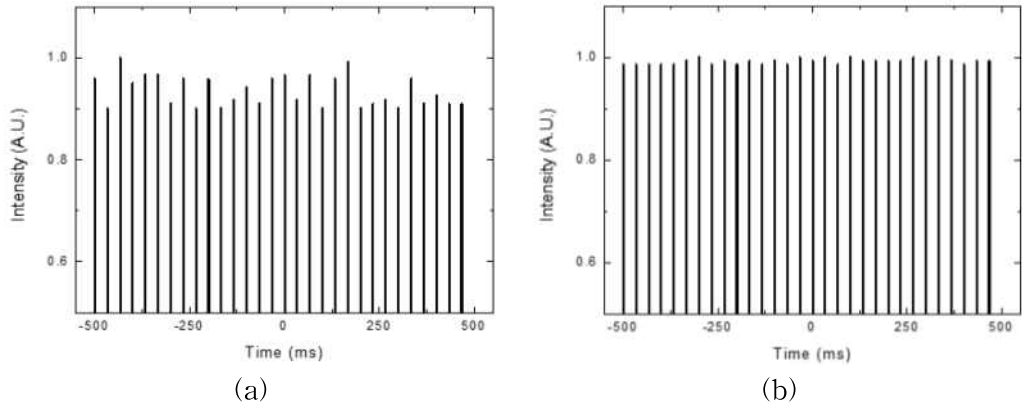


그림 42. Fabry - Pérot etalon이 (a) 없는 경우, (b) 있는 경우에 따른 Q - 스위칭 펄스열의 출력 안정도.

그림 42는 Fabry - Pérot etalon의 유무에 따라 Q - 스위칭 펄스열을 확인한 그래프이다. 그림 42(a)의 경우 Q - 스위칭 펄스의 출력 피크 점이 안정화 되어있지 않은 반면, 그림 42(b)의 경우에는 출력 피크 점이 안정화 되어있는 것을 확인할 수 있었다.

제5절 최종 출력 에너지 및 안정화 분석

5.1. 최적화된 펄프 빔 크기에서 Fabry - Pérot etalon 유무에 따른 출력 특성 비교

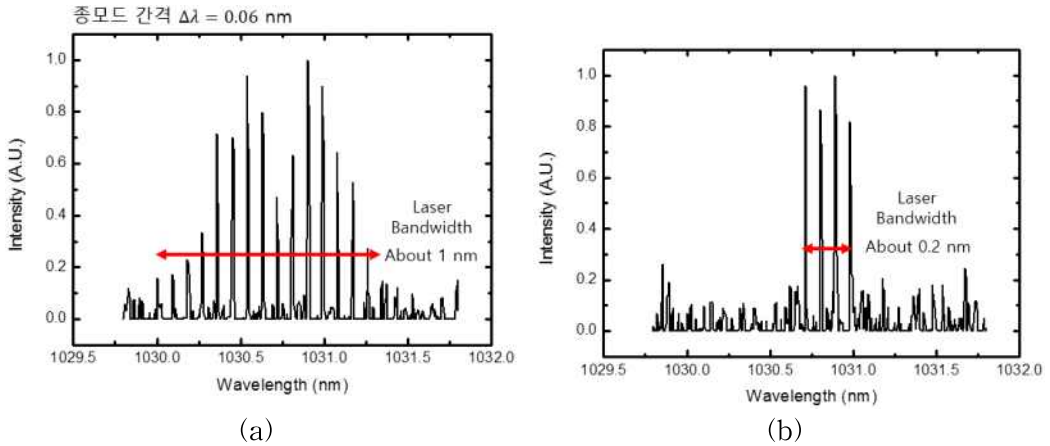
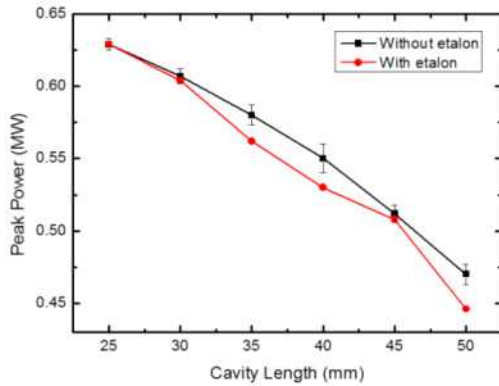


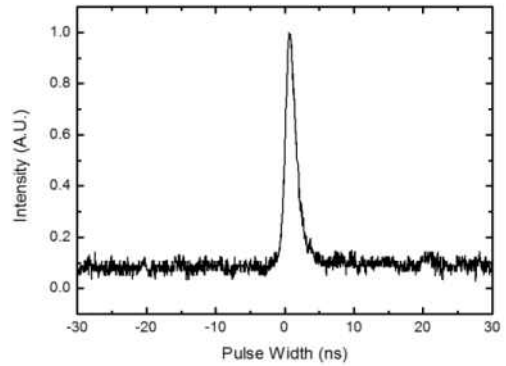
그림 43. 펄프 빔 크기 0.279 mm, 출력 거울 반사율 30%, 공진기 길이 25 mm에서 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 레이저의 Q - 스위칭 펄스 스펙트럼

(a) Fabry - Pérot etalon이 없는 경우 (b) Fabry - Pérot etalon이 있는 경우.

그림 43은 Fabry - Pérot etalon의 삽입 유무에 따라 모드 필터링 된 레이저 선폭 스펙트럼을 보여준다. 레이저 선폭은 1 nm~2 nm이며, 고 반사 코팅이 되어있는 YAG의 종 모드 간격에 의존한 것을 확인했다. 식 (25)에 따르면 레이저 종 모드 간격은 공진기 길이가 늘어남에 따라 줄어야 한다. 하지만 공진기 길이가 변함에 따라 종 모드 간격은 변하지 않고 0.06 nm를 가진 것을 확인했다. 이것은 일체형 레이저 매질 내부에 형성된 열 확산 접합 면에 의한 공진 모드 조건에 의해 발생한 것으로 보여준다. 0.06 nm의 모드 간격은 순수 YAG 두께에 해당하는 Free Spectral Range와 일치하였다. Fabry - Pérot etalon의 두께 1 mm에 대한 형광 선폭은 0.35 nm이며, 레이저 선폭이 1 nm~2 nm인 것을 고려하였을 때, 레이저 선폭이 약 0.8 nm 줄어들었음을 확인하였다. 이는 Fabry - Pérot etalon 효과로 모드 간의 간섭이 레이저 출력의 불안정성을 완화시키고 출력 변동을 줄이는 데 효과가 있다고 볼 수 있다.



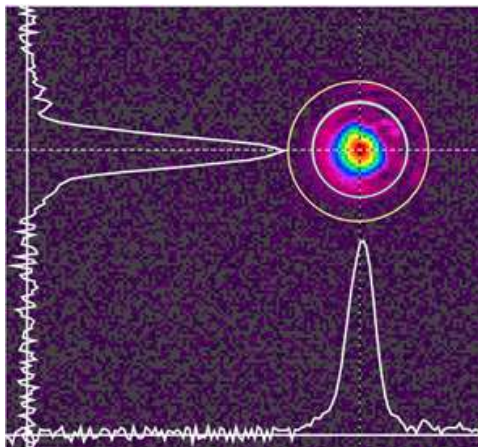
(a)



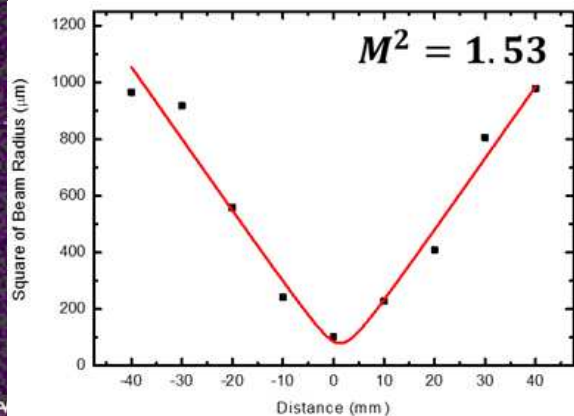
(b)

그림 44. Fabry - Pérot etalon의 유무에 따른 최적화된 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG Q - 스위칭 펄스레이저 (a) 첨두 출력, (b) 펄스 폭.

그림 44(a)는 최적 조건인 반사율 30%, 펌프 빔 직경 0.279 mm에서 Fabry - Pérot etalon의 유무, 공진기 길이에 따른 첨두 출력을 보여준다. Fabry - Pérot etalon이 유무에 따라 출력 변동은 약 1%에서 0.2% 까지 감소하였다. 이때 펄스 폭은 그림 44(b)와 같이 1.73 ns였고, 첨두 출력은 공진기 길이 25 mm에서 0.629 MW이다.



(a)



(b)

그림 45. YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 레이저의 출력 빔 프로파일
(a) 2D 이미지, (b) 집속된 빔 프로파일.

그림 45는 최종적으로 최적화 및 안정화된 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG Q - 스위칭 레이저의 빔 질을 측정한 결과이다. 그림 45(a)와 같은 빔 프로파일은 그림 45(b)에서 거리가 0인 지점이다. 이때 빔 질은 1.53으로 측정 및 계산되었다.

제4장 결 론

본 연구에서는 일체형 Q - 스위칭 레이저의 출력 안정화를 목표로 공진기 설계를 수행하였다. 레이저 출력 안정화 방법으로 초기 공진기 모드 간섭으로 인한 초기 노이즈 크기 변동을 줄이기 위해 Fabry - Pérot etalon을 이용해 레이저 중 모드 수를 제어했다. 레이저 출력 변동을 확인하기 위해서 먼저 일반적인 레이저 율 방정식에 노이즈 항을 추가하여 수치 계산하였다. 이 수치 해석을 통해 먼저 레이저 최적화를 수행하였고, 여러 매개 변수의 광학 소자를 변경해가며 출력 특성에 대하여 실험을 진행하였다. 레이저 출력 변동을 축소하기 위해 Fabry - Pérot etalon을 공진기 내부에 삽입하였고 etalon의 모드 필터링 효과를 이용해 출력 변동을 감소시키는 연구를 수행하였다. 본 연구에 사용된 레이저 공진기에서는 반사율 30%, 펄스 빔 직경 0.279 mm, 공진기 길이 25 mm에서 가장 높은 피크파워 (0.629 MW)가 발진 되었다. 이때 펄스 폭은 1.73 ns, 펄스 에너지는 1.089 mJ이며, 빔 질은 1.53이다. 출력 에너지 표준편차는 Fabry - Pérot etalon 유무에 따라 2.2%에서 0.38%로 감소했다. 본 연구에서는 Q - 스위칭 레이저의 출력 불안정성을 개선하기 위해 Fabry - Pérot etalon을 삽입하는 레이저 공진기 구조를 제안하고 실험을 통해 증명하였다.

[참고문헌]

- [1] Taylor and Nick, LASER: The inventor, the Nobel laureate, and the thirty-year patent war, (Simon & Schuster, New York, USA, 2000).
- [2] F. J. McClung and R. W. Hellwarth, “Giant optical pulsations from ruby”, J. Appl. Phys., 33, 828 - 829 (1962).
- [3] Goldman and Leon, Biomedical Aspects of the Laser, (Springer Publishing, New York, USA, 1967).
- [4] A. Saha, A. Ray, S. Mukhopadhyay, P.K. Datta, P.K. Dutta, and S.M. Saltiel, “Littrow-type discretely tunable, Q - switched Nd:YAG laser around 1.3 μm ”, Appl. Phys. B 87, 431-436 (2007).
- [5] L. Yang, J. Wei, Z. Ma, P. Song, J. Ma, Y. Zhao, Z. Huang, F. Yang, and X. Wang, “The Fabrication of Micro/Nano Structures by Laser Machining”, Nanomaterials, 9, 1789-1858 (2019).
- [6] H. G. Rhee, “Direct Laser Lithography and Its Applications”, (Intechopen, London, UK, 2018).
- [7] J. H. Seo, J. H. Park, Z. Ma, J. Choi, and B. K. Ju, “Nanopatterning by Laser Interference Lithography: Applications to Optical Devices”, J. Nanosci. Nanotechnol., 14, 1521-1532 (2014).
- [8] R. T. H. Collis, “Lidar”, Appl. Opt, 9, 1782-1788 (1970).
- [9] J. D. Dale, P. R. Smy, and R. M. Clements, “Laser ignited internal combustion engine - An experimental study”, SAE International 780329, 1539-1548 (1978).
- [10] J. D. Dale and P. R. Smy, “The First Laser Ignition Engine Experiment (c.a. 1976)”, in Laser Ignition Conference, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2015), paper T3A.1.
- [11] N. Pavel, M. Bärwinkel, P. Heinz, D. Brüggemann, G. Dearden, G. Croitoru, and O. V. Grigore, “Laser ignition - Spark plug development and application in reciprocating engines”, Prog. Quantum. Electron., 58, 1-32 (2018).

- [12] M. Tsunekane and T. Taira, “High Peak Power, Passively Q - switched Yb:YAG/Cr⁴⁺:YAG Micro-Lasers”, IEEE J. Quantum Electron., 49, 454-461 (2013).
- [13] N. Pavel, T. Dascalu, G. Salamu, M. Dinca, N. Boicea, and A. Birtas, “Ignition of an automobile engine by high-peak power Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG laser-spark devices”, Opt. Express, 23(26), 33028-33037 (2015).
- [14] J. Dong, Y. Ren, G. Wang, and Y. Cheng, “Efficient laser performance of Yb:Y₃A₁₅O₁₂/Cr⁴⁺:Y₃A₁₅O₁₂ composite crystals”, Laser Phys. 10, 105817, 1-5 (2013).
- [15] W. Jiang, Y. Liu, W. Chen, S. Zhu, Z. Chen, G. Zhang, Y. Chen, and Z. Chen, “Composite Yb:YAG/Cr⁴⁺:YAG/YAG crystal passively Q - switched lasers at 1030 nm”, Appl. Opt, 54(7), 1834-1838 (2015).
- [16] X. Li, Y. Zhou, R. Yan, Y. Ma, D. Chen, and Z. Zhou, “A Compact YAG/Nd:YAG/Cr:YAG Passively Q - switched Pulse Burst Laser Pumped by 885 nm Laser Diode”, J RUSS LASER RES, 38, 387-391 (2017).
- [17] J. Dong, Y. Ren, and H Cheng “> 1 MW peak power, an efficient Yb:YAG/:YAG composite crystal passively Q - switched laser”, Laser Phys 24, 055801, 1-4 (2014).
- [18] J. Ma, J. Dong, K.-i. Ueda, and A. A. Kaminskii, “Optimization of Yb:YAG/Cr⁴⁺:YAG composite ceramics passively Q - switched microchip lasers”, Appl. Phys. 105, 749-760 (2011).
- [19] W. Koechner and M. Bass, Solid-State Lasers: A Graduate Text (Springer Publishing, New York, USA, 2003), Chap. 1-Chap. 4, Chap. 8.
- [20] H. Kofler, J. Tauer, G. Tartar, K. Iskra, J. Klausner, G. Herdin, and E. Wintner, “An innovative solid-state laser for engine ignition”, Laser Phys. Lett. 4, 322-327 (2007).

- [21] L. Tartara, A. Agnesi, and V. Degiorgio, “Enhancement of stability and efficiency of a nonlinear mirror mode-locked Nd:YVO₄ oscillator by an active Q - switch”, *Opt. Express.*, 12, 4041-4046 (2004).
- [22] 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* 92, 1-3 (2008).
- [23] T. Li, S. Zhao, Z. Zhuo, K. Yang, G. Li, and D. Li, “Dual-loss-modulated Q - switched and mode-locked YVO₄/Nd:YVO₄/KTP green laser with EO and Cr⁴⁺:YAG saturable absorber”, *Opt. Express*, 18, 10315-10322 (2010).
- [24] H. Y. Zhu, C. W. Xu, J. Zhang, D. Y. Tang, D. W. Luo, and Y. M. Duan, “Highly efficient continuous-wave Nd:YAG ceramic lasers at 946 nm”, *Laser Phys. Lett.* 10, 075802, 1-4 (2013).
- [25] J. Koerner, C. Vorholt, H. Liebetrau, M. Kahle, D. Kloepfel, R. Seifert, J. Hein, and M. C. Kaluza, “Measurement of temperature-dependent absorption and emission spectra of Yb:YAG, Yb:LuAG, and Yb:CaF₂ between 20 °C and 200 °C and predictions on their influence on laser performance”, *J. Opt. Soc. Am. B*, 29, 2493-2502 (2012).
- [26] A. F. El-Sherif, “Temperature Effects on the Operation and Input/output Wavelengths of a High Power Fiber-Coupled Diode End Pumped Nd:YVO₄ Laser”, *Proc. of SPIE*, 8235, 82351O-1-82351O-17 (2012).
- [27] J. S. Kim, S. M. Moon, Y. I Park, and H. S. Kim, “Optimization of a Passively Q - switched Yb:YAG Laser Ignitor Pumped by a Laser Diode with Low Power and Long Pulse Width”, *Curr. Opt. Photonics*, 4, 127-133 (2020).
- [28] G. J. Spühler, R. Paschotta, R. Fluck, B. Braun, M. Moser, G. Zhang, E. Gini, and U. Keller, “Experimentally confirmed design guidelines for passively Q - switched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, 16, 376-388 (1999).
- [29] A. I. Zagumennyi, G. B. Lutts, P. A. Popov, N. N. Sirota, and I. A. Shcherbakov, “The Thermal Conductivity of YAG and YSAG Laser Crystals”, *Laser Phys*, 3, 1064-1065 (1993).

- [30] H. Kogelnik and T. Li, “Laser Beams and Resonators”, *Appl. Opt.*, 5, 1550–1567 (1966).
- [31] G. J. Linford, E. R. Peressini, W. R. Sooy, and M. L. Spaeth, “Very Long Lasers”, *Appl. Opt.*, 13, 379–390 (1974).
- [32] A. Szabo and R. A. Stein, “Theory of laser giant pulsing by a saturable absorber”, *J. Appl. Phys.*, 36, 1562–1566 (1965).
- [33] G. Xiao and M. Bass, “A generalized model for passively Q - switched lasers including excited state absorption in the saturable absorber”, *IEEE J. Quantum Electron.*, 33, 41–44 (1997).
- [34] N. Pavel, J. Saikawa, S. Kurimura, and T. Taira, “High average power diode end-pumped composite Nd:YAG laser passively Q - switched by Cr⁴⁺:YAG saturable absorber”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 40, 1253–1259 (2001).
- [35] N. P. Barnes and B. M. Walsh, “Quantum efficiency measurements of Nd:YAG, Yb:YAG, and Tm:YAG”, *OSA TOPS*, 68, *Advanced Solid-State Lasers*. 284–287 (2002).
- [36] S. Liu, F. Song, H. Cai, T. Li, B. Tian, Z. Wu, and J. Tian, “Effect of thermal lens on beam quality and mode matching in LD pumped Er - Yb-codoped phosphate glass microchip laser”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41, 035104–035110 (2008).
- [37] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (Wiley Publishing, New Jersey, USA, 1991), Chap. 1, Chap. 3, Chap. 9.
- [38] A. G. Fox and T. Li, “Resonant Modes in a Maser Interferometer”, *Bell Syst. tech. j.*, 453–489 (1961).
- [39] L. A. Vainshtein, “Open Resonators for Lasers”, *Sov. Phys. - JETP*, 17, 709–719 (1963).
- [40] T. Li, “Diffraction Loss and Selection of Modes in Maser Resonators with Circular Mirrors”, *Bell Syst. tech. j.*, 917–932 (1965).

저작물 이용 허락서

학 과	광기술공학과	학 번	20197056	과 정	석 사
성 명	한글 : 박 영 인 한문 : 朴 永 仁 영문 : Young In Park				
주 소	광주광역시 동구 백서로 175번길 13 빛고을 원룸 202호				
연락처	E-MAIL : pyi0093@naver.com				
논문제목	한글 : 레이저 점화기용 일체형 YAG/Yb:YAG/Cr:YAG 레이저의 Q-스위칭 펄스 에너지 안정화에 대한 연구 영어 : Stabilization of Q-switching pulse energy of a composite YAG/Yb:YAG/Cr:YAG laser used for a laser ignitor				

본인이 저작한 위의 저작물에 대하여 다음과 같은 조건아래 조선대학교가 저작물을 이용할 수 있도록 허락하고 동의합니다.

- 다 음 -

1. 저작물의 DB구축 및 인터넷을 포함한 정보통신망에의 공개를 위한 저작물의 복제, 기억장치에의 저장, 전송 등을 허락함
2. 위의 목적을 위하여 필요한 범위 내에서의 편집·형식상의 변경을 허락함. 다만, 저작물의 내용변경은 금지함.
3. 배포·전송된 저작물의 영리적 목적을 위한 복제, 저장, 전송 등은 금지함.
4. 저작물에 대한 이용기간은 5년으로 하고, 기간종료 3개월 이내에 별도의 의사 표시가 없을 경우에는 저작물의 이용기간을 계속 연장함.
5. 해당 저작물의 저작권을 타인에게 양도하거나 또는 출판을 허락을 하였을 경우에는 1개월 이내에 대학에 이를 통보함.
6. 조선대학교는 저작물의 이용허락 이후 해당 저작물로 인하여 발생하는 타인에 의한 권리 침해에 대하여 일체의 법적 책임을 지지 않음
7. 소속대학의 협정기관에 저작물의 제공 및 인터넷 등 정보통신망을 이용한 저작물의 전송·출력을 허락함.

동의여부 : 동의() 반대()

2021년 2월

저작자: 박 영 인 (서명 또는 인)

조선대학교 총장 귀하