

비평면 고리형 공진기를 이용한 단일 모드 Nd:YAG 레이저의 내부 공진기 주파수 배가

박종락[†]

삼성전자주식회사 반도체연구소

☎ 449-711 경기도 용인시 기흥읍 농서리 산 24번지

윤태현

한국표준과학연구원

☎ 305-340 대전시 유성구 도룡동 1번지

(2002년 10월 17일 받음, 2003년 1월 6일 수정본 받음)

비평면 고리형 공진기에서의 내부 공진기 주파수 배가를 이용한 단일 모드 Nd:YAG 레이저를 제작하였다. 비평면 고리형 공진기는 두 개의 구면경과 Nd:YAG 결정, KTP 결정으로 구성되어 있다. Nd:YAG 결정의 양단면은 상대적인 비틀림 각을 갖고 있으면서 브루스터 각이 되도록 연마되었으며, 비틀림 각에 의해 형성된 비평면 고리 공진기가 가역적인 편광 회전기 역할을, 자기장이 가해진 Nd:YAG 결정 자체가 비가역적 편광 회전기 역할을, 브루스터 각을 갖고 있는 양단면이 편광자 역할을 각각 담당하여 전체적으로 광 다이오드를 형성하고 있다. 이러한 구조에서 단 방향 발진이 일어날 수 있는 비틀림 각이 이론적으로 추정되었다. 1.2 W, 809 nm 다이오드 레이저로 펌핑하여 532 nm 파장에서 22 mW의 단 방향, 단일 모드 출력을 얻었으며, 이것은 약 1.8%의 변환 효율에 해당한다.

주제어 : laser principles, solid-state laser, nonlinear optics.

I. 서 론

연속 발진 레이저의 경우 공진기 내부의 레이저 광의 세기가 공진기 외부의 출력 세기보다 훨씬 크다. 제 2 조화파 변환 효율은 기본파의 세기에 비례하므로 연속 발진 레이저의 내부에 비선형 결정을 놓아 제 2 조화파를 발생시키는 것이 연속 발진 레이저의 출력을 비선형 결정에 단일 경로로 집속시키는 것보다 매우 높은 변환 효율을 얻어낼 수 있는 방법이다. 이 때 출력경은 일반적인 레이저 공진기의 경우와는 달리 기본파에 대해 고반사 코팅이 되어 있어야 하고, 제 2 조화파에 대해 고투과 코팅이 되어 있어야 한다. 연속 발진 레이저를 이용해 고효율로 제 2 조화파를 발생시키는 또 다른 방법으로는 외부 공진기를 이용하여 기본파의 세기를 증가시키는 방법이 있다.^[1,2]

연속 발진 내부공진기 주파수 배가 레이저의 개발에 있어서 가장 큰 장애요인은 녹색 문제(green problem)라 불리는 레이저 출력의 심각한 불안정성이다.^[3,4] 녹색 문제는 레이저 공진기에 여러 종 모드들이 동시에 발진할 경우 비선형 결정에서 제 2 조화파 뿐만 아니라 합 주파수 발생(sum frequency generation)이 동시에 일어나 제 2 조화파의 출력이 강하게 변조되는 것으로 이해할 수 있다.^[3] 출력 파워의 요동을 없애는 가장 직접적인 방법은 레이저가 단일 모드로 동작하도록 하는 것이다. 1 mm이하의 공진기를 이용하면 단일 종 모드를 만들

수는 있으나,^[5] 내부공진기 주파수 배가를 실험적으로 구현하기에는 너무 공진기 길이가 작다. 최근에 0.5 mm 두께의 Nd:YVO₄(Nd의 원자 농도 : 3.0%) 결정과 5 mm 길이의 KTP 결정, 하나의 출력경(곡률 반경 100 mm)으로 구성된 100 mm의 선형 공진기에서 안정된 단일 종 모드 발진이 보고되었는데,^[6] 이 레이저는 레이저 결정의 종 단면에서 펌프 빔이 매우 짧은 거리 안에서만 강하게 흡수되도록 하여(흡수 깊이가 < 0.1 mm) 공간적 홀버닝에 의한 다중 종모드 발진을 억제하는 방법을 사용한 것이다. 한편 고리형 레이저를 단방향으로 발진시켜 단일 종 모드를 만들어 내고, 그 내부에 비선형 결정을 삽입하여 안정된 제 2 조화파 출력을 얻은 보고가 있었다.^[7] 참고 문헌 [7]에 보고된 레이저 시스템은 두 개의 구면경, Nd:YAG 결정, KTP 결정, 결정 석영판으로 구성되어 있는데, 자기장이 가해진 Nd:YAG 결정이 비가역적 편광 회전기 역할을, 브루스터 각으로 놓여진 결정 석영판이 가역적 편광 회전기 및 편광자로 작용하여 광 다이오드를 구성하고 있다. 그 외에 공진기 내부에 레이저 결정과 비선형 결정 이외에 에탈론,^[8] 1/4 파장판,^[9] 브루스터판^[10] 등의 광학 부품을 삽입하여 제 2 조화파의 출력 불안정성을 줄인 보고들이 있다.

본 논문에서는 비평면 고리형 공진기에서의 내부 공진기 주파수 배가를 이용한 532 nm Nd:YAG 레이저에 대해 기술한다. 비평면 고리형 공진기를 단 방향으로 발진시키고 공간적인 홀버닝 효과를 제거하여 안정한 단일 모드 동작을 실현한다. 단일 모드 단 방향으로 동작하는 공진기 내에 비선형 결정을 삽입하여 매우 안정한 내부 공진기 주파수 배가를 실현

[†]E-mail: ejrpark@samsung.co.kr

하고자 하는 것이다. 기본적으로 본 연구의 레이저 시스템은 참고 문헌 [11]의 레이저 디자인과 유사하며, 참고 문헌 [7]에 보고된 시스템에서 결정 석영판을 제외한 것과 같은 구성을 갖고 있다. 본 연구의 레이저 시스템과 참고 문헌 [11]의 레이저 시스템은 결정 석영판을 제외하는 대신 Nd:YAG 결정의 단면을 특별히 가공하여 비평면 고리형 공진기가 형성되도록 하면서 Nd:YAG 결정면이 편광자로서 작용하는 구조를 갖고 있다. 참고 문헌 [11]에서는 브루스터 각으로 연마된 Nd:YAG의 결정면 중 한 쪽에 썸기 각을 주어 비평면으로 공진이 일어나도록 하였는데, 본 연구에서는 브루스터 각으로 연마된 Nd:YAG의 두 결정면들이 상대적으로 비틀림 각을 갖도록 연마하여 비평면으로 공진이 일어나도록 하였다. 참고 문헌 [11]과 같은 디자인의 경우 썸기 각이 커질수록 썸기 각을 준 결정면으로의 레이저 입사각은 브루스터 각으로부터 벗어나지만, 본 연구와 같은 디자인의 경우 비틀림 각이 커지더라도 결정면으로의 입사각은 브루스터 각을 유지하게 된다. 본 연구에서 제안된 비평면 고리형 공진기 구조에서의 고유 편광에 대한 이론적 연구를 수행하였고, 단일 모드 출력 특성을 측정하였다.

II. 비평면 고리형 공진기의 구조

비평면 고리형 공진기를 이용한 Nd:YAG 레이저의 기본적 구조는 그림 1, 그림 2와 같다. 실제 설계에서 공진기의 비평면도를 결정하는 비틀림 각 $\theta_m (= 1.5^\circ)$ 는 작은 값을 갖고 있기 때문에, 공진기 내의 모드 빔 크기 계산에서는 그림 1과 같은 구조를 가정하여도 큰 문제가 없다. 그러나 다음 절에 기술될 비평면 고리형 공진기에서의 고유 편광 이론에서는 작

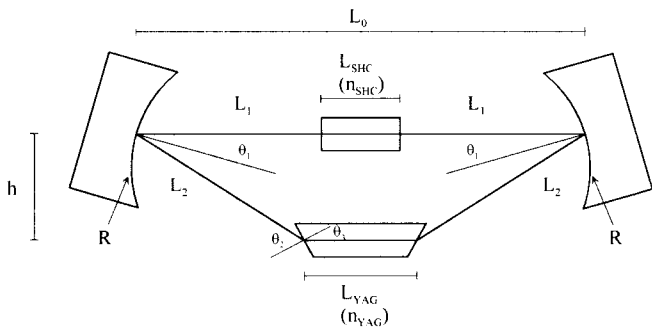


그림 1. Approximate planar view of the intracavity second harmonic generator.

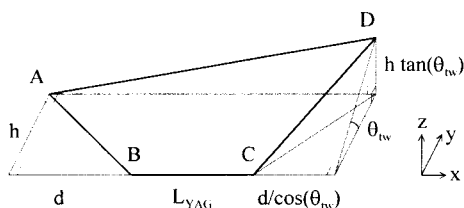


그림 2. Geometry of the nonplanar ring cavity used for the intracavity second harmonic generation.

은 각이기는 하지만 공진기의 비평면도가 단방향 발진에 중요한 역할을 하므로 그림 2와 같은 3차원적 구조를 고려해야 한다. 그림 1에 나타난 기하학적 매개변수들은 다음과 같은 관계를 갖고 있다.

$$L_1 = (L_0 - L_{SHC})/2 \tag{1}$$

$$h = \frac{1}{2} \tan(2\theta_1) \cdot (L_0 - L_{YAG}) \tag{2}$$

$$L_2 = \frac{h}{\sin(2\theta_1)} \tag{3}$$

$$\theta_2 = \theta_B = \tan^{-1}(n_{YAG}) = 61.2^\circ \tag{4}$$

$$\theta_3 = 90^\circ - \theta_B = 28.8^\circ \tag{5}$$

$$\theta_1 = \frac{1}{2}(\theta_2 - \theta_3) = 16.2^\circ \tag{6}$$

여기서, L_{YAG} 와 L_{SHC} 는 각각 레이저 결정과 비선형 결정의 길이이며, n_{YAG} 와 n_{SHC} (KTP : $n_o = 1.74 @ 1064 \text{ nm}$)는 각각 레이저 결정과 비선형 결정의 굴절률이다. 양 단면이 브루스터 각으로 연마된 레이저 결정을 사용하는 그림 1과 같은 구조에서는 브루스터 각을 사용한다는 제한 조건 때문에 각도 $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ 는 고정된 값을 갖게 된다. 그림 2에 나타난 반사(A, D) 혹은 굴절지점(B, C)에 대한 3 차원 좌표를 C점을 원점으로 하여 나타내면 다음과 같다.

- A: $(-d - L_{YAG}, h, 0)$
- B: $(-L_{YAG}, 0, 0)$
- C: $(0, 0, 0)$
- D: $(d/\cos(\theta_{tw}), h, h \tan(\theta_{tw}))$ (7)

그림 2에서 θ_m 는 브루스터 각으로 연마된 Nd:YAG의 두 결정면들의 상대적인 비틀림 각을 뜻한다.

설계된 기하학적 매개변수들은 표 1과 같은 값을 갖고 있다. R은 레이저 공진기에 사용된 두 구면경의 곡률 반경이다. 모드 빔 크기는 Nd:YAG 결정에서 약 $100 \mu\text{m}$, KTP 결정에서 약 $110 \mu\text{m}$ 로 계산되었다. 다음 절에서 비평면 고리형 공진기에서의 고유편광 이론을 수행하여 비틀림 각 θ_m 를 1.5° 로 결정하였는데, $L_{YAG} = 10 \text{ mm}$, $d = 15 \text{ mm}$, $\theta_m = 1.5^\circ$ 일 때, 3차원 구조를 나타내는 식 (7)은 다음과 같이 결정된다(단위 mm).

- A: $(-25.00, 9.53, 0.00)$
- B: $(-10.00, 0.00, 0.00)$
- C: $(0.00, 0.00, 0.00)$
- D: $(15.00, 9.53, 0.23)$ (8)

표 1. Numerical values of designed parameters for the intracavity second harmonic generator shown in Fig. 1.

Parameter	Value	Parameter	Value
R [mm]	70.0	L_0 [mm]	40.0
L_{YAG}	10.0	L_1	17.5
L_{SHC}	5.0	L_2	17.8

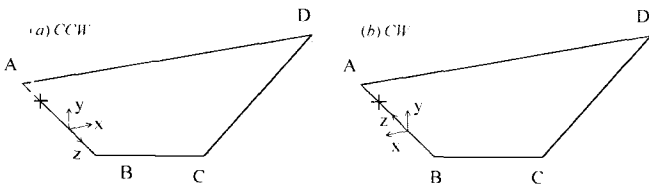


그림 3. Definitions of the parts in the optical system for the corresponding Jones matrices and the coordinate systems used in the numerical calculations. (a) CCW, (b) CW.

III. 비평면 고리형 공진기에 대한 고유편광 이론

고유편광 이론 및 단방향 발진에 관한 이론적 고찰은 참고 문헌 [12]에 자세히 소개되어 있다. 본 절에서는 본 논문에서 제작된 비평면 고리형 공진기에서의 반시계 방향(CCW)과 시계방향(CW)으로 진행하는 파에 대한 존스 행렬 및 이를 이용한 두 모드 간의 광 손실 차이 계산에 대한 결과를 기술하도록 하겠다.

고유편광 이론의 논의에 사용될 비평면 고리형 공진기의 개략도와 CCW와 CW로 진행하는 파에 대한 좌표계는 그림 3과 같다. 광경로의 시작점은 경로 AB 사이(+)에 잡도록 한다. CCW로 회전하는 모드는 B → C → D → A의 경로를 따라 진행하고, CW로 회전하는 모드는 A → D → C → B의 경로를 따라 진행한다. 여기서 A와 D는 공진기를 구성하는 구면경의 반사면을, B와 C는 Nd:YAG 결정에서의 굴절면을 뜻한다. 공진기가 비평면적으로 구성되어 있으므로 반사 혹은 굴절면에서의 입사평면이 서로 다르게 된다. 본 논문에서는 굴절 혹은 반사면에서의 존스 행렬이 참고문헌 [12]에서와 같은 형태로 표현되도록 하기 위해 입사평면이 변하게 되는 지점에서 좌표계를 z축에 대해 회전시켜, 항상 x축 방향으로의 편광과 y축 방향으로의 편광이 각각 p 편광과 s 편광에 해당하도록 만들어 주도록 하겠다. 예를 들면 CCW의 경우 B지점에서 굴절에 대한 입사평면은 평면 ABC인데, C지점에서 굴절에 대한 입사평면은 평면 BCD이다. 따라서 좌표계를 z축에 대해 평면 ABC와 평면 BCD 사이의 각도 α₁만큼 + 방향으로 (positive sense) 회전시켜 주면 된다. 좌표계를 각도 α₁만큼 회전시켜야 하므로 실제 계산에서는 존스 벡터에 R(-α₁)의 회전을 가해주면 된다. 뒤의 계산에서 α₂, α₃, α₄는 각각 평면 BCD와 평면 CDA, 평면 CDA와 평면 DAB, 평면 DAB와 평면 ABC 사이의 각도들이며, 모두 양의 값으로 가정하였다. 그림 4는 CCW의 경우 좌표계가 어떻게 변화하는가를 보여준다. 각 그림에서 x축은 항상 빔의 진행 방향에 놓여있다.

CCW와 CW로 회전하는 모드에 대한 존스 행렬 M_{CCW}와 M_{CW}는 다음과 같이 표현된다.

$$M_{CCW} = R(\alpha_4)M_A R(-\alpha_3)M_D R(\alpha_2)M_C^{CCW} R(-\alpha_1 + \gamma)M_B^{CCW} \quad (9)$$

$$M_{CW} = M_B^{CW} R(-\alpha_1 - \gamma)M_C^{CW} R(\alpha_2)M_D R(-\alpha_3)M_A R(\alpha_4) \quad (10)$$

여기서, γ는 자기장이 가해진 Nd:YAG 결정에서 패러데이 효

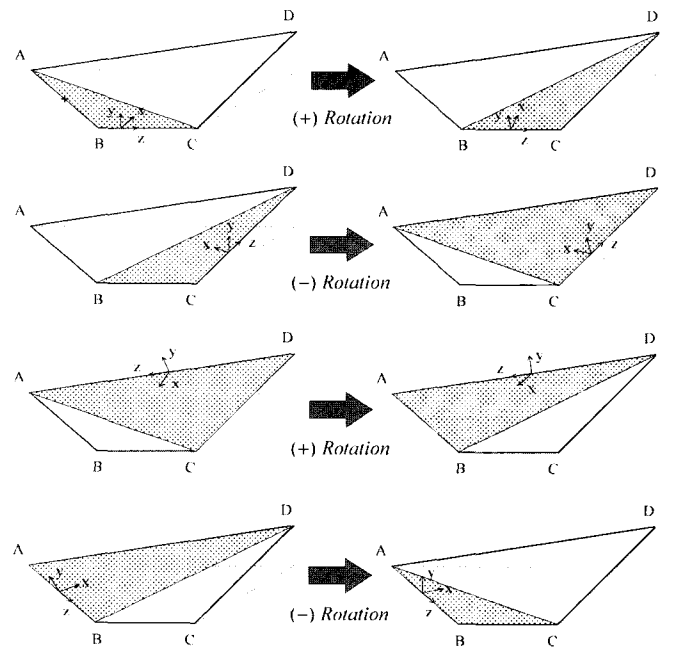


그림 4. Rotations of the coordinate system for the CCW case.

과에 의해 편광이 회전되는 각도이다. 다음 절에 기술된 바와 같이 Nd:YAG 결정에 영구자석에 의해 가해진 평균자기장이 0.25 T이며, Nd:YAG 결정의 버데트 상수 V가 103°/(T · m)이므로, [13] γ = VIB = 103°/(T · m) × 0.1 m × 0.25 T = 0.26°로 계산이 된다. 굴절면 B와 C에서의 존스 행렬들은 이 면들에서의 굴절이 브루스터 각과 관련이 있으므로 다음과 같이 주어진다. [14]

$$M_B^{CCW} = M_C^{CW} = \sqrt{\frac{n_{YAG} \cos \theta_3}{\cos \theta_2}} \begin{bmatrix} \frac{2 \sin \theta_3 \cos \theta_2}{\cos(\theta_2 - \theta_3)} & 0 \\ 0 & 2 \sin \theta_3 \cos \theta_2 \end{bmatrix} \quad (11)$$

표 2. Jones matrices and numerical values of optical elements used for numerical investigations.

Jones Matrix	Numerical Value
$M_A = M_D = \begin{bmatrix} ir_{p,A} & 0 \\ 0 & -ir_{s,A} \end{bmatrix}$	$r_{p,A} = \sqrt{0.996}$ $r_{s,A} = \sqrt{0.998}$
$M_B^{CCW} = M_C^{CW}$	$n_{YAG} = 1.82$
$= \sqrt{\frac{n_{YAG} \cos \theta_3}{\cos \theta_2}} \begin{bmatrix} \frac{2 \sin \theta_3 \cos \theta_2}{\cos(\theta_2 - \theta_3)} & 0 \\ 0 & 2 \sin \theta_3 \cos \theta_2 \end{bmatrix}$	$\theta_2 = 61.2^\circ$ $\theta_3 = 28.8^\circ$
$M_C^{CCW} = M_B^{CW}$	
$= \sqrt{\frac{\cos \theta_2}{n_{YAG} \cos \theta_3}} \begin{bmatrix} \frac{2 \sin \theta_2 \cos \theta_3}{\cos(\theta_3 - \theta_2)} & 0 \\ 0 & 2 \sin \theta_2 \cos \theta_3 \end{bmatrix}$	

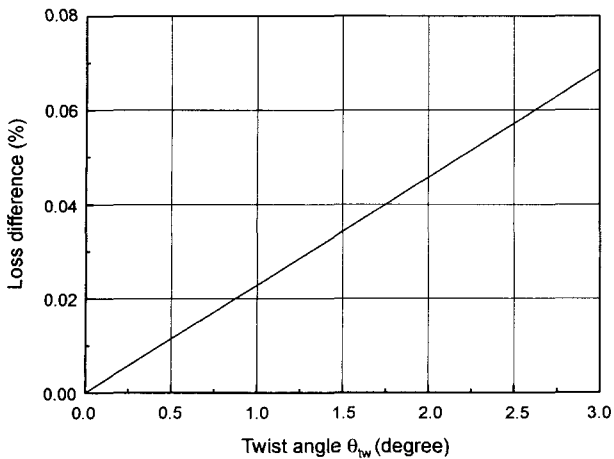


그림 5. Calculated loss difference as a function of the twist angle θ_w .

$$M_C^{CCW} = M_B^{CW} = \begin{bmatrix} \cos \theta_2 & & 0 \\ \sqrt{n_{YAG} \cos \theta_3} \frac{2 \sin \theta_2 \cos \theta_3}{\cos(\theta_3 - \theta_2)} & & \\ 0 & & 2 \sin \theta_2 \cos \theta_3 \end{bmatrix} \quad (12)$$

수치 계산에 사용된 존스 행렬과 행렬 요소의 값은 표 2와 같다. M_A 와 M_D 의 행렬 요소 값은 다음 절에 기술된 것과 같이 유전체 코팅된 면에 대한 반사를 측정 결과로부터 얻은 것이다.

그림 5는 비틀림 각 θ_w 를 변화시켜가며 CW, CCW로 회전하는 두 모드 간의 광 손실 차이를 계산한 결과이다. 두 모드 사이의 광 손실 차이가 충분히 크면 단 방향 발진이 일어나게 되는데, 실험적으로 0.01% 이상이어야 한다는 것이 알려져 있다.^[12,15] 계산 결과에 의하면 $\theta_w \cong 0.5^\circ$ 일 때 두 모드 간 광 손실 차이가 약 0.01% 정도이므로, $\theta_w > 0.5^\circ$ 로 선택하면 단 방향 발진을 실현할 수 있을 것으로 기대된다. Nd:YAG의 가공회사(CASIX)에서 제시한 가공 허용오차($\pm 0.5^\circ$)를 고려하여 실제 가공을 위해서는 $\theta_w = 1.5^\circ$ 로 결정하였다. 비틀림 각을 크게 할 경우 공진기 내부의 광 손실이 추가적으로 증가하게 되므로, 이를 고려하여 단 방향 발진이 안정적으로 일어날 수 있는 최소의 비틀림 각을 선택한 것이다. $\theta_w = 1.5^\circ$ 일 때, 두 모드 간 광 손실 차이는 0.034%로 계산된다.

IV. 내부 공진기 주파수 배가를 이용한 532 nm Nd:YAG 레이저의 제작 및 출력 특성 측정

제작된 레이저 시스템의 간략한 구성도는 그림 6과 같다. Nd:YAG 결정(CASIX, Nd의 몰 농도 : 0.9%)은 11.6 mm×3 mm×3 mm의 크기이며, 앞서 언급한 바와 같이 양단면은 브루스터 각으로 연마 되어 있고, 연마된 두 면들은 상대적으로 1.5°의 비틀림 각을 갖고 있다. KTP 결정은 5 mm×3 mm×3 mm의 크기이며, 상온에서 제 2 종 위상정합 조건을 만족하도록 가공되어 있다. 양단면은 1064 nm와 532 nm 파장에 대해 무반사 코팅이 되어 있다. 입력경과 출력경의 곡률 반경은 모두 70 mm이며, 구면경을 이루고 있는 면들은 532 nm와 809 nm 파장에 대해 무반사 코팅이 되어 있으며, 1064 nm 파

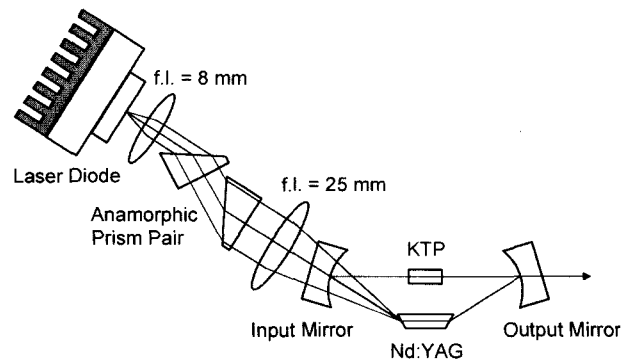


그림 6. Schematic of the intracavity second harmonic generator.

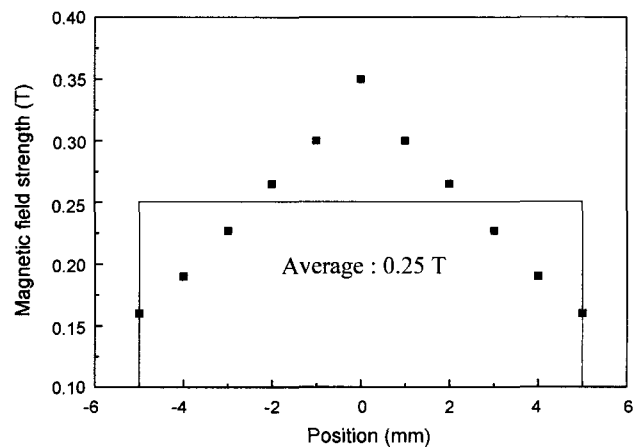


그림 7. Distribution of the magnetic field strength inside the Nd:YAG crystal.

장에 대해 고반사 코팅이 되어 있다. 1064 nm 파장에 대한 반사율은 입사각도 16.2°에서 s 편광에 대해서는 99.8%, p 편광에 대해서는 99.6%를 갖고 있는 것으로 측정되었다. 입력경과 출력경의 평평한 뒷면은 각각 809 nm와 532 nm 파장에 대해 무반사 코팅이 되어 있다. 영구 자석 2개를 사용하여 Nd:YAG 결정에 자기장을 가하였는데, 영구 자석 1개의 크기는 20 mm(직경)×10 mm(두께)이다. 그림 7은 영구 자석에 의해 만들어진 자기장 세기의 분포를 보여주고 있는데, 평균 자기장의 세기는 약 0.25 T임을 알 수 있다. 펄프 레이저로는 1.2 W GaAlAs 다이오드 레이저(SDL-2362-P1)를 사용하였다. 조리개수가 0.5, 초점거리 8 mm인 렌즈로 펄프빔을 평행광으로 만들고, 배율 3을 갖는 프리즘 쌍을 이용해 펄프빔의 공간적 비대칭성을 바로잡고, 초점거리 25 mm인 렌즈로 Nd:YAG 결정에 집속시켰다. KTP는 제 2 종 위상정합 조건을 만족시키는 비선형 결정이므로, 공진기 내부에서 위상판(waveplate)과 같이 작용한다. 따라서 공진기 내부의 편광자(브루스터 각으로 연마된 Nd:YAG 양단면)와 결합하여 복굴절 필터와 같은 역할을 하게 되며, 이 때문에 원하지 않는 광 손실이 추가적으로 발생하게 된다. KTP 레이저 결정의 온도를 능동적으로 제어하여 KTP가 정수배 파장의 위상판과 같이 작용하여 추가적 광 손실이 최소화되도록 하였다. 상온 $\pm 3^\circ\text{C}$ 내의

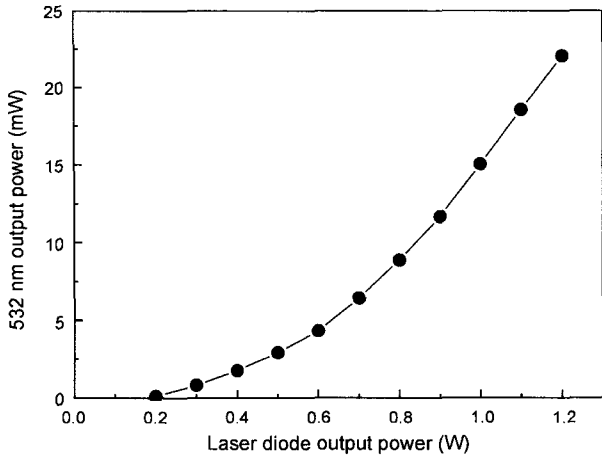


그림 8. The single-mode output power of the intracavity second harmonic generator at 532 nm as a function of the pump power at 809 nm.

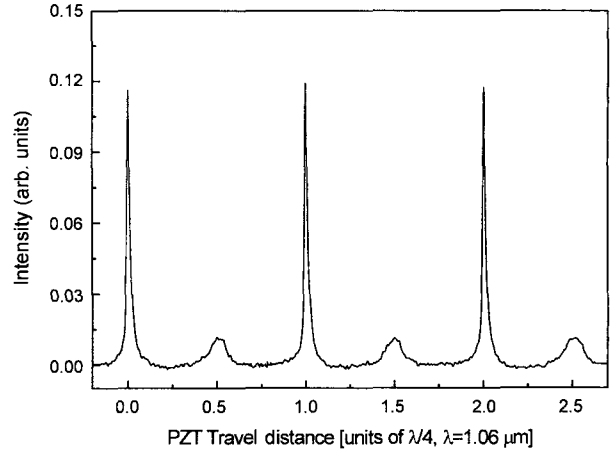


그림 9. Frequency spectra of the intracavity second harmonic generator obtained by using a confocal scanning Fabry-Perot interferometer with a free spectral range of 1.5 GHz.

KTP 온도에서 출력이 최고가 되는 곳을 찾을 수 있었으며, 실험적으로 위상정합 조건이 크게 바뀌는 것은 관찰하지 못하였다. KTP의 온도 용인 값(thermal acceptance)이 $25 \text{ K} \cdot \text{cm}$ 이므로,^[16] 5 mm 길이의 KTP 결정의 경우 $\pm 3^\circ\text{C}$ 내의 온도 변화에 의해 제 2차 조화파 변환 효율이 크게 바뀌지 않은 것으로 보인다.

위의 실험 조건에서 항상 단방향 발진이 안정하게 일어났으며, 자기장의 방향을 반대로 가해 주면 단방향 발진의 방향도 역전되었다. 그림 8은 펌프 세기에 대한 532 nm 파장에서의 단일 모드 출력을 보여 준다. 1.2 W의 펌프 세기에서 22 mW의 최고 출력을 얻었는데, 이것은 약 1.8%의 변환 효율에 해당한다. 본 논문의 레이저 시스템과 유사한 시스템인 참고문헌 [7]에서는 약 10%의 높은 변환 효율을 얻을 수 있었다. 이것은 Nd:YAG 결정에서의 빔 크기를 $100 \mu\text{m}$ 정도로 유지하면서도 비선형 결정인 KTP에서의 빔 크기를 $60 \mu\text{m}$ 정도로 줄일 수 있었기 때문이다. 앞 절에 서술된 것과 같이 본 논문의 레이저 시스템에서 Nd:YAG 결정에서의 빔 크기는 약 $100 \mu\text{m}$ 정도이고, KTP에서의 빔 크기를 약 $110 \mu\text{m}$ 이다. 본 논문에서 제작된 레이저 시스템의 경우에는 양단면이 브루스터 각을 갖고 있는 Nd:YAG 결정을 사용하고 있으므로 해서 발생하는 구조적인 이유 때문에 KTP에서의 빔 크기가 항상 Nd:YAG 결정에서의 빔 크기보다 크게 된다. 제 2 조화파 변환 효율을 높이기 위해 공진기를 구성하는 구면경들의 곡률반경을 줄여 KTP에서의 빔 크기를 줄이게 되면, Nd:YAG 결정에서의 빔 크기도 함께 줄어들게 되는데, 펌프 빔의 집속된 크기보다도 Nd:YAG 결정에서의 빔 크기가 작아지게 되면 전체적인 변환 효율은 증가할 수 없게 된다. 구면경들의 곡률반경을 변화시키며 변환 효율을 측정하지 않았으므로 현재 상태가 최적의 상태인지는 확인할 수는 없었으며, 공진기 길이 또한 최적화를 고려하여 설계하지는 않았다.

단일 모드임을 확인하기 위해 주사형 공초점 패브리-페로 간섭계를 사용하였다. 532 nm 파장에 대한 간섭계를 사용하여야 하나 본 실험에서는 간접적으로 1064 nm 파장에 대한 스펙트

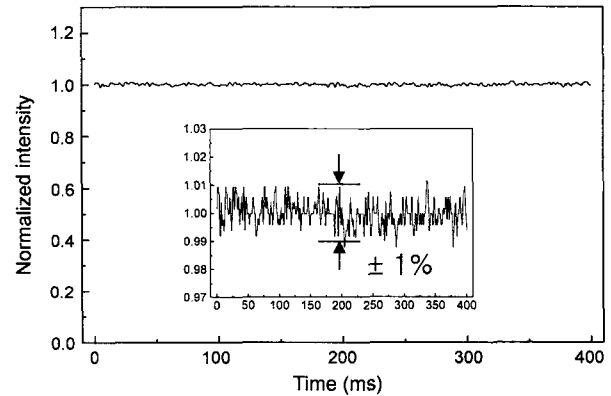


그림 10. Output power fluctuation of the intracavity second harmonic generator when the laser system operates unidirectionally.

럼을 측정하여 단일 모드임을 확인하였다. 본 논문에서 제작한 532 nm Nd:YAG 레이저의 출력에는 532 nm 뿐만 아니라 1064 nm의 레이저도 함께 존재한다. 532 nm 파장의 레이저만을 선택하기 위해 출력경 다음에 제 2차 조화파 분리기를 놓아 두었는데 입사각을 45° 로 하였을 때, 이 제 2차 조화파 분리는 532 nm 파장의 레이저는 투과시키고 1064 nm 파장의 레이저는 반사하도록 유전체 코팅이 되어 있다. 제 2차 조화파 분리기에서 반사된 광을 주사형 공초점 패브리-페로 간섭계의 입력광으로 사용하였다. 그림 9는 측정된 스펙트럼을 보여준다. PZT가 1064 nm 파장의 1/4만크씩 움직일 때마다 예리한 투과 신호를 얻었는데, 이는 단일 종모드 발진을 증명해 준다. PZT가 532 nm 파장의 1/4만크씩 움직일 때마다 예리하지는 않지만 규칙적인 투과 신호를 얻을 수 있었는데, 이것은 제 2차 조화파 분리기에서 반사된 광에 남아있는 532 nm 파장의 레이저가 주사형 공초점 패브리-페로 간섭계를 투과하여 관측된 신호이다. 신호가 예리하지 않은 것은 패브리-페로 간섭계에 사용된 구면경의 반사율이 532 nm 파장에 대해서는

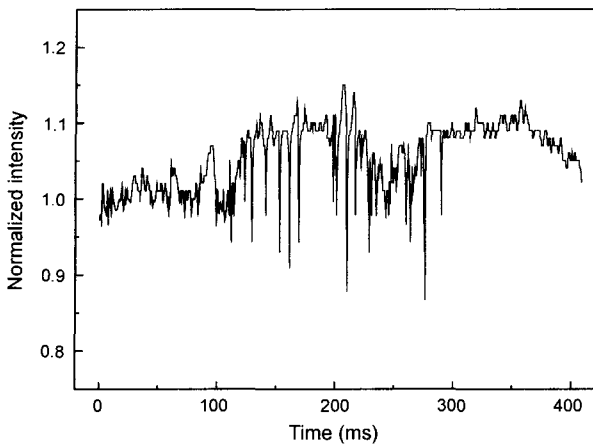


그림 11. Output power fluctuations of the intracavity second harmonic generator when the laser system operates bidirectionally. Bidirectional operation of the intracavity second harmonic generator can be realized by removing the permanent magnets from the laser system.

매우 낮아 532 nm 파장에서의 패브리-페로 간섭계의 예리도가 작기 때문이다.

그림 10는 본 논문에서 제작한 532 nm Nd:YAG 레이저의 출력의 흔들림을 보여 준다. 최대 $\pm 1\%$ 의 출력의 흔들림을 관측할 수 있다. 그림 11은 Nd:YAG 결정에 자기장을 가해주는 영구 자석을 제거하여 532 nm Nd:YAG 레이저가 양방향으로 발전하도록 하였을 때 관측된 레이저 출력의 흔들림을 보여 준다. 규칙적인 출력의 흔들림을 보이지 않고 측정할 때마다 다른 매우 불규칙한 모습을 보였으며, $\pm 10\%$ 이상의 흔들림 폭이 관측되었다. 단 방향 발전에 의해 출력의 흔들림이 10배 가량 안정화 되었음을 알 수 있다.

V. 결 론

비평면 고리형 공진기에서의 고유편광 이론과 내부공진기 주파수 배가를 이용한 532 nm Nd:YAG 레이저에 대한 실험을 수행하였다. 본 연구에서 제작한 532 nm Nd:YAG 레이저는 두 개의 구면경과 Nd:YAG 결정, KTP 결정으로 구성되어 있다. Nd:YAG 결정의 양단면은 상대적인 비틀림 각을 갖고 있으면서 브루스터 각이 되도록 연마하였고, 비틀림 각에 의해 형성된 비평면 고리 공진기가 가역적인 편광 회전기, 자기장이 가해진 Nd:YAG 결정 자체는 비가역적 편광 회전기, 브루스터 각을 갖고 있는 양단면은 편광자 역할을 각각 담당하여, 전체적으로 광 다이오드를 형성하고 있다. 이러한 구조에서 단 방향 발전이 일어날 수 있는 비틀림 각을 이론적으로 추정하였다. 1.2 W, 809 nm 다이오드 레이저로 펌핑하여 532 nm 파장에서 22 mW의 최고 출력을 얻었으며, 이것은 약 1.8%의 변환 효율에 해당한다. 주사형 공초점 패브리-페로 간섭계를 사용하여 본 연구에서 제작한 레이저 시스템이 단일 모드로 동작하고 있음을 보였다. PZT(piezoelectric transducer)를 이용하여 레이저의 주파수를 가변할 수 있도록 하기 위해 출력

경을 선형 스테이지(TLC45013/SPINDLER & HOYER)에 장착시키고, 선형 스테이지를 PZT(PA1000-16/SPINDLER & HOYER)로 구동할 수 있도록 하였다. 또한 Nd:YAG 레이저 결정의 온도를 능동적으로 제어할 수 있도록 시스템을 구성하였다. PZT 및 온도 제어를 통한 파장 가변 특성을 측정할 계획이며, 이 결과를 바탕으로 532 nm 파장의 광주파수 표준기로서의 응용 가능성에 대한 연구를 진행할 예정이다.

참고문헌

- [1] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer, Berlin, 1996).
- [2] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Springer-Verlag, Berlin, 1997).
- [3] T. Baer, "Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 3, no. 9, pp. 1175-1180, 1986.
- [4] D. W. Anthon, D. L. Sipes, T. J. Pier, and M. R. Ressler, "Intracavity Doubling of CW Diode-Pumped Nd:YAG Lasers with KTP," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 4, pp. 1148-1157, 1992.
- [5] J. J. Zayhowski and A. Mooradian, "Single-frequency microchip Nd lasers," *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 1, pp. 24-26, 1989.
- [6] N. Shen, E. J. Zang, H. Cao, K. Zhao, H. Lu, X. Zhang, Y. Sun, C. Xu, X. Chen, K. Zhang, and X. Bai, "Modulation Transfer Spectroscopy of $^{127}\text{I}_2$ Hyperfine Structure Near 532 nm Using a Self-Made Diode-Pumped Nd:YVO₄-KTP Laser," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 48, no. 2, pp. 604-606, 1999.
- [7] J. L. Nightingale and J. K. Johnson, "Stable intracavity-frequency-doubled green laser," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Optical Society of America, Washington, D.C., 1992, pp. 54-57.
- [8] W. Culshaw, J. Kannelaud, and J. E. Peterson, "Efficient Frequency-Doubled Single-Frequency Nd:YAG Laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 10, no. 2, pp. 253-263, 1974.
- [9] M. Oka and S. Kubota, "Stable intracavity doubling of orthogonal linearly polarized modes in diode-pumped Nd:YAG lasers," *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 10, pp. 805-807, 1988.
- [10] H. Nagai, M. Kume, I. Ohta, H. Shimizu, and M. Kazumura, "Low-Noise Operation of a Diode-Pumped Intracavity-Doubled Nd:YAG Laser Using a Brewster Plate," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 4, pp. 1164-1168, 1992.
- [11] G. T. Maker, G. P. A. Malcolm, and A. I. Ferguson, "Single-frequency diode-pumped Nd:YAG ring laser with no intracavity elements," *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 21, pp. 1813-1815, 1993.
- [12] 박종락, 이해웅, 윤태현, 정명세, "평면 반일체 고리형 공진기를 이용한 Nd:YAG 레이저의 단방향 단일 모드 발전,"

- 한국광학회지, 제 10권 4호, pp. 311-317, 1999.
- [13] T. J. Kane, and R. L. Byer, "Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser," *Opt. Lett.*, vol. 10, no. 2, pp. 65-67, 1985.
- [14] E. Hecht, *Optics* (Addison-Wesley, Singapore, 1989).
- [15] W. R. Trutna, Jr., D. K. Donald, and M. Nazarathy, "Unidirectional diode-laser-pumped Nd:YAG ring laser with a small magnetic field," *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 4, pp. 248-250, 1987.
- [16] D. A. Roberts, "Simplified characterization of uniaxial and biaxial nonlinear optical crystals: A plea for standardization of nomenclature and conventions," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 10, pp. 2057-2074, 1992.

Intracavity frequency doubling of a single-mode Nd:YAG laser using a nonplanar ring cavity

Jong Rak Park[†]

Samsung Electronics Co., LTD., Kyunggi-Do 449-711, KOREA

[†]E-mail: ejrpark@samsung.co.kr

Tai Hyun Yoon

Korea Research Institute of Standards and Science, Daejeon 305-600, KOREA

(Received October 17, 2002, Revised manuscript January 6, 2003)

Intracavity frequency doubling of a single-mode Nd:YAG laser by using a nonplanar ring cavity is demonstrated. The nonplanar ring cavity consists of a Brewster-angled Nd:YAG crystal placed in a magnetic field, a KTP crystal, and two spherical mirrors. In this design the Nd:YAG block acts as both a nonreciprocal polarization rotator and a partial polarizer, and the nonplanar portion of the ring cavity, which is formed by a relative twist angle between the Brewster-angled end surfaces of the Nd:YAG block, serves as a reciprocal polarization rotator. An eigenpolarization theory for the cavity configuration is presented and suitable values of the relative twist angle for unidirectional operation are estimated. A single-mode output power of 22 mW at 532 nm and an optical to optical conversion efficiency of 1.8% are obtained with a 1.2 W diode laser at 809 nm.

Classification codes : LO.070, LO.080, NL.010.