마이크로 칩 Yb:YAG 레이저의 동작 및 열적 특성

문희중^{1†} · 홍성기² · 임창환²

¹세종대학교 광전자공학과
Ⓢ 143-747 서울특별시 광진구 군자동 98

²한국원자력연구원 양자광학기술개발팀
Ⓢ 305-353 대전시 유성구 덕진동

(2011년 1월 31일 받음, 2011년 3월 28일 수정본 받음, 2011년 3월 30일 게재 확정)

본 논문에서는 930 nm 대역 광섬유 결합 레이저 다이오드 여기광을 0.8 mm 두께의 얇은 디스크형 Yb:YAG 결정에 조사하여 레이저 발진 특성을 연구하였다. 구멍이 있는 구리판 사이에 레이저 결정을 고정시켜 발생된 열을 접촉 냉각시키는 구조를 채택하였고, 구리판 구멍 크기에 따른 조사 지점의 온도 변화를 발진 피크 스펙트럼 이동으로부터 조사하였다. 광섬유 결합 LD 여기광에 대해 발진 레이저 출력은 기울기 효율 42.2%, 광변환 효율 34.8%로 높게 구현되었다. LD 여기 전류 및 구리판 구멍 크기가 증가함에 따라 여기광이 조사된 지점의 온도가 증가하였다. 구리판 구멍 크기가 결정 두께에 비해 상당히 큰 경우, 높은 여기광의 세기에서는 온도 상승이 선형 변화로부터 벗어남을 확인하였다.

Operational and Thermal Characteristics of a Microchip Yb:YAG Laser

Hee-Jong Moon^{1†}, Sung-Ki Hong², and Changhwan Lim²

¹Department of Optical Engineering, Sejong University, 98 Kunja-dong, Kwangjin-gu, Seoul 143-747, Korea

²Quantum Optics Division, Korea Atomic Energy Research Institute, P. O. Box 105, Yuseong-gu, Daejeon 305-353, Korea

(Received January 31, 2011; Revised manuscript March 28, 2011; Accepted March 30, 2011)

Operational and thermal characteristics of a thin disk Yb:YAG crystal with a thickness of 0.8 mm were studied using as a pumping source a fiber-coupled 930 nm laser diode. The heat generated in the crystal was dissipated by placing both surfaces in contact with copper plates with central hole, and the dependence of the temperature change in the illuminated spot on hole size was investigated by measuring the spectral change of the lasing peaks. The slope efficiency and optical-to-optical efficiency with respect to the LD pump power were as high as 42.2% and 34.8%, respectively. The temperature at the illuminated spot increased with diode current and with increasing hole size of the copper plate. When the hole size considerably exceeded the crystal thickness, the temperature rise deviated from the linear increase at high pump power.

Keywords: YAG, Thin disk, Cooling, Temperature

OCIS codes: (140.3480) Lasers, diode-pumped; (140.3580) Laser, solid-state

I. 서 론

Diode-Pumped Solid State Laser (DPSSL)는 고출력 레이저 다이오드 (LD)를 여기광으로 채택한 고효율 고체 레이저로서, 다양한 레이저 결정에 적용되어 왔다. 고출력 LD의 가격 저렴화와 새로운 LD 도핑 기술, 결정 코팅 기술 등의 발전에 따라 DPSSL 방식의 레이저 개발이 활발하게 이뤄지고 있고, DPSSL은 전자 산업 등에서 정밀 가공 공정에 광범위

하게 활용되고 있다. 한편, Yb계열의 준안정 3 준위(Quasi-3-Level) 레이저는 고효율 레이저로서 여러 장점을 가지고 있다. 먼저 양자 효율 (quantum efficiency)이 약 0.91로 매우 높아 매질 내에서 발생하는 열이 상당히 적다는 점을 들 수 있다. 예를 들어, Yb:YAG 결정은 전형적인 4준위 레이저로서 상용화된 808 nm LD Nd:YAG 레이저 (양자 효율 ~ 0.76)에 비해 결정에서 발생하는 열이 약 30% 정도에 불과하기 때문에, 결정에서 발생하는 열로 인한 결정의 파손, 복

[†]E-mail: hjmoon@sejong.ac.kr

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online.

굴절, 열렌즈 효과 등을 획기적으로 줄일 수 있다^[1, 2]. Yb계 열의 결정은 Yb의 도핑 농도를 자유롭게 조절할 수 있기 때문에 고농도 도핑의 경우 얇은 결정 두께로도 여기광을 대부분 흡수할 수 있어 수 백 μm 두께의 매우 얇은 고출력 마이크로 칩 레이저의 구현이 가능한 장점을 가지고 있다^[3]. 또한 Yb 계열의 준안정 3 준위 레이저의 출력은 입사 LD 여기광에 대해 높은 광변환 효율을 보이므로 고효율 DPSSL에 매우 적합하고, 선폭이 상당히 넓으므로 펄스폭이 짧은 mode-locking 동작도 가능하므로, 의료, 미세가공 등의 다양한 정밀 산업 분야에서 고출력 레이저 시스템에 적용되었을 때 그 파급효과가 매우 클 것으로 기대되고 있다.

그림 1은 본 연구에서 사용한 준안정 3준위 Yb:YAG 결정의 낮은 온도에서의 에너지 준위이다^[4]. 그림에 나타난 것처럼 Yb:YAG는 $^2F_{7/2}$ 와 $^2F_{5/2}$ 사이에서 여기와 레이저 발진이 이루어지는데, 각각의 준위는 4개 또는 3개의 sublevel이 밀집해 있는 manifold 한 형태를 가지고 있다. 각 준위의 sublevel간격이 좁기 때문에 볼츠만 분포를 따르는 열적 평형 상태에서 무시할 수 없는 상당한 밀도 분포가 sublevel에 존재한다. 예를 들어 상온 (300 K)에서 바닥 상태 (0 cm^{-1}) 밀도는 0.88이나, 612 cm^{-1} sublevel의 밀도는 0.046, 785 cm^{-1} sublevel의 밀도는 0.02로서 상당한 양의 밀도가 바닥 상태 외에 존재한다.^[5] 온도가 증가하면 바닥 상태 외의 밀도가 더욱 증가하여 발진 파장, 발진 문턱 값, 발진 효율 등이 변화하게 된다^[6].

그림 2는 본 연구에서 사용한 20 at.% 도핑 Yb:YAG 결정

FIG. 1. Energy levels of Yb:YAG.

FIG. 2. Measured fluorescence spectrum of Yb:YAG crystal.

에 930 nm LD 여기광을 조사하여 측정한 형광 스펙트럼을 보여주고 있다. Yb:YAG 는 그림 1에서 바닥 준위로부터 상 준위의 10624 cm^{-1} sublevel로 천이하는 941 nm 여기 파장에서 흡수가 최대이나, 상온에서 약 18 nm의 넓은 흡수 대역폭을 갖기 때문에 발진 특성 또는 형광 특성이 여기광의 파장에 크게 민감하지 않는 특성을 지닌다. 그림 2에는 에너지 레벨들의 broadening 에 의해 전체적으로 넓은 형광 스펙트럼 형태를 나타내고 있으나 형광 중심 피크 위치는 식별할 수 있다. 그림 2에서 1030 nm 를 중심으로 관측되는 큰 형광 피크는 10320 cm^{-1} sublevel에서 612 cm^{-1} sublevel로 천이하는 과정에서 발생하며, 1048 nm 형광 피크는 10320 cm^{-1} sublevel에서 785 cm^{-1} sublevel로 천이하는 과정에서 발생하고 그 크기가 1030 nm 피크에 비해 상당히 작다. 일반적으로 도핑 농도가 낮은 Yb:YAG 레이저는 유도 방출 단면적이 더 큰 1030 nm 대역에서 레이저 발진되나, 도핑 농도가 높거나 공진기 반사율이 높은 경우에는 흡수 계수가 1030 nm 대역보다 수 10배 작은 1048 nm 대역에서 먼저 문턱 조건을 만족하여 레이저 발진될 수 있다^[7, 8].

본 연구에서는 도핑 농도가 20 at.% 정도로 매우 큰 얇은 디스크형 Yb:YAG 결정에 INGAsP 고출력 LD를 여기광으로 하여 마이크로칩 레이저 시스템을 구현, 발진하고, 발진된 레이저의 출력 등의 레이저 동작 특성을 조사하는 연구를 수행하였다. 준안정 3 준위 레이저 동작 특성은 여기광이 Yb:YAG 결정에 흡수하여 발생하는 열에 의한 온도 상승에 매우 민감하게 의존하는 특성을 보이기 되므로, 열전도가 매우 높은 구멍 있는 구리판에 부착시켜 발생된 열을 제거하는 구도를 채택하고, 여기광이 조사된 지점의 온도 변화를 조사하는 열적 특성 연구도 수행하였다. 이러한 연구들은 준안정 3준위 레이저인 Yb:YAG 레이저의 열적 문제들을 상당히 줄일 수 있는 최적의 마이크로 칩 레이저를 개발하는데 기본 정보들을 제공한다는 점에서 매우 의미 있는 연구라 할 수 있다.

II. 실험 장치 및 설명

본 연구에서 채택한 실험 장치를 도식화한 그림이 그림 3에 나타나 있다. Yb³⁺ 가 20 at.% 도핑된 두께 0.8 mm의 얇은 디스크형 Yb:YAG 결정에 발진 파장 930 nm 대역의 INGAsP 광섬유 결합 LD를 여기광으로 조사하였다. Core 직경 50 μm , NA 0.15인 광섬유에서 방출된 LD 출력을

FIG. 3. Experimental setup.

FIG. 4. LD spectrum change with current.

collimating 렌즈와 집속 렌즈를 사용하여 Yb:YAG 결정에 집속하였다. 두 렌즈는 모두 초점거리 15 mm의 비구면 렌즈였다. LD 여기광이 입사하는 Yb:YAG 결정면은 930 nm에 고투과, 1050 nm에 고반사 코팅되어 있다. 결정의 반대면은 930 nm에 고반사, 1050 nm에 90% 반사 코팅되어 있어 LD 여기광을 재반사시켜 흡수 효율을 높이면서 출력거울의 역할을 하도록 하였다. Yb:YAG 결정에서 발생된 열을 냉각시키기 위해 구멍이 있는 두 구리판 사이에 결정을 직접 접촉시켜 기계적으로 고정시켰다. 구리판의 온도를 일정하게 유지시키기 위해 온도 제어가 가능한 냉각수를 구리판에 흐를 수 있도록 설계하였다. 집속된 LD 여기빔은 구리판 구멍 중심에 입사하도록 제어하였고 발진된 레이저 출력은 Powermeter로 측정하였으며, 레이저 출력의 일부를 광섬유 결합된 OSA (Optical Spectrum Analyzer)에 입력시켜 발진 스펙트럼을 측정하였다. 집속 렌즈를 이동시켜 레이저 출력이 최대가 되는 위치에 고정시키고 전류를 변화시키면서 레이저 출력을 측정하였다. LD 여기 전류, 구리판 구멍 직경 D 를 변화시키면서 발진된 레이저의 출력 및 스펙트럼 변화를 측정하였다.

그림 4는 본 연구에서 사용한 광섬유 결합 LD의 여기 전류에 따른 스펙트럼 변화를 보여주고 있다. 모든 전류 영역에서 다중 공간 모드가 동시에 발진하고 있는 넓은 스펙트럼 형태를 보여주고 있다. 전류가 증가함에 따라 중심 발진 파장 위치가 LD 온도 증가에 따라 장파장으로 이동하고 있으나 (0.7 A에서 약 928 nm, 2.5 A에서 대략 932 nm로) 930 nm에서 크게 벗어나지는 않고 있다. 그림 1의 941 nm 흡수 대역의 선포이 약 18 nm이기 때문에, 흡수 대역폭 근처인 930 nm 중심 파장의 LD 여기광은 상당한 정도로 결정에서 흡수될 것이지만 LD 파장이 흡수 피크에서 벗어나 있으므로 입사광이 모두 흡수되지는 않을 것이다.

그림 5는 여기 전류에 따른 광섬유 결합 LD의 출력을 측정한 그래프를 보여주고 있다. 전류가 증가함에 따라 LD 출력은 대략 0.2 W/A의 기울기로 거의 선형적으로 증가하고 있으며 문턱 전류값은 약 0.3 A임을 알 수 있다. 사용한 LD는 2.5 A 여기 전류에서 약 2.0 W의 출력이 측정되었으며 실험에 사용된 최대 주입 전류는 2.5 A였다. 그림 5에는

FIG. 5. Power and absorbance of crystal with current.

Yb:YAG 결정에서 흡수된 여기광의 흡수율을 전류에 따라 측정한 그림이 함께 나타나 있다. 흡수율 측정에는 그림 3의 실험 장치에서 집속 렌즈를 사용하지 않고 아이리스와 collimating 렌즈만을 사용하여 평행 여기광을 결정에 입사하고, 결정의 앞면 및 뒷면에서 반사된 빛의 Power를 결정측을 약간 비튼 상태에서 측정하여 입사광의 Power와 비교하는 방법을 사용하였다. 주입 전류 전 영역에서 흡수율은 약 80% 정도로 측정되었는데, 이는 LD 중심 파장이 주입 전류에 따라 약간 변하지만 흡수 피크 파장 941 nm에서 상당히 떨어진 영역에서 변하기 때문에 흡수율이 둔감해진 것으로 이해할 수 있다. 따라서, 최대 전류 2.5 A에서 Yb:YAG 결정에 흡수된 여기광의 Power는 약 1.6 W로 추정된다.

III. 실험 결과 및 해석

그림 6은 구리판 구멍 직경 D 를 달리하면서 LD 전류에 따른 Yb:YAG 레이저 출력을 측정한 그래프이다. 구멍 직경 D 가 0.8, 2.5, 3.7 mm로 증가해도 레이저 출력 감소는 매우 작게 관측되었고 여기 전류에 거의 선형적으로 출력이 증가하였다. 문턱 전류값은 약 0.5 A로 낮았으며, 이는 집속 여기광의 spot 크기가 약 50 μm 로 매우 작아 단위 면적당 여기광의 세기가 매우 높기 때문으로 해석할 수 있다. 그림 5의 80% 흡수 결과를 적용하면 입사 LD 여기광에 대한 출력광의 기울기 효율은 약 42.2%, 흡수광에 대한 출력광의 기울기 효율은 약 52.2%로 계산되었다. 출력경의 반사율, 집속 지점의 발산 정도 등을 최적화하면 통상 70% 이상의 흡수광에 대한 기울기 효율이 end-pumping 구조 Thin disk Yb-도핑 결정 레이저에서 가능하나^[9-11], 본 실험에서는 출력 거울의 반사율이 90%로 고정되어 1030 nm가 아니라 1048 nm 근처에서 레이저 발진이 일어나 기울기 효율이 다소 작은 결과를 얻은 것으로 해석할 수 있다. 최대 전류 2.5 A에서 최대 레이저 출력 0.69 W를 얻었으며 이는 LD 여기광에 대한 광변환 효율 34.8%, 흡수광에 대한 광변환 효율 43%에 해당된다. 구리판 구멍 직경 D 가 4.0 mm 이상으로 커지면 최대 전류 근처에서의 출력이 다소 감소하는 현상을 관측할 수 있었

FIG. 6. Laser power with current and hole size D of copper plate.

다. 이는 집속 지점에서 발생한 열이 결정을 따라 전달되어 결정과 접촉되어 있는 두 구리판에서 제거되는 효율이 감소하여 여기광 집속 지점 온도가 매우 상승하기 때문으로 이해될 수 있다. Yb:YAG 결정의 경우 일반적으로 온도가 상승하면 방출 단면적이 감소하고 여기 준위의 수명이 증가하며 발진 스펙트럼 중심 파장이 선폭 내에서 장파장으로 이동하여 전체 레이저 출력이 감소하는 결과를 보이는데, D = 3.7 mm 까지는 레이저 출력 특성에 거의 영향을 미치지 않을 정도의 결정 온도 상승이 일어났다고 해석할 수 있다.

결정 온도 변화가 레이저 발진 모드에 미치는 영향을 조사하기 위해 우선 구리판에 흘리는 냉각수의 온도를 조절하여 Yb:YAG 결정 전체의 온도를 변화시키면서 발진된 레이저 스펙트럼 변화를 조사하였다. 이를 위해 LD 전류를 0.6 A로 문턱 전류보다 약간 크게 고정시키고 발진된 레이저 스펙트럼을 OSA로 측정한 결과가 그림 7에 나타나 있다. 이 경우, 여기광의 세기가 매우 낮아 조사 지점 중심의 온도 증가가 매우 작을 것이므로 구리판 온도를 근사적으로 결정 온도로 간주할 수 있다. 구리판의 온도는 구리판에 작은 구멍을 뚫고 열전쌍을 넣어 측정하였다.

그림 7에서 알 수 있듯이 발진 스펙트럼은 주기가 약 0.4 nm인 레이징 피크들로 이루어져 있는데, 한 개의 레이징 피크가 여러 개의 작은 피크들로 구성된 것으로 관측된 것은 OSA 입력단의 광섬유 코어 크기에 의한 분해능 한계 때문에 나타난 현상이다. 즉, 발진된 레이징 피크들은 모두 TEM₀₀ 횡모드로서 다중 종모드에 대응된다고 할 수 있다. 결정의 열렌즈 효과를 무시하였을 경우 평면 거울로 구성된 Fabry-Perot 형 레이저 공진기의 발진 조건은 공진 모드의 round trip 광경로 길이가 파장의 정수배에 해당하는 다음 식으로 주어진다^[12].

$$2nl=q\lambda_q \quad (q=1,2,3,\dots) \quad (1)$$

여기서 l 은 공진기 길이 (결정 두께 t), n 은 결정의 굴절율이고 q 는 종모드 차수를 나타낸다. q 가 매우 큰 본 실험의 경

FIG. 7. Example of measured lasing spectrum with copper temperature.

FIG. 8. Shift of a lasing peak with copper temperature.

우 식 (1)로부터 예측되는 종모드 파장 간격 ($\delta\lambda = \lambda_q - \lambda_{q+1}$)는 $\lambda^2/2nl$ 로 근사되며 Yb:YAG 굴절율 1.82를 사용하였을 경우 약 0.38 nm로 계산되므로 측정값 0.4 nm와 실험 오차 (~ 0.02 nm) 범위 내에서 일치함을 알 수 있다. 그림 7에는 구리판 온도가 7.2 °C에서 15 °C, 23.2 °C로 증가함에 따라 1049.5 nm 근처에서 발진되는 레이징 피크 위치 변화가 표시되어 있다. 실선으로 표시된 피크 위치는 온도가 상승함에 따라 장파장으로 이동하고 있음을 알 수 있다.

그림 8은 다양한 온도에 따른 1049.5 nm 근처에서 발진된 레이징 피크 위치 변화를 측정한 그래프이다. 온도 상승에 따라 선형적으로 피크 위치가 장파장으로 이동하고 있는데, 이는 수식 (1)로 표시된 특정 종모드 차수 q 의 공진 모드 파장 λ_q 가 온도 상승에 따라 선형적으로 증가하며 따라서 round trip 광경로 길이 $2nl$ 가 선형적으로 커짐을 의미한다. 그림 8의 온도에 따른 피크 위치 기울기 $d\lambda_q/dT$ 은 약 0.00953 nm/°C로 관측되었다. 온도에 따른 광경로 길이 증가는 온도 증가에 따른 굴절율 증가와 열적 팽창에 의한 결정 두께 증가에 기인한다. 식 (1)을 사용하여 $d\lambda_q/dT$ 를 근사적으로 표현하면 다음과 같이 유도된다.

$$\frac{d\lambda_q}{dT} = \frac{\lambda_q}{nl} \left[l \left(\frac{dn}{dT} \right)_{eff} + n \left(\frac{dl}{dT} \right) \right] = \lambda_q \left[\frac{\left(\frac{dn}{dT} \right)_{eff}}{n} + \alpha_L \right] \quad (2)$$

여기서 $\left(\frac{dn}{dT} \right)_{eff}$ 는 유효 열광학계수이며 $\alpha_L (= \alpha_c/3)$ 는 선형 열팽창계수이다. 기 보고된 Yb:YAG 실험 결과에 따르면 $\left(\frac{dn}{dT} \right)_{eff}$ 는 약 $10 \times 10^{-6} [^{\circ}\text{C}^{-1}]$ 로 보고되었으며, 열팽창계수 α_c 는 $9.3 \times 10^{-6} [^{\circ}\text{C}^{-1}]$ 로 보고되었다^[13]. 따라서, 식 (2)로부터 예측되는 $d\lambda_q/dT$ 는 약 $0.009 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ 로서 실험 결과와 대체로 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 따라서 온도 변화에 의한 발진 피크 파장 이동값이 $\Delta\lambda$ 라면 이에 대응되는 온도 변화 ΔT 는 다음식과 같이 환산될 수 있다.

$$\Delta T = \Delta\lambda / 0.00953 [^{\circ}\text{C}/\text{nm}] \quad (3)$$

본 실험에서 여기광이 결정에 흡수되어 열이 발생할 때 생기는 열렌즈 효과와 구리판에 의한 냉각 효과에 의해 결정 내의 위치 (진행 방향 z , 반경 r)에 따라 온도가 변하는 온도 분포 함수 $T(r, z)$ 를 계산하는 것은 결정과 구리면 사이의 접촉 상태, 구리면 거칠기, 구리면의 산화막 상태, 결정 코팅 상태 등을 정확히 알 수 없기 때문에 매우 어려운 일이다. 만약 여기광에 의한 열렌즈 효과가 그렇게 크지 않다면 레이저 공진 모드가 겪는 round trip 광경로 길이는 광축 ($r=0$)상에서 계산한 round trip 광경로 길이로 근사할 수 있을 것이고, 따라서 광축상의 온도 분포 평균값 $\langle T \rangle = \int T(0, z) dz / l$ 은 공진 파장의 이동을 측정하고 식 (3)을 적용하여 근사적으로 결정할 수 있다.

그림 9는 $D = 3.7 \text{ mm}$ 인 경우 CCD 카메라로 측정한 레이저 빔 모양을 보여준다. 그림의 아래쪽에는 빔 중심을 지

FIG. 9. Spatial shape of laser beam.

나는 일직선 상의 빔 세기 프로파일이 나타나 있는데, 가우시안 함수로 피팅된 곡선도 같이 나타나 있다. 배경 세기가 가우시안 함수보다 크게 나온 것은 CCD 앞에 위치한 ND 필터 옆으로 새어 들어간 배경 조명 때문이며 전체적으로 가우시안 함수와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 따라서, 발진된 레이저 모드가 가우시안 빔 모양을 보이는 TEM_{00} 모드임을 확인할 수 있다. 구리판 구멍 크기가 다른 경우와 여기 전류가 변하는 경우에도 레이저 빔 모양이 가우시안 함수와 항상 잘 일치함을 확인할 수 있었고, 따라서 전체 실험 조건에서 TEM_{00} 모드만이 발진되고 있다는 그림 7의 레이저 스펙트럼 해석을 뒷받침해주고 있다.

열렌즈 효과가 크지 않으면 결정 내의 TEM_{00} 공진 모드 직경 ($2w_0$) 변화가 크지 않을 것이므로, 이를 확인하기 위해 $D = 3.7 \text{ mm}$ 의 경우 발진된 레이저 빔 직경을 여기 전류에 따라 측정하였다. 레이저 결정으로부터 $z = 36 \text{ cm}$ 떨어진 위치에서 Knife edge 방법을 사용하여 측정한 레이저 빔 직경 ($2w(z)$)은 인가 전류 1.0, 1.8, 2.5 A에서 각각 5.7, 6.5, 6.8 mm로서 큰 변화를 보이지 않았다. 이와 같은 결과는 결정 위치에서의 TEM_{00} 공진 모드 직경 $2w_0$ 가 각각 83, 73, 70 μm 에 대응되어 모드 직경 변화가 크지 않으며, 최대 여기 전류 2.5 A (여기광 세기 2.0 W)에서 열렌즈 초점 거리가 공진기 길이 0.8 mm에 비해서는 매우 크다는 것을 의미한다. 따라서 열렌즈 효과에 의한 공진 모드 파장 이동은 광축상의 평균 온도 $\langle T \rangle$ 의 변화로 야기되는 광경로 길이 변화에 의한 공진 모드 파장 이동에 비해 상당히 작다고 볼 수 있다. 그러므로, 평면 거울로 구성된 Fabry-Perot형 레이저 공진기에서 예측된 실험식 (3)을 본 실험 결과에 적용해도 오차가 크지 않음을 예상할 수 있다.

그림 10은 그림 6의 레이저 발진 출력 측정과 동시에 측정한 발진 파장 이동을 식 (3)을 적용하여 구한 $\langle T \rangle$ 변화를 보여주는 그래프이다. 그림 6에서 구리판 직경 D 가 0.8 mm에서 3.7 mm (결정 두께의 약 5배)로 증가하였음에도 레이저 출력은 거의 영향을 받지 않지만, 그림 10은 결정 내부의

FIG. 10. Average temperature along the optical axis with pump power.

온도 변화가 D 에 매우 큰 영향을 받고 있음을 보여 주고 있다. $D = 0.8 \text{ mm}$ 로 결정 두께와 같은 경우 여기광 세기가 증가함에 따라 그림에 표시된 직선을 따라 거의 선형적으로 온도가 상승하고 있으며 최대 여기광 세기 2.0 W 에서 $< T >$ 가 약 30°C 정도로 상승하고 있다. $D = 0.8 \text{ mm}$ 로 결정 두께와 같아 열전달 거리가 짧기 때문에 발생한 열은 효율적으로 구리판으로 전달되어 최대 여기광 세기까지 $< T >$ 가 직선상에서 변화하고 있다. $D = 2.5 \text{ mm}$ 로 결정 두께의 3배 정도로 커진 경우에는 최대 여기광 세기에서 $< T >$ 의 변화가 41°C 정도까지 상승하고 있으나, 이 경우에도 최대 여기광 세기까지 선형적으로 직선(점선)을 따라 증가하고 있음을 확인할 수 있다. 직선의 기울기가 증가한 것은 D 가 커져서 발열 지점과 열을 구리판으로 전달하는 지점까지의 거리가 증가하였기 때문에 발열 지점의 온도가 상승한 효과로 해석할 수 있다. 한편, $D = 3.7 \text{ mm}$ 로 결정 두께의 5배 정도로 더욱 커진 경우에는 1.6 W 여기광 세기 정도까지는 $< T >$ 의 변화가 선형 증가 경향을 보이다가 이후 기울기가 더욱 가파른 또 다른 형태의 선형 증가 경향을 보이면서 최대 여기광 세기에서 62°C 까지 상승하고 있다. 이 경우에는 전체 여기광 세기 범위에서 $< T >$ 의 변화가 선형성을 따른다고 판단할 수 없는데, 이는 높은 여기광의 세기에서는 발생한 열이 온도 기울기에 의해 구리판 영역까지 전달될 때 발열 지점에 생기는 열축적 효과가 심각해졌기 때문이라고 이해된다.

IV. 결 론

본 연구에서는 도핑 농도가 $20 \text{ at.}\%$ 로 크고 0.8 mm 로 얇은 디스크형 Yb:YAG 결정에 930 nm LD를 여기광으로 하여 여기광에 대한 광변환 효율 34.8% , 흡수광에 대한 광변환 효율 43% 의 마이크로칩 레이저를 구현하였다. 발생한 열을 구멍이 있는 구리판을 사용하여 냉각시켰고 구리판 직경 D 에 따른 광축 영역의 평균 온도 변화를 레이저 피크 이동으로부터 관측하였다. $D \leq 3.7 \text{ mm}$ 영역에서 레이저 출력은 거의 변화가 없었으나, 광축 평균 온도 변화는 구리판 직경 D 에 매우 크게 의존함을 관측할 수 있었다. 특히 D 가 3.7 mm 로 결정 두께보다 상당히 큰 경우에는 높은 여기광 세기에서 매우 급격한 온도 상승을 확인할 수 있었다. 마이크로 칩 레이저 연구에서 레이저 피크 이동량을 광축 온도 변화로 해석한 본 연구 방법은 레이저 결정 내의 온도 변화를 측정하는데 효과적인 방법이 될 수 있으며, 준안정 3준위 레이저인 Yb 계열 레이저의 열적 현상들을 해석하고 최적의 마이크로 칩 레이저를 개발하는데 매우 유용한 도구가 될 수 있다. 이러한 방법을 더 정확하고 정밀하게 하기 위해서는 레이저 결정의 열렌즈 효과 등을 고려한 해석법으로 확장되어야 할 것이다.

감사의 글

이 논문은 2009년도 세종대학교 교내연구비 지원에 의한 논문임.

References

1. C. Bibeau, R. J. Beach, S. C. Mitchell, M. A. Emanuel, J. Skidmore, C. A. Ebberts, S. B. Sutton, and K. S. Jancaitis, "High-average-power $1\text{-}\mu\text{m}$ performance and frequency conversion of a diode-end-pumped Yb:YAG laser," IEEE J. Quantum Electron. **34**, 2010-2019 (1998).
2. P. Yang, P. Deng, J. Xu, and Z. Yin, "Growth of high-quality single crystal of 30 at% Yb:YAG and its laser performance," J. Crystal Growth **216**, 348-351 (2000).
3. T. Dascalu, "Edge-pump high power microchip Yb:YAG Laser," Romanian Reports in Phys. **60**, 977-994 (2008).
4. C. Li, Q. Liu, M. Gong, G. Chen, and P. Yan, "Modeling of end-pumped CW Yb:YAG lasers exhibiting non-uniform temperature distribution," Opt. Quantum Electron. **36**, 745-758 (2004).
5. R. J. Beach, "CW theory of quasi-three level end-pumped laser oscillators," Opt. Comm. **123**, 385-393 (1995).
6. J. Dong, M. Bass, Y. Mao, P. Deng, and F. Gan, "Dependence of the Yb^{3+} emission cross section and lifetime on temperature and concentration in yttrium aluminum garnet," J. Opt. Soc. Am. B **20**, 1975-1979 (2003).
7. F. D. Patel, E. C. Honea, J. Speth, S. A. Payne, R. Hutcheson, and R. Equall, "Laser demonstration of $\text{Yb}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YbAG) and materials properties of highly doped Yb:YAG," IEEE J. Quantum Electron. **37**, 135-144 (2001).
8. X. Wang, X. Xu, X. Zeng, Z. Zhao, B. Jiang, X. He, and J. Xu, "Effects of Yb concentration on the spectroscopic properties of $\text{Yb:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$," Spectrochimica Acta Part A **63**, 49-54 (2006).
9. S. Tokita, J. Kawanaka, M. Fujita, T. Kawashima, and Y. Izawa, "Sapphire-conductive end-cooling of high power cryogenic Yb:YAG lasers," Appl. Phys. B **80**, 635-638 (2005).
10. D. J. Ripin, J. R. Ochoa, R. L. Aggarwal, and T. Y. Fan, "165-W cryogenically cooled Yb:YAG laser," Opt. Lett. **29**, 2154-2156 (2004).
11. P. Wang, J. M. Dawes, P. Dekker, and J. A. Piper, "Highly efficient diode-pumped ytterbium-doped yttrium aluminum borate laser," Opt. Comm. **174**, 467-470 (2000).
12. J. T. Verdeyen, *Laser Electronics* (Prentice Hall, Englewood Cliffs, USA, 1995), Chapter 6.
13. O. L. Antipov, E. A. Anashkina, and K. A. Fedorova, "Electronic and thermal lensing in diode end-pumped Yb:YAG laser rods and discs," Quantum Electron. **39**, 1131-1136 (2009).