

반도체레이저 단면여기 Nd:S-VAP 레이저의 내부공진기 제2고조파 출력 특성

박준학 · 김병태

청주대학교 광학공학과

(2000년 3월 8일 받음, 2000년 6월 13일 수정본 받음)

반도체레이저로 단면 여기시킨 Nd:S-VAP 레이저의 내부공진기 제2고조파 출력특성을 조사하였다. 유도방출 단면적과 형광수명의 곱이 커 낮은 발진문턱 특성을 갖는 Nd:S-VAP 매질은 콤팩트한 마이크로칩 레이저에 적합하다. 내부공진기를 이용한 제2고조파 발진문턱에너지가 $81 \mu\text{J}$ 로 측정되어 쉽게 발진됨을 확인하였다. 여기에너지 2mJ 에서 제2고조파 에너지 $126 \mu\text{J}$ 을 얻었고, 내부공진기 제2고조파의 출력을 계산하여 이론적인 해석 근거를 제시하였다. Q-스위치된 제2고조파 출력은 펄스 폭 26ns 에 펄스당 에너지 $15 \mu\text{J}$ 로 저출력에서도 시·공간적으로 깨끗한 펄스를 얻었으며, M^2 도 1.47로 우수한 빔 특성을 나타내었다.

OCIS codes : 140.3480, 140.5680, 190.4360.

I. 서 론

현재 가시광 영역의 파장, 특히 녹색 파장 영역에서 발진하는 고체레이저는 디스플레이, 데이터 저장, 해저 통신, 정밀 가공 및 의료용 등 많은 분야에서 응용되고 있다.^[1,2] 이러한 레이저를 실현하기 위해서는 낮은 발진문턱, 높은 발진효율, 그리고 콤팩트한 공진기 구조가 요구된다. 따라서 레이저 매질은 큰 유도방출 단면적, 긴 형광수명, 여기 파장과의 정합성 및 경제성 등을 갖는 매질이 적합하다. 그중 이미 개발된 마이크로칩 레이저 매질로서 유도방출 단면적과 형광수명의 곱이 큰 매질인 Nd:YVO₄가 각광을 받게 되었다. Nd:YVO₄는 물리적, 화학적으로 안정된 우수한 매질이지만, 결정을 성장시키는 것이 어려워 유도방출 단면적이 크고 형광수명도 길며 결정 성장과 경제성에서도 유리한 새로운 매질로 Nd³⁺이 첨가된 S-VAP{Sr₅(VO₄)₃F, strontium fluorovanadate}가 개발되었다.^[3,4] 최근 Nd:S-VAP 매질의 낮은 발진문턱 특성에 대한 많은 실험들이 보고되었다.^[1,2] Nd:S-VAP는 단축결정으로 굴절률은 결정축(n_o , n_e)에 대하여 각각 1.81, 1.82이며, 809 nm를 중심으로 강한 흡수 파장영역을 형성하고, 1065 nm가 주 발진파장이다. 열 전도율은 $1.7 \text{W/m}\cdot\text{K}$ 로 YVO₄에 비해 낮은 단점이 있으나 온도변화에 따른 굴절을 변화는 결정축(n_o , n_e)에 따라 각각 $-11 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$, $-8 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ 로 음의 값을 갖고 있어 열렌즈 영향을 적게 받는다. $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ 천이에서 유도방출 단면적($5 \times 10^{-19} \text{cm}^2$)과 형광수명($230 \mu\text{s}$)의 곱이 Nd:YVO₄를 포함하는 그 어느 결정보다도 크기 때문에 보다 낮은 발진문턱 값을 가져 콤팩트한 마이크로칩 레이저에 적합한 매질로 평가된다.^[5] 콤팩트한 마이크로칩 레이저의 여기원으로서 반도체 레이저는 발진파장과 레이저 매질의 흡수파장이 잘 일치하여 열부하도 적고, 고품질의 레이저를 실현시킬 수 있게 되었으며, 레이저의 수명도 여기원으로 램프를 사용할 때 보다 더 길어지게 되어 기존의 램프류를 대체할 수 있게 되었다. 결과적으로 고효율 반도체레이저를 여기원으로 하는 고체레이저는

전 고체레이저 장치로서 고효율, 고품질, 긴 수명 및 소형화를 가능하게 하였다.

Nd:S-VAP와 같이 주 발진 파장이 $1 \mu\text{m}$ 대인 Nd³⁺이 첨가된 레이저 매질에서 녹색 영역의 레이저광을 얻기 위해서는 비선형 결정을 이용하여 고조파 변환시키는 방법을 이용한다. 낮은 강도를 갖는 저출력 레이저에서 일반공진기(external cavity) 형태는 변환효율이 낮아 효과적이지 못하고 비선형 결정을 공진기 내부에 위치시켜 공진기 내부의 높은 기본파 에너지를 이용하는 내부공진기(intracavity) 형태를 이용하는 것이 효과적이다.^[6] 내부공진기 형태에서는 비선형 결정 내에 기본파의 단면적을 최소화하여 집중시켜 제2고조파를 한 방향으로 출력시키는 집진각 공진기 형태를 이용하면 발진효율을 높일 수 있다.^[6,7] 고조파변환에 이용되는 비선형 결정으로는 발진파장 $1 \mu\text{m}$ 의 고체레이저 제2고조파 변환에 폭넓게 사용되며 비선형 광학계수가 크고, 위상정합 허용도와 허용 온도, 그리고 손상 문턱값도 큰 KTP가 적합하다.^[6]

본 논문에서는 반도체레이저를 여기원으로 사용하여 집진각 내부공진기형 Nd:S-VAP 레이저의 제2고조파 출력특성을 측정하고 해석하였으며, Nd:S-VAP가 콤팩트한 마이크로칩 레이저 매질로 적합함을 알아보았다.

II. 실험장치

그림 1에 실험에서 이용한 내부공진기형 Nd:S-VAP 레이저 구성의 개략도를 나타내었다. 여기원으로 사용된 반도체레이저는 양자우물 구조의 GaAlAs계 Quasi-cw 반도체레이저(SDL-2272-P1)로 펄스 당 에너지 1 J에 펄스폭을 500 ms까지 가변시킬 수 있다. 동작온도 28.5°C 에서 중심 발진파장이 809 nm, 발진 스펙트럼 반치폭은 1.6nm 이며 수직, 수평 발산각은 각각 28° , 10° 이다. 타원형태로 발진하는 여기광을 레이저 매질에 효과적으로 집중시키기 위해 콜리메이터 렌즈와 정형 프리즘쌍 및 집속렌즈로 이루어진 집속광학계를 사용하였다. 여

기방법은 단면여기를 사용하여 레이저 매질 단면에 집속시켜 여기광과 레이저 발진모드를 일치시켜 쉽게 발진할 수 있도록 하였다.

공진기는 하나의 평면거울과 두 개의 오목거울로 이루어진 접힌각 형태를 이용하였다. 전반사 거울은 평면거울로 크기가 $10 \times 10 \times 2 \text{ mm}^3$ 이며 808 nm에서 무반사, 1064 nm에서 전반사 코팅을 하였다. 출력거울은 직경이 1 inch에 곡률반경이 120 mm이며, 입사각도 15° 에서 1064 nm와 532 nm에 대해 각각 전반사, 무반사 코팅을 하였다. 비선형 결정에 기본파를 집속시키기 위한 전반사 거울은 직경 1 inch, 곡률반경이 60 mm로 1065 nm와 532 nm에 대해 모두 전반사 코팅을 하였다. 비선형 결정내에서 기본파의 빔 단면적을 좁게 형성시키기 위하여 출력거울과 전반사 거울의 곡률반경을 각각 120 mm와 60 mm로 사용하였고, 전체 공진기 길이는 약 300 mm이다. 레이저 매질은 809 nm를 중심으로 강력한 흡수 파장영역을 형성하며 중심 파장 1065 nm에서 발진하는 Nd^{3+} 이 0.38 at.% 첨가된 S-VAP 결정으로 크기가 $3 \times 3 \times 4 \text{ mm}^3$ 인 것을 사용하였다. Nd:S-VAP 결정의 단면은 기본파에 대하여 무반사 코팅을 하였다. Nd:S-VAP 결정과 전반사 거울의 사이는 얇은 종이 한 장 정도의 간격을 유지하고 있다. 비선형 결정은 비선형 광학계수가 크고, 위상정합 허용도와 허용온도 및 손상문턱값이 큰 $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ 크기의 KTiOPO_4 (KTP) type II를 이용하였다.

침투출력이 큰 레이저 펄스를 생성하기 위하여 Q-변환효율이 좋고, 능동적으로 변조할 수 있는 전기광학 Q-스위치 방법을 이용하였다. 본 실험에서는 $\text{KD}^*\text{P}(\text{KD}_2\text{PO}_4)$ 로 구성된 직경 10 mm의 전기광학소자(Cleveland Crystals:QX1020)와 구동원으로 1~9999 μs 까지 지연시간을 조정할 수 있는 고전압 펄스 발생기(Lasermetrics:GP4)를 사용하였다.

III. 내부공진기의 제2고조파 출력 계산

내부공진기를 이용한 제2고조파 발생에서 비선형 결정은 공진기 내부에 놓여지게 된다. 레이저 공진기 내에는 출력거울의 반사율에 비례하여 매우 높은 기본파 에너지가 형성되고, 높은 기본파 에너지는 비선형 결정을 통과하면서 제2고조파로 변환되어 출력된다. 이렇게 내부의 높은 에너지를 이용하므로

일반공진기를 이용한 고조파 발생보다 높은 변환효율을 얻을 수 있다.^[6]

맥스웰 방정식으로부터 비선형 결정내에서 기본파에 대한 제2고조파의 변환효율 η_{SHG} 는^[7]

$$\eta_{SHG} = 2 \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{\omega_1^2 d_{eff}^2 l_2^2 P_\omega \sin^2(\Delta k l_2 / 2)}{n_1^2 n_2 c^2 A (\Delta k l_2 / 2)^2} \quad (1)$$

가 된다. 여기서 μ_0 와 ϵ_0 는 각각 진공중에서의 투자율과 유전율이다. ω_1 는 기본파의 각주파수, d_{eff} 는 비선형 광학계수, l_2 는 비선형 결정의 길이, P_ω 는 기본파의 파워, Δk 는 고조파와 기본파 간의 위상차, n_1 과 n_2 는 각각 기본파 및 제2고조파에 대한 굴절률을 말한다. 또 c 는 빛의 속도, S 는 비선형 결정내에서 기본파의 단면적이다.

공진기 내에서 매질 길이에 따른 기본파 생성은^[1,8]

$$\frac{dP_\omega}{dz} = \frac{2\sigma\tau\lambda_p\alpha_p P_{po} \exp(-\alpha_p z) P_\omega}{hc\pi(S_p^2 + S_c^2)(1 + 4P_\omega/\pi S_c^2 I_s)} \quad (2)$$

에서 구할 수 있다. 여기서 σ 는 유도방출 단면적, τ 는 형광수명, λ_p 는 여기광의 파장, α_p 는 매질의 흡수계수, P_{po} 는 여기광의 파워, h 는 플랑크 상수, S_p 는 여기빔의 spot 반경, S_c 는 레이저 모드 반경, I_s 는 포화강도이다. 매질 내에서 진행되는 빔 단면적이 일정하다고 가정하고, 윗식을 적분하면 왕복이득(round-trip gain) K 는

$$K = \frac{4\sigma\tau\lambda_p P_{po} [1 - \exp(-\alpha_p l_1)]}{hc\pi(S_p^2 + S_c^2)(1 + 4P_\omega/\pi S_c^2 I_s)} \quad (3)$$

가 된다. 여기서 l_1 은 레이저 매질의 길이이다.

공진기 내에서 여기광에 의해 기본파는 증폭되고, 광학소자의 흡수, 산란 및 공진기를 구성하고 있는 거울 등의 불완전한 코팅 상태 등에 의한 손실이 공진기 내에서 발생하게 된다. 여기서 이득이 그 손실을 상회하게 되면 발진조건이 성립되며, 이 때 충분히 형성된 기본파 에너지는 비선형 결정을 통과하면서 제2고조파로 변환되어 출력된다. 정상발진 상태에서 공진기의 왕복이득은 전체 손실과 같게 된다. 전체 손실은 공진기 내에서 발생하는 손실과 공진기 밖으로 출력되는 투과손실로 나눌 수 있다. 여기서 투과손실은 레이저로 발진되는 에너지를 의미하게 되며, 공진기 내부에서 보면 제2고조파로 변환되어 출력되는 양이므로 왕복이득 K 는 공진기 내에서 발생하는 손실과 제2고조파로 변환되어 출력되는 에너지의 합과 같다고 할 수 있다. 이것을 식으로 표현하면^[11]

$$K = L_c + L_n \quad (4)$$

로 쓸 수 있다. 여기서 L_c 는 공진기 내에서 발생하게 되는 기본파에 대한 거울에서의 반사와 매질에서의 흡수 및 산란 등에 의한 모든 손실을 말한다. L_n 은 제2고조파로 변환되어 공진기 밖으로 출력되는 제2고조파 에너지를 의미한다. 만일 제2고조파로 변환되는 에너지가 모두 출력된다면 식 (4)에서 L_n 은 $\eta_{SHG}(=P_{2\omega}/P_\omega)$ 로 기본파와 제2고조파의 비로 정의할 수 있다. 위상정합 조건을 만족할 때 $n_1=n_2$, $\Delta k=0$ 이 되므로 식 (1)은

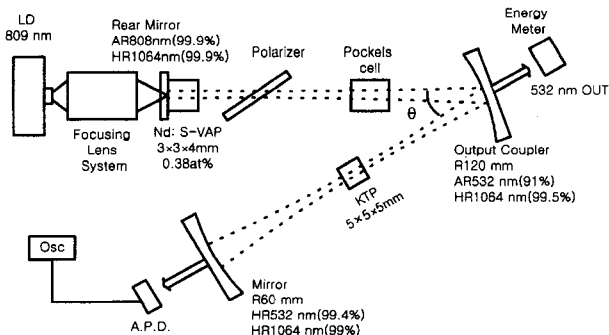


그림 1. 반도체레이저 단면여기 Nd:S-VAP 레이저의 내부공진기 개략도.

$$L_n = 2 \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{\omega_1^2 d_{eff}^2 J_2^2}{n^3 c^2} \cdot \frac{P_\omega}{\pi S_c^2} \quad (5)$$

로 쓸 수 있다. 이제 식 (3)과 식 (5)를 식 (4)에 대입하고, 기본파의 파워 P_ω 에 대한 식으로 정리하면

$$P_\omega^2 + AP_\omega - B = 0 \quad (6)$$

을 얻게 된다. 식 (6)은 다시

$$P_\omega = \frac{(A^2 + 4B)^{1/2} - A}{2} \quad (7)$$

가 된다. 여기서

$$A = \frac{\pi S_c^2}{4} \left(\frac{n^3 c^2 L_c}{(\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} \omega_1^2 d_{eff}^2 J_2^2} + I_s \right),$$

$$B = \frac{\pi^2 S_c^4 n^3 c^2 I_s}{16(\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} \omega_1^2 d_{eff}^2 J_2^2} \left(\frac{4\sigma\tau\lambda_p P_p [1 - \exp(-\alpha_p I_1)]}{hc\pi(S_p^2 + S_c^2)} - L_c \right)$$

이다.

제2고조파의 출력 $P_{2\omega}$ 는 기본파에 대한 제2고조파의 출력비 $P_{2\omega}/P_\omega$ 를 의미하는 식 (5)에 식 (7)을 대입한

$$P_{2\omega} = \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{\omega_1^2 d_{eff}^2 J_2^2}{n^3 c^2} \cdot \frac{(\sqrt{A^2 + 4B} - A)^2}{\pi S_c^2} \quad (8)$$

에서 구할 수 있다. 제2고조파의 출력을 계산하기 위해서는 식 (4)의 공진기 손실 L_c 를 결정해야 한다. 기본파에 대한 공진기 내에서 발생하는 손실 L_c 는

$$L_c = \left(\frac{\eta_q \lambda_p}{\eta \lambda} - 1 \right) T \quad (9)$$

로부터 구할 수 있다. 여기서 η_q 는 양자효율로 본 연구실에서 측정된 값인 58.54%를 이용하고^[10], η 는 기울기 효율로 그림 1의 공진기에서 기본파의 정상발진을 위하여 최적상태로 판단된 반사율 73%의 출력거울로 구성된 공진기에서의 효율 38.1%를 사용하였다. 또 λ_p 는 여기광의 파장, λ 는 기본파의 파장, T 는 출력거울의 투과율이다. 이들 데이터로 계산하여 얻은 L_c 는 약 0.045이다. 식 (5)의 L_n 은 제2고조파로 변환된 에너지 전부가 출력된다는 것을 의미한다. 그러나 본 연구에 사용된 출력거울의 코팅상태로 볼 때 제2고조파에 대한 반사 손실을 무시할 수 없기 때문에 제2고조파에 대한 공진기 내에 잔류하는 손실 즉, 출력거울과 전반사거울에서의 제2고조파에 대한 반사 손실 및 비선형 결정에서의 손실 등을 측정하여 얻은 10.7%를 L_n 에 반영시켜 내부공진기의 제2고조파 출력을 계산하였다.

IV. 실험결과 및 해석

4.1. 정상발진(free running) 출력 특성

그림 1의 공진기 구조를 최적화시키기 위하여 접힌각도 θ

에 따른 출력효율의 변화를 5°씩 변화시키며 측정하여 최적각도 30°를 얻었다.

내부공진기 제2고조파의 여기에너지에 대한 출력에너지를 에너지미터(Melles Griot:13PEM001)로 측정하여 그 결과를 계산값과 같이 그림 2에 나타내었다. Nd:S-VAP 매질은 여기광의 펄스폭이 900 μs일 때 가장 높은 출력효율을 보인다. 이것은 Nd:YAG 매질이 통상 펄스폭 300 μs 부근에서 가장 높은 효율을 보이는 것과 비교하면 Nd:YAG 매질에 비해 Nd:S-VAP 매질이 여기원인 반도체레이저를 3배 더 효과적으로 사용할 수 있음을 의미한다.^[5] 여기에너지 2 mJ에서 제2고조파 에너지 126 μJ를 출력시켜 발진효율 6.3%, 기울기효율 8.2%를 얻었다. 측정된 데이터를 그림에서 ●으로 나타내었다. 실선은 본 실험조건을 대입하여 계산한 값으로 여기에너지 2 mJ에서 제2고조파 출력에너지는 138 μJ이었으며 발진효율 6.9%, 기울기 효율은 8.7%로 나타났다. 실험에서 얻은 레이저 출력 에너지와 계산 결과 사이에 발생한 약간의 차이는 사용된 모든 식에서 위상차 Δk 가 0으로 가정된 상태에서 계산하였기 때문에 KTP의 온도 상승 및 기본파의 발산각 등에 의해 발생하는 위상차의 영향을 적용시키지 못했고, 접힌각 공진기 구조에 의한 수차 등이 레이저 출력에 영향을 미친 것으로 판단된다.

그림 3은 여기에너지 300 μJ까지의 출력특성을 확대하여 내

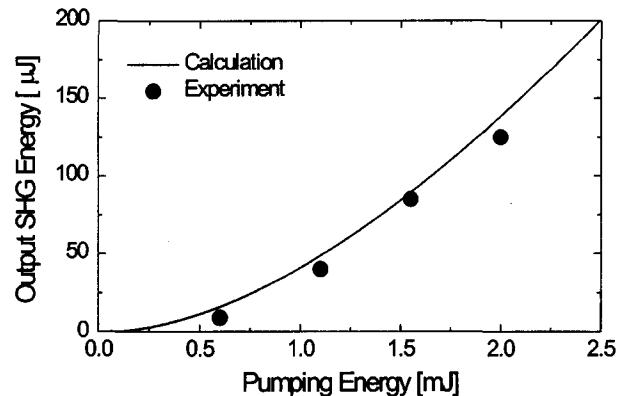


그림 2. 여기에너지에 대한 제2고조파의 출력 특성.

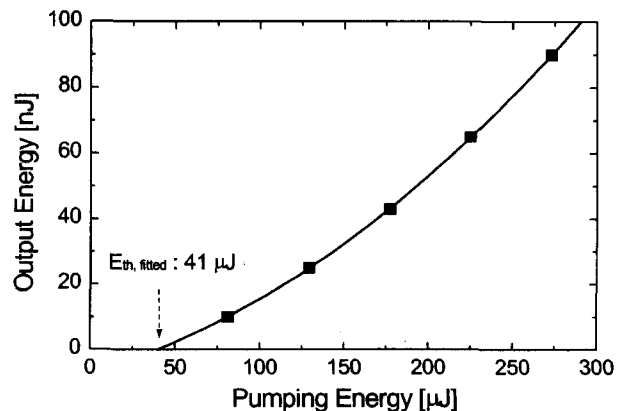



그림 3. Nd:S-VAP 레이저의 발진문턱값 및 출력 특성.

부공진기 형태를 갖는 Nd:S-VAP 레이저의 제2고조파 정상발진에서 발진문턱값을 측정된 결과를 으로 나타낸 것이다. 측정된 제2고조파 발진 문턱에너지는 81 μJ이었다. 그림에서 실선은 측정 데이터를 이용하여 fitting한 것으로 발진 문턱값이 41 μJ까지도 낮아질 수 있다는 것을 알 수 있다. Nd:S-VAP 매질은 유도방출 단면적과 형광수명의 곱이 커 Nd:YAG 매질과 비교하여 기본파 발진에서 뿐만 아니라 내부공진기를 이용한 제2고조파 발생에서도 낮은 발진문턱값을 갖는다^{5,11}는 것을 확인할 수 있었다.

출력되는 레이저의 빔 특성을 해석하기 위하여 먼저 발산각을 측정하였다. 측정값은 수직, 수평에 대하여 각각 2.7 mrad, 4.3 mrad으로 수직 발산각에 대해 수평 발산각이 1.6배 큰 타원 형태를 나타내었다. 이것은 반도체레이저로부터 나오는 광을 집속광학계로 집속시켰을 때 측정된 수평 스폿 직경이 수직에 대해 1.9배인 것과 비교하여 볼 때, 측정상의 오차를 감안하면 발산각이 약간 타원형태로 나타나는 것은 여기원인 반도체레이저의 타원형 빔이 완전히 원형으로 보정되지 않았기 때문에 생기는 것으로 볼 수 있다. 빔 단면 강도분포를 출력 거울로부터 20 cm 떨어진 곳에서 측정하여 그림 4에 나타내었다. 빔 단면은 수직, 수평 형태에 대해 비교적 깨끗한 가우시안 형태를 얻었다. 빔 질을 평가하는 M^2 는 $M^2 = \pi r_s \theta / \lambda$ 로부터 구할 수 있는데, 여기서 r_s 는 집속 빔 반지름, θ 는 발산각, 그리고 λ 는 레이저 발진파장을 의미한다. 집속된 빔의 반지름

은 수직, 수평에 대하여 각각 68 μm, 75 μm로 측정되어 M^2 는 수직, 수평에 대하여 각각 1.1, 1.9이고, 평균값은 1.47로 우수한 빔 특성을 얻었다. 그림 5에는 제2고조파의 출력 스펙트럼을 나타내었다. 출력되는 제2고조파의 파장변화를 측정하기 위하여 0.1 nm의 파장분해능을 갖는 스펙트럼 분석기 (Anritsu:MSPO30A)를 사용하였다. 측정된 중심발진 파장은 532.8 nm, 반치폭(FWHM)은 1.22 nm로 측정되었다.

4.2. Q-switching 출력 특성

고강도의 레이저 펄스를 생성시키기 위한 Q-스위치는 Q-변환효율이 좋고, 능동적으로 변조할 수 있는 전기광학 방법을 이용하였다. 레이저빔을 선편광(P편광)된 성분으로 만들기 위해 편광자를 사용하였고 광축에 대해 약 56°로 놓았을 때 가장 효율이 좋았으며, 이때 편광된 레이저빔에 대해서 95% 투과율을 갖는 것으로 측정되었다. 전기광학소자에 주어지는 인가전압은⁹ 약 3 kV로 계산되었으나 실제 실험에서는 3.6 kV 일 때 가장 좋은 레이저 발진특성을 보였다. 레이저 출력 펄스파형은 상승시간 2 ns의 특성을 갖는 실리콘 에버라치 포토 다이오드(Hamamatsu:S-2382)와 200 MHz의 디지털 오실로스코프(Tektronix:TDS820)로 측정하였다.

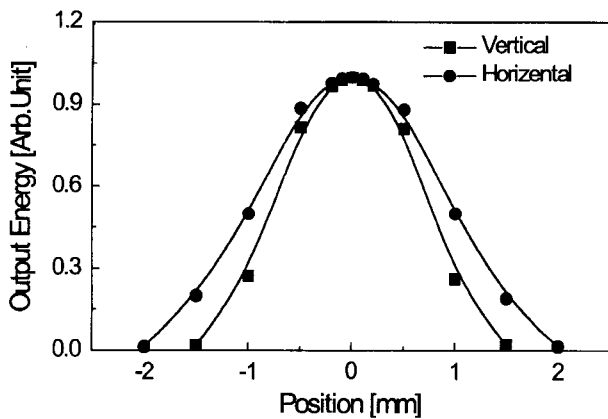


그림 4. 제2고조파의 빔 단면 강도분포.

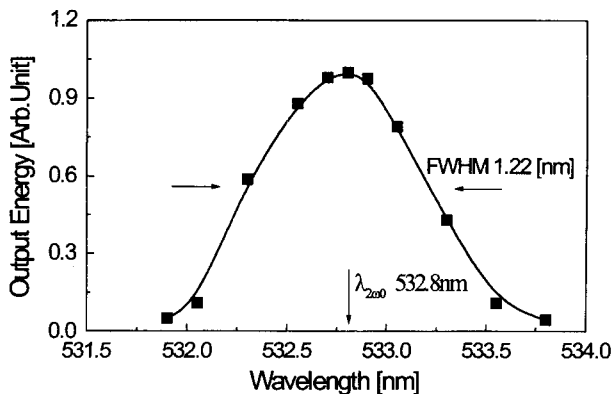


그림 5. 제2고조파의 출력 스펙트럼 분포.

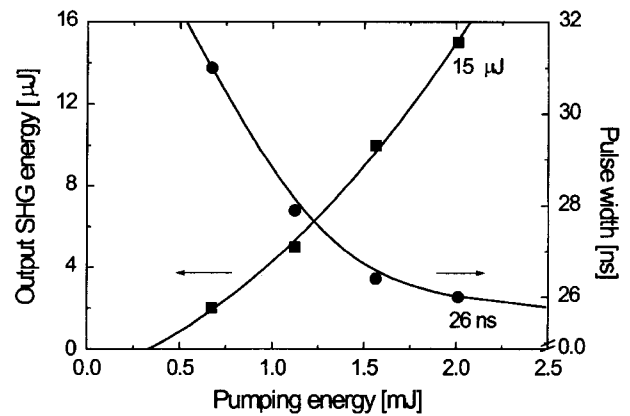


그림 6. 여기에너지에 대한 제2고조파의 Q-스위치 출력 에너지와 펄스폭.

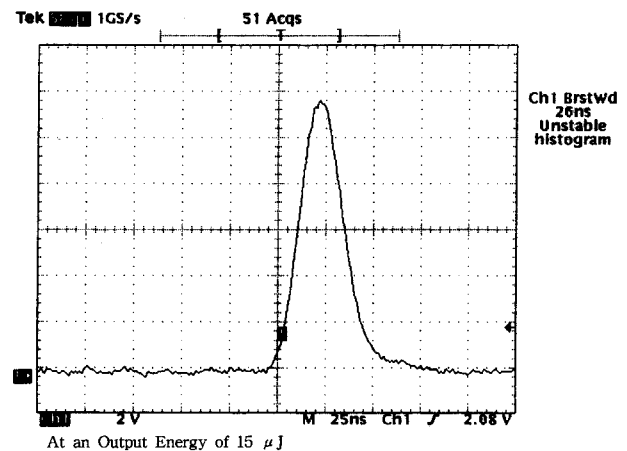


그림 7. 제2고조파의 Q-스위치 출력 펄스 파형.

Q-스위치된 제2고조파의 출력특성은 반도체레이저의 구동원인 입력 펄스폭과 이로부터 트리거되는 고전압펄스 사이의 시간지연에 따라 결정된다. 반도체레이저의 구동 펄스폭을 900 μ s로 고정시킨 후 고전압펄스의 시간지연을 10 μ s씩 변화시켜 가며 측정하여 지연시간이 890 μ s 일 때 가장 좋은 결과를 얻게 되었다. 그림 6에 전기광학소자의 인가전압 3.6 kV, 펄스의 지연시간 890 μ s 일 때 여기에너지 변화에 따른 Q-스위치 출력특성을 나타내었다. 여기에너지 2 mJ에서 Q-스위치된 제2고조파 출력 에너지 15 μ J을 얻었고, 펄스폭 26 ns로 첨두출력은 577 W였으며 이 때의 펄스 형태를 그림 7에 나타낸다. 펄스 형상은 낮은 에너지에서도 비교적 깨끗한 형태를 보이고 있어 공진기가 잘 구성되었음을 간접적으로 알 수 있었다. 일자형 공진기에서 공진기를 최적화시킨 조건인 곡률반경 120 mm, 반사율 73%를 갖는 출력거울을 사용하였을 때 Q-스위치된 기본파의 출력에너지는 33 μ J이었다^[10]. 접힌각 공진기에서 Q-스위치된 제2고조파의 출력에너지 15 μ J은 일자형 공진기에 비해 공진거리가 약 2배 이상 길어졌고, 접힌각에 의한 수차의 영향 등을 감안할 때 저출력에서 비교적 효율 높게 제2고조파 에너지가 얻어졌음을 알 수 있다.

V. 결 론

반도체레이저로 단면여기시킨 Nd:S-VAP 레이저의 내부공진기 제2고조파 출력특성을 조사하였다.

내부공진기 형태를 이용하여 정상발전일 때 제2고조파 발전 문턱에너지는 81 μ J로 측정되었다. 이것으로 Nd:S-VAP 매질은 내부공진기를 이용한 제2고조파에서도 쉽게 발전됨을 알 수 있었고, 콤팩트한 마이크로 칩 레이저 매질로서 가능성을 확인하였다. 제2고조파의 출력은 여기에너지 2 mJ에서 126 μ J로 측정되어 발전 효율 6.3%, 기울기 효율 8.2%를 얻었다. 출력되는 제2고조파를 이론을 통하여 계산한 결과 여기에너지 2 mJ에서 138 μ J의 출력에너지를 얻어 이론적인 해석 근거를 제시하였다. 제2고조파의 Q-스위치 특성은 여기에너지 2 mJ에

서 출력 펄스폭 26 ns에 펄스당 에너지 15 μ J로 첨두출력 577 W인 깨끗한 펄스를 얻었다. 제2고조파의 스펙트럼 반치폭은 1.22 nm, M^2 는 수직, 수평에 대해 각각 1.1, 1.9로 평균 1.47을 나타내어 우수한 결과를 보였다.

반도체레이저를 여기원으로 하는 Nd:S-VAP 레이저는 적외선 영역 뿐만 아니라 가시광 영역에서도 마이크로칩 레이저로 충분한 가능성을 보였으며 보다 많은 분야에서 효과적으로 이용될 수 있으리라 판단된다.

감사의 글

본 연구는 한국과학기술원 전자광학 특화연구센터의 연구비 지원으로 수행되었습니다.

참고문헌

- [1] S. Zhao, Q. Wang *et al.*, *Opt. Eng.* **36**, 3107 (1997).
- [2] D. Shen *et al.*, *Appl. Opt.* **37**, 7785 (1998).
- [3] Q. Wang, S. Zhao, and X. Zhang, *Opt. Lett.* **20**, 1262 (1995).
- [4] L. D. DeLoach and S. A. Payne, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1208 (1994).
- [5] B. T. Kim and T. S. Kim, *J. Korean Phys. Soc.* **34**, 185 (1999).
- [6] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer-Verlag, Heidelberg, 1996).
- [7] R. G. Smith, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-6**, 215 (1970).
- [8] D. Shen, A. Liu, J. Song, and K. Ueda, *Appl. Opt.* **37**, 7785 (1998).
- [9] T. Y. Fan, G. Huber, *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 924 (1988).
- [10] 김태석, 석사학위논문 (청주대학교, 1997).
- [11] 김태석, 이형권, 이종용, 정치섭, 김병태, *한국물리학회* **8**, 54 (1995).

Output characteristics of intracavity frequency doubling of laser-diode end-pumped Nd:S-VAP laser

Joon-Hak Park and Byung-Tai Kim

Department of Optical Engineering, Chongju University, Chongju 360-764, Korea

(Received March 8, 2000, Revised manuscript received June 13, 2000)

The output characteristics of intracavity frequency doubling of laser-diode end-pumped Nd:S-VAP laser were investigated. Nd:S-VAP is suitable for a microchip laser medium, which has a low threshold property because of a very high value of the stimulated emission cross-section and lifetime product. The threshold energy measured was 81 μ J. The second harmonic output energy measured was 126 μ J at a pump energy of 2 mJ. We described for intracavity frequency doubling by using theoretical calculations. Q-switched second harmonic energy measured was 15 μ J per pulse with a pulse-width of 26 ns at a pump energy of 2 mJ and an M^2 of 1.47 represented a good beam quality.

OCIS codes : 140.3480, 140.5680, 190.4360.