

## KDP 결정을 이용한 Nd:YAG 레이저 광의 제3고조파 변환에 관한 연구

장 용 무\*  
강 형 부한 양 대  
전 기 과A Study on Third Harmonic Conversion of Nd:YAG Laser Beam  
Using KDP CrystalCHANG YONG MOO\*  
KANG HYUNG BOOHAN YANG UNIV.  
Dept. Elec. Eng.

## 1. 서 론

1961년 Franken<sup>1)</sup>에 의해 광의 제2고조파 변환이 실현된 후, 비선형 광학의 눈부신 발전과 더불어 최근 핵융합, x-선 lithography, 레이저에 의한 동위체 분리 등 여러 분야에서 단파장의 레이저가 요구되고 있다.<sup>2)</sup> 현재 개발중인 Excimer레이저, 자유전자 레이저등은 대출력화가 미흡하다. 그러므로 대출력의 단파장 폴스를 얻기 위해서는 KDP와 같은 비선형 광학 소자를 이용하여 1.064 μm의 레이저 폴스를 제2, 제3 고조파로 변환시켜 단파장(382 nm) 폴스를 얻는것이 가장 유리하다.

본 연구에서는 Nd:YAG 레이저의 파장 1.064 μm 레이저 폴스에 대한 제3 고조파 변환에 관해 수치 해석 하여 입사 레이저 폴스 강도에 따른 제3 고조파 변환 효율 및 입사 편광각 θ<sub>P</sub> 및 위상 부정합각 θ<sub>m</sub>의 변화에 따른 변환 효율 등을 구했으며, 폴스 강도와 rising time이 제3 고조파 변환 효율에 주는 영향등을 알아보았다.

## 2. 제3 고조파 변환 방정식

Armstrong<sup>3)</sup> 등에 의해 제시된 고조파 변환 방정식은 아래식<sup>4)</sup>으로 주어지며 그 계학도는 그림 1과 같다.

$$\frac{dE_1}{dz} = -\frac{1}{2}\gamma_1 E_1 - iKE_2 E_1^* \exp(-i\Delta kz) \quad (1)$$

$$\frac{dE_2}{dz} = -\frac{1}{2}\gamma_2 E_2 - iKE_3 E_2^* \exp(-i\Delta kz) \quad (2)$$

$$\frac{dE_3}{dz} = -\frac{1}{2}\gamma_3 E_3 - i3KE_1 E_2 \exp(i\Delta kz) \quad (3)$$

여기서  $E_j$ 는  $z$ 방향으로 진행하는 수성원 복소 전계 벡터로서 계산의 간편화를 위해  $E_J = n_J \cdot E_J'$  (단,  $E_J'$ 는 복소전계 벡터,  $n_J$ 는  $J$ 파의 굴절율)로 수정 하였다. 그림 1에서 보는 바와 Type - I KDP 결정에 의한 제3 고조파 변환의 경우, 첨자  $J$  ( $J = 1, 2, 3$ )는 각각 기본파 상광선, 제2 고조파 상광선 및 제3 고조파 이상광선을 나타낸다. 또 Type - II의 경우는  $J = 1$  이 기본파 이상광선을 나타내고,  $j = 2, 3$ 은 Type - I의 경우와 동일하다.  $\gamma_J$ 는 비선형 매질의 흡수 계수이다.

$\Delta k$ 는  $\Delta k = k_3 - (k_1 + k_2)$ 로서 파수의 부정합을 나타낸 것으로서 위상 정합각과 진행파의 방향이 이루는 부정합각  $\Delta\theta$ 에 비례한다. 또,  $K$ 는 식(4)로 주어지며, 굴절율에 대한  $\Delta k$ 식은 Type - I KDP 결정인 경우 식(5)로, Type - II KDP 결정인 경우에는 식(6)으로 주어진다<sup>5)</sup>.

$$K = \frac{\omega}{2c} \frac{1}{\sqrt{n_1 n_2 n_3}} \cdot \frac{d_{eff}}{\epsilon_0} \quad (4)$$

$\epsilon_0$  : permittivity of free space

c : velocity of light in vacuum

$$\Delta k = \frac{\omega}{c} (3n_3(\theta) - 2n_2 - n_1) \quad (5)$$

$$\Delta k = \frac{\omega}{c} (3n_3(\beta) - 2n_2 - n_1(\theta)) \quad (6)$$

식(4)의  $d_{eff}$ 는 KDP 결정의 실효적 광학상수로서

Type - I KDP 결정은 식(7)에서 KDP 결정을  $\phi = 90^\circ$ 로 절단 했을 때  $d_{eff}$ 는 최대값을 갖게되며,

Type - II 의 경우에는  $\phi = 0^\circ$ 로 결정을 절단 했을 때 식(8)의  $d_{eff}$ 값이 최대가 된다.

$$d_{eff} = d_{36} \sin 2\phi \cdot \sin \theta_m \quad (7)$$

$$d_{eff} = d_{36} \cos 2\phi \cdot \sin \theta_m \quad (8)$$

$\theta_m$  : phase matching angle.

3. 제3고조파 변환의 수치해석 결과 및 고찰  
Polarization mismatch 법은 그림1(b)에 있는 바와 같이 doubler와 tripler가 모두 Type - II KDP 결정을 사용한 것으로써 입사기본파의 편광각  $\theta_p$ 는 doubler의 상광선축에 대해  $\theta_p = \tan^{-1}(1/\sqrt{2}) \sim 35.5^\circ$ 이다. 이것은 doubler에 입사되는 기본파 펄스의 상광선축방향과 이상광 선축방향의 강도비가 2 : 1 이 되게하여 doubler로써 기본파 펄스의 일부( $\sim 66.7\%$ )를 제2고조파 변환시켜 tripler에 입사되는 제2고조파와 기본파 펄스의 강도비가 2 : 1이 되게 하여 tripler의 이상광선축 방향으로 편광된 제3고조파변환 펄스가 출력되게 하는 방법이다.

KDP 결정에 대한 제3고조파 변환방정식인

식(1) - 식(3)을 Runge-Kutta 법에 의해 polarization-mismatch 법에 의한 제3고조파 변환을 수치해석하였다.

입력레이저 펄스는 완전히 선형편광 되었고,

시간 t에 대하여 gauss형이며, 공간강도분포는 일정하다고 가정한 식(9)으로 하였다<sup>6)</sup>.

$$I(t) = I_{peak} \cdot \exp(-t^2/T^2) \quad (9)$$

$T$ : gaussian pulse width

또 흡수계수  $\gamma_J$ 는  $\gamma_0 = 0.058 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\gamma_0 = 0.020 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\gamma_0 = 0.0 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\gamma_0 = 0.0 \text{ cm}^{-1}$ 로 하였다<sup>7)</sup>. 기본파펄스의 파장  $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ 에 대한 Type - II KDP 결정의 위상정합각은 doubler의 경우는  $\theta_m = 1.0284[\text{rad}]$ , tripler는  $\theta_m = 1.0439 [\text{rad}]$ 이며, K는  $K_{\text{double}} = 1.128 \times 10^{-6}/V$ ,  $K_{\text{triplet}} = 1.096 \times 10^{-6}/V$  (단,  $d_{36} = 6.9 \times 10^{-24} [\text{As}/\text{V}]$ )이다.

그림2와 그림3은 최적위상정합 되었고  $\theta_p$ 가  $35.5^\circ$  일때 결정의 두께를 파라메타로 했을 때의 제3고조파 변환 효율을 나타낸 것이다. 여기서 doubler와 tripler의 두께는 같게 하였다. Gauss 형 입사펄스의 최대강도가  $0 \sim 500 \text{ MW/cm}^2$  일때 그림2에서 보는 바와 같이 두께가 두꺼워질수록 변환효율은 증가했으나  $L_d = L_t = 35 \text{ mm}$ 일 경우  $400 \text{ MW/cm}^2$  이후 변환효율은 감소하였다.

그림3은 doubler에 입사되는 펄스의 최대강도가  $0 \sim 6 \text{ GW/cm}^2$  일때 제3고조파 변환효율을 나타낸 것이다. 그림3에서는 KDP 결정의 두께에 따라 최대변환효율에 대응되는 펄스강도의 범위가 뚜렷이 나타난다. 즉,  $3 \sim 4 \text{ GW/cm}^2$ 의 펄스에 대해  $L_d = L_t = 11 \text{ mm}$ 일때 변환 효율이 80% 이상이 되었으며, 결정의 두께가 두꺼울수록 낮은 강도 쪽으로 변환효율의 최대값이 이동되는 것을 알 수 있다.

그림4와 그림5는 위상부정합각  $\Delta\phi$ 에 대한 제3고조파 변환 효율을 나타내었다.  $L_d = L_t = 30 \text{ mm}$ ,  $I_0 = 300 \sim 400 \text{ MW/cm}^2$  인 경우에 그림4에 보는 바와 같이 최적위상정합에서 부터 이탈된 각

$\Delta\theta_d = \Delta\theta_t$  가 100  $\mu\text{rad}$  정도 될 때 0  $\mu\text{rad}$  일 때보다 20% 정도 변환효율이 감소되는 것을 알 수 있다.

또 그림 5에서는  $\Delta\theta_d$  와  $\Delta\theta_t$  가 같이 0 ~ 500  $\mu\text{rad}$  으로 변할 때 변환 효율로서  $\Delta\theta_d = \Delta\theta_t = 100 \mu\text{rad}$  으로 위상정합을 하였을 때 최대 강도가 3 ~ 4  $\text{GW}/\text{cm}^2$  인 기본파펄스는 70% 이상의 제3고조파 변환효율을 유지 할 수 있다.

입사평광각  $\theta_p$  의 변화에 따라서 제3고조파 변환효율이 어떻게 변하는가를 그림 6과 그림 7로 알 수 있다. 그림 6과 같이 입사파의 최대강도 300 ~ 400  $\text{MW}/\text{cm}^2$  정도의 펄스는  $\theta_p \geq 35^\circ$  인 경우보다  $\theta_p \leq 35^\circ$  인 때가 변환효율의 변동이 작다는 것을 알 수 있다. 또 최대강도 3.5  $\text{GW}/\text{cm}^2$  정도일 때는 그림 7에서 보는 바와 같이  $\theta_p = 35^\circ$  일 때가 가장 높은 변환효율을 얻을 수 있으며  $\pm 1^\circ$  정도의 오차에서도 변환효율은 5% 이내의 감소를 보았다.

그림 8과 9는 angular-detuning법에 의한 제3 고조파 변환효율을 나타 낸 것으로서 그림 1(a) 에서와 같은 특수한 파장판이 필요치 않는 Type-I doubler와 Type-II tripler의 조합을 이용하였다. 기본파의 최대강도가 300 ~ 400  $\text{MW}/\text{cm}^2$  일 때  $\Delta\theta_d$  를 70 ~ 100  $\mu\text{rad}$  으로 위상정합하여 50 ~ 60%의 변환효율을 구했으며 3 ~ 4  $\text{GW}/\text{cm}^2$  의 기본파에 대해서는  $\Delta\theta_d$  를 200  $\mu\text{rad}$  일 때 약 50%의 변환효율을 얻었으나 위상부정합각의 변동에 매우 민감한 것을 알 수 있었다.

그림 10과 11은 polarization-bypass법에 의한 것으로서 위상부정합각  $\Delta\theta$  의 변화에 따라 효율이 급격히 감소되는 걸점을 알 수 있으며 위상부정합각에 민감하지 않는 결정이 개발될 경우 높은 효율이 기대되는 방법으로 생각 된다.

#### 4. 결 론

이상의 결과로 부터 최대강도가 300 ~ 400  $\text{MW}/\text{cm}^2$  인 1.064  $\mu\text{m}$  의 gauss형 Nd:YAG 레이저펄스의 제3고조파변환은  $L_d = L_t = 30\text{mm}$  일 때 최적위상 정합 조건에서 65%정도의 변환효율을 얻었으며, 최대강도가 3 ~ 4  $\text{GW}/\text{cm}^2$  정도 1.054  $\mu\text{m}$  파장의 대출력 Nd:글라스 레이저의 출력펄스는  $L_d = L_t = 11\text{mm}$ , 위상부정합각  $\Delta\theta = 100 \mu\text{rad}$ ,  $\theta_p = 35^\circ \pm 1^\circ$  의 경우에 제3고조파 변환효율이 75% 이상의 높은 효율을 얻을 수 있었다.

#### 5. 참고문헌

- 1) P. A. Franken et al., Phys. Rev. Lett., 7, p118, 1961.
- 2) H. Nishimura et al., Phys. Rev., A23, p2001, 1981.
- 3) J. A. Armstrong et al., Phys. Rev., 127, p1918, 1962.
- 4) R. S. Carton, IEEE J. Quantum Electron., QE - 17, p1771, 1981.
- 5) R. S. Carton et al., ibid, QE - 17, p1781, 1981.
- 6) Rep. UCRL-50021-76, 1977.
- 7) Rep. UCRL-50021-79, 1980.

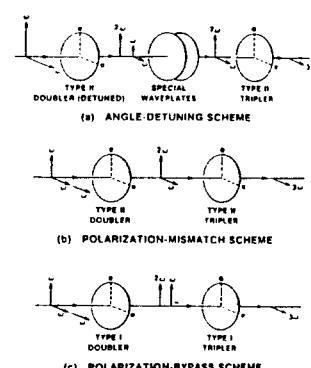


그림 1.

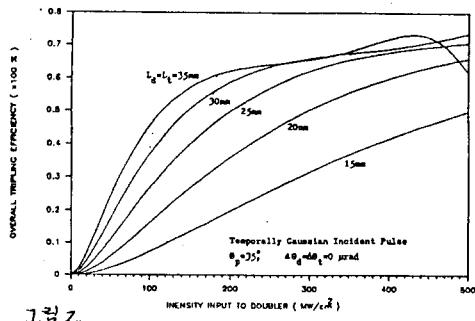


그림 2-1.

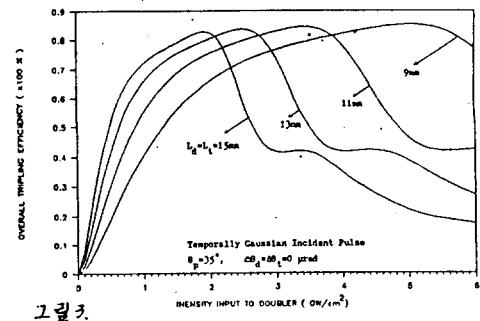


그림 2-2.

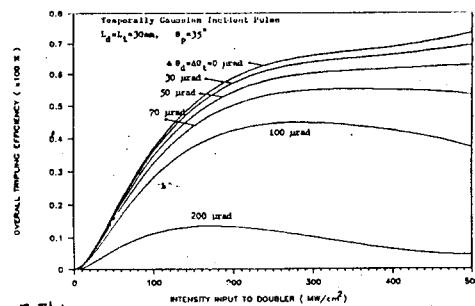


그림 2-3.

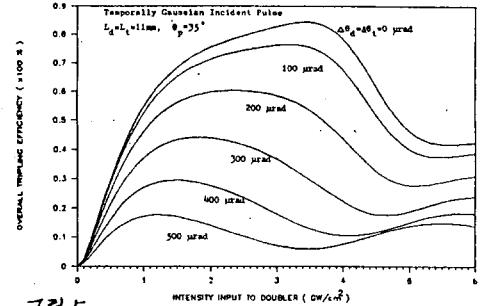


그림 2-4.

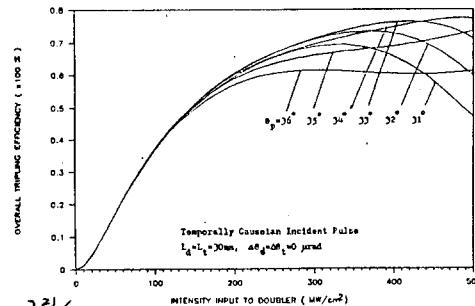


그림 2-5.

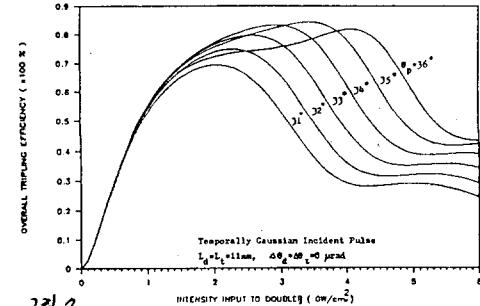


그림 2-6.

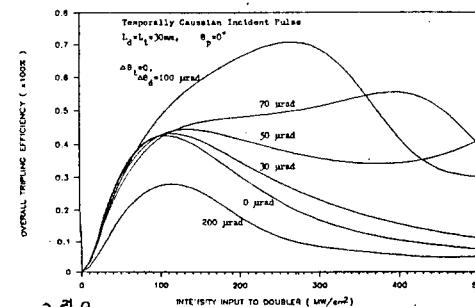


그림 2-7.

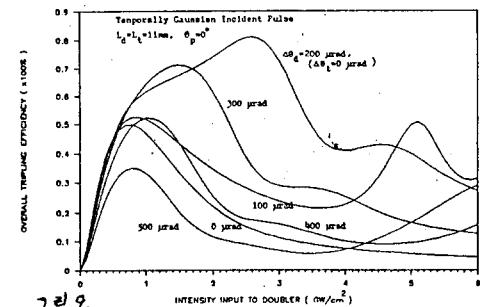


그림 2-8.

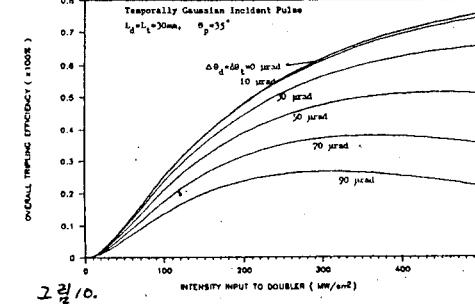


그림 2-9.

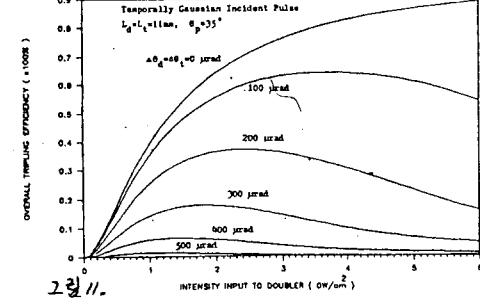


그림 2-10.