

## 제2종 위상정합용 KTiOPO<sub>4</sub>와 고리형 공동을 이용한 제2고조파 발전

김경범 · 박주현 · 노재우

인하대학교 물리학과

(1998년 5월 30일 받음, 1998년 7월 9일 수정본 받음)

진동수 안정화된 Nd:YAG 레이저, KTP 단결정, 그리고 외부 공명 공동을 사용하여 제2고조파 발생 장치를 제작하였다. 제2종 위상정합을 이용하는 경우 문제가 되는 정상광선과 이상광선 사이의 벗어남 각과, 두 광선이 모두 공동에 공명하게 하는 이중 공명의 조건을 결정의 온도와 광 입사각의 조절을 통해 최적화 하였다. 그 결과로써 318 mW의 근원파에 대해 26 mW의 제2고조파 출력을 얻을 수 있었다.

### I. 서 론

1961년 Franken과 그의 동료들이 펄스형 ruby 레이저와 수정으로 제2고조파를 실험으로 처음 발견한 후,<sup>[1]</sup> 이와 같은 현상의 이해와 출력 변환 효율 향상에 관한 많은 이론과 실험의 발전이 있었다.<sup>[2-4]</sup> 그 중 비선형 결정 내에서 빛의 모음 조건(focusing condition) 최적화에 대한 연구와 외부 공명 공동(external resonance cavity) 이용에 대한 연구는 효율 향상에 커다란 역할을 하였다. 아울러 진동수 안정화된 레이저의 발전과 비선형 계수가 큰 비선형 물질들의 발견 및 광학적 품질 개선은 출력이 안정되고 효율이 높은 제2고조파를 만드는데 많은 기여를 하게 되었다.

본 실험에서는 KTP를 진동수 변환 매체로 선택하였다. KTP는 적외선 영역에서 광손실이 적고( $<0.6\%/cm@1064nm$ ), 광손상문턱세가 높으며(약  $30 GW/cm^2$ ), 큰 비선형 계수( $d_{eff} \approx 3.35 pm/V$ )를 가지고 있어 제2고조파 발생과 광매개진동자에 적합한 비선형 결정이기 때문이다.<sup>[5,6]</sup> 제2종 위상정합을 이용하는 경우, KTP는 복굴절로 인해 발생하는 벗어남 각(walkoff angle)이 비교적 작은(약 0.199도) 편이다. 그러나, KTP가 작은 벗어남 각을 가졌을 지라도, 벗어남 각에 의한 단일경로 변환효율의 저하와 더불어 정상 광선과 이상 광선이 공명 공동 내에서 동시에 공명하는 조건을 찾기 힘들다는 것이 내부 공동을 이용한 제2고조파의 출력 변환 효율 향상에 가장 큰 저해 요인으로 작용한다.

본 실험은 광매개진동자와 제2고조파 발생을 한 공동 내에서 실현하는 과정에서 진행되는 실험으로 제2종 위상정합을 이용한 제2고조파 발생을 고리형 공명 공동 내에서 수행하였다. 공동 내의 두 광선이 이중공명조건을 만족시킬 수 있는 KTP의 온도와 광선의 진행 경로에 대한 이론적 분석과 실험을 수행하였다. 제2고조파 발생장치와 더불어 광매개진동자(optical parametric oscillator, OPO)는 새로운 가변파장의 광원으로 널리 각광을 받고 있으며, 특히 양자광학에서 빛의 쥘 상태(squeezed state) 실현에 적합한 도구로 보고되고 있다.<sup>[7,8]</sup>

### II. 실험장치

실험 장치는 그림 1과 같다. 근원파의 세기를 증대시키기 위한 고리형 공동은 곡률 반경이 5 cm인 두 개의 구면거울 M3, M4와 두 개의 평면거울 M1, M2, 그리고  $3 mm \times 3 mm \times 7 mm$  KTP로 구성되어 있다. 구면 거울 M3, M4는 각각 1064 nm와 532 nm의 파장에 대해 고반사 코팅이 되어있고 이에 따라 제2고조파 출력은 집중화된다. 평면거울 M2는 1064 nm 파장에 대해 고반사 코팅을 하고 제2고조파의 출력을 극대화하기 위해 532 nm 파장에 대해 고투과 코팅을 하였다. 또한 입력거울(input coupler) M1은 1064 nm 파장에 대해 3% 투과계수를 갖는 거울을 사용하였다. 마지막으로 KTP 단결정은 양면을 1064 nm 파장의 빛에 대해 무반사 코팅을 하였고, 한 면은 고조파의 손실을 줄이기 위해 부가적으로 532 nm 파장의 빛에 대해 무반사 코팅을 하였다. 또한, KTP의 온도 조절을 위해 온도조절기를 부착하였으며, 각도 조절을 위해 prism mount에 장착되었다.

공동 내에서 KTP 내부에 위치한 빔허리(beam waist)는 Boyd와 Kleinman의 이론적 최적 모음 조건에 대응하여<sup>[2]</sup> 약 18~20  $\mu m$ 로 맞추었고, 공동의 총 길이는 25 cm로 하였다. 공동의 미세 조절을 위해 평면거울 M2에 압전 변환기(piezoelectric transducer, PZT)를 부착하여 고압 PZT 구동기로 구동하였다.

근원파(fundamental wave)로는 선폭이 좁고 장기간의 안정

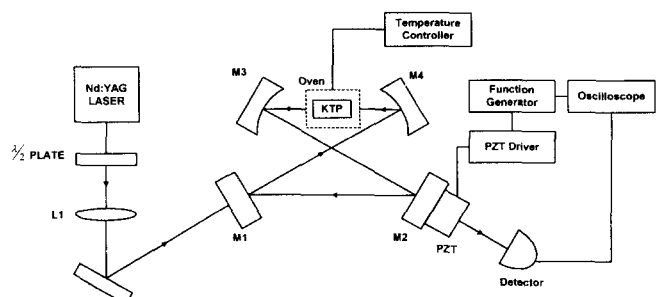


그림 1. 제2고조파 발생을 위한 실험 장치도.

성을 가진 다이오우드 펌프 고체 Nd:YAG 레이저를 사용하였다. 레이저 광선이 수직선형편광되어 있으므로 입력 거울에 입사되기 전에 반과장판을 놓았고, 또한 입사되는 가우시안 광선의 spot size와 곡률 반경을 앞서 언급한 최적 모음 조건에 맞추기 위해 모드 정합 렌즈(L1)를 놓았다.

### III. 실험방법 및 결과

제2종 위상정합조건에서 KTP 내부에서는 정상광선과 이상광선의 포인팅 벡터의 방향이 달라 복굴절 현상이 나타난다. 이러한 현상은 서론에서 언급한 바와 같이 제2종 위상정합에서 출력 변환 효율 저하와 함께 정상광선과 이상광선을 동시에 공명시킬 수 없는 원인이 된다. 특히 공동을 이용하여 진동수 변환을 할 때, 정상광선과 이상광선이 동시에 공명하지 않으면 제2고조파 변환효율이 급격히 떨어지는 현상이 생긴다. 이를 해결하기 위해 공동 내부에 있는 KTP의 온도와 각도를 조정하여 두 광선이 동시에 공명을 할 수 있게 하였고 그 과정은 다음과 같다.

본 실험에서 사용된 KTP는 상온에서 두 편광 성분의 근원파가 결정면에 수직으로 입사되었을 때, 위상정합이 이루어지도록 제작되었으나(위상정합각  $\theta=90^\circ$ ,  $\phi=23.75^\circ$ ) 실제로는 벗어남 각 때문에 전체 결정의 길이를 사용할 수 없다(그림 2(a)).

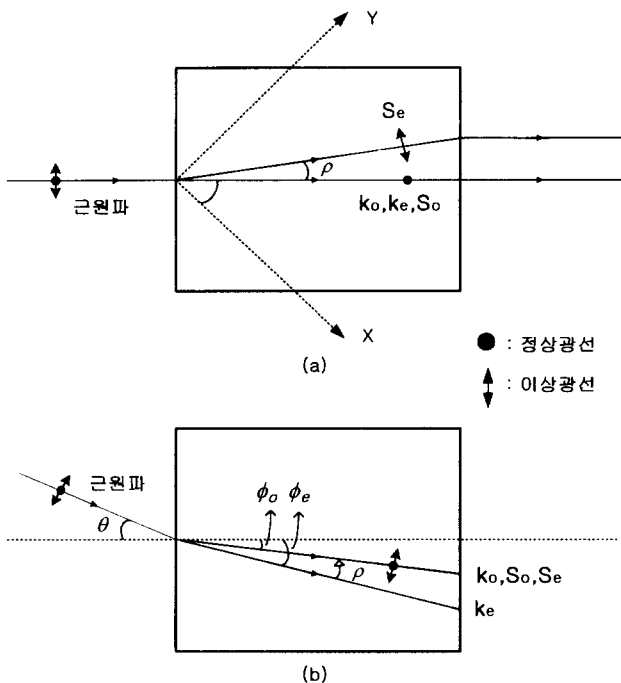


그림 2. 온도와 입사각 변화에 따른 KTP 위상정합조건 변화. ( $k_o$ : 정상광선의 파수벡터,  $k_e$ : 이상광선의 파수벡터,  $S_o$ : 정상광선의 포인팅 벡터,  $S_e$ : 이상광선의 포인팅 벡터,  $\phi_o$ : 스넬의 법칙에 의한 정상광선의 굴절각,  $\phi_e$ : 스넬의 법칙에 의한 이상광선의 굴절각) (a) 상온에서 결정면에 수직으로 입사한 정상광선과 이상광선의 진행경로 (b) 입사각을 변화시켜 복굴절을 보상시킨 경우 두 광선의 진행경로

결정면에서 광선이 수직으로 입사하는 경우, 정상광선과 이상광선은 복굴절 현상에 따라 각기 다른 경로를 진행하며, 이때 두 경로사이의 각  $\rho$ 는 벗어남 각(walk off angle)이라고 불리며 다음과 같은 식으로 주어진다.

$$\rho = \tan^{-1} \left[ \left( \frac{n_o}{n_e} \right)^2 \tan \phi_o \right] \pm \phi_o \quad (1)$$

$\phi_o$ 는 정상광선의 KTP 결정 내에서 진행각도,  $n_o$ 는 정상광선의 굴절률, 그리고  $n_e$ 는 이상광선의 굴절률이다.

그림 2(a)에서 볼 수 있듯이 정상광선과 이상광선은 서로 다른 광경로 길이를 경험하므로 같은 길이의 공동에서 동시에 공명되지 않으며 이는 실제 측정결과에서 볼 수 있다(그림 3(a)). 또한, 빔허리가 18~20  $\mu\text{m}$ 이 되도록 모아진 정상광선과 이상광선이 결정 내에서 공간적으로 충분히 겹쳐지지 않기 때문에 출력 변환에 손실이 발생한다. 이러한 문제를 개선하기 위한 방법은 다음과 같다. 근원파를 결정면에 대해 입사각  $\theta$ 로 입사시키는 경우 정상광선과 이상광선의 파수벡터 방향은 스넬(Snell)의 법칙에 따라 결정된다.

$$\sin \theta = n_o \sin \phi_o \quad (2-a)$$

$$\sin \theta = n_e \sin \phi_e \quad (2-b)$$

KTP의 XY평면에서  $n_o > n_e$ 이므로  $\phi_o < \phi_e$ 이다(그림 2(b)). 그러나, 이상광선은 벗어남 각  $\rho$ 의 값에 따라 실제 진행 방향이 결정되므로 그림과 같은 상황에서 진행각도는  $(\phi_e - \rho)$ 로 결정된다. 즉, 이상광선과 정상광선의 벗어남 각이 줄어들게 되며, 적절한 입사각 조건에서는 벗어남각을 0으로 만들 수 있다. 한편 광선의 진행경로가 바뀌게 되면 위상정합조건이 맞지 않게 되므로 결정의 온도를 변화시켜 이를 조정해주어야 한다. KTP의 경우 굴절률의 온도 계수가 양의 부호를 가지므로, 결정의 온도를 올리고 입사각을 그림과 같이 조정하면 위상정합조건을 만족시키면서도 벗어남 각을 줄일 수 있다. 또

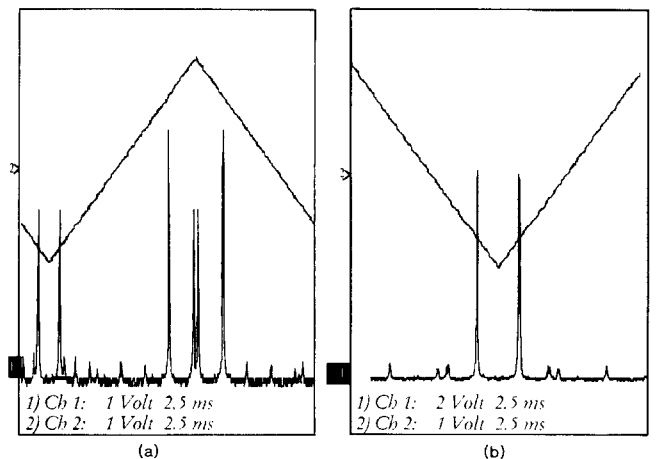


그림 3. 공동을 PZT로 스캔할 때, 정상광선과 이상광선의 공명 상태 (a) 정상광선과 이상광선이 각각 다른 지점에서 공명하는 상태 - 상온에서 광선이 결정면에 수직으로 입사하는 경우 (세로축 ch1은 1 볼트 단위) (b) 정상광선과 이상광선이 동시에 공명하는 상태 - 결정의 온도와 입사각도를 보정한 경우 (세로축 ch1은 2 볼트 단위).

한, 두 광선의 광경로 길이 차이가 이에 따라 변화되므로 결국 이중공명조건을 만족시키면서 한편으로는 벗어남 각을 줄여 변환 효율을 증가시키는 것이 이론적으로 가능함을 알게 되었다. 실제 실험에서 이중 공명 조건이 만족된 경우 공동에서 근원파의 출력모양은 그림 3(b)에 나타나있다.

Boyd와 Kleinman의 모아진 가우시안 광선에 의한 제2고조파 발생에 관한 이론<sup>[2]</sup>에 의하면, 위상정합조건(이 경우  $\Delta k \approx 0$ ), 빔허리의 크기, 복굴절 인자 등이 변환 효율에 주요 소로 작용되고 있다. KTP의 경우 상온에서 벗어남 각이 약 0.199도이고, 정상 광선의 진행 방향과 결정의 길이를 고려한다면, 복굴절 인자 B의 값은 아래 식에 따라 약 0.48의 값이 되고, 그 결과를 사용하여 최적 모음 맺음변수(optimum focusing parameter)  $\xi$  값과 진동수 변환 효율에 관련된  $h_m$  ( $B, \xi$ ) 함수의 값이 정해진다.  $h_m$  ( $B, \xi$ ) 값은 참고문헌<sup>[2]</sup>에서 수치적으로 결정되고, 본 실험의 조건에서 그 값은 약 0.85로 구해진다.

$$B = \frac{p}{2} \sqrt{ik_0} \quad (3)$$

이와 같은 값들에 의해 제2고조파의 이론적인 변환 효율은 다음 식에 의해 결정된다.

$$\gamma_{SH} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{32\pi^2 d_{eff}^2}{n_o^2 n_e \lambda_c^2 c} ik_0 h_m(B, \xi) \approx 0.0012 \frac{1}{W} \quad (4)$$

$\epsilon_0$ 는 진공중의 유전상수이고,  $c$ 는 광속, 그리고  $\lambda_c$ 은 근원파의 파장이다. 실험에 앞서 구한 빔허리의 크기(18~20  $\mu\text{m}$ )에 따라 공동을 그림1과 같이 정렬하고 단일 경로 변환 효율  $\gamma_{SH}$  을 측정하였다.

단일 경로 변환 효율은 공동 내의 입력 거울을 같은 두께의 투명 유리판으로 바꾸고 변환된 제2고조파의 출력을 분리하여 측정하였다. 아래의 관계식에 값을 대입하여 구한 단일 경로 변환 효율은  $0.00091 \frac{1}{W}$ 가 되어 식(4)의 이론 값과 유사한 값을 얻었다.

$$\gamma_{SH} = \frac{P_{SSH}}{P_{IR}^2} \quad (5)$$

$P_{SSH}$ 는 단일 경로 제2고조파의 출력이고,  $P_{IR}$ 은 KTP에 입사되는 근원파의 출력이다. 위의 결과에서 나타난 이론 값과 실험 값의 차이는 KTP내에서 모아진 근원파의 빔허리의 크기가 이론적인 최적값과 정확히 일치하지 않는 경우 이에 따라 변환된  $h_m$  ( $B, \xi$ ) 값과 온도와 각도에 따른  $d_{eff}$ 의 변화로 인한 결과라고 생각된다.

외부 공동에 의해 발생하는 제2고조파의 변환 효율은 Ashkin과 그의 동료들의 이론에 의해 구할 수 있다.<sup>[3]</sup>

광손실률이 작은 경우 근원파의 공동 내부 power  $P_c$ 는  $\delta$  표기 방법<sup>[9]</sup>을 사용하면 다음 식에 따라 결정된다.

$$P_c = \frac{4\kappa \delta_1 P_{IR}}{[\delta_0 + \delta_1 + \gamma_{SH} P_{IR}]^2} \quad (6)$$

$\kappa$ 은 모드 결합(mode coupling) 상수,  $\delta_1$ 는 입력거울의 투과 계수(3%T@1064nm),  $\delta_0$ 는 입력거울을 제외한 공동 내의 모든 손실을 나타낸다.

위 식을 이용해서 공동 내부의 power를 계산하기 위해서는 모드 결합(mode coupling) 계수  $\kappa$ 와 input coupler를 제외한 공동 내의 손실  $\delta_0$ 를 측정해야 한다.  $\delta_0$ 은 제2고조파가 발생되지 않는 상태에서 공동의 finesse를 측정하여 구할 수 있었으며 약 2%의 측정값을 보였다. 모드 결합(mode coupling) 계수는 입력 거울에서 반사되는 빛의 양을 측정하여 계산하였으며 약 45%의 값을 얻었다. finesse 측정에서 구한 광손실은 KTP 결정 내에서 근원파의 흡수와 KTP 표면의 코팅과 각 거울 코팅면에서 산란에 의한 광손실로 인한 결과로 생각되며, 45%에 머문 모드 결합 계수는 정상 광선과 이상 광선의 벗어남으로 인한 요인이 가장 크다고 판단된다. 공동 내부의 손실은 KTP나 거울이 가진 근본적인 문제라 여겨지나, 모드 결합 문제의 개선은 공동의 정렬, 모드 정합 렌즈의 선택과 KTP의 환경 설정(온도, 각도등)을 통해서 가능하리라 생각된다.

이론적인 제2고조파의 출력  $P_{SH}$ 는 식 (6)과 더불어 다음식에 의해 결정된다.

$$P_{SH} = \gamma_{SH} P_c^2 \quad (7)$$

제2고조파의 최대 출력을 얻기 위해서는 공동내에서 KTP 결정의 위치와 정상 광선과 이상광선의 이중 공명 조건을 조정해야 하는데, 본 실험에서의 과정은 다음과 같다. 단일 경로 변환 출력이 최대가 되는 결정의 온도와 공동내부에서의 결정의 위치를 정한다(결정의 온도는 온도 조절기의 동작성능과 온도에 따른 출력변환율의 변화를 고려하여 약 60°C로 정하였고, 이 때 단일 경로 최대출력은 상온에서의 수직 방향 광 입사각도에서부터 KTP 결정을 결정학적 X축으로 약 1.3도 돌렸을 때 나타났다). 그리고 나서 공동을 정렬하고 미세한 온도 보상을 통해서 이중공명조건을 찾았다(그림 3(b)). 이와 같은 조건하에서 변환된 제2고조파 출력을 powermeter (Newport사 model 1815)로 측정을 하였고, 그 결과는 그림

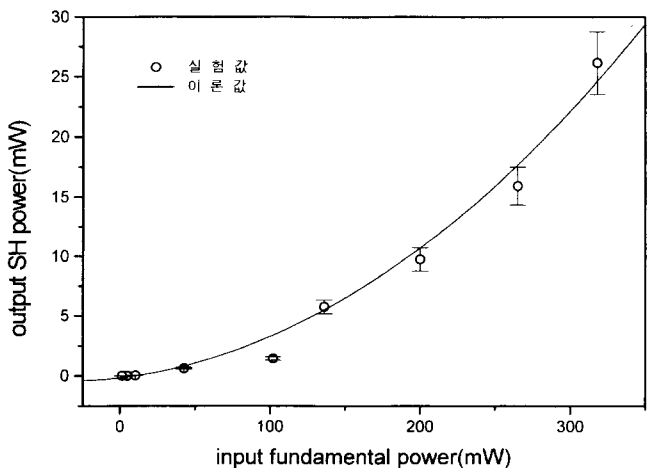


그림 4. 근원파 입력값 변화에 따른 제2고조파의 출력값 변화.

4와 같다. 결과를 보면 근원파의 세기를 증대시킴에 따라 제2고조파의 출력이 증대되며 아울러 출력 변환율도 증대되는 것을 볼 수 있다. 이는 식(6)과 (7)에서 예측되는 현상이다. 그림4에서 실선은 식(6)과 식(7)을 이용한 이론적인 계산 값이고 이때 식에 사용된  $\kappa$ ,  $\delta_0$ ,  $\delta_1$ ,  $\gamma_{SH}$  등은 측정값을 대입하였다. 측정값과 이론값이 잘 일치하는 것을 볼 수 있으며, 앞서 언급한 바와 같이 출력 변환율을 높이는 데 가장 큰 저해요인은 낮은 모드결합 계수인 것으로 판단된다.

#### IV. 결 론

제2고조파의 변환 효율 향상을 위해 복굴절을 고려한 최적 모음 매개변수를 정하고 그에 적합한 공동을 구성하였다. 제2종 위상정합에서 벗어남 각의 보상 및 정상 광선과 이상 광선의 이중 공명 조건을 위해 KTP 결정의 온도와 각도를 조절하였으며, 이에 따라 벗어남 각을 줄이면서 이중 공명과 위상정합 조건을 모두 만족시키는 것이 가능함을 보였다.

위의 조건에서 318 mW의 근원파를 입사시켜 약 26.1 mW의 제2고조파 출력을 얻었다. 또한 실험적으로 측정된 모드결합 계수를 고려하였을 때, 실험적인 측정값은 이론값과 잘 일치함을 보였다.

따라서, KTP와 같이 벗어남 각을 갖는 결정에서도 적절한 실험 설계와 변수 조절을 통해 높은 효율의 제2고조파 발생이

가능하며 또한 이와 같은 연구결과는 광매개 진동자의 발진 실험에도 좋은 근거 자료가 되리라 생각된다.

#### 감사의 글

이 논문은 1997년 한국학술진흥재단의 공모과제 연구비에 의하여 연구되었음.

#### 참고문헌

- [1] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters and G. Weinreich, *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 118 (1961).
- [2] G. D. Boyd and D. A. Kleinman, *J. Appl. Phys.*, **39**, 3597 (1968).
- [3] A. Ashkin, G. D. Boyd and J. M. Dziedzic, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-2**, 109 (1966).
- [4] Jaewoo Noh, *J. Kor. Phys. Soc.*, **30**, 54 (1997).
- [5] J. D. Bierlein and H. Vanherzeele, *J. Opt. Soc. Am.*, **6**, 622 (1989).
- [6] H. Vanherzeele and J. D. Bierlein, *Opt. Lett.*, **17**, 982 (1992).
- [7] J. G. Rarity, *et al.*, *App. Phys.*, **B55**, 250 (1992).
- [8] J. Mertz, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2897 (1990).
- [9] Siegman, *LASER*, (University Science Books, Mill Valley, California, 1986).

### Second Harmonic Generation with a Type II Phase-Matched KTiOPO<sub>4</sub> and an External Ring Cavity

Kyungbum Kim, Joohyun Park and Jaewoo Noh  
*Department of Physics, Inha University, Incheon 402-751, Korea*

(Received May 30, 1998, Revised manuscript received July 9, 1998)

We constructed a frequency doubler with a frequency-stabilized Nd:YAG Laser, a nonlinear crystal KTP, and an external resonant cavity. Using type II phase-matching method and a resonant cavity, one usually have a serious problem that the second harmonic conversion efficiency is decreased greatly, for under usual circumstances ordinary ray and extraordinary ray cannot be resonated in a cavity simultaneously. With the change of temperature and incident angle of KTP, we found an optimized condition for the phase-matching and double-resonance. As a result we produced 26 mW of green light with 318 mW of fundamental laser power from a cw Nd:YAG laser.