第二高調波発生に及ぼすパルス波形の影響*

大村 悦二^{*1}, 野村 和史^{*2}, 宮本 勇^{*2}

Influence of Temporal Pulse Shape on Second Harmonic Generation

Etsuji OHMURA^{*3}, Kazufumi NOMURA and Isamu MIYAMOTO^{*3} Department of Manufacturing Science, Osaka University,
2-1 Yamada-Oka, Suita-shi, Osaka, 565-0871 Japan

Frequency conversion technique using nonlinear optical crystals is indispensable to solid-state laser applications. It is well known that the conversion efficiency is very sensitive to temperature change of crystal, which is caused by laser absorption. We have been analyzing problems of second harmonic generation (SHG) by coupling the electric field to the temperature field. In this study, temporal pulse-shape dependence of SHG was investigated theoretically, and Gaussian pulse and rectangular pulse were compared. Main conclusions obtained are as follows: (1) Both conversion efficiencies with Gaussian and rectangular pulses fluctuate with irradiation time, however the former fluctuation is slower and more gentle. (2) Pulse of output second harmonic fluctuates most remarkably at the center, where power density of incident fundamental is highest, in the Gaussian pulse. (3) As a result, pre-pulse and post-pulse are generated before and after the main pulse. (4) Such distortion of output pulse shape becomes more remarkable as power density increases.

Key Words: Second Harmonic Generation (SHG), Nonlinear Optical Crystal, Pulse Shape, Laser Absorption, Beam Profile

1. 結 言

レーザ精密微細加工は、半導体、電子デバイスなどの産業分野でますます期待されてきている。一般に、レーザ加工では、複雑な加工現象が局所領域で極短時間に生じることから、その場観察や計測、理論的解析が難しく、主に、加工結果に基づく分析や経験的な立場から研究・開発が進められてきたといえる。そもそもレーザ加工は光を用いるのであるから、加工点での物理現象や、照射条件と加工結果の関係だけでなく、光学的な立場からの検討も含めた、加工システムとして総合的に捉える必要がある。精密微細になればなるほど、光学的立場からの検討が重要になってくると考えられる。

ところで、非線形光学結晶を用いた波長変換は、固体レーザの精密微細加工への応用には必要不可欠であり、すでにこれを用いた精密微細加工は多く行われている。しかし、波長変換に関するこれまでの研究・開発は、経験的、実験的な立場から、変換効率の向上と安定化に主眼が置かれてきた。そこで著者らは、変換効率が結晶の温度分布に強く依存すること、それが非

線形光学結晶のレーザ光吸収に起因することに着目し、現象の解明と定量化を理論的に検討してきた。

まず、第二高調波発生 (SHG) について、非線形光学結晶のレーザ光吸収を考慮した光電場の振幅方程式を新たに導出し、結晶中の光波の伝播と熱伝導の連成解析を行った⁽¹⁻⁴⁾。具体的には、一軸性負結晶 KH_2PO_4 (KDP) を想定して、空間的強度分布が一様分布⁽¹⁾とガウス分布⁽²⁾である Nd:YAG レーザを繰り返し照射したときの SHG 変換効率を調べ、照射条件によって変換効率が空間的、時間的にどの程度変動するかを定量的に明らかにした。同時に、基本波としてガウシアンビームを照射すると、出力第二高調波のビームプロファイルがガウシアンビームにならないこと、しかも温度制御によって変換効率を安定化させても、ビームプロファイルの乱れは生じることを見出した⁽³⁾。さらに、昨今よく使用されている二軸性正結晶 KTiOPO_4 (KTP) を取り上げ、KDP と比較する形で、SHG 変換効率やビームプロファイルの空間的、時間的変化を理論的に解析した⁽⁴⁾。

これまでの研究では、入射基本波のパルスは時間的に強度が一定の、いわゆる矩形波パルスを想定してきた。しかし、パルス幅が短くなるほどパルス波形が重要になってくるので、本論文では時間的にガウス分布したパルス波形 (以下、ガウシアンパルスという) を取

* 原稿受付 2003 年 8 月 1 日。

^{*1} 正員、大阪大学大学院工学研究科 (〒565-0871 吹田市山田丘 2-1)。^{*2} 大阪大学大学院工学研究科。

E-mail: ohmura@mapse.eng.osaka-u.ac.jp

り上げ、矩形波パルスと比較する形で、KTP による第二高調波発生における SHG 変換効率やビームプロファイルの空間的、時間的変化を理論的に解析した。

2. 解析方法

図 1 に示すように、角振動数 ω (以下、基本波という) の平面波パルスが、非線形光学結晶の入射面に垂直に照射されるものとする。パルス幅 τ_p を半波高全幅値 (FWHM) で定義すると、ガウシアンパルスの波形は、時刻 t の関数で

$$y(t) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-4\ln 2 \frac{t^2}{\tau_p^2}\right) \quad (1)$$

と表される。したがって、強度が空間的に一様に分布したフルエンス F のパルスのパワー密度(瞬時値)は

$$I_{10}(t) = \frac{2\sqrt{\ln 2} F}{\sqrt{\pi} \tau_p} \exp\left(-4\ln 2 \frac{t^2}{\tau_p^2}\right) \quad (2)$$

と表され、強度が空間的にもガウス分布したパルスエネルギー E_p のパルスのパワー密度(瞬時値)は

$$I_{10}(r, t) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{4E_p}{\pi r_e^2 \tau_p} \exp\left(-2\frac{r^2}{r_e^2} - 4\ln 2 \frac{t^2}{\tau_p^2}\right) \quad (3)$$

と表される。ここで、 r_e はビーム径 ($1/e^2$ 半径) である。

Fig. 1 Schematic of second harmonic generation

	Gaussian pulse	Rectangular pulse
Uniform intensity beam		
Gaussian beam		

Fig. 2 Kinds of incident pulse for analysis

これより、強度が空間的に一様分布したビームを一様強度ビーム、強度が空間的にガウス分布したビームをガウシアンビームと呼ぶ。これまでの研究⁽¹⁻⁴⁾で取り扱ってきた矩形波パルスは、矩形関数 $U(x)$ を用いると、式(2)、式(3)に対応して、それぞれ次式で与えられる。

$$I_{10}(t) = \frac{F}{\tau_p} U\left(\frac{t}{\tau_p}\right) \quad (4)$$

$$I_{10}(r, t) = \frac{2E_p}{\pi r_e^2 \tau_p} \exp\left(-2\frac{r^2}{r_e^2}\right) U\left(\frac{t}{\tau_p}\right) \quad (5)$$

これら 4 種類のパルスを一覧にして図 2 に示す。

光波の伝播方向に z 軸をとると、非線形光学結晶内における SHG は、文献(1)で導出したレーザ光吸収を考慮した基本波および第二高調波の電場の振幅 A_1, A_2 に関する連立微分方程式(6)により解析することができる。

$$\begin{cases} \frac{dA_1(z)}{dz} = -id_{\text{eff}} \eta_1 \omega A_1^*(z) A_2(z) \exp[-\alpha_2 z - i\Delta k z] \\ \frac{dA_2(z)}{dz} = -id_{\text{eff}} \eta_2 \omega A_1^2(z) \exp[-(2\alpha_1 - \alpha_2)z + i\Delta k z] \end{cases} \quad (6)$$

ここで、肩字*は複素共役、添字 1, 2 はそれぞれ基本波と第二高調波の物理量であることを示す。 d_{eff} は実効非線形定数、 2α は吸収係数、 η は媒質のインピーダンスで、 μ, ε を媒質の透磁率と誘電率とすると、

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (7)$$

である。また、 $k (= n\omega/c_0, n$: 屈折率, c_0 : 真空中の光速) は波数で、

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 \quad (8)$$

とおいた。KTP の屈折率の主値は、波長 λ [μm] と温度 T [$^{\circ}\text{C}$] の関数で、次式のように表される⁽⁹⁾。

$$\begin{cases} n_x^2(\lambda, T) = 3.0065 - 5.3580 \times 10^{-7} (T^2 - 400) \\ \quad + \frac{0.03901 + 2.8330 \times 10^{-7} (T^2 - 400)}{\lambda^2 - 0.04251 + 7.5693 \times 10^{-7} (T^2 - 400)} \\ \quad - [0.01327 - 3.9820 \times 10^{-7} (T^2 - 400)] \lambda^2 \\ n_y^2(\lambda, T) = 3.0333 - 2.7261 \times 10^{-7} (T^2 - 400) \\ \quad + \frac{0.04154 + 1.7896 \times 10^{-7} (T^2 - 400)}{\lambda^2 - 0.04547 + 5.3168 \times 10^{-7} (T^2 - 400)} \\ \quad - [0.01408 - 3.4988 \times 10^{-7} (T^2 - 400)] \lambda^2 \\ n_z^2(\lambda, T) = 3.3134 - 1.1327 \times 10^{-7} (T^2 - 400) \\ \quad + \frac{0.05694 + 1.6730 \times 10^{-7} (T^2 - 400)}{\lambda^2 - 0.05657 - 0.1601 \times 10^{-7} (T^2 - 400)} \\ \quad - [0.01682 + 0.52833 \times 10^{-7} (T^2 - 400)] \lambda^2 \end{cases} \quad (9)$$

これより、座標主平面のうち XY 面での 293 K における第二種位相整合の位相整合角は 24.61 deg と求まる。これを ϕ [deg] と書き、この角度にレーザを照射するこ

とにすると、基本波と第二高調波の屈折率 n_1, n_2 は、それぞれ次式で与えられる。

$$\begin{cases} n_1 = \frac{1}{2} \left(n_z^{(\omega)} + \sqrt{\frac{(n_x^{(\omega)} n_y^{(\omega)})^2}{(n_x^{(\omega)} \cos \phi)^2 + (n_y^{(\omega)} \sin \phi)^2}} \right) \\ n_2 = \sqrt{\frac{(n_x^{(2\omega)} n_y^{(2\omega)})^2}{(n_x^{(2\omega)} \cos \phi)^2 + (n_y^{(2\omega)} \sin \phi)^2}} \end{cases} \quad (10)$$

ガウシアンパルスでの $z=0$ における入射基本波の振幅 $A_1(0)$ は、式(2)または式(3)から時々刻々 $\sqrt{2\eta I_{10}}$ で与えられるので、これを初期値として、式(6)を、ルンゲクッタ法を用いて解くことで、パルス中の結晶内における基本波と第二高調波の時々刻々のパワー密度が、

$$I_q(z) = \frac{1}{2\eta_q} |A_q|^2 \exp(-2\alpha_q z), \quad q=1, 2 \quad (11)$$

により計算される。

後述するように、熱伝導計算には有限差分法を用いており、取り扱うパルス幅は高々120 psである。このときパルス中に結晶を伝播する温度波と最も小さい格子サイズ(約12 μm)との比(フーリエ数の平方根)は、

$$\frac{\sqrt{\kappa \tau_p}}{\Delta r} = \frac{\sqrt{(1.52 \times 10^{-6}) \times (120 \times 10^{-12})}}{12 \times 10^{-6}} \approx 0.0011 \quad (12)$$

となり、パルス中の熱伝導は十分小さく無視できることがわかる。ここで、 κ は熱拡散率で、式(12)ではKTPの293 Kにおける値を用いた。そこで、パルス中は結晶の温度変化はなく、屈折率分布は変わらないとする。

パルス中の熱伝導計算における時間刻み Δt は、矩形波パルスのときはパルス幅 τ_p にとり、ガウシアンパルスのときは、最大パルス長さ $4\tau_p$ にとる。後者で最大パルス長さを $4\tau_p$ とするのは、パルス時間を $|t| \leq 2\tau_p$ としたときのパルスエネルギーの相対誤差、すなわち $|t| > 2\tau_p$ におけるパルスエネルギーと全パルスエネルギーの比が

$$\begin{aligned} & \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{2\tau_p}^{\infty} \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{t}{\tau_p} \right)^2 \right] dt \\ &= \text{erfc}(4\sqrt{\ln 2}) \approx 2.5 \times 10^{-6} \end{aligned} \quad (13)$$

と十分小さくなるためである。したがって、振幅 A_1, A_2 に関する微分方程式(6)を解くときは、矩形波パルスについては入射強度が変わらないので、1パルスごとに各 r についてルンゲクッタ法を1度適用すればよい。ガウシアンパルスのときは、パルスの中心付近の時間間隔が細くなるように

$$t_{si} = 2\tau_p \left[1 - \frac{\ln(N+1-i)}{\ln(N+1)} \right], \quad i=0, 1, 2, \dots, N \quad (14)$$

によって分割し(具体的な数値計算では $N=10$ とした)、各時刻でルンゲクッタ法を適用する。

パルス中の内部発熱 w は、矩形波パルスの場合には、パルス中の光強度 I_1, I_2 は変わらないので、

$$w = -\frac{1}{\tau_p} \int_{-\tau_p}^{\tau_p} \frac{d}{dz} (I_1 + I_2) dt = -\frac{d}{dz} (I_1 + I_2) \quad (15)$$

となる。ガウシアンパルスの場合には、

$$w = -\frac{1}{4\tau_p} \int_{-2\tau_p}^{2\tau_p} \frac{d}{dz} (I_1 + I_2) dt = -\frac{1}{4\tau_p} \sum_{i=-N}^{N-1} \Delta t_i \frac{d}{dz} (I_{1i} + I_{2i}) \quad (16)$$

より求まる。この内部発熱に起因する結晶内の温度分布の時間変化は、 $O-rz$ 円柱座標系における二次元非定常熱伝導方程式

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(Kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial T}{\partial z} \right) + w \quad (17)$$

を有限差分法によって解くことで求めることができる。ここで、 ρ は結晶の密度、 c は比熱、 K は熱伝導率である。得られた温度分布から式(10)によって屈折率分布を求め、再び式(6)によってつぎのパルスによるSHG計算を行う、という手順を照射時間中繰り返す。パルスとパルスの間はレーザ吸収がないので内部発熱 $w=0$ とする。

入射端からの距離 z の面における変換効率は、その面内での第二高調波の全パワー $P^{(2\omega)}(z)$ と入射基本波のパワー $P^{(\omega)} (=P)$ の比で与えられる。すなわち、

$$\frac{P^{(2\omega)}(z)}{P^{(\omega)}} = \left(\sum_{j=1}^m \int_{r_j} I_j^{(2\omega)}(z) dt S_j \right) / P \quad (18)$$

ここで、 $I_j^{(2\omega)}(z)$ は $r=r_j$ の距離 z における第二高調波のパワー密度、 $S_j (= \pi(r_j^2 - r_{j-1}^2))$ は第 j 番目の差分格子の断面積、 m は r 方向の差分格子の数を表す。

入射基本波にはNd:YAGレーザ(波長1064 nm)を想定し、まず、一様強度ビームについて、ガウシアンパルス(式(2))と矩形波パルス(式(4))を比較する。つぎに、ガウシアンビームについても、同様にパルス波形(式(3)、式(5))による相違を検討する。ガウシアンビームの場合の解析条件を表1に示す。一様強度ビームのフルエンスは、ガウシアンビームの場合の平均フルエンス $(=E_p/\pi r_c^2)$ と同じ28.3 mJ/cm²とする。いずれの場合もパルス幅 τ_p は60 psを標準条件とする。参考ま

Table 1 Analysis condition in spatially Gaussian beam irradiation

Pulse energy E_p	2 mJ
$1/e^2$ radius r_c	1.5 mm
Pulse shape	Gaussian, rectangular
Pulse width τ_p	15, 30, 60, 120 ps
Repetition rate f_p	500 Hz
Initial temperature T_0	293 K
Crystal length L	10 mm
Crystal radius R	3 mm
Number of grids in the r direction m	60
Number of grids in the z direction n	40

Fig. 3 Temporally Gaussian and rectangular pulses used for analysis

で、図3にパルス波形を示す。実線がガウシアンパルス、破線が矩形波パルスである。いまフルエンスが一定なので、パルス幅 τ_p が短いほどピークパワー密度(瞬時値)が高い。

KTPの物性値は文献(6)–(8)を参照した。既報⁽¹⁻⁴⁾と同様に、一様強度ビームを照射するときの境界条件は表面断熱とし、ガウシアンビームを照射するときは、表面から熱放射があるものとした。そのときの外界温度は293 K、放射率は $\varepsilon = 0.8$ とした。なお、境界条件の影響は今後さらに検討していく予定である。

3. 解析結果と考察

3.1 一様強度分布レーザ照射の場合

図4は、位相整合時に1パルス照射したときの変換効率の結晶内変化を、ガウシアンパルスと矩形波パルスを比較して示している。既に知られているように、位相整合時には結晶が長いほど変換効率が高く、パワー密度が高いほど変換効率の立ち上がりがよくて高効率となる。図4より、矩形波パルスの方がガウシアンパルスより変換効率の立ち上がりがよくて、早く最大値に達することがわかる。これは、図3からわかるように、矩形波パルスの方が、高パワー密度が長く持続するためである。

繰り返し照射すると位相不整合が進むので、変換効率は照射時間とともに変化する。図5は、パルス幅 τ_p が60 psの場合について、繰り返し照射したときの変換効率の結晶内変化が、パルス波形によってどのように相違するかを示している。ガウシアンパルス(図(a))、矩形波パルス(図(b))のいずれの場合も、変換効率分布は時間とともに変動している。この変動は、位相不整合時に生じる結晶内のSHGの逆変換に起因するもので、パワー密度が高いほど変動が顕著であることをすでに明らかにしている⁽¹⁾。図5を見るとガウシアンパルスの方がゆっくり変動している。図3に示すように、ガウシアンパルスでは1パルス中に様々なパワー密度をとり、しかも矩形波パルスに比べて低パワー密度の

Fig. 4 Comparison of conversion efficiency distribution in the crystal by single shot under phase matching condition

(a) Gaussian pulse

(b) rectangular pulse

Fig. 5 Comparison of time variation of conversion efficiency distribution in the crystal by repetitive irradiation ($\tau_p = 60$ ps)

時間が長いことがこの原因として考えられる。このことを確認するため、照射開始から2 min後の、ガウシアンパルス中の結晶内の第二高調波のパワー密度分布を図6(b)に示す。パルス中心を時刻0として5 psごとの瞬時値を示した(図6(a)参照)。比較のため、同じ照射時間における矩形波パルス照射中の第二高調波のパワー密度分布を破線で示した。ガウシアンパルスでは、確かにパルス中心を離れるほど変換効率の極大値が急激に低下し、パワー密度の変動が緩やかになることがわかる。図6において、矩形波パルスの結晶内の第二高調波パワー密度の最大値がガウシアンパルスのそれより小さいのは、この時刻での結晶の平均温度が、ガウシアンパルスのとき約303.3 Kであるのに対して矩形波パルスのときは約311.4 Kと高く、それだけ位相

(a) incident Gaussian pulse

(b) second harmonic

Fig. 6 Power density distributions of incident Gaussian pulse (a) and second harmonic in the crystal at time 20 minute (b) ($\tau_p = 60$ ps)

(a) Gaussian pulse

(b) rectangular pulse

Fig. 7 Comparison of time variation of conversion efficiency at the exit surface ($z = L$)

不整合の度合いが大きくなっているためである。

以上のことを踏まえると、図7に示すように、出射

(a) Gaussian pulse

(b) rectangular pulse

Fig. 8 Comparison of time variation of output pulse shape of second harmonic ($\tau_p = 60$ ps) (a) $\tau_p = 15$ ps (b) $\tau_p = 120$ ps**Fig. 9** Pulse width dependence of output pulse shape of second harmonic

端での変換効率が、ガウシアンパルス、矩形波パルスのいずれの場合も時間とともに変動すること、しかし

ガウシアンパルスの方が変動の間隔が長く、変動もわずかながら穏やかであることが容易に理解される。

図8は、パルス幅 τ_p が60 psの場合について、結晶から出射される第二高調波のパルス波形の時間変化を示す。矩形波パルスを照射したとき(図(b))は、パワー密度は変動するものの、パルス波形は矩形のままで変化はない。これに対して、ガウシアンパルスを照射したとき(図(a))は、出力パルス波形が大きくひずむ。特に入射パワー密度が高いパルス中心近傍で第二高調波のパワー密度の時間変動が激しく、その結果、図中破線の楕円部で示すように、メインパルスの前後にプレパルスとポストパルスが生成するという現象が生じることがわかる。パルス幅が異なると、図9に示すように出力パルス波形の変動の仕方も異なる。図7(a)の変換効率の時間変動に対応して、パルス幅が短いほど、すなわち入射基本波のピークパワー密度が高いほど、出力パルス波形の変動は激しく、波形のひずみもそれだけ大きくなることがわかる。

3.2 ガウシアンビーム照射の場合

つぎに、式(3)と式(5)で表されるガウシアンビームを表1の条件下で結晶に入射した場合について解析結果を述べる。

パルス幅 τ_p が60 psと15 psの場合について、ガウシアンパルスと矩形波パルスについて変換効率の時間変化の相違を図10に示す。矩形波パルスの方が初期の変化が激しく、特にパルス幅が短くてパワー密度が高いほどその傾向が強い。ガウシアンパルスは、矩形波パルスよりも初期の変化が緩やかである。これらの傾向は、これまでの一様強度ビームの解析結果からも理解される。ガウシアンパルスの変換率はなだらかに低下しているのに対して、矩形波パルスの方は5 minもすると比較的安定した変換効率となっている。いずれにしても、いまの境界条件では10 minも照射し続けると、変換率は比較的安定化することがわかる。安

Fig. 10 Comparison of time variation of conversion efficiency between Gaussian pulse and rectangular pulse whose intensity distribution is Gaussian.

定化すると、入射パワー密度が高い矩形波パルスの方が高効率となる。

図11は、ガウシアンパルス(式(3))と矩形波パルス(式(5))を照射したときの出力第二高調波のビームプロファイルを示している。図11(a)は、これまでの研究⁽⁴⁾で得られたビームプロファイルである。すなわち、位相整合時の1パルス目ではシングルモードであるが、すぐに中心部が低下し始め、約1.5 min後には中心の強度分布が零にまで減少し、完全なリングモードとなる。その後、再び中心が盛り上がり、10~20 minにかけて安定化する。このときのビームプロファイルは、シングルモードのまわりに、リングが生じる。一方、

(a) rectangular pulse

(b) Gaussian pulse

Fig. 11 Comparison of time variation of output beam profile of second harmonic ($\tau_p = 60$ ps)

Fig. 12 Output beam profile of second harmonic with Gaussian pulse ($\tau_p = 15$ ps)

ガウシアンパルス照射すると、図 11(b)に示すように、矩形波パルスと同様に出力パルス波形はひずむが、その変動は比較的緩やかであり、プロファイルが安定化すると、シングルモードとリングの高低差が少なくなるとともに、その境界の谷間が浅くなることがわかる。パルス幅が 15 ps と短くなった図 12 を図 11(b)と比較すると、安定化したプロファイルは、シングルモードとリングの高低差が大きくなるとともに、その境界の谷間も深くなる。ここでも、パルス幅が短くパワー密度が高いほどプロファイルのひずみが大きくなることがわかる。ただし、矩形波パルスに比べるとシングルモードとリングの高低差は小さくなる。

4. 結 言

本研究では、非線形光学結晶 KTP を用いた第二高調波発生について、パルス波形を考慮して、レーザー光吸収を考慮した光電場の複素振幅方程式と二次元熱伝導方程式を理論的に連立解析し、変換効率、出力第二高調波のパルス波形とビームプロファイルを定量的に検討した。得られた主な結果は以下のとおりである。

- (1) ガウシアンパルスと矩形波パルスのいずれの変換効率も、照射時間とともに変動する。しかし、ガウシアンパルスの変動の方がゆっくりであり、穏やかである。
- (2) ガウシアンパルスの場合、第二高調波の出力パルス波形は、入射基本波のパワー密度が最も高いパ

ルス中心付近で特に顕著に変動する。

- (3) その結果、メインパルスの前後にプレパルスとポストパルスが生成する。
- (4) ガウシアンパルスの場合、第二高調波の出力パルス波形のひずみは、パワー密度が高いほど顕著となる。

謝 辞

本研究は、平成 13 年度および平成 14 年度科学研究費補助金の交付を受けていることを付記し、謝意を表す。

文 献

- (1) 大村悦二, 野村和史, 宮本 勇: 非線形光学結晶によるレーザー吸収の第二高調波発生効率への影響, 精密工学会誌, 69-2, (2003), 251.
- (2) 野村和史, 大村悦二, 宮本 勇: ガウシアンビームによる第二高調波発生効率の理論解析, 精密工学会誌, 69-3, (2003), 390.
- (3) 大村悦二, 野村和史, 宮本 勇: KH_2PO_4 結晶により発生する第二高調波のビームプロファイル解析, 機論, 70-697, C (2004), 2737-2743.
- (4) 大村悦二, 野村和史, 宮本 勇: 二軸性正結晶 KTiOPO_4 結晶により発生する第二高調波のビームプロファイル解析, 機論, 70-697, C (2004), 2744-2752.
- (5) B. Boulanger, J.P. Fève and Y. Guillian: Thermo-optical effect and saturation of nonlinear absorption induced by gray tracking in a 532-nm-pumped KTP optical parametric oscillator, Optics Lett., 25-7, (2000), 484.
- (6) V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan and D.N. Nikogosyan: Handbook of Nonlinear Optical Crystals, 3rd. ed., Springer (1999).
- (7) Y. Suemune: Thermal Conductivity of Some Ferroelectric Crystals with Hydrogen Bonds, J. Phys. Soc. Japan, 22-3, (1967), 735.
- (8) Z.-C. Tan, G.-Y. Sun, Y.-J. Song, L. Wang, J.-R. Han, Y.-S. Liu, M. Wang and D.-Z. Nie: An adiabatic calorimeter for heat capacity measurements of small samples: The heat capacity of nonlinear optical materials KTiOPO_4 and RbTiOAsO_4 crystals, Thermochimica Acta, 352-353, (2000), 247.