

タイリング結晶を用いた大口径高出力レーザーにおける第二高調波の遠視野分布に関する数値解析

湯川 博基*・張本 鉄雄*,***・白神 宏之**

* 山梨大学大学院 〒400-8511 甲府市武田 4-3-11

** 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター 〒565-0871 吹田市山田丘 2-6

Numerical Analysis of Far-Field Pattern of Second-Harmonic Generation with Tiling Crystals in a Large-Scale High-Power Laser

Hiroki YUKAWA*, Tetsuo HARIMOTO*,*** and Hiroyuki SHIRAGA**

* Graduate School, University of Yamanashi, 4-3-11 Takeda, Kofu 400-8511

** Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamada-oka, Suita 565-0871

This paper describes numerical analysis of the far-field pattern of the second-harmonic wave in a large-scale high-power laser used in the laser fusion with type I tiling KDP crystals. The tiling crystals were generally designed based on the near field pattern of the second-harmonic wave, but it is also necessary to further consider the far field pattern for the ignition in the laser fusion. The tilting angle error and thickness difference of the tiling crystals are evaluated by the spatial distribution of the far-field pattern and the energy included in the Airy disk. For a typical Nd:glass laser with a 1053-nm central wavelength, a 30-GW/cm² peak intensity, and a 0.5-ps pulse duration, the tilting angle and phase error due to thickness difference of the tiling crystals with the same thickness of 5 mm should be respectively less than 150 μ rad and $\pi/2.7$ to ensure that the energy in the Airy spot is over 90% of the ideal case without any errors. In addition, the parallelism and flatness of the tiling crystals should be better than 0.09 μ rad and 1/30 of the second-harmonic wavelength, respectively.

Key words: laser fusion, large-scale high-power laser, tiling crystals, second-harmonic generation, far-field pattern

1. はじめに

現在, FIREX 計画では, 超高速点火のためのメートル級大口径レーザー装置の開発が進められている¹⁻³⁾. 今後, 使用される大口径レーザーに対する波長変換技術および大口径非線形光学結晶が必要となると考えられる. しかし, メートル級レーザーに対応する大口径非線形光学結晶を単一結晶から得ることはきわめて困難である. ナノ秒~サブナノ秒領域の高出力レーザーを用いた核融合実験では, 数枚の非線形光学結晶をタイリングすることによって, 大口径化の問題を解決することができた⁴⁾. このような結晶のタイリング方式をメートル級大口径レーザーに適用できるように, 結晶系の最適化設計が必要となってくる. 具体的には, 第二高調波発生の変換効率を最大にするための結晶

厚さの設計, 第二高調波の時間波形が入射基本波のそれとほぼ同じになるように結晶の厚さおよびその許容範囲の設計等があげられる. これらの点は従来の第二高調波発生最適化設計と同じであるが, タイリング結晶に特有な問題としては, 各結晶間の厚さ誤差による位相差, 時間差, 結晶相互の位置および角度関係, タイリング結晶の平面度および平行度等があげられ, これらを考慮して設計する必要がある. 筆者らはこれまで, タイリング KDP 結晶を用いたレーザー核融合用大口径高強度レーザーの波長変換法において, 群速度不整合の影響を考慮した光学設計の指標および近視野における空間・時間・位相分布に関する数値計算結果を示してきたが⁵⁾, レーザー核融合では, 大口径レーザーを集光し, 燃料ペレットに照射するため, タイリン

*** E-mail: harimoto@yamanashi.ac.jp

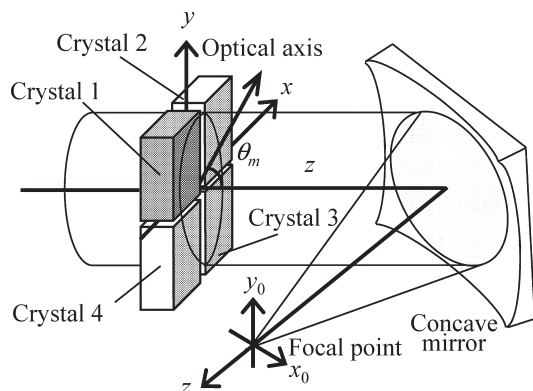


Fig. 1 Schematic diagram of tiling crystals with a phase-matching angle in the coordinate system of (x, y, z) . The second-harmonic waves generated from the tiling crystals are focused by a concave mirror or a lens to form a far-field pattern at the focal point with the coordinate system of (x_0, y_0, z) . The crystal 1 is used as a standard crystal, and the alignment of other crystals 2, 3, 4 is referred to the standard crystal 1.

グ結晶透過後のレーザーにおける遠視野分布についても検討する必要がある。第二高調波レーザービームの空間分布が理想のフラットトップであれば、集光光学系の焦点における遠視野分布は、第1種第1次のベッセル関数の2乗に比例する理想的な分布となる。第二高調波の波長を λ_2 、集光光学系の直径を D 、その焦点距離を f とすると、エアリーのスポット半径は $1.22 \lambda_2 f / D$ と表され、遠視野分布における80%以上のエネルギーをその範囲に占める。しかし、集光光学系に入射する第二高調波レーザービームに、空間に依存する位相差および位相の不均一性が生じると、焦点における第二高調波の遠視野分布は理想的なベッセル関数分布からずれ、結果的に、中心スポットサイズが大きくなり、焦点における最大強度が低下する。タイリング結晶によって波長変換されたレーザーには、設置誤差および各結晶間の厚さ精度による位相差が存在するため、ビームの強度分布およびそのスポットサイズの観点からベッセル関数の2乗に近い遠視野分布は得られないと考えられる⁶⁾。本文では、これらの位相差等を考慮した遠視野分布の数値計算結果を示し、第二高調波の位相差等にかかわるタイリング結晶のパラメーターと遠視野分布との関係を明らかにする。

2. タイリング結晶の構成と数値計算モデル

位相整合角度 θ_m のタイリング結晶はFig. 1に示すように、典型的に4枚の非線形光学結晶から構成され、図中に示す座標系上で結晶1を基準にして設置誤差に対する調整を行う。設置パラメーターは x 軸まわりの回転角度誤差

α 、 y 軸まわりの回転角度誤差 β 、 z 軸まわりの回転角度誤差 γ の3つである。タイリング結晶透過後の位相変化は、4枚の結晶における設置誤差による位相整合角 $\Delta\theta_n$ ($n=1, 2, 3, 4$)、および結晶間の厚さ誤差 Δd_n に起因する。これらのパラメーターを最適化することによって、タイリング結晶の許容設置誤差範囲を決定する。従来の非線形光学結晶と同じように、入射基本波の強度、時間幅および中心波長によってタイリング結晶の許容設置誤差は変わるが、位相整合角 θ_m に直接的に関係する x 軸まわりの回転角度誤差 α は高い設置精度を求められる。一例として⁵⁾、Type I KDP結晶を用いた場合、中心波長1053 nm、強度30 GW/cm²、パルス幅0.5 psの基本波レーザーに対して、最適結晶厚さ範囲は 5.0 ± 0.1 mmであり、位相整合状態時の変換効率に対して、その95%の変換効率を保証するためには位相不整合角を150 μ rad以内に設定する必要がある。これを、基準結晶1に対する結晶2, 3, 4の許容設置誤差で表すと、 x 軸まわりの許容回転角度誤差に関しては $-0.15 \sim +0.1$ mrad、 y 軸まわりの許容回転角度誤差に関しては $-10 \sim +10$ mrad、 z 軸まわりの許容回転角度誤差に関しては $-10 \sim +10$ mradとなる。この範囲内で設置できれば、各結晶透過後における近視野空間分布の乱れは5.0%以内に抑えられる。 Δd_n に関しては、それぞれのレーザーパルスの群速度不整合による時間的な広がり問題とならないように0.15 mm以内に設定する必要がある。一般的に結晶内を伝播する際の位相変化は、小信号近似により、位相不整合ファクター Δk_n および結晶厚さ d_n の積 $\Delta k_n d_n / 2$ で与えられる。結晶外では、第二高調波間において基準結晶1の結晶長を基準とする厚さ誤差 $\Delta d_n = d_n - d_1$ ($n=1, 2, 3, 4$)による位相差 $\Delta\Phi(\Delta d_n)$ が生じ、それは $2\pi(n_{2e}-1)\Delta d_n / \lambda_2$ で表すことができる。ここで、 n_{2e} は第二高調波の異常光線方向(2e)の屈折率である。近視野においては、位相不整合($\Delta k_n \neq 0$)による位相差は、第二高調波の変換効率を低くさせるが、許容範囲内の厚さ誤差 Δd_n による位相差 $\Delta\Phi(\Delta d_n)$ の影響は問題にはならない。しかし、遠視野になると、それぞれのビームの位相差による干渉が生じるため、ビームの強度分布およびそのスポットサイズの観点から均一な遠視野分布は得られないと考えられる。そこで、各結晶の設置誤差 $\Delta\theta_n$ による位相差および Δd_n による位相差 $\Delta\Phi(\Delta d_n)$ の遠視野分布へ与える影響については、次に示す計算モデルを用いた数値計算結果から示す。

タイリング結晶内の伝播には、マクスウェル方程式に基づき導かれる群速度を含む非線形波動方程式を用いる。Type I位相整合方式の第二高調波発生に関する非線形波

動方程式は,

$$\frac{\partial A_{1o}}{\partial z} + \frac{1}{v_{1o}} \frac{\partial A_{1o}}{\partial t} = -i \frac{\omega}{n_{1o}c} d_{\text{eff}} A_{1o}^* A_{2e} \exp(-i\Delta kz) \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_{2e}}{\partial z} + \frac{1}{v_{2e}} \frac{\partial A_{2e}}{\partial t} = -i \frac{\omega}{n_{2e}c} d_{\text{eff}} A_{1o}^2 \exp(i\Delta kz) \quad (2)$$

となる. ここで, A_{1o} は基本波の常光線方向 (1o) の複素光波振幅であり, A_{2e} は第二高調波の異常光線方向 (2e) の複素光波振幅である. z は結晶中の伝播距離, t は時間, ω は基本波の周波数, d_{eff} は結晶の非線形光学定数, n_{1o} は基本波の常光線方向 (1o) の屈折率, c は真空中における光の速度, Δk は位相不整合ファクター, v_{1o} , v_{2e} は基本波と第二高調波の群速度である. レーザーパルスの強度は $\epsilon_0 c n_j |A_j|^2 / 2$ ($j=1o, 2e$) で表され, そのエネルギーは強度の時間・空間の積分値で与えられる. ここで, ϵ_0 は真空中の誘電率である. 数値計算では, A_{1o} , A_{2e} は Fig. 1 に示す座標系 (x, y, z) に依存し, 時間・空間分布の両方を考慮する. 初期の A_{1o} , A_{2e} について, 空間分布をフラットトップに近いスーパーガウシアン, 時間分布をガウシアンとし, 入射基本波は均一な初期位相をもつと仮定する.

結晶透過後の伝播は, 次の自由伝播に関する放物型方程式で記述される⁷⁾.

$$\frac{\partial A_{2e}}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_{2e}}{\partial t} - i \frac{g}{2} \frac{\partial^2 A_{2e}}{\partial t^2} = 0 \quad (3)$$

ここで, g は群速度分散である. ピコ秒領域では, g を無視することができる.

焦点における座標系 (x_0, y_0) を Fig. 1 に示すように設定すると, 第二高調波の焦点における空間・周波数分布 $A_{2f}(2\omega, x_0, y_0)$ は,

$$\begin{aligned} A_{2f}(2\omega, x_0, y_0) &= \frac{i\omega}{\pi c f} \exp\left\{-i \frac{2\omega}{c}(z_0 + f)\right\} \\ &\exp\left\{-\frac{i\omega}{c f} \left(1 - \frac{z_0}{f}\right) (x_0^2 + y_0^2)\right\} \\ &\times \iiint_{\Sigma} A_2(t, x, y) \\ &\exp\left[i\left\{2\omega t + \frac{2\omega}{c f} (x_0 x + y_0 y)\right\}\right] dt dx dy \end{aligned} \quad (4)$$

となる^{6,8,9)}. ここで, 2ω は第二高調波の周波数, z_0 はタイリング結晶の基準結晶 1 の末端から集光反射鏡またはレンズまでの距離, f は焦点距離, Σ は集光反射鏡またはレンズ上の空間およびレーザーパルスの時間積分範囲, A_2 はタイリング結晶の末端における空間時間分布である.

式 (4) で示される空間・周波数分布に対応する強度分布 $I_{2f}(2\omega, x_0, y_0)$ は,

$$\begin{aligned} I_{2f}(2\omega, x_0, y_0) &= \left\{ \frac{\omega}{\pi c f} \right\}^2 \left| \iiint_{\Sigma} A_2(t, x, y) \right. \\ &\left. \exp\left[i\left\{2\omega t + \frac{2\omega}{c f} (x_0 x + y_0 y)\right\}\right] dt dx dy \right|^2 \end{aligned} \quad (5)$$

で表される. 焦点における第二高調波のエネルギー分布 E_{2f} はパーセヴァルの定理⁸⁾ を利用して, 式 (5) の空間・周波数積分

$$\begin{aligned} E_{2f} &= \iint_{\Sigma_f} I_{2f}(t, x_0, y_0) dt dx_0 dy_0 \\ &= \frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma_f} I_{2f}(2\omega, x_0, y_0) d(2\omega) dx_0 dy_0 \end{aligned} \quad (6)$$

によって求められる. ここで, Σ_f は焦点における積分範囲である. 焦点における第二高調波の時間分布 $A_{2f}(t, x_0, y_0)$ は式 (4) で表される空間・周波数分布 $A_{2f}(2\omega, x_0, y_0)$ の逆フーリエ変換

$$A_{2f}(t, x_0, y_0) = \int A_{2f}(2\omega, x_0, y_0) \exp(-i2\omega t) d(2\omega) \quad (7)$$

で求められる.

3. 数値計算結果

数値計算では, ビーム径 1 m, 中心波長 1053 nm, 中心強度 30 GW/cm², パルス幅 0.5 ps (半値全幅) のガウス分布をもつ基本波レーザーを用いた⁵⁾. これをタイリング結晶に透過させ, 526.5 nm の第二高調波に変換し, 焦点距離 10 m の集光反射鏡またはレンズによって集光する. ここでは, タイリング結晶 1 を基準にして設置することから, $\Delta\theta_1=0, \Delta\Phi(\Delta d_1)=0$ の場合について評価する. Fig. 2 に, 式 (5) で与えられるタイリング結晶によって生じる第二高調波の焦点における遠視野分布を示す. タイリング結晶中の任意の 1 枚は均一であると仮定し, 結晶間の違いのみを考慮する. Fig. 2 (a) は, それぞれの結晶による第二高調波が同位相となる理想的な状態 [$\Delta\theta_n=0, \Delta\Phi(\Delta d_n)=0$] に関する空間分布である. 高次の回折分布を示すため, Fig. 2 (b) に Fig. 2 (a) の露出感度を 50 倍に上げた結果を示す. その分布はエアリースポット (0 次回折光) のまわりを 1 次, 2 次の回折光であるエアリーの輪帯が取り囲んでいる. この理想状態における遠視野分布をもとにして, $\Delta\theta_n, \Delta\Phi(\Delta d_n)$ による空間分布の変化に対する評価を行った. $\Delta\Phi(\Delta d_n)=0, \Delta\theta_n \leq 150 \mu\text{rad}$ の条件下では, 理想状態に対する空間分布の変化はほとんど現れず, 最大強度に

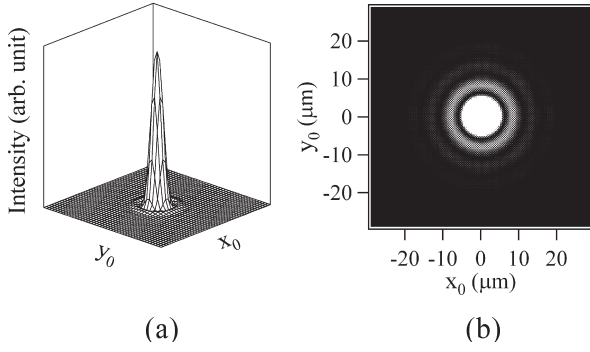


Fig. 2 Far-field pattern of the second-harmonic wave generated from the tilting crystals without any angular errors and thickness differences [$\Delta\theta_n=0$, $\Delta\Phi(\Delta d_n)=0$].

関しても、 $\Delta\theta_2=50 \mu\text{rad}$, $\Delta\theta_3=100 \mu\text{rad}$, $\Delta\theta_4=150 \mu\text{rad}$ の場合で理想状態時の 98%, $\Delta\theta_2=\Delta\theta_3=\Delta\theta_4=150 \mu\text{rad}$ の場合でその 97% が保持されていた。各結晶に存在する設置誤差が許容範囲内の $150 \mu\text{rad}$ 以内であれば、基準結晶に対して他の 3 枚の結晶に存在する設置誤差の違いによらず、遠視野分布における最大強度の変化はほぼ同じである。これは、 $\Delta\Phi(\Delta d_n) \neq 0$ の場合にも共通するものである。位相差を $\Delta\Phi(\Delta d_2)=\pi/6$, $\Delta\Phi(\Delta d_3)=\pi/3$, $\Delta\Phi(\Delta d_4)=\pi/2$, および $\Delta\Phi(\Delta d_2)=\pi/3$, $\Delta\Phi(\Delta d_3)=2\pi/3$, $\Delta\Phi(\Delta d_4)=\pi$ とし、位相不整合角度を $\Delta\theta_2=50 \mu\text{rad}$, $\Delta\theta_3=100 \mu\text{rad}$, $\Delta\theta_4=150 \mu\text{rad}$ の場合と $\Delta\theta_2=\Delta\theta_3=\Delta\theta_4=150 \mu\text{rad}$ の場合に分けて数値計算を行った結果、遠視野分布における強度の違いは 1% 程度であった。Fig. 3 に示す $\Delta\theta_2=\Delta\theta_3=\Delta\theta_4=150 \mu\text{rad}$ の条件で、厚さ誤差による位相差が最大 $\pi/2$, π の場合に対する遠視野分布より、 $\Delta\Phi(\Delta d_n)$ の増大に伴い、円状であったエアリースポットの割れおよび第二高調波の最大強度の低下が確認できる。最大強度は、それぞれ理想状態時の 87%, 56% まで低下した。これは、各結晶間の厚さ誤差による位相差が原因で干渉が生じ、その結果として、焦点における最大強度の空間的位置およびエアリースポット内におけるエネルギーが変化したことによるものと考えられる。また、遠視野分布に与える影響は設置誤差による位相差よりも、各結晶の厚さ誤差による位相差のほうが大きいことがわかる。これは、小信号近似により与えられる設置誤差による位相差からも明らかである⁵⁾。入射基本波の強度が低い場合、タイリング結晶中における位相変化は $\Delta k_n d_n/2$ のみで表されるが、基本波の強度が高くなると、3 次の非線形光学効果による非線形位相シフト (B 積分) も考慮する必要がある。3 次の非線形光学効果は、基本波と第二高調波における自己位相変調、第二高調波と基本波の間における相互位相変調、ビームの自己収束を引き起こし、その大きさは入射基本波

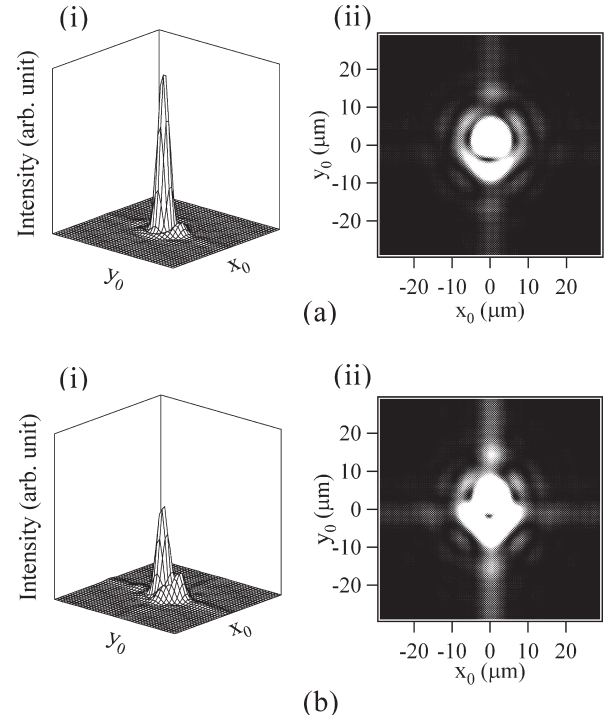


Fig. 3 Far-field patterns of the second-harmonic wave for $\Delta\theta_1=0$, $\Delta\theta_2=\Delta\theta_3=\Delta\theta_4=150 \mu\text{rad}$ with (a) $\Delta\Phi(\Delta d_1)=0$, $\Delta\Phi(\Delta d_2)=\pi/6$, $\Delta\Phi(\Delta d_3)=\pi/3$, $\Delta\Phi(\Delta d_4)=\pi/2$, and (b) $\Delta\Phi(\Delta d_1)=0$, $\Delta\Phi(\Delta d_2)=\pi/3$, $\Delta\Phi(\Delta d_3)=2\pi/3$, $\Delta\Phi(\Delta d_4)=\pi$, respectively. Drawings (i) and (ii) are the surface and image plots of far-field patterns, respectively. The central portion of the image plot is overexposed by a factor of 50 to increase the visibility of the high-order diffraction portions.

のピーク強度、結晶の非線形屈折率、結晶の長さに依存する。文献 10 に示された KDP 結晶の非線形屈折率の値を用いて、タイリング結晶の厚さを 5 mm, 入射基本波のピーク強度と中心波長をそれぞれ 30 GW/cm^2 , 1053 nm とすると、3 次の非線形光学効果による非線形位相シフトは最大で 0.1π となる。タイリング結晶と入射基本波強度は本論文で示したように均一なものであれば、3 次の非線形光学効果の影響は限定的であるが、入射基本波のピーク強度がより高くなり、その強度分布において不均一性が無視できなくなると、発生した第二高調波には位相の不均一性が生じ、それによって遠視野分布におけるエアリースポットの範囲が広がる。このため、式 (1) と式 (2) に示した非線形波動方程式には 3 次の非線形光学効果を含める必要がある¹¹⁾。

Fig. 4 に示すように、基準結晶以外の 3 枚の結晶に関する設置誤差が $150 \mu\text{rad}$ で、厚さ誤差による位相差がそれぞれ $\pi/2$, π の場合、理想状態に対する最大強度はそれぞれ 80%, 39% まで減少した。各結晶間に異なる位相差 $\Delta\Phi(\Delta d_n)$ が存在する場合 (Fig. 3) と比較すると、基準

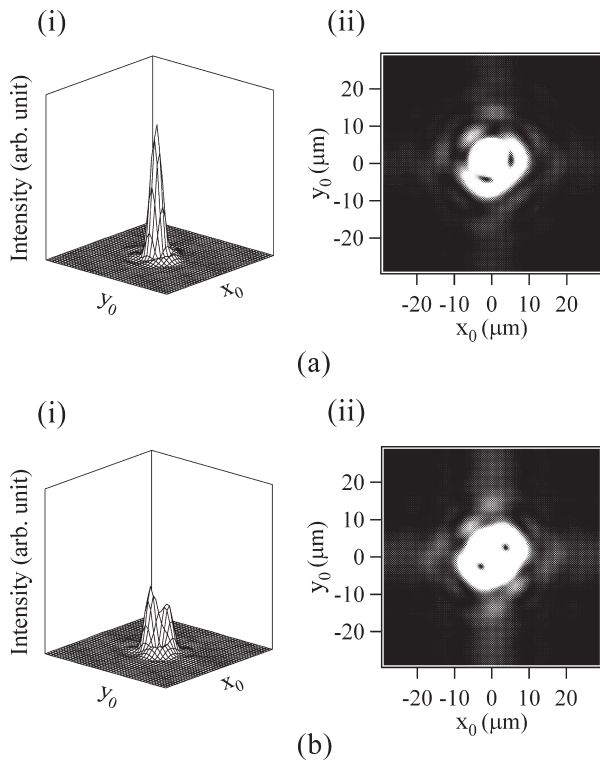


Fig. 4 Far-field patterns of the second-harmonic wave for $\Delta\theta_1=0, \Delta\theta_2=\Delta\theta_3=\Delta\theta_4=150 \mu\text{rad}$ with (a) $\Delta\Phi(\Delta d_1)=0, \Delta\Phi(\Delta d_2)=\Delta\Phi(\Delta d_3)=\Delta\Phi(\Delta d_4)=\pi/2$, and (b) $\Delta\Phi(\Delta d_1)=0, \Delta\Phi(\Delta d_2)=\Delta\Phi(\Delta d_3)=\Delta\Phi(\Delta d_4)=\pi$, respectively. Drawings (i) and (ii) are the surface and image plots of far-field patterns, respectively. The central portion of the image plot is overexposed by a factor of 50 to increase the visibility of the high-order diffraction portions.

結晶に対して3枚の結晶に大きな位相差 $\Delta\Phi(\Delta d_n)$ が存在する場合のほうが遠視野における最大強度の低下は大きくなる。これらの結果より、基準結晶に対して他の3枚のタイリング結晶間に考えられる数多くの設置パターンの中で、遠視野空間分布の変化が最大となる $\Delta\theta_2=\Delta\theta_3=\Delta\theta_4, \Delta\Phi(\Delta d_2)=\Delta\Phi(\Delta d_3)=\Delta\Phi(\Delta d_4)$ の場合について評価することが重要である。エアリースポットピーク位置の移動方向に関しては、4枚の結晶の中で、第二高調波に最も大きな位相差を与える結晶方向であるといえる。エアリーの輪帯に着目すると、Fig. 2 (b) で現れていた同心円状の明輪が4つのビームの干渉による空間的な変調によって、いくつもの明暗部分に分かれていることが確認できる。これら遠視野分布の変化は、逆に各結晶の設置誤差および厚さ誤差の調整に応用できると考えられる。つまり、干渉によるエアリースポット内におけるエネルギー変化がなくなり標準的なエアリーの輪帯が現れるまで、焦点における遠視野分布を観察しながらタイリング結晶のアライメントを行うことができる。

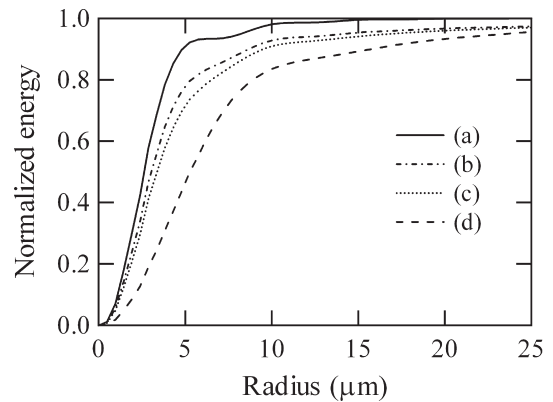


Fig. 5 Energy distributions of far-field patterns as a function of the Airy disk radius for (a) $\Delta\theta_n=0, \Delta\Phi(\Delta d_n)=0$, (b) $\Delta\theta_1=0, \Delta\theta_2=\Delta\theta_3=\Delta\theta_4=150 \mu\text{rad}, \Delta\Phi(\Delta d_1)=0, \Delta\Phi(\Delta d_2)=\Delta\Phi(\Delta d_3)=\Delta\Phi(\Delta d_4)=\pi/2.7$, (c) $\Delta\theta_1=0, \Delta\theta_2=\Delta\theta_3=\Delta\theta_4=150 \mu\text{rad}, \Delta\Phi(\Delta d_1)=0, \Delta\Phi(\Delta d_2)=\Delta\Phi(\Delta d_3)=\Delta\Phi(\Delta d_4)=\pi/2$, and (d) $\Delta\theta_1=0, \Delta\theta_2=\Delta\theta_3=\Delta\theta_4=150 \mu\text{rad}, \Delta\Phi(\Delta d_1)=0, \Delta\Phi(\Delta d_2)=\Delta\Phi(\Delta d_3)=\Delta\Phi(\Delta d_4)=\pi$.

高次の回折光になるほど、そのエネルギーは急激に減少する⁹⁾ことから、理想状態の第5暗輪までに含まれるエネルギーを基準にして、焦点における遠視野分布の変化に対する定量的な評価を行った。Fig. 5は、Fig. 2に示した理想状態における分布の中心を基準にして同心円で区切ったときの、その範囲に含まれるエネルギーを表したものである。理想状態 [$\Delta\theta_n=0, \Delta\Phi(\Delta d_n)=0$] において、第1暗輪の半径はおおよそ $6.4 \mu\text{m}$ であり、第5暗輪までのエネルギーの93%がそのエアリースポット内に集中している。それぞれの結晶の設置誤差が許容範囲内 [$\Delta\theta_2=\Delta\theta_3=\Delta\theta_4 \leq 150 \mu\text{rad}$] で、厚さ誤差による位相差が $\pi/2, \pi$ 以下の場合、同半径内に存在するエネルギーは最大で79%、62%に減少する。したがって、理想状態の第1暗輪までの範囲およびそこに集中しているエネルギーは、タイリング結晶の設置誤差および結晶厚さ誤差を反映する。これを利用して、タイリング結晶の調整状態を定量的に評価することも可能である。数値計算結果から、理想状態のエアリースポット内のエネルギーを基準にして、その90%を保証するためには、 $\Delta\theta_n, \Delta\Phi(\Delta d_n)$ はそれぞれ、 $150 \mu\text{rad}, \pi/2.7$ 以下にする必要がある。この許容条件に関する焦点における遠視野分布において、 y_0 軸上 ($x_0=0$) の時間分布波形をFig. 6に示す。理想状態における時間分布波形と比較すると、均一であった空間に対する強度およびエネルギーの変化はあるものの、時間分布は集光光学系前の入射光と同じガウス分布となっている。また、Fig. 7に示すように、焦点における周波数分布も時間分布と同様に集光光学系前の入射光と同じガウス分布となっている。中心周波数のシフトはみられないが、高周波数および低周波数部分

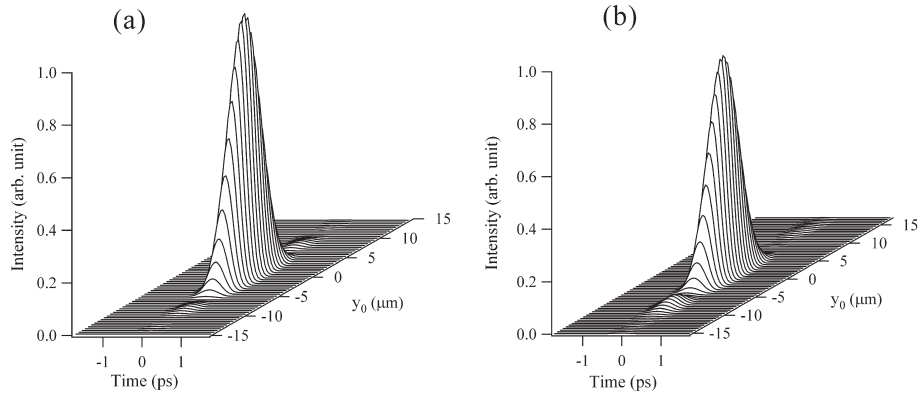


Fig. 6 Temporospatial distribution of the second-harmonic wave at the focal point ($x_0=0$) for (a) $\Delta\theta_n=0$, $\Delta\Phi(\Delta d_n)=0$, and (b) $\Delta\theta_1=0$, $\Delta\theta_2=\Delta\theta_3=\Delta\theta_4=150 \mu\text{rad}$, $\Delta\Phi(\Delta d_1)=0$, $\Delta\Phi(\Delta d_2)=\Delta\Phi(\Delta d_3)=\Delta\Phi(\Delta d_4)=\pi/2.7$. The intensities are normalized by the peak intensity of the second-harmonic wave shown in Fig. 6 (a).

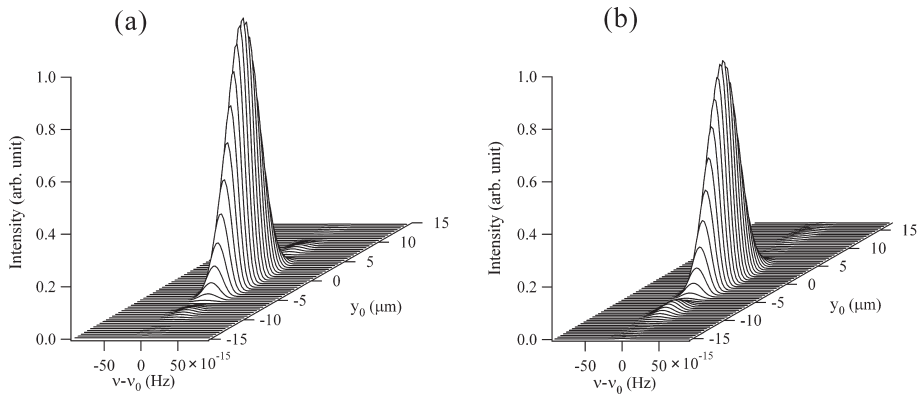


Fig. 7 Frequency difference ($v-v_0$) and spatial distribution of the second-harmonic wave at the focal point ($x_0=0$) for (a) $\Delta\theta_n=0$, $\Delta\Phi(\Delta d_n)=0$, and (b) $\Delta\theta_1=0$, $\Delta\theta_2=\Delta\theta_3=\Delta\theta_4=150 \mu\text{rad}$, $\Delta\Phi(\Delta d_1)=0$, $\Delta\Phi(\Delta d_2)=\Delta\Phi(\Delta d_3)=\Delta\Phi(\Delta d_4)=\pi/2.7$, where v_0 is the central frequency of the second-harmonic wave. The intensities are normalized by the peak intensity of the second-harmonic wave shown in Fig. 7 (a).

において、回折効果による微小変調が現れる。

タイリング結晶間の厚さ誤差は結晶透過後のレーザーパルスに位相差を与えるだけでなく、仮にその位相差が 2π の整数倍であっても、タイリング結晶による第二高調波レーザーパルスに時間差も与える。基準結晶1と他の結晶の厚さ誤差 $\Delta d_n=d_n-d_1$ ($n=1, 2, 3, 4$) による時間差は、 $\Delta t_n=\Delta d_n(1/v_{2e}-1/c)$ と表すことができる。タイリング結晶で発生した第二高調波パルス幅が 0.4 ps であり⁵⁾、そのバンド幅は約 1 nm となることから、第二高調波レーザービームを集光させる際、集光光学系の回折効果による第二高調波の時間波形への影響は無視できる。その結果、焦点における強度の時間分布は4枚のタイリング結晶から射出したレーザーパルスを合成したものとなり、パルス間の時間差による時間的な広がりが生じる。これは、エアリースポット内におけるエネルギー分布のみで評価することは

できないため、遠視野分布内のある1点における強度の時間分布を評価する必要がある。評価基準として最大強度の許容値を理想状態時の90%とすると、その許容時間差は 0.16 ps となった。 Δd_n の最大値 0.1 mm に対応する最大時間差 Δt_n は 0.17 ps であり、このときの最大強度は最大で理想の88%となり、パルス幅は 0.4 ps から 0.43 ps まで広がった。本論文で検討したタイリング結晶系では、結晶間の時間差による遠視野分布に与える影響は完全に無視できるものではないが、タイリング結晶の最適化のためのパラメーターとしては考慮する必要はないと考えられる。

4枚のタイリング結晶のそれぞれの平行度および平面度による第二高調波ビームの近視野分布への影響は無視できるが、集光光学系の焦点距離 f によっては、第二高調波ビームの遠視野分布に影響を与える。基準結晶1の平行度を0とし、他の結晶の平行度を α_n ($n=2, 3, 4$) とする

と、結晶 2, 3, 4 を出射した直後の第二高調波ビームの伝播方向は $\alpha_n' = n_{2e}\alpha_n$ となり、焦点においては、基準結晶 1 で発生した第二高調波の遠視野分布の中心に対して $f \sin \alpha_n'$ 離れ、エアリースポット内のエネルギーが減少する。Fig. 5 に示した結果と同様に平行度を評価すると、エアリースポット内のエネルギーが理想状態時 ($\alpha_n = 0$) の 90% 以上となるには、タイリング結晶の平行度は $0.09 \mu\text{rad}$ 以上にする必要がある。これは 0.5 m のビーム半径に対して 43.5 nm の厚さ誤差に相当し、第二高調波波長の 12 分の 1 となる。一方、平面度は第二高調波の伝播方向のみならず、その発散特性にも影響を与える。平面度への定量的な評価は平行度より複雑になるが、4 枚の結晶の入射面と出射面を曲率半径の大きな球面と近似して、タイリング結晶の平面度を評価することができる。タイリング結晶の平面度によるエアリースポット内のエネルギー減少の許容値を理想状態時の 90% とすると、タイリング結晶の許容平面度は第二高調波波長の 30 分の 1 になる。平面度は第二高調波波長の 12 分の 1 になると、エアリースポット内のエネルギーが理想のときの 61% まで下がる。タイリング結晶を設計するうえで要求される平行度および平面度に関するこれらの精度を、単に結晶加工で満たすことは容易ではない。すでに実用化されている可変形集光反射鏡¹²⁾を利用して、タイリング結晶間の位相差を含めて結晶の平行度および平面度を必要な精度まで保証することが現実的な方法である。

4. ま と め

タイリング KDP 結晶を用いたレーザー核融合用大口径高出力レーザーにおける第二高調波の遠視野分布の評価を行い、光学設計の指標を明らかにした。焦点における遠視野分布およびその範囲に集中しているエネルギーをもとにして、タイリング結晶の設置誤差および厚さ誤差の調整が行えることを示した。本文で示した数値計算結果の一例として、基本波波長 1053 nm 、最大強度 30 GW/cm^2 、パルス幅 0.5 ps のレーザーに対して、Type I 位相整合方式で厚さ 5 mm の KDP 結晶を採用した。各結晶間に設置誤差

および厚さ誤差が存在しない理想状態における第二高調波のエアリースポットの範囲およびそこに集中しているエネルギーを基準にして、その 90% のエネルギーを保証するためには、設置誤差および厚さ誤差による位相変化をそれぞれ $150 \mu\text{rad}$ 、 $\pi/2.7$ 以下にする必要がある。また、タイリング結晶の平行度および平面度にはそれぞれ $0.09 \mu\text{rad}$ 、第二高調波波長の 30 分の 1 のような高い精度が求められる。

文 献

- 1) N. Miyanaga, H. Azechi, K. A. Tanaka, T. Kanabe, T. Jitsuno, J. Kawanaka, Y. Fujimoto, R. Kodama, H. Shiraga, K. Knodo, K. Tsubakimoto, H. Habara, J. Lu, G. Xu, N. Morio, S. Matsuo, E. Miyaji, Y. Kawakami, Y. Izawa and K. Mima: "10-kJ PW laser for the FIREX-I program," J. Phys. IV France, **133** (2006) 81-87.
- 2) 疇地 宏, 城崎知至, FIREX プロジェクトグループ: "炉心プラズマ FIREX 計画", J. Plasma Fusion Res., **81** (2005) 98-104.
- 3) 白神宏之: "核融合燃料の高密度圧縮の展開", レーザー研究, **32** (2004) 306-312.
- 4) 佐々木友孝, 横谷篤至, 山中龍彦, 山中千代衛: "三倍高調波発生用大口径アレー式 KDP セルの製作", レーザー研究, **13** (1985) 500-509.
- 5) 湯川博基, 張本鉄雄, 白神宏之: "タイリング結晶を用いた大口径チャープパルス増幅レーザーの第二高調波発生に関する数値解析", 光学, **36** (2007) 94-99.
- 6) T. Harimoto: "Far-field pattern analysis for an array grating compressor," Jpn. J. Appl. Phys. A, **43** (2004) 1362-1365.
- 7) A. E. Siegman: *Lasers* (University Science Books, 1986) pp. 331-356.
- 8) J. W. Goodman: *Introduction to Fourier Optics*, 2nd ed. (The McGraw-Hill Companies, Inc., 1996) pp. 4-31.
- 9) M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics*, 7th ed. (Cambridge University Press, 1999) pp. 412-514.
- 10) I. A. Kulagin, R. A. Ganeev, R. I. Tugushev, A. I. Ryasnyansky and T. Usmanov: "Analysis of third-order nonlinear susceptibilities of quadratic nonlinear optical crystals," J. Opt. Soc. Am. B, **23** (2006) 75-80.
- 11) T. Zhang, Y. Kato, K. Yamakawa, H. Daido and Y. Izawa: "Peak intensity enhancement and pulse compression of a picosecond laser pulse by frequency doubling with a pre-delay," Jpn. J. Appl. Phys., **34** (1995) 3552-3561.
- 12) F. Druon, G. Cheriaux, J. Faure, J. Nees, M. Nantel, A. Maksimchuk, G. Mourou, J.-C. Chanteloup and G. Vdovin: "Wave-front correction of femtosecond terawatt lasers by deformable mirrors," Opt. Lett., **23** (1998) 1043-1045.