

文章编号: 0258-7025(2002)06-0525-05

位相畸变三次谐波转换

侯 静^{1,2}, 凌 宁¹

(¹ 中国科学院光电技术研究所, 四川成都 610209; ² 国防科技大学理学院, 湖南长沙 410073)

提要 研究了 KDP 晶体 Type I / Type II 角度匹配的三倍频方案中, 离散效应和基波位相畸变对三次谐波的影响。重点考虑了位相畸变所带来的在光束全口径上 e 光折射率以及相位失配等的变化, 分析了功率密度分布为超高斯型且具有 Zernike 多项式表述的各阶像差的光束的三次谐波转换过程, 得到了不同像差对三次谐波横向光功率密度分布的影响以及转换效率变化曲线。

关键词 三次谐波, 位相畸变, 光功率密度分布, 转换效率

中图分类号 O 437 文献标识码 A

Third Harmonic Conversion of Aberrated Laser Beam

HOU Jing^{1,2}, LING Ning¹

¹Institute of Optics and Electronics, The Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209
²Science Institute of National University of Defense Technology, Changsha 410073

Abstract The third harmonic conversion of Type I / Type II angle-matching scheme of KDP is affected by aberrations of fundamental waves is studied, including the nonuniform distribution across the aperture of refractive index, phase-mismatch and etc., which are deduced by aberrations of fundamental waves. The results of transverse intensity distributions and conversion-efficiencies of super-Gaussian beam with aberrations of Zernike polynomials are presented.

Key words third harmonic, aberration, conversion-efficiency, nonlinear crystal

1 引 言

实际情况下的光束都不可能是理想的平面波或高斯光束, 都存在不同程度的非均匀的光功率密度分布和位相畸变, 但成熟的理论都以平面波或高斯光束为研究基础, 因此对于位相畸变光束三次谐波过程的研究是非常有价值和实际意义的。国内外也开展了许多 KDP 晶体二次谐波(SHG)和三次谐波(THG)过程的研究^[1~3], 但对于基波具有位相畸变的情况还讨论得很少^[4,5]。

我们通过理论模拟计算的方法, 研究了高功率密度(GW/cm^2)情况下, KDP 晶体 Type I / Type II 角度匹配的三倍频方案中(如图 1 所示), 位相畸变所带来的全口径上 e 光折射率以及相位匹配等的不均匀性对光束的三次谐波转换的影响。具体分析了具有用 Zernike 多项式表述的各阶像差, 光功率密

度分布超高斯型的光束的三次谐波转换过程, 得到了不同像差对三次谐波横向光功率密度分布的影响及转换效率变化曲线。

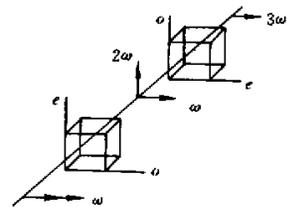


图 1 用于三倍频的 I 类/II 类系统

Fig. 1 Type I/type II scheme for third harmonic generation

2 理论与计算模型

收稿日期 2001-03-21; 收到修改稿日期 2001-05-14

作者简介: 侯静(1975—), 女, 博士生, 主要从事自适应光学和非线性光学研究。E-mail: houjing25@sina.com.cn

在光线传播的坐标系 xyz 内, o 光沿 x 轴偏振, e 光沿 y 轴偏振。在近轴近似和慢变幅近似下, I 类匹配 ($o + o \rightarrow e$) 中, o 光复振幅 F 和 e 光复振幅 H 所满足的方程分别为^[1]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)F + 2in_{o,2\omega} \frac{\omega}{c} \frac{\partial F}{\partial z} = -\frac{\omega^2}{c^2} \bar{\chi} F \times \text{Hexp}(i\Delta kz) \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + [1 - \beta_{2\omega}(\theta)\sin^2\theta] \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + 2in_{e,2\omega}(\theta) \frac{2\omega}{c} [1 - \beta_{2\omega}(\theta)\cos^2\theta]^{1/2} \times \left[\frac{\partial H}{\partial z} + \rho_{2\omega}(\theta) \frac{\partial H}{\partial y}\right] = \\ -\frac{(2\omega)^2}{2c^2} \bar{\chi} F^2 \text{exp}(-i\Delta kz) \end{aligned} \quad (2)$$

其中

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_{e,2\omega}^2(\theta)} = \frac{\cos^2\theta}{n_{o,2\omega}^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_{e,2\omega}^2}, \quad \beta_{2\omega}(\theta) = 1 - \frac{n_{e,2\omega}^2(\theta)}{n_{o,2\omega}^2}, \\ \Delta k = \frac{2\omega}{c} [n_{e,2\omega}(\theta) - n_{o,2\omega}], \quad \rho_{2\omega}(\theta) = \frac{-\beta_{2\omega}(\theta)\sin 2\theta/2}{1 - \beta_{2\omega}(\theta)\cos^2\theta} \end{aligned}$$

$\bar{\chi} = -\chi \sin\theta \sin 2\phi$, θ 为光波波矢与光轴的夹角, ϕ 为方位角, c 为光速。

对 II 类匹配情况 ($o + e \rightarrow e$) 中, 非线性三波耦合方程为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)F + 2in_{o,2\omega} \frac{2\omega}{c} \frac{\partial F}{\partial z} = -\frac{(2\omega)^2}{c^2} \bar{\chi} G \times \text{Hexp}(i\Delta kz) \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 G}{\partial x^2} + [1 - \beta_{\omega}(\theta)\sin^2\theta] \frac{\partial^2 G}{\partial y^2} + 2in_{e,\omega}(\theta) \frac{\omega}{c} [1 - \beta_{\omega}(\theta)\cos^2\theta]^{1/2} \times \left[\frac{\partial G}{\partial z} + \rho_{\omega}(\theta) \frac{\partial G}{\partial y}\right] = \\ -\frac{\omega^2}{c^2} \bar{\chi} F * \text{Hexp}(i\Delta kz) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + [1 - \beta_{3\omega}(\theta)\sin^2\theta] \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + 2in_{e,3\omega}(\theta) \frac{3\omega}{c} [1 - \beta_{3\omega}(\theta)\cos^2\theta]^{1/2} \times \left[\frac{\partial H}{\partial z} + \rho_{3\omega}(\theta) \frac{\partial H}{\partial y}\right] = \\ -\frac{(3\omega)^2}{c^2} \bar{\chi} FG \text{exp}(-i\Delta kz) \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$\Delta k = \frac{\omega}{c} [3n_{e,3\omega}(\theta) - n_{e,\omega}(\theta) - 2n_{o,2\omega}], \quad \bar{\chi} = \chi \sin 2\theta \cos 2\phi$$

方程 (1) (2) 和 (3)~(5) 是由 Maxwell 方程组推导而来的三维方程组, 描述了光波在晶体中的衍射过程, 而方程中 $\rho_{\omega}(x, y)$, $\rho_{2\omega}(x, y)$ 和 $\rho_{3\omega}(x, y)$ 实际就是常说的离散角。在求解方程 (1) (2) 和 (3)~(5) 时仍采用分层传播方法 (split-step beam-propagation method)^[1,2], 其中结合离散傅里叶变换和四阶龙格-库塔 (R-K) 积分方法, 这里不再重复。

由于考虑的是位相畸变光束的倍频, 设基波 $F(x, y, z) = A(x, y, z) \text{exp}[i\phi(x, y)]$, $\phi(x, y)$ 为位相因子, 光波波矢与光轴的夹角 θ 在光束全口径内不再是常数, 而是随 x, y, z 变化而变化的 $\theta(x, y)$, 则 $n_e(x, y)$, $\Delta k(x, y)$, $\beta(x, y)$, $\rho(x, y)$, $\bar{\chi}(x, y)$ 等都是随位相因子变化而变化的, 在这些变量中首先需要得到的是 $\theta(x, y)$ 。

KDP 晶体 Type I/Type II 角度匹配的三倍频方案中, 倍频过程为 I 类匹配方式, 由于考虑的是共线匹配, $\theta(x, y)$ 可以通过先求得基波波前各处的

法向方向矢量, 再计算出其与晶体光轴的夹角得到。在 II 类匹配方式 ω 与 2ω 形成三倍频的过程中, 必须先分别求得 ω 与 2ω 光波波前各处的波矢方向矢量, 通过动量守恒 $\vec{k}_{1\omega}(x, y) + \vec{k}_{2\omega}(x, y) = \vec{k}_{3\omega}(x, y)$, 确定 $\vec{k}_{3\omega}(x, y)$, 然后才能计算出 $\theta(x, y)$, 接着通过各自公式得到每个方程中的不同 $n_e(x, y)$, $\Delta k(x, y)$, $\beta(x, y)$, $\rho(x, y)$, $\bar{\chi}(x, y)$ 等。

另外一个十分值得注意的问题是, Type I/Type II 角度匹配的三倍频方案中, ω 光束从第一个晶体入射时是 o 光, 进入第二个晶体时是 e 光。在数值计算中, 此时需作一个坐标变换, 许多文献^[1,2] 都忽略了这个问题。习惯上, 离散效应能相对明显表现的方向, 称为“敏感方向”^[1], 同时该方向上的像差变化对变频过程的影响也相对较大。三波耦合方程组以 ω 光束的光线传播坐标系 xyz 为基准, ω 光束从第一个晶体入射时是 o 光, “敏感方向”为 y 方向,

进入第二个晶体时是 e 光“敏感方向”则应为 x 方向,不应该有统一的“敏感 y 方向”。当假设基波是平面波或者离散效应不明显时,误认为有统一的“敏感 y 方向”而只计算 y 方向,也能得到正确结果^[1,2],但当离散效应不能忽略或基波有各种像差及光强横向分布的不均匀性时,结果会有很大不同。

3 数值模拟结果

针对基波波长为 1054 nm KDP 晶体位相匹配为 Type I/Type II 的三倍频过程,其中晶体长度分别为 10.25 mm 和 8.08 mm,相位匹配角分别为 $\theta = 41.19^\circ, \phi = 45^\circ$ 和 $\theta = 58.9^\circ, \phi = 0^\circ$,非线性系数 $x = 0.78$ pm/V,基波 x, y 方向均为超高斯分布

$$A(x, y) = A_0 \exp[-(x^6 + y^6) \mathcal{V} \omega_0^6] \times \exp[i2\pi\phi(x, y)]$$

对峰值功率密度为 2 GW/cm² 的情况进行了数值计算。图 2 是在基波没有任何位相畸变 $\omega_0 = 4$ mm 时的计算结果,图 2(a)显示了经过第一个晶体倍频以后, ω 和 2ω 的光束的光功率密度分布情况, ω 和 2ω 的光功率密度的横向分布都保持了超高斯分布

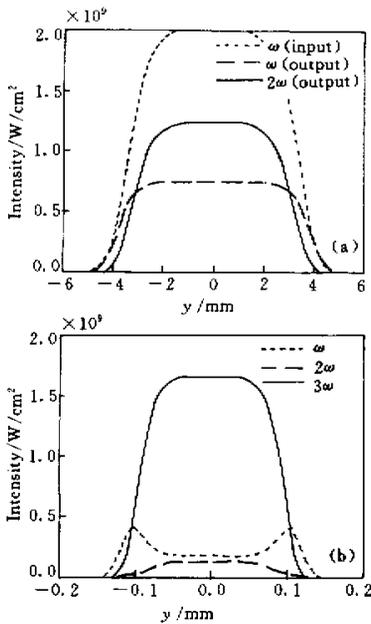


图 2 $\omega, 2\omega, 3\omega$ 光的密度分布

(a)(b) 分别为第一和第二个晶体的输出密度分布

Fig.2 Intensity distribution of $\omega, 2\omega, 3\omega$ beams

(a) and (b) are output intensity distributions of crystal 1 and 2, respectively

的形态 2ω 光束的半径减小,转换效率为 52%。图 2(b)显示了 ω 和 2ω 的光束再经过第二个晶体混频以后,出射的 ω 和 2ω 光功率密度都降低了,有效地转换给了 3ω 的光束, 3ω 的光束也是超高斯分布的形态,转换效率为 71.5%,离散效应此时对谐波转换的影响非常小,可以忽略。这与文献 1 的结果很好地吻合。

3.1 离散效应

为有效突出离散效应,假设 $\omega_0 = 0.125$ mm,此时第一个晶体的光功率密度剖面图如图 3 所示,能明显看出 2ω 的光束仅在晶体出射面 y 方向有所偏移,转换效率为 51.5%比图 2(a)下降。 ω 和 2ω 的光束此时仍能比较有效地耦合,三倍频过程后, 3ω 的光束在晶体出射面 x 和 y 方向都有偏移量,而并非如文献 1]所述只在 y 方向“敏感”,此时转换效率为 69.47%。当光束口径继续减小时,离散效应更加明显地表现出来,二倍频和三倍频过程都将受到更严重的影响。

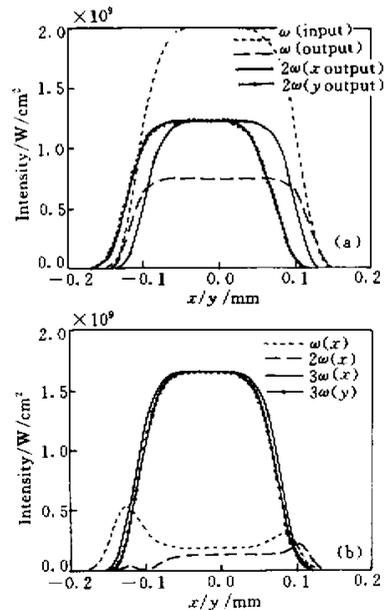


图 3 晶体 1、2 的侧面输出效应

(a)和(b)分别为第一和第二块晶体的输出密度分布

Fig.3 Walkoff effects in crystal 1 and 2

(a) and (b) are output intensity distributions of crystal 1 and 2, respectively

3.2 基波像差对三倍频光束的影响

为了得到位相畸变对三次谐波的影响,同文献

[5] 在数值模拟的过程中一样我们将基波的位相畸变设定为用 Zernike 多项式表达的像差。Zernike 多项式是广泛应用的进行像差展开的函数,且前几项都有明显的物理意义,如 4 阶为离焦,5 阶和 6 阶为像散,7 阶和 8 阶为慧差。其他条件同图 2,我们假设两个晶体由于入射光束主入射方向所决定的位相失配都为 0,仅存在由于光束位相畸变所引起的位相失配。

假设当基波有了 6 8 阶 Zernike 像差时,经过三倍频过程后其输出光束的光功率密度分布情况如图 4 和图 5 所示。可以直观看出当像差较小时, 3ω 的输出变化与无像差时相比较很小,随着像差 PV 值(以基波波长为单位,以下皆同)的增大, 3ω 的输出

峰值功率密度下降, 2ω 和 ω 的残余光功率密度分布会增加,分布图样也会有很大的变化。这种变化会因不同的像差而不同,因为不同的像差在光束口径内所引起的波面起伏是不同的,相位失配情况在全口径也不是一致的,所以光功率密度分布的横向变化也会有所不同。像散使其 y 方向上变得狭长,慧差使其中心功率密度下降,最后形成环状分布。光功率密度分布一方面由晶体的各向异性特征和 $\theta(x, y)$ 的分布情况决定,另一方面同时也受到衍射效应、离散效应的影响,所以光束全口径上位相的分布情况和出射的 3ω 光束的光功率密度分布的变化趋势并无直接的对应关系。

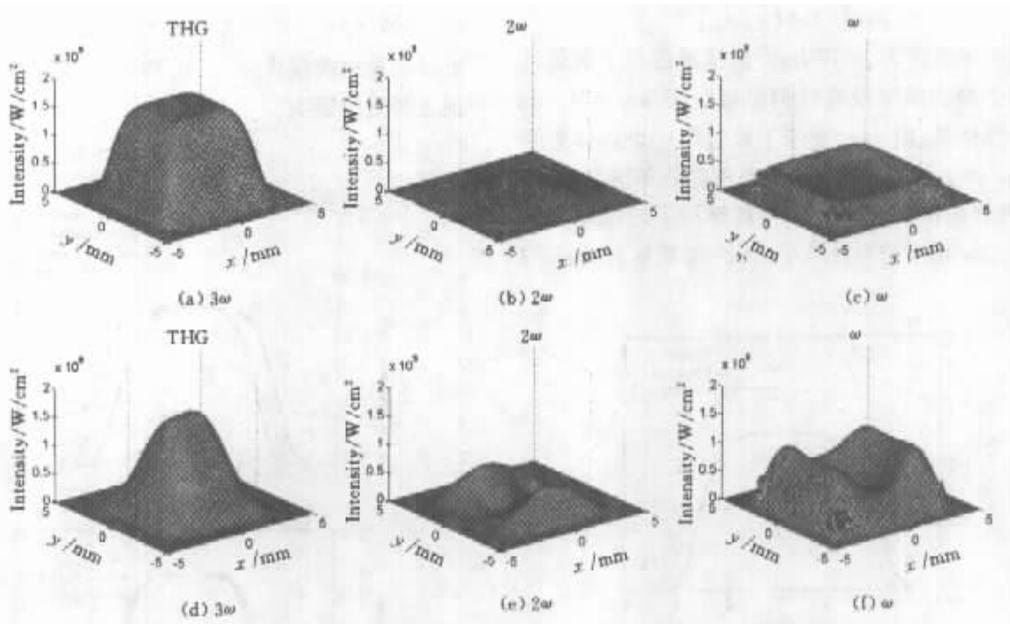


图 4 3ω 2ω 和 ω 光的输出密度分布(基波为 6 阶 Zernike 像差)
(a)~(c)为基波像差 PV=0.5 时的结果(基波波长)(d)~(f)为 PV=5 的结果

Fig. 4 Output intensity distributions of 3ω 2ω and ω beams (fundamental wave has 6th Zernike aberration)

(a)~(c) are the results when fundamental wave aberration PV=0.5 (in wavelength of fundamental wave) and (d)~(f) are of case of PV=5

文献 4 给出了二倍频光束转换效率随基波像差的变化而变化的曲线,这里给出三倍频转换效率随基波像差的变化而变化的曲线,如图 6 所示。我们所研究的是基波的单一 Zernike 像差对三倍频光束的影响。从以上分析可以看出,在本文的计算条件下,相同形式的像差即使是波面的对称轴取向不一致,结果也不同,如 $n = 7$ 和 $n = 8$ 时的差异,这是因为晶体是各向异性的。相同 PV 值的像差,离

焦(Zernike 阶数 $n = 4$)对三倍频的影响明显比所计算的像散($n = 5, 6$)和慧差($n = 7, 8$)都大,对于口径为 8 mm 超高斯光束,如果常见像差离焦、像散和慧差 PV 值都能控制在 0.5 以内,可以近似认为其三倍频过程与无位相畸变光束的三倍频过程相同;PV 值都控制在 2 以内,则可得 50% 以上的转换效率,但此时横向光功率密度分布会有明显的变化。对于其他口径的光束,也可有类似的分析过程。

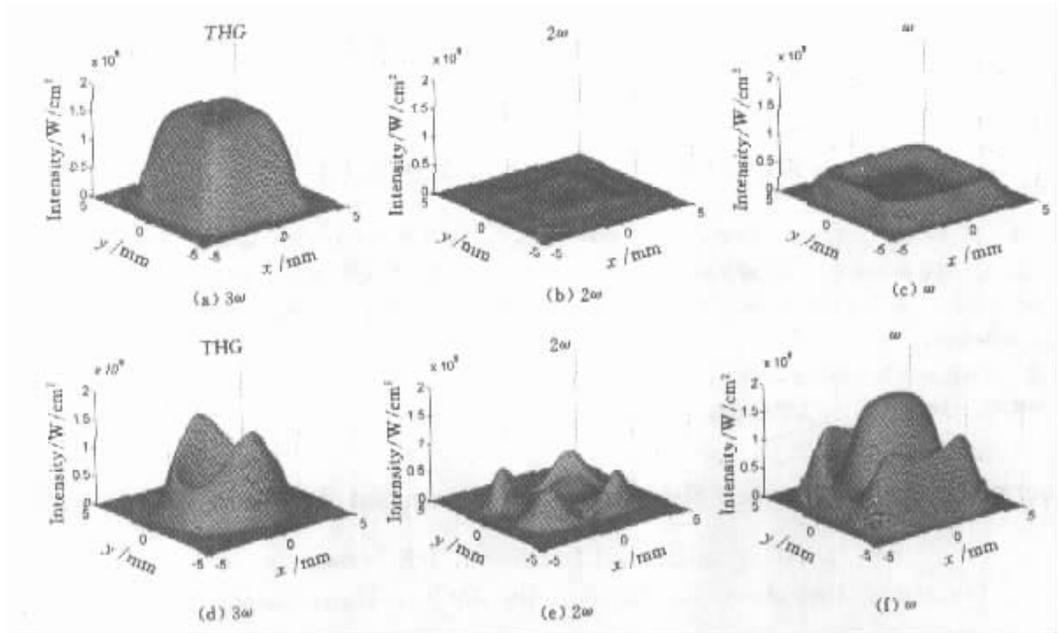


图 5 3ω 2ω 和 ω 光的输出密度分布(基波为 8 阶 Zernike 像差)
 (a)–(c)为基波像差 $PV=0.5$ 时的结果(基波波长) (d) – (f) 为 $PV=5$ 的结果

Fig. 5 Output intensity distributions of 3ω 2ω and ω beams (fundamental wave has 8th Zernike aberration)

(a)–(c) are the results when fundamental wave aberration $PV=0.5$ (in wavelength of fundamental wave) and (d)–(f) are of case of $PV=5$

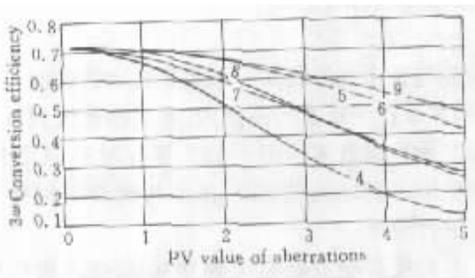


图 6 3ω 光的转换效率

(曲线为 Zernike 像差的阶数, PV 值为在基波上的波长)

Fig. 6 Conversion efficiency of 3ω beam

(Numbers on the curves are the Zernike orders of aberrations and PV values are in wavelength of fundamental wave)

4 结束语

我们从基本的三波耦合方程组出发,用数值模拟的方法从横向光功率密度分布和转换效率等方面研究了基波的单一 Zernike 像差对三倍频光束的影响。从中看出,入射基波的像差较小时,对三倍频光束的影响也较小,随着像差的增大,三倍频光束横向光功率密度分布图像会发生很大改变,同时转换效

率也会下降。通过数值计算还可以继续分析三倍频光束产生的最优条件、位相分布和光束质量等等,以及各种效应等对其的影响。

参 考 文 献

- 1 D. Eimerl, J. M. Auerbach, W. Milonni. Paraxial wave theory of second and third harmonic generation in uniaxial crystals I. Narrowband pump fields [J]. *J. Mod. Opt.*, 1995, **42**(5):1037~1067
- 2 Peter W. Milonni, Jerome M. Auerbach, David Eimerl. Frequency conversion modeling with spatially and temporally varying beams [C]. *SPIE*, 1997, **2633**:230~241
- 3 Jerome M. Auerbach, David Eimerl, David Milam *et al.*. Perturbation theory for electric-field amplitude and phase ripple transfer in frequency doubling and tripling [C]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(3):606~612
- 4 Hou Jing, Zhang Yudong, Jiang Wenhan. Second harmonic conversion-efficiency of aberrated laser beam [J]. *Chinese J. Lasers*, 2001, **B10**(6):460~465
- 5 Hou Jing, Zhang Yudong, Jiang Wenhan *et al.*. Phase distortion of second-harmonic generation with phase aberrated laser beam. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(4):402~406 (in Chinese)