

强会聚入射时 BBO 晶体倍频效率和束腰半径的关系*

胡 淼^{1)†} 葛剑虹²⁾ 陈 军²⁾ 刘 崇²⁾

1) (杭州电子科技大学通信工程学院, 杭州 310018)

2) (浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

(2008 年 2 月 25 日收到, 2008 年 8 月 7 日收到修改稿)

研究了强会聚绿光高斯光束入射到 BBO 晶体中的紫外倍频过程, 建立了相应的倍频理论模型. 模型综合考虑了高斯光束的发散、BBO 晶体的倍频接受角以及紫外光的走离效应等因素的影响. 理论计算了倍频效率和倍频光的远场分布, 并通过实验验证了理论分析结果.

关键词: BBO 晶体紫外倍频, 高斯光束, 倍频接受角, 远场光斑

PACC: 4265

1. 引 言

近年来, 国内外对于使用 BBO 晶体对 532 nm 绿光倍频产生紫外激光的实验报道一直层出不穷, BBO 晶体由于非线性系数较大、在紫外波段透过率高和价格便宜等诸多优点成为目前深紫外波段倍频材料的最佳选择之一^[1,2], 但是关于其倍频的理论分析却并不多见. 上世纪 60 年代, Boyd 等人对大走离角非线性晶体的倍频理论进行了研究^[3-5]; 借助于该理论, 1995 年 Steinbach 等人初步建立了 BBO 晶体中最佳相位匹配情况下椭圆高斯光束的倍频理论^[1]. 2003 年, Wang 等人考虑时间和空间上的走离效应, 对椭圆高斯光束的飞秒脉冲 BBO 晶体倍频理论和实验进行了研究^[6].

但是上述理论对于 BBO 晶体的深紫外倍频过程并不具有良好的适用性, 这是由于 BBO 晶体的倍频特性: 在 e 光振动面上的倍频接受角很小, 同时倍频光还存在严重的走离效应^[7]. 因此在强会聚高斯光束入射的情况下, 理论模型不仅要考虑基频高斯光束在晶体中各个位置的不同相位失配量和倍频光较大的走离角, 还要考虑强会聚高斯光束在晶体中光斑半径的变化进而导致的光强分布变化. 本文综合考虑了上述因素, 建立理论模型, 使其可以应用于强会聚条件下 BBO 晶体的紫外倍频. 利用模型对

晶体内光束的倍频效率进行分析和讨论, 并导出紫外倍频光束的远场光强分布; 最后将实验结果与理论计算进行比较分析, 理论值和实验结果符合得很好.

2. 理论分析

2.1. BBO 晶体的紫外倍频接受角

简单起见, 首先考虑入射光为理想平面波时 BBO 晶体的倍频接受角. 图 1 示出了晶体中任意点 $p'(x', y', z')$ 在不同振动平面内的相位失配情况, 图中 z 轴为通光方向, 晶体光轴位于 $xp'z$ 平面内, 光轴和 z 轴的夹角 θ_m 即为相位匹配角.

BBO 为负单轴晶材料, 当用于 I 类相位匹配倍频过程时, e 光振动面和 o 光振动面内的倍频接收角也相差很大, 进而造成入射光的角度发散在引起的相位失配量差别很大, 以下对该现象进行分析. 图 1(a) 为光束在晶体 e 光振动面 $xp'z$ 的相位失配角示意图. 假设入射光的波矢 k'_x 方向与 z 轴的夹角为 $\delta\theta_x$, 那么该角度偏差所造成的相位失配量为^[8]

$$\Delta k_x = \beta_\theta \delta\theta_x, \quad (1)$$

其中 $\beta_\theta = 4\pi\lambda_1^{-1}(n_{2\omega}^o - n_{2\omega}^e)\sin 2\theta_m$ 为 I 类匹配 BBO 晶体倍频的固有特性, λ_1 为入射基频光束在真空中

* 浙江省自然科学基金(批准号 20062612E11)资助的课题.

† E-mail: miao-hu@hotmail.com

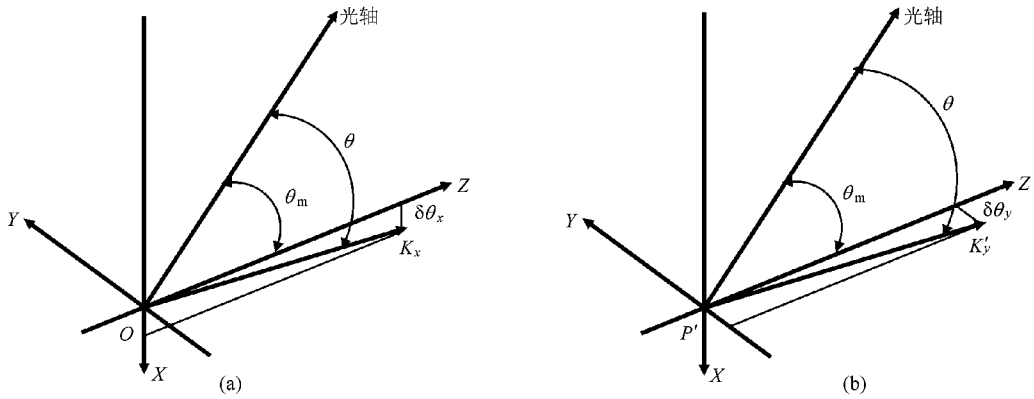


图 1 (a) e 光振动面内的相位失配角 $\delta\theta_x$ (b) o 光振动面内的相位失配角 $\delta\theta_y$

的波长.

图 2(b) 为光束在晶体 o 光振动面 $yp'z$ 的相位失配角示意图. 入射光波矢方向为 k'_y , 角度偏差所引起的相位失配量, 实际上是由 k'_y 方向和光轴的夹角 θ 与相位匹配角 θ_m 之间的偏离导致的. 假设波矢 k'_y 与通光轴 z 轴的夹角为 $\delta\theta_y$, 根据 (1) 式和球面三角学知识可得, 该角度偏差所造成的相位失配量为

$$\begin{aligned} \Delta k_y &= \frac{4\pi}{\lambda_1} [n_\omega^o - n_{2\omega}^e(\theta)] \\ &= \frac{4\pi}{\lambda_1} \{ n_\omega^o - n_{2\omega}^e[\arccos(\cos\theta_m \cos\delta\theta_y)] \}. \end{aligned} \quad (2)$$

化简 (2) 式可得 $\Delta k_y = \beta_0 \delta\theta'_y$, 其中 $\delta\theta'_y = [\arccos(\cos\theta_m \cos\delta\theta_y) - \theta_m]$ 为取代因子.

根据角度相位匹配倍频定义, 倍频接受角是当角度相位失配引起的倍频功率下降到一半时的全角 (FWHM)^[8]. 根据 (1) 式和 (2) 式计算得到 8 mm 长 BBO 晶体在 e 光振动面和 o 光振动面内的倍频接受角分别为 $\Delta\theta_x = 0.346$ mrad 和 $\Delta\theta_y = 50.33$ mrad. 从计算结果可以看出, BBO 晶体在上述两个平面内的倍频接收角相差很大, 其物理意义可以解释如下, 晶体光轴所在的平面为 e 光振动面, 所以入射光该平面内的角度偏差 $\delta\theta_x$ 直接造成了与相位匹配角 θ_m 的偏差, 而入射光在 o 光振动面内的角度偏差 $\delta\theta_y$, 并不直接造成与相位匹配角的偏差, 需要通过球面三角学的转换才可以得到有效的相位失配, 所以入射光在 o 光振动面的倍频接收角要远大于 e 光振动面的倍频接收角.

2.2. 会聚的高斯光束的相位失配

上文讨论了理想平面波的倍频接收角, 对于实

际系统, 入射到 BBO 晶体中为会聚的高斯光束. 光束在晶体中任意点 $p'(x', y', z')$ 所对应的相位失配角 $\delta\theta$ 不同, 即在各点的倍频效率也不同. 下面讨论会聚的高斯光束的相位失配情况.

图 2 为 xoz 平面内高斯光束的倍频过程在 BBO 晶体中的示意图. 晶体中心为坐标原点 o , 横坐标为考察点到通光轴的距离, 高斯光束由左往右传播. 显然高斯光束在通光轴 oz 上相位失配角为 $\delta\theta = 0$; 对于通光轴 oz 之外的考察点, 其等相位面法线指向与 oz 的夹角即为该点相位失配角 $\delta\theta$. 在 I 类匹配的倍频晶体中, 可以用等相位面波法线方向近似为该位置光束的波矢方向^[9].

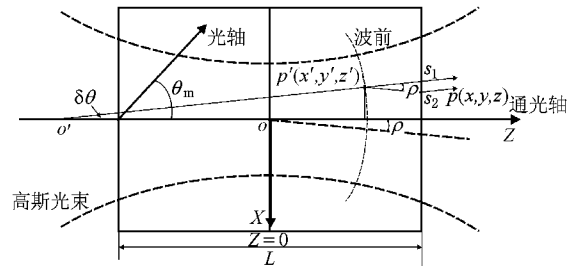


图 2 高斯光束在晶体中任意点的相位失配角

图 2 中, 晶体内部任意考察点坐标为 $p'(x', y', z')$. $o'p'$ 点是 p' 所对的波前等相位面的曲率半径, $o'p'$ 方向即为 p' 点的等相位面法线方向, 近似为 p' 点的波矢方向. 根据几何知识和高斯光束的特性可得该点的相位失配角为^[9]

$$\delta\theta(x', y', z') = \frac{\lambda_1'^2 z' r'}{\pi w^2(0) \beta} \left\{ 1 + \left[\frac{\lambda_1' z'}{\pi w^2(0)} \right]^2 \right\}^{(\frac{1}{2}\beta - 1)}, \quad (3)$$

式中 $\beta = 1 - \frac{\lambda_1'^2}{2\pi^2 w^2(0)}$, $r' = \sqrt{x'^2 + y'^2}$. 当基频光

束腰宽度 $u(0)$ 远大于激光波长 λ_1 时有 $\lim_{u(0) \gg \lambda_1} \beta \rightarrow$

1, 令 $\xi = \frac{\lambda_1}{\pi n_1 w^2(0)}$, 可以将(3)式化简为

$$\delta\theta(x', y', z') = \pi \xi^2 z' \sqrt{x'^2 + y'^2} [1 + (\xi z')^2]^{1/2}. \quad (4)$$

将(4)式中的相位失配角 $\delta\theta(x', y', z')$ 分别在 xoz 平面和 $yo z$ 平面上投影, 即可以得到点 $p'(x', y', z')$ 在这两个平面内的相位失配角 $\delta\theta_x$ 和 $\delta\theta_y$, 分别为

$$\delta\theta_x(x', y', z') = \pi \xi^2 z' x' [1 + (\xi z')^2]^{1/2}, \quad (5)$$

$$\delta\theta_y(x', y', z') = \pi \xi^2 z' y' [1 + (\xi z')^2]^{1/2}. \quad (6)$$

因此根据(5)式和(6)式, 当高斯光束入射到 BBO 晶体的倍频过程中, 在 p' 点处由于光束发散引起的总相位失配量 Δk 可以写成

$$\begin{aligned} \Delta k(x', y', z') &= \beta_0 \{ \delta\theta_x(x', y', z') \\ &+ \arccos[\cos\theta_m \cos\delta\theta_y(x', y', z')] - \theta_m \}. \quad (7) \end{aligned}$$

在得到 BBO 晶体中任意点的总相位失配量之后, 为了计算倍频光的功率, 还需要写出基频高斯光束的波动方程^[1]

$$\begin{aligned} E_1(x', y', z') &= \frac{E_0}{1 - i\tau'(z')} \exp(ik'z') \\ &\times \exp\left[-\frac{x'^2 + y'^2}{w^2(0) \cdot (1 - i\tau'(z'))}\right], \quad (8) \end{aligned}$$

式中实部表示了高斯光束的振幅, 虚部表示光束波前的相位. 其中 $u(0)$ 为会聚的高斯光束束腰半径, 晶体中的传播常数 $k' = 2\pi n_1/\lambda_1$, 聚焦参数 $b' = w^2(0)k'$, $\tau = 2z'/b'$. 其中 λ_1 为真空中绿光波长, n_1 为晶体对绿光的折射率. 由(7)(8)式得到晶体中任意点在 oz 方向上长度为 dz' 倍频单元产生的谐波的复振幅为

$$d\tilde{A}_2(x', y', z') = \frac{-i\kappa E_0^2 \exp[i\Delta k(x', y', z')z']}{1 - i\tau'}$$

$$\begin{aligned} A_2(x, y, L/2) &= \frac{-i\kappa E_0^2}{1 - i\tau} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\exp\left[i\Delta k\left(x\left(\frac{1+\tau'^2}{1+\tau}\right)^{1/4} - \rho(L/2 - z'), y\left(\frac{1+\tau'^2}{1+\tau}\right)^{1/4}, z'\right) \cdot z'\right]}{1 - i\tau'} \\ &\times \exp\left(-\frac{2\left\{x - \rho(L/2 - z')\right\}^2 + y^2}{w_0^2(1 - i\tau)}\right) dz', \quad (12) \end{aligned}$$

$$P_2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n_2 \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy |A_2(x, y, L/2)|^2, \quad (13)$$

$$P_1 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n_1 \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy |A_1(x, y, -L/2)|^2. \quad (14)$$

$$\times \left\{ \frac{1}{1 - i\tau'} \exp\left[-\frac{2x'^2 + 2y'^2}{w^2(0) \cdot (1 - i\tau')}\right] \right\} dz'. \quad (9)$$

2.3. 考虑走离效应后的倍频效率和倍频光远场分布

BBO 的双折射效应会使晶体中倍频光产生较大的走离角 ρ . 对(9)式中任意点 $p'(x', y', z')$ 倍频单元产生的倍频光复振幅 $d\tilde{A}_2(x', y', z')$, 假设其按照能流方向传播^[1-3]到晶体后表面上坐标为 $p(x, y, L/2)$.

首先, 可以将(9)式大括号中的项看作是具有和基频高斯光束相同聚焦参数 $b = b'$, 束腰半径为 $w_0/\sqrt{2}$ 的高斯光束传播项, 其中在晶体后表面有参数 $\tau = L/b$. 因此双折射效应主要造成晶体后表面复振幅在 x 轴上的平移, 即

$$x' = x - \rho(L/2 - z'), y' = y. \quad (10)$$

其次, 对于(9)式中大括号以外的项, 可以将其看作二次谐波传播方程的振幅系数, 其中相位失配因子 $\Delta k(x', y', z')$ 中的 x', y', z' 表示的是晶体中点 p' 的坐标, 因此晶体内点 $p'(x', y', z')$ 与后表面上的出射点 $p(x, y, L/2)$ 之间的坐标变换不仅需要考虑晶体的双折射效应, 还需考虑晶体中倍频光束按照(9)式中传播因子从 z' 处到晶体后表面上发散. 因此要做如下修正:

$$\begin{aligned} x' &= x \left(\frac{1 + \tau'^2}{1 + \tau} \right)^{1/4} - \rho(L/2 - z'), \\ y' &= y \left(\frac{1 + \tau'^2}{1 + \tau} \right)^{1/4}, \quad (11) \end{aligned}$$

其中 $\tau' = 2z'/b'$, $\tau = L/b$, $\rho \approx \tan\rho$ 是 BBO 晶体的走离角.

综上所述, 可以将(10)式代入(9)式的大括号中, 将(11)式代入到(9)式的大括号之外, 对 BBO 晶体在 $-L/2 \sim L/2$ 范围内积分可以得到如下公式:

(13)(14) 式中 P_2 和 P_1 分别是入射到 BBO 晶体内的绿光功率和晶体后表面出射的紫外激光功率. $\eta = P_2/P_1$ 为绿光到紫外的转换效率.

对于倍频光束的远场光斑, 由于 BBO 晶体在 o 光振动面内倍频接受角 $\Delta\theta_y$ 很大, 因此该面内倍频

接受角对远场光斑分布的影响不大, 即远场 oy 轴上的光强分布仍近似为高斯分布. 这里着重讨论光斑在 e 光振动面内(远场 ox 轴)上的光强分布. 根据(12)式以下是距离晶体后表面 D 处, 远场 ox 轴上的复振幅分布:

$$A_2(x, \theta, D) = \frac{-i\kappa E_0^2}{1 - i\tau_D} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\exp\left[i\Delta k \left(x \left(\frac{1 + \tau'^2}{1 + \tau_D^2}\right)^{1/4} - \rho(L/2 - z')\theta, z'\right) \cdot z'\right]}{1 - i\tau'} \times \exp\left(-\frac{2\left[x - \rho(L/2 - z')\theta\right]^2}{w_0^2(1 - i\tau_D)}\right) dz', \tag{15}$$

其中 $\tau_D = 2D/b$, $\tau' = 2z'/b'$, w_0 为入射高斯光束的束腰半径. 可得到在 D 处 ox 轴上的远场光强分布为 $I_2(x, \theta, D) \sim |A_2(x, \theta, D)|^2$.

3. 实验结果和讨论

3.1. 实验装置

图 3 给出了实验装置原理图, 图中阴影框内是绿光产生装置, 绿光脉冲的重复频率为 15 kHz, 脉冲宽度为 32 ns, 最高输出功率为 1.15 W, 光束为基模

输出. 图中右边部分为紫外倍频实验装置. BBO 晶体按照 25℃ 常温的 I 类匹配切割 $\theta = 47.6^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. 晶体尺寸规格为 4 mm × 4 mm × 8 mm. L_2 为绿光会聚透镜, 控制入射到 BBO 晶体中的光束束腰半径. 紫外光的分光棱镜采用熔石英的等边棱镜, 为了保证 266 nm 激光的远场光斑真实, 采用双棱镜补偿光程的分光方式, 最后用功率计对紫外输出功率进行测量. 实验中选择焦距不同的透镜 L_2 对绿光会聚, 以兼顾 BBO 晶体的倍频接受角和晶体中绿光的功率密度, 从而提高转换效率.

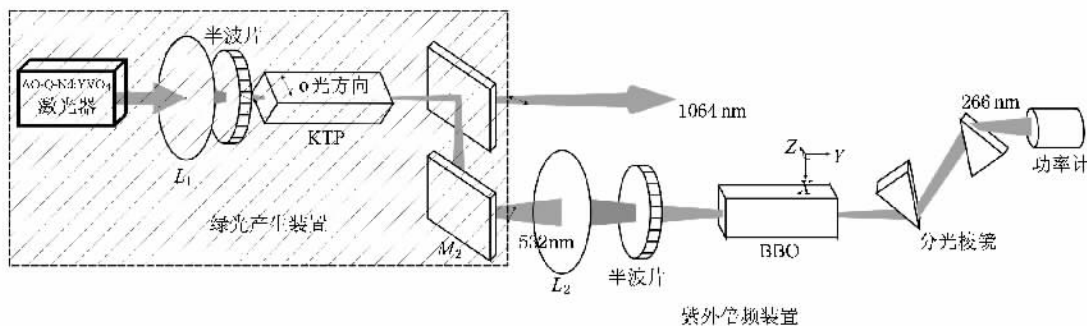


图 3 实验装置图

3.2. 紫外倍频转换效率分析

图 4 显示了在固定的输入功率下, 不同束腰的高斯光束对应的倍频效率. 实线是通过理论计算而得, 离散的点是实验测的数据. 图中横坐标表示绿光高斯光束的束腰半径, 纵坐标为对应的倍频效率. 图 4(a)(b)(c)(d) 分别对应输入功率为 0.5 W, 0.7 W, 0.9 W, 1.1 W. 实验中通过改变 L_2 的焦距和位置, 将晶体中束腰半径控制在 9—18 μm 之间改变^[10].

如图 4(a) 所示当输入功率为 0.5 W 时, 减小束腰半径观察到倍频效率随着束腰半径的减小而增加, 当束腰半径降到 9 μm 时, 实验测得最高转换效率为 10.1%. 数值计算结果和实验结果符合较好. 在图 4(b)(c)(d) 中, 观察到倍频效率先随着束腰半径的减小而增加, 随后当减小束腰半径小于某一最优值时, 倍频效率随束腰的减小迅速下降.

产生这种现象的原因主要是: 首先, 由于晶体中的基频光为高斯光, 不可能达到完全相位匹配, 当光

束腰半径的减小时,虽然晶体内绿光的功率密度增加,但是晶体中光束的发散角也增大,而发散角的增大会导致相位失配加剧.这两方面因素中前者使倍频效率增加,而后者使倍频效率降低;当这两方面因素之间达到有机平衡时倍频效率达到最高点,即最优化的束腰半径,偏离该最优化的束腰半径都会导致倍频效率的降低.其次,在实验中强聚焦的绿

光部分功率被倍频晶体吸收,使 BBO 晶体在工作焦点处温度升高,因而引起进一步失配,这一原因也是数值计算结果和实验结果偏差的主要因素.

尽管如此,图 4(d)中当绿光输入功率为 1.1 W 时,实验仍然获得了最高的 19.2% 的转换效率,紫外光的输出功率为 212 mW,此时的绿光高斯光束的束腰半径是 12.4 μm .

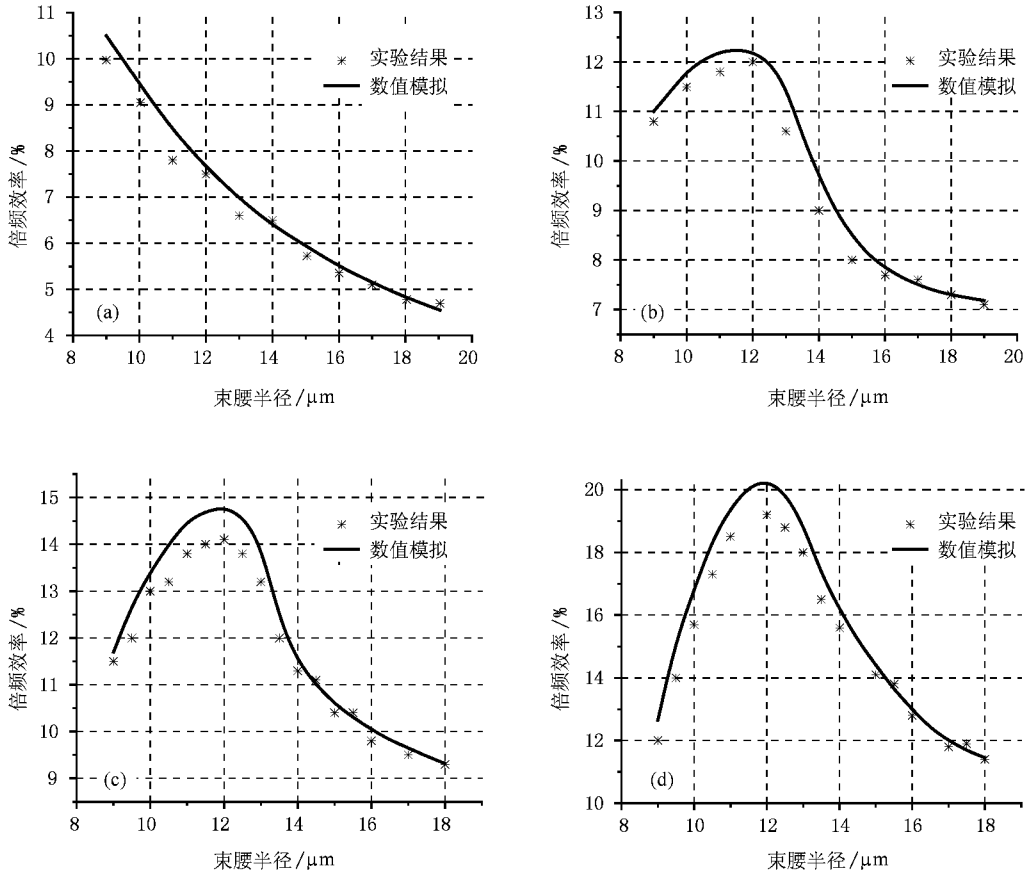


图 4 倍频效率与绿光束腰半径 w_0 的关系((a)–(d)的入射功率分别为 0.5 W、0.7 W、0.9 W、1.1 W 时,束腰半径在 9—18 μm 之间的倍频效率)

3.3. 紫外远场光斑分析

图 5 示出了不同会聚条件下的紫外光远场分布.图 5(a)(c)(e)为实验测量结果,(b)(d)(f)为理论计算结果.图 5(a)(c)(e)中基频光的束腰半径分别为 35 μm 、25 μm 、12 μm ,图 5(b)(d)(f)分别是对应条件下数值模拟得到 ox 轴上的倍频光远场光强分布.

实验发现如图 5(a)(c)(e)所示,远场紫外光斑的主光斑基本上近似为椭圆形,长轴在 oy 方向上,短轴在 ox 方向上;在主光斑的两侧还分布着明暗相间的条纹.如图 5(a)(b)所示,当束腰半径为

35 μm 时,紫外光能量主要分布在主光斑,在主光斑两侧有非常微弱的亮条纹.此时主光斑的长短轴比率较小,光束质量也较好,但是倍频效率很低.如图 5(c)(d)所示,随着绿光的束腰半径减小到 25 μm 时,主光斑逐渐拉长且两侧的明暗条纹增加,有更多的能量分布在旁边的亮条纹中;光束质量变差,但总体转换效率提高.随着束腰半径进一步减小到 12 μm 时,如图 5(e)(f)所示,主光斑的椭圆度进一步变大,主两边的明暗条纹变得更多;光束质量变得更差,但此时倍频效率最高.对比图 5 中的各图,还可以发现图中主光斑在 ox 轴上的宽度大致相当,大约为 1.5 mm,所对应的张角大约是 0.375 mrad,基本符

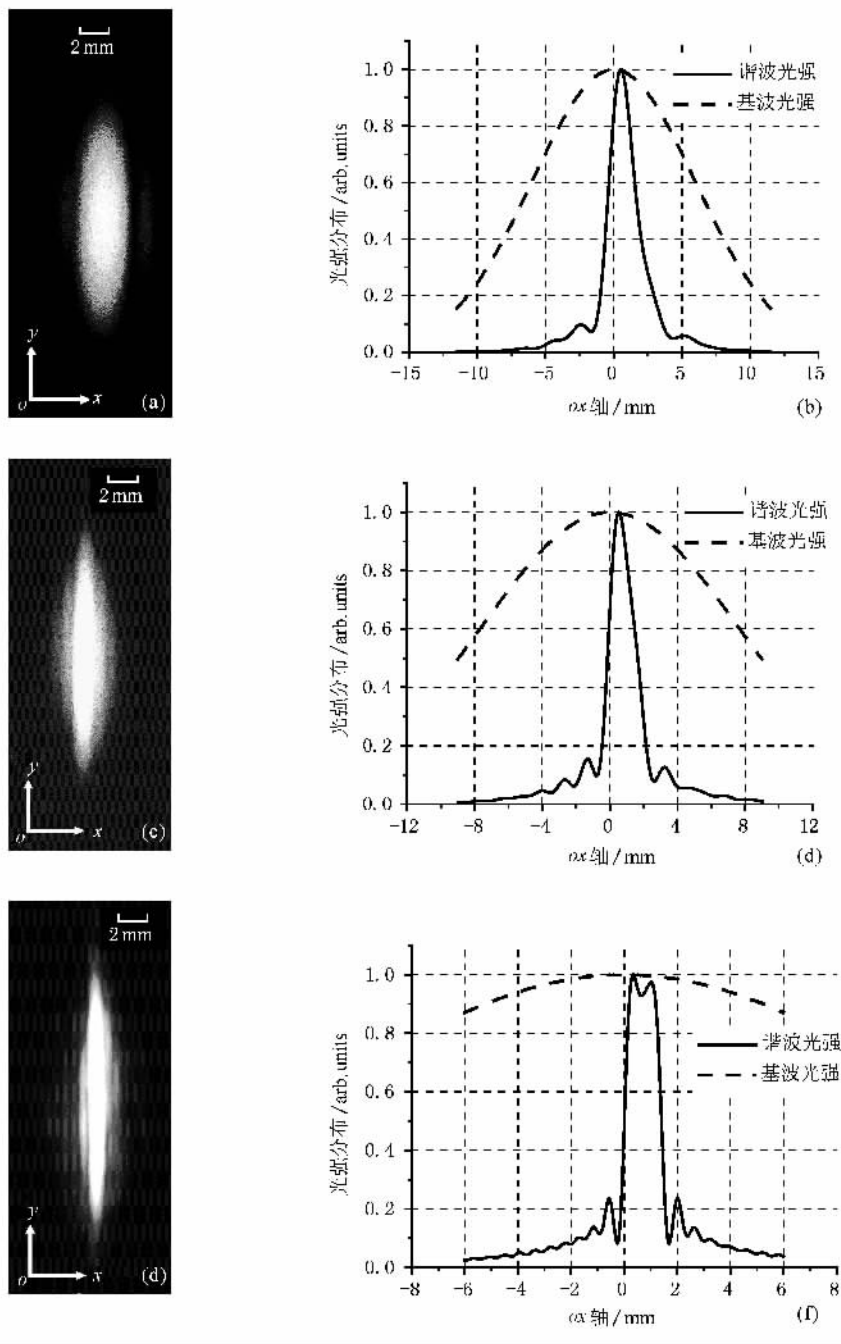


图5 (a)(c)(e)是实验拍摄远场紫外光斑 (b)(d)(f)是理论模拟计算结果

合 8 mm 长的 BBO 晶体的在 e 光振动面内的倍频接收角 $\Delta\theta_x$ 而在 o 光振动面内(oy 轴)上的光斑宽度各不相同。

根据前文的理论分析可知,产生这种现象的原因是 BBO 晶体在 e 光振动面和 o 光振动面内有不同的倍频接收角 $\Delta\theta_x$ 和 $\Delta\theta_y$, 而且 $\Delta\theta_y$ 远大于 $\Delta\theta_x$ 。当绿光束腰较大, 发散角小于 $\Delta\theta_x$ 时, 高斯光束倍频不受任何方向上倍频接收角的限制, 紫外远场光斑

分布几乎为圆形。当绿光束束腰减小时, 晶体内光束的发散角增大, 大于倍频接收角 $\Delta\theta_x$, 但仍然小于 $\Delta\theta_y$ 时, 便出现图 5(a)(c)(e) 的现象。此时 $\Delta\theta_x$ 造成了高斯光束的倍频效率降低和紫外光斑的远场分布在 ox 轴方向上的变化, 而在 o 光振动面内的倍频接收角 $\Delta\theta_y$ 由于仍大于高斯光束的发散角, 使得紫外光斑在 oy 轴方向上仍然近似为高斯分布。因此紫外光斑的远场分布如图 5 所示, 在 ox 轴上主

要是由倍频接收角 $\Delta\theta_x$ 决定,而在 oy 轴上主要由高斯光束的传播项决定.

4. 结 论

BBO 晶体由于材料特性,在其 I 类相位匹配倍频过程中,在 e 光振动面和 o 光振动面内具有不同的倍频接收角 $\Delta\theta_x$ 和 $\Delta\theta_y$. 对于特定入射功率的基

频光,倍频效率随着光束会聚条件的变化而变化,存在一个最佳的会聚条件,兼顾入射光束的相位失配量和有效功率密度时,倍频效率最大.当高斯光束的发散角大于 BBO 晶体 e 光振动面的倍频接收角 $\Delta\theta_x$ 时,倍频紫外光束的远场主光斑在该方向上将被压缩,并且出现明暗相间的条纹;对于固定长度的 BBO 晶体,高斯光束的发散角越大,远场主光斑在 ox 方向上被压缩的越厉害,主光斑两侧的明暗条纹越多.

- [1] Steinbach A , Rauner M , Cruz F C 1996 *Opti. Comm.* **123** 207
- [2] He J L , Lu X Q , Jia Y L 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2106 (in Chinese) [何京良、卢兴强、贾玉磊 2000 物理学报 **49** 2106]
- [3] Boyd G D , Ashkin A , Dziedzic J M 1965 *Phys. Rev.* **137** A 1306
- [4] Kleinman D A , Ashkin A , Boyd G D 1966 *Phys. Rev.* **145** 388
- [5] Boyd G D , Kleinman D A 1968 *Quan. Elec.* **89** 3597
- [6] Wang H , Weiner A M 2003 *Quan. Elec.* **39** 1600
- [7] Nikogosyan D N 1991 *Appl. Phys. A* **52** 359
- [8] Kochner W 2002 *Solid-state laser engineering* (New York : Springer) p638
- [9] Yao J Q 1995 *Nonlinear optics frequency changing and Laser tuning technology* (Beijing : Science Press) (in Chinese) p20 ,105 (in Chinese) [姚建铨 1995 非线性光学频率变化和激光调谐技术 (北京 : 科学出版社) 第 20 ,105 页]
- [10] Hodgson N , Weber H 2005 *Laser Resonators and Beam Propagation* (USA W. T. Rhodes) p 714

The relation between UV conversion efficiency and focused green Gaussian beam waist in BBO crystal^{*}

Hu Miao^{1†} Ge Jian-Hong² Chen Jun² Liu Chong²

1) (College of Communication Engineering , Hangzhou Dianzi University , Hangzhou 310018 , China)

2) (The State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation , Zhejiang University , Hangzhou 310027 , China)

(Received 25 February 2008 ; revised manuscript received 7 August 2008)

Abstract

Here we present a theory which predicts the process of ultraviolet generation by frequency doubling of focused green Gaussian beam in BBO crystal. In this theory, phase matching acceptance angle, walk-off angle and the divergence of fundamental beam have been considered. Numerically computed results show that the variations of the waist of Gaussian beam can lead to changes in conversion efficiency and in the ultraviolet transverse intensity distribution of far-field. Comparison between the numerical simulation and experimental results supported our theoretical analysis.

Keywords : ultraviolet generation , Gaussian beam , phase match acceptance angle , far-field intensity distribution

PACC : 4265

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Zhejiang Province , China (Grant No. 20062612E11).

[†] E-mail : miao-hu@hotmail.com