

# 聚焦对二次谐波转换效率的影响

黄妙良\*\* 沈鸿元

(中国科学院福建物质结构研究所,福州,350002)

**摘要:** 利用 KTP 晶体,腔外倍频  $1.0795\mu\text{m}$  TEM<sub>00</sub> 模 Nd:YAP 激光,在实验上研究了二次谐波转换效率随聚焦透镜的焦距及晶体位置变化而变化的规律。结果表明:给定的晶体,存在一个最佳聚焦条件及最佳的晶体位置。

**关键词:** 二次谐波 转换效率 聚焦 高斯光束 倍频晶体

## Effect of focus on conversion efficiency of second harmonic

Huang Miaoliang

(Institute of Physical Chemistry of Material, Hua Qiao University)

Shen Hongyuan

(Fujian Institute of Material Structure, Academia Sinica)

**Abstract:** In this paper, the output power of second harmonic versus the focus length of the lens and the position of extracavity frequency doubling crystal has been investigated by using a KTP crystal in  $1.0795\mu\text{m}$  TEM<sub>00</sub> mode Nd:YAP laser. The experimental results show that here are a optimum focusing and a optimum position of the crystal to obtain the maximum output power of the second harmonic.

**Key words:** the second harmonic conversion efficiency focus Gaussian beam frequency-doubled crystal

## 一、引言

随着激光应用的深入和发展,人们希望有更宽波段的激光来满足不同研究对象的需要。倍频技术作为扩展激光波段的一种重要手段,越来越受到人们的重视。在理想平面波情况下,二次谐波转换效率不仅和非线性光学晶体的性能有关(如非线性系数、吸收损耗、光学均匀性等),而且与基波的功率密度有关<sup>[1]</sup>。因此提高二次谐波转换效率主要有两条途径:一是选择有效非线性系数大,光学性能好的晶体,常用的有:KTP, LiNbO<sub>3</sub>, LiIO<sub>3</sub>, BNN 晶体等;二是提高

\* 本论文已被列入福建省首届青年学术年会论文集题录。

\*\* 现在华侨大学材料物理化学研究所,泉州,362011。

基波的功率密度。在位相匹配情况下,利用透镜聚焦,提高基波功率密度是提高二次谐波转换效率最直接、最有效的方法。但是,在聚焦情况下,基波光束发散度增大,造成更多的基波失配导致二次谐波转换效率下降;另外在晶体内部基波光强不再均匀分布,此时二次谐波转换效率不仅与基波的功率密度有关,而且与聚焦程度(即聚焦透镜的焦距)及晶体的位置有关。文献[2]研究了聚焦高斯光束的光倍频过程,并用KDP晶体进行了实验验证。本文在文献[2]的基础上,利用KTP晶体,腔外倍频 $1.0795\mu\text{m}$  TEM<sub>00</sub>模Nd:YAP激光,从实验上研究了二次谐波的转换效率与聚焦条件(焦距)及倍频晶体位置之间的关系,这对合理使用倍频晶体,提高谐波转换效率,尤其在低功率倍频实验中,具有十分重要的指导意义。

## 二、理论依据

高斯光束经聚焦后,仍以高斯光束形式传播,设倍频晶体的入射面在 $L$ 处,如图1所示,坐标原点在束腰处。聚焦后的高斯光束其二次谐波的功率 $P_{2\omega}$ 为<sup>[2]</sup>:

$$P_{2\omega} = [128\pi\omega^2/(n^3c^3)] P_{\omega} d_{\text{eff}}^2 g(Z_R, L, l, \alpha) \quad (1)$$

$$g(Z_R, L, l, \alpha) = \frac{l^2}{w_0^2} \int_0^1 \int_0^1 dP dP' \times \frac{\left[1 + \left(\frac{l}{Z_R}\right)^2 \left(P - \frac{1}{2}\right) \left(P' - \frac{1}{2}\right)\right] \exp\left[-\left(\frac{al}{w_0}\right)^2 (P - P')^2\right]}{\left[1 + \left(\frac{l}{Z_R}\right)^2 \left(P - \frac{1}{2}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{l}{Z_R}\right)^2 \left(P' - \frac{1}{2}\right)^2\right]} \quad (2)$$

当 $L = -l/2$ 时,即当倍频晶体的中心位置与束腰位置重合时,有:

$$g(Z_R, L, l, \alpha) = g(Z_R, l, \alpha) = \frac{l^2}{w_0^2} \int_0^1 \int_0^1 dP dP' \times \frac{\left[1 + \left(\frac{l}{Z_R}\right)^2 \left(P - \frac{1}{2}\right) \left(P' - \frac{1}{2}\right)\right] \exp\left[-\left(\frac{al}{w_0}\right)^2 (P - P')^2\right]}{\left[1 + \left(\frac{l}{Z_R}\right)^2 \left(P - \frac{1}{2}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{l}{Z_R}\right)^2 \left(P' - \frac{1}{2}\right)^2\right]} \quad (3)$$

利用高斯光束 $q$ 参数传播规律<sup>[3]</sup>,有:

$$\begin{cases} \frac{1}{w_0^2} = \frac{1}{w_{01}^2} \left(1 - \frac{l_1}{F}\right)^2 + \frac{1}{F^2} \left(\frac{\pi w_{01}}{\lambda}\right)^2 \\ l_c = F + \frac{(l_1 - F)F^2}{(l_1 - F)^2 + \left(\frac{\pi w_{01}^2}{\lambda}\right)^2} \end{cases} \quad (4)$$

式中, $l$ 为晶体通光长度, $Z_R$ 为瑞利区长度,

$(Z_R = \frac{1}{2}kw_0^2)$ , $d_{\text{eff}}$ 为有效非线性系数

(文献[2], $d_{\text{eff}} = x \sin(\theta_m + \alpha)/\cos\alpha$ ); $\alpha$ 为离散角; $w_{01}, w_0$ 分别为聚焦前、后高斯光束的腰斑半径。

从(2)式和(3)式中,可以看出:

1)当 $l \ll Z_R, l \gg l_c(w_0/\alpha)$ 时, $g(Z_R, L, l, \alpha) = l^2/w_0^2$ ,对应理想平面波情况<sup>[1]</sup>。

2)二次谐波功率与晶体位置 $L$ 及瑞利区长度 $Z_R(w_0)$ 有关,瑞利区长度的大小反映了高斯光束被聚焦程度。因此,谐波功率随聚焦透镜焦距及晶体位置的变化而变化。

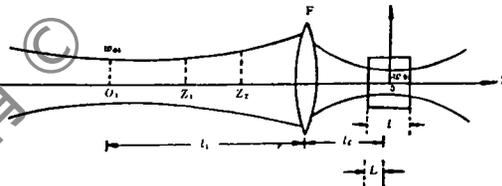


Fig. 1 The propagation law of Gaussian beam through a lens

### 三、实验结果与理论计算结果比较

#### 1. 实验装置

实验装置如图 2 所示, 1.0795 $\mu\text{m}$  TEM<sub>00</sub> 模 Nd:YAP 激光经透镜(焦距为  $F$ )聚焦到 KTP 晶体上, 剩余的基波由滤光片滤除(滤光片对 1.0795 $\mu\text{m}$  全反, 对 0.54 $\mu\text{m}$  高透), 谐波由透镜聚焦到硅光电池上, 由微安表显示。

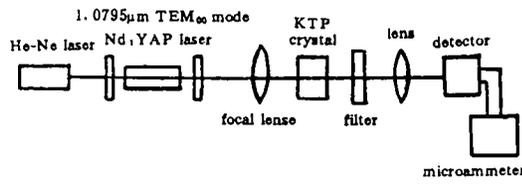


Fig. 2 Experimental setup

#### 2. $w_{01}$ 的测量

$w_{01}$  用狭缝扫描法测量。图 1 所示, 测出  $Z_1, Z_2$  处光斑半径  $w_1, w_2$ , 根据高斯光束的传播规律有:

$$\begin{cases} w_1^2/w_{01}^2 - Z_1^2/f^2 = 1 \\ w_2^2/w_{01}^2 - Z_2^2/f^2 = 1 \end{cases} \quad (5)$$

即有:  $w_{01}^2 = (w_1^2 Z_2^2 - w_2^2 Z_1^2) / (Z_2^2 - Z_1^2)$  (6)

实验结果:  $w_{01}$  约为 1.0mm。

#### 3. 理论计算结果与实验结果比较

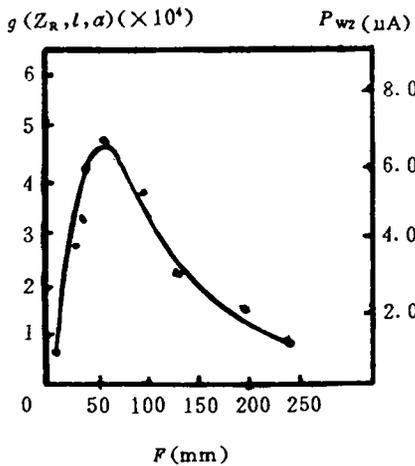


Fig. 3  $g(Z_R, l, \alpha)$  and  $P$  versus focal length  $F$   
 — the computed values of  $g(Z_R, l, \alpha)$   
 • the experimental point of  $P_{2\omega}$

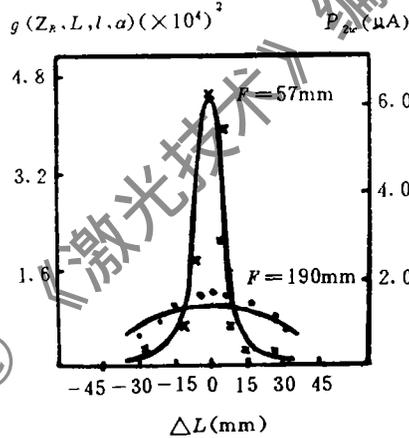


Fig. 4  $g(Z_R, L, l, \alpha)$  and  $P$  versus  $L(L=L+0.51)$   
 — the computed values of  $g(Z_R, L, l, \alpha)$   
 • the experimental point of  $P_{2\omega}$

从(2),(3),(4)式中可以看出, 给定晶体, 聚焦条件的变化或晶体位置的改变, 只对  $g(Z_R, L, l, \alpha)$  或  $g(Z_R, l, \alpha)$  有影响, 即有  $P_{2\omega} = ag(Z_R, L, l, \alpha)$  或  $P_{2\omega} = ag(Z_R, l, \alpha)$ ,  $a$  为常数。因此只要知道  $g(Z_R, L, l, \alpha)$  随焦距及晶体位置变化而变化的规律即可知道  $P_{2\omega}$  的变化规律。

实验中, KTP 晶体的通光长度  $l$  为 9mm, 在位相匹配条件下,  $\alpha = 0.34^\circ; l_1 = 500\text{mm}$ 。把有关参数代入(2),(3),(4)式, 利用 Fortran 语言作数值解, 其计算结果与实验结果如图 3, 4 所示。为了方便起见, 只研究  $P_{2\omega}$  随  $F$  及  $L(\Delta L)$  的变化趋势, 因此只对  $P_{2\omega}$  作相对测量。

从图 3, 图 4 可以得到以下结果:

1. 实验结果与理论计算结果较为一致。在其他条件不变的情况下,对 9mm KTP 晶体,存在一个最佳聚焦条件,当  $F \approx 7\text{cm}$  时,  $P_{2\omega}$  最大。这说明:  $P_{2\omega}$  不仅与基波功率密度有关,而且与光束的发散度有关。

在强聚焦(即聚焦透镜焦距较短)情况下,基波光束发散度增大,造成更多的基波失配,导致二次谐波功率降低的趋势要比因基波功率密度增大而使谐波的输出增大的趋势大,因此谐波的输出  $P_{2\omega}$  较小;当聚焦透镜的焦距较长时,基波的瑞利区长度较长、发散度较小,其失配量小,这尽管能增大谐波的输出,但由于此时基波功率密度较小,因而谐波的输出亦较小。因此,对给定的晶体存在一个最佳的聚焦条件,使得二次谐波的输出最大。如图 3 所示。

2. 从图 4 可以看出:  $P_{2\omega}$  与晶体的位置有关。当晶体中心位置与束腰位置重合时,  $P_{2\omega}$  最大,当聚焦透镜焦距较短时,这种现象更加明显,如图 4 所示,当  $F=57\text{mm}$  时,  $P_{2\omega}$  有较大幅度下降,而当  $F=190\text{mm}$  时,晶体中心位置偏离束腰位置 15~20mm 时,  $P_{2\omega}$  随  $L$  的变化仍不甚明显。

晶体位置对  $P_{2\omega}$  的影响可以反映在两个因素上:一是基波功率密度的变化;另一是发散度的变化。在强聚焦情况下,高斯光束可看成是圆锥状的,瑞利区极小,发散度大,当晶体偏离中心位置时,基波发散度增大,造成更多的基波失配,另外,晶体内部光束平均半径增大,相当于基波功率密度减小,  $P_{2\omega}$  随之下降。而在聚焦透镜焦距较长时,瑞利区长度比较大,在较大范围内,基波光束直径及发散度的变化是比较缓慢的,当晶体位置在较大范围内变化时,晶体内部基波光束直径及发散度的变化不太明显,因而,谐波输出随晶体位置的变化而变化的趋势不甚明显,如图 4 所示。

从以上实验结果表明:在腔外倍频情况下,对给定的晶体,为了提高谐波的转换效率,必须合理选择聚焦条件及倍频晶体的位置。

#### 四、误差原因分析

造成实验结果和理论计算结果的误差主要有以下几方面的原因:首先,理论计算所依据的公式是文献[2]中通过分析 ADP 晶体的光倍频过程而得到的,文中将这一结果推广用于 KTP 晶体的光倍频过程,理论计算本身存在近似;其次,数值计算的精度和实验测量精度都会造成实验结果与理论计算结果的误差。

本实验得到了曾瑞荣、周玉平、余桂芳、黄呈辉、曾政东等老师的大力支持和帮助,在此一并致谢!

#### 参 考 文 献

- 1 斯蒂琪 M L 主编. 激光手册翻译组译. 激光技术和应用的发展. 北京: 科学出版社, 1986: 327
- 2 Bjorkholm J E. Phys Rev., 1966; 142(1): 126~136
- 3 清华大学, 成都电讯工程学院合编. 激光原理. 北京: 国防工业出版社, 1984: 106

作者简介: 黄妙良, 男, 1965 年出生。硕士, 助理研究员。现主要从事色心激光晶体材料研究。

沈鸿元, 男, 1937 年出生。研究员。现主要从事固体物理、激光物理、激光与非线性光学晶体物性、器件及其相互关系的研究。

收稿日期: 1993-03-04      收到修改稿日期: 1993-10-21