第 55 卷 第 10 期 2006 年 10 月
1000-3290/2006/55(10)/5030-06

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.55,No.10,October,2006

用外腔谐振倍频产生明亮绿光振幅压缩态光场*

李 莹 罗 玉 潘 庆† 彭 墀

(山西大学光电研究所,量子光学与光量子器件国家重点实验室,太原 030006)

(2005 年 3 月 9 日收到;2005 年 12 月 5 日收到修改稿)

用 1080nm 激光抽运由 α-切割Ⅱ类位相匹配 KTP 晶体和一个凹面镜组成的半整块驻波倍频腔,腔内的两个亚谐波模共振、谐波模近共振,在 1080 nm 抽运光功率为 50mW 时,获得了实测 3.1 ± 0.2 dB(~51%)的 540nm 波长明亮振幅压缩光.

关键词:外腔谐振倍频,Ⅱ 类位相匹配,明亮振幅压缩光

PACC:0367,4250

1. 引 言

随着连续变量量子信息技术的发展,人们对纠缠光束的质量提出越来越高的要求,纠缠光无论是由双模压缩态光场通过偏振棱镜分束直接获得[1,2]还是由两个单模压缩态光场在一个 50/50 分束器上干涉获得,其纠缠度均取决于压缩态光场的压缩度.产生压缩态光场的方法有多种,而参量过程是最为有效的方法之一[3],特别是利用参量上转换(倍频)获得压缩态光场,其装置相对简单,更有利于实际使用.最早用该方法获得压缩态光场分别是美国的 Kimble 小组[4]和德国的 Leuchs 小组[5],他们都采用 $MgO:LiNbO_3$ 晶体在腔内对 1064nm 光波倍频,在基频光和倍频光同时共振的情况下分别获得基频光和倍频绿光压缩态光场,其压缩度分别为 13% 和 40%.1994 年德国 Mlynek 小组利用谐振倍频过程,得到 30%的正交振幅压缩倍频绿光[6].1995 年日本 Tsuchida 小组,用 $KNbO_3$ 晶体对 Ti:sapphire 激光器的 862nm 光波倍频获得 431nm 的倍频压缩态光场,实测压缩度为 42%[7].2002 年 Bachor 小组[8]和丹麦的 Buchhave 小组[9]分别用周期极化的铌酸锂晶体(periodically poled lithium niobate,PPLN)和周期极化的磷酸钛氧钾晶体(periodically poled potassium titanyl phosphate,PPKTP)对 1064nm 光波倍频,以期获得高压缩度的倍频压缩光,但结果均为 13%.由于 1080nm 光波可以在 α-切割 KTP 晶体内实现Ⅱ类非临界相位匹配,从而完全消除光束离散效应和偏振混合效应,降低内腔损耗,提高压缩度.本文报道了用 1080nm 光波抽运由一块 α-切割 KTP 晶体和一个凹面镜组成的半整块谐振倍频腔,获得倍频光正交振幅压缩态光场,压缩度为 3.1 ± 0.2dB(~51%),据我们所知这是目前直接测得的最大压缩度倍频光正交振幅压缩态光场,计及 86%的探测效率,压缩度约为 58%.

2. 理论分析

采用驻波腔结构,并以 KTP 晶体的一个端面作为二次谐波的输出耦合镜,见图 1.其中 M_1 和 M_2 分别为基频光输入耦合镜和倍频光输出镜,a^{in},a^{out} 为基频光输入和输出场,b^{out} 为倍频光输出场.

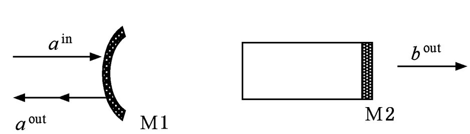

图 1 倍频腔位形结构

* 国家自然科学基金(批准号:60238010,60378014)和山西省自然科学基金(批准号:20041038)资助的课题.

† 通讯联系人.E-mail:pangqing@sxu.edu.cn

系统的 Hamiltonia 为[10,11]

$$
\begin{aligned}
H_{\mathrm{sys}} &= H_{\mathrm{free}} + H_{\mathrm{int}}, \\
H_{\mathrm{free}} &= \hbar\omega_0 a_1^{\dagger} a_1 + \hbar\omega_0 a_2^{\dagger} a_2 + 2\hbar\omega_0 b^{\dagger} b, \\
H_{\mathrm{int}} &= \frac{i\hbar\kappa}{2}\left(b a_1^{\dagger} a_2^{\dagger} - b^{\dagger} a_1 a_2\right),
\end{aligned} \tag{1}
$$

其中 H_{sys}，H_{free}，H_{int} 分别是系统的总哈密顿量、自由哈密顿量、相互作用哈密顿量，a_1，a_2 和 b 分别为两个基模及二次谐波的湮灭算符. 作坐标变换[10,11]，如图 2，其中 a_1，a_2 为晶体内的红外本征模；a_{p}，a_{s} 为晶体内红外本征模合成后的亮模和暗模；a^{in} 为输入红外模.

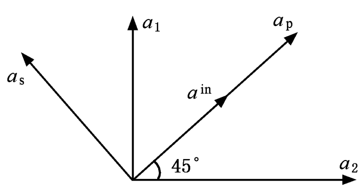

图 2 红外模在倍频晶体内的偏振方向

入射光 a^{in} 的偏振方向与 a_1，a_2 成 45°角，a_{p}，a_{s} 的偏振方向分别与 a^{in} 平行和垂直. 可以得到 a_{p}，a_{s} 和 a_1，a_2 的关系为

$$
\begin{aligned}
a_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(a_{\mathrm{p}} + a_{\mathrm{s}}\right), \\
a_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(a_{\mathrm{p}} - a_{\mathrm{s}}\right),
\end{aligned} \tag{2}
$$

以 a_{p}，a_{s} 代替 a_1，a_2，系统的 Hamiltonia 可以表示为

$$
\begin{aligned}
H_{\mathrm{sys}} &= H_{\mathrm{free}} + H_{\mathrm{int}}, \\
H_{\mathrm{free}} &= \hbar\omega_0 a_{\mathrm{p}}^{+} a_{\mathrm{p}} + \hbar\omega_0 a_{\mathrm{s}}^{+} a_{\mathrm{s}} + 2\hbar\omega_0 b^{+} b, \\
H_{\mathrm{int}} &= \frac{\mathrm{i}\hbar k}{4}\left(b a_{\mathrm{p}}^{+2} - b a_{\mathrm{s}}^{+2} - H.c\right),
\end{aligned} \tag{3}
$$

经过坐标变换，两个基模算符 a_{p}，a_{s} 不再直接耦合在一起，而是各自独立的耦合进系统 Hamiltonia. 由此得到 langevin 方程[10,11]

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}a_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}t} &= -\gamma_{\mathrm{p}} a_{\mathrm{p}} + \kappa a_{\mathrm{p}}^{\dagger} b + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{p}}^{\mathrm{l}}}\, a^{\mathrm{in1}} \\
&\quad + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{p}}^{\mathrm{c}}}\, a^{\mathrm{in2}}, \\
\frac{\mathrm{d}a_{\mathrm{s}}}{\mathrm{d}t} &= -\gamma_{\mathrm{s}} a_{\mathrm{s}} - \kappa a_{\mathrm{s}}^{\dagger} b + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{s}}^{\mathrm{l}}}\, a^{\mathrm{in1}} \\
&\quad + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{s}}^{\mathrm{c}}}\, a^{\mathrm{in2}}, \\
\frac{\mathrm{d}b}{\mathrm{d}t} &= -\gamma_{\mathrm{b}} b - \frac{\kappa\left(a_{\mathrm{p}}^{2} - a_{\mathrm{s}}^{2}\right)}{2} + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{l}}}\, b^{\mathrm{in1}} \\
&\quad + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}}\, b^{\mathrm{in2}},
\end{aligned} \tag{4}
$$

其中 γ_i^{l}，γ_i^{c}（$i = p, s$），分别是内腔无功损耗和腔镜透射损耗，$\gamma_i = \gamma_i^{\mathrm{l}} + \gamma_i^{\mathrm{c}}$ 是总损耗，κ 为非线性耦合系数. 为了计算输出谐波模的起伏，首先我们来求上述方程的稳态解，即让 langevin 方程左边的微分项等于零：

$$
\begin{aligned}
0 &= -\gamma_{\mathrm{p}}\alpha_{\mathrm{p}} + \kappa\beta\alpha_{\mathrm{p}}^{*} + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{p}}^{\mathrm{l}}}\,\alpha^{\mathrm{in1}} \\
&\quad + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{p}}^{\mathrm{c}}}\,\alpha^{\mathrm{in2}}, \\
0 &= -\gamma_{\mathrm{s}}\alpha_{\mathrm{s}} - \kappa\beta\alpha_{\mathrm{s}}^{*} + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{s}}^{\mathrm{l}}}\,\alpha^{\mathrm{in1}} \\
&\quad + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{s}}^{\mathrm{c}}}\,\alpha^{\mathrm{in2}}, \\
0 &= -\gamma_{\mathrm{b}}\beta - \frac{\kappa\left(\alpha_{\mathrm{p}}^{2} - \alpha_{\mathrm{s}}^{2}\right)}{2} \\
&\quad + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{l}}}\,\beta^{\mathrm{in1}} + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}}\,\beta^{\mathrm{in2}},
\end{aligned} \tag{5}
$$

考虑阈值以下情况，即 $\alpha_{\mathrm{s}} = 0$，又因无绿光注入，$\beta^{\mathrm{in1}} = \beta^{\mathrm{in2}} = 0$，所以有

$$
\beta = -\frac{\kappa\alpha_{\mathrm{p}}^{2}}{2\gamma_{\mathrm{b}}}, \tag{6}
$$

实验中，一般有 $\gamma_{\mathrm{p}} = \gamma_{\mathrm{s}} = \gamma$，$\gamma_{\mathrm{p}}^{\mathrm{c}} = \gamma_{\mathrm{s}}^{\mathrm{c}} = \gamma^{\mathrm{c}}$，$\gamma_{\mathrm{p}}^{\mathrm{l}} = \gamma_{\mathrm{s}}^{\mathrm{l}} = \gamma^{\mathrm{l}}$. 将 a_{p}，a_{s} 和 b 分别表示为其平均值与起伏之和，即

$$
\begin{aligned}
a_{\mathrm{p}} &= \alpha + \delta a_{\mathrm{p}}, \\
a_{\mathrm{s}} &= 0 + \delta a_{\mathrm{s}}, \\
b &= \beta + \delta b,
\end{aligned} \tag{7}
$$

相应亚谐波模和谐波模的正交振幅和正交位相分量分别为

$$
\begin{aligned}
X_j &= a_j + a_j^{+} \\
Y_j &= -\mathrm{i}\left(a_j - a_j^{+}\right) \\
j &= p, s, \text{和} \\
X_{\mathrm{b}} &= b + b^{+}, \\
Y_{\mathrm{b}} &= -\mathrm{i}\left(b - b^{+}\right),
\end{aligned} \tag{8}
$$

所以由上述 langevin 方程可得各模的正交振幅起伏对时间的微分为

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}\delta X_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}t} &= -\gamma\delta X_{\mathrm{p}} + \kappa\beta\delta X_{\mathrm{p}} + \kappa\alpha_{\mathrm{p}}\delta X_{\mathrm{b}} \\
&\quad + \sqrt{2\gamma^{\mathrm{l}}}\,\delta X^{\mathrm{in1}} + \sqrt{2\gamma^{\mathrm{c}}}\,\delta X^{\mathrm{in2}}, \\
\frac{\mathrm{d}\delta X_{\mathrm{s}}}{\mathrm{d}t} &= -\gamma\delta X_{\mathrm{s}} - \kappa\beta\delta X_{\mathrm{s}} + \sqrt{2\gamma^{\mathrm{l}}}\,\delta X^{\mathrm{in1}} \\
&\quad + \sqrt{2\gamma^{\mathrm{c}}}\,\delta X^{\mathrm{in2}}, \\
\frac{\mathrm{d}\delta X_{\mathrm{b}}}{\mathrm{d}t} &= -\gamma_{\mathrm{b}}\delta X_{\mathrm{b}} - \kappa\alpha_{\mathrm{p}}\delta X_{\mathrm{p}} \\
&\quad + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{l}}}\,\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{in1}} + \sqrt{2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}}\,\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{in2}},
\end{aligned} \tag{9}
$$

作傅里叶变换到频率域

$$(\gamma-\kappa\beta-\mathrm{i}\omega)\delta X_{\mathrm{p}}=\kappa\alpha_{\mathrm{p}}\delta X_{\mathrm{b}}+\sqrt{2\gamma^{1}}\delta X^{\mathrm{in1}}+\sqrt{2\gamma^{\mathrm{c}}}\delta X^{\mathrm{in2}},$$

$$(\gamma+\kappa\beta-\mathrm{i}\omega)\delta X_{\mathrm{s}}=\sqrt{2\gamma^{1}}\delta X^{\mathrm{in1}}+\sqrt{2\gamma^{\mathrm{c}}}\delta X^{\mathrm{in2}},$$

$$(\gamma_{\mathrm{b}}-\mathrm{i}\omega)\delta X_{\mathrm{b}}=-\kappa\alpha_{\mathrm{p}}\delta X_{\mathrm{p}}+\sqrt{2\gamma_{\mathrm{b}}^{1}}\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{in1}}+\sqrt{2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}}\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{in2}}, \tag{10}$$

由此可得谐波模的正交振幅起伏 δX_{b} 的表达式为

$$\delta X_{\mathrm{b}}=\frac{-\kappa\alpha_{\mathrm{p}}(\sqrt{2\gamma^{1}}\delta X^{\mathrm{in1}}+\sqrt{2\gamma^{\mathrm{c}}}\delta X^{\mathrm{in2}})+(\gamma-\kappa\beta-\mathrm{i}\omega)[\sqrt{2\gamma_{\mathrm{b}}^{1}}\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{in1}}+\sqrt{2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}}\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{in2}}]}{\kappa^{2}\alpha_{\mathrm{p}}^{2}+(\gamma-\kappa\beta-\mathrm{i}\omega)(\gamma_{\mathrm{b}}-\mathrm{i}\omega)}, \tag{11}$$

根据输入输出关系

$$\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{out}}=\sqrt{2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}}\delta X_{\mathrm{b}}-\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{in2}}, \tag{12}$$

得出谐波模输出场的正交振幅起伏为

$$\begin{aligned}\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{out}}=&\frac{-2\kappa\alpha_{\mathrm{p}}(\sqrt{\gamma^{1}\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}}\delta X^{\mathrm{in1}}+\sqrt{\gamma^{\mathrm{c}}\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}}\delta X^{\mathrm{in2}})+2(\gamma-\kappa\beta-\mathrm{i}\omega)\sqrt{\gamma_{\mathrm{b}}^{1}\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}}\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{in1}}}{(\kappa^{2}\alpha_{\mathrm{p}}^{2}+\gamma\gamma_{\mathrm{b}}-\kappa\beta\gamma_{\mathrm{b}}-\omega^{2})-\mathrm{i}\omega(\gamma_{\mathrm{b}}+\gamma-\kappa\beta)}\\&+\frac{[(2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}\gamma-2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}\kappa\beta-\kappa^{2}\alpha_{\mathrm{p}}^{2}-\gamma\gamma_{\mathrm{b}}+\kappa\beta\gamma_{\mathrm{b}}+\omega^{2})+\mathrm{i}\omega(\gamma_{\mathrm{b}}+\gamma-\kappa\beta-2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}})]\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{in2}}}{(\kappa^{2}\alpha_{\mathrm{p}}^{2}+\gamma\gamma_{\mathrm{b}}-\kappa\beta\gamma_{\mathrm{b}}-\omega^{2})-\mathrm{i}\omega(\gamma_{\mathrm{b}}+\gamma-\kappa\beta)},\end{aligned} \tag{13}$$

其方差为

$$\begin{aligned}V_{\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{out}}}=&\frac{4\kappa^{2}\alpha_{\mathrm{p}}^{2}(\gamma^{1}\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}\delta^{2}X^{\mathrm{in1}}+\gamma^{\mathrm{c}}\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}\delta^{2}X^{\mathrm{in2}})+4[(\gamma-\kappa\beta)^{2}+\omega^{2}]\gamma_{\mathrm{b}}^{1}\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}\delta^{2}X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{in1}}}{(\kappa^{2}\alpha_{\mathrm{p}}^{2}+\gamma\gamma_{\mathrm{b}}-\kappa\beta\gamma_{\mathrm{b}}-\omega^{2})^{2}+\omega^{2}(\gamma_{\mathrm{b}}+\gamma-\kappa\beta)^{2}},\\&+\frac{[(2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}\gamma-2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}\kappa\beta-\kappa^{2}\alpha_{\mathrm{p}}^{2}-\gamma\gamma_{\mathrm{b}}+\kappa\beta\gamma_{\mathrm{b}}+\omega^{2})^{2}+\omega^{2}(\gamma_{\mathrm{b}}+\gamma-\kappa\beta-2\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}})^{2}]\delta^{2}X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{in2}}}{(\kappa^{2}\alpha_{\mathrm{p}}^{2}+\gamma\gamma_{\mathrm{b}}-\kappa\beta\gamma_{\mathrm{b}}-\omega^{2})^{2}+\omega^{2}(\gamma_{\mathrm{b}}+\gamma-\kappa\beta)^{2}},\end{aligned} \tag{14}$$

输入场 δX^{in1}，δX^{in2}，$\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{in1}}$，$\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{in1}}$ 均为真空场或相干场，所以他们的值均为 1，故有：

$$V_{\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{out}}}=1+\frac{4\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}\kappa^{3}\alpha_{\mathrm{p}}^{2}\beta}{(\kappa^{2}\alpha_{\mathrm{p}}^{2}+\gamma\gamma_{\mathrm{b}}-\kappa\beta\gamma_{\mathrm{b}}-\omega^{2})^{2}+\omega^{2}(\gamma_{\mathrm{b}}+\gamma-\kappa\beta)^{2}}, \tag{15}$$

由于 $\beta=-\frac{\kappa\alpha_{\mathrm{p}}^{2}}{2\gamma_{\mathrm{b}}}$，令 $\mu=\frac{\kappa^{2}}{2\gamma_{\mathrm{b}}}$ 代入上式得

$$V_{\delta X_{\mathrm{b}}^{\mathrm{out}}}=1-\frac{8\gamma_{\mathrm{b}}^{\mathrm{c}}\gamma_{\mathrm{b}}\mu^{2}\alpha_{\mathrm{p}}^{2}}{(3\mu\gamma_{\mathrm{b}}\alpha_{\mathrm{p}}^{2}+\gamma\gamma_{\mathrm{b}}-\omega^{2})^{2}+\omega^{2}(\gamma_{\mathrm{b}}+\gamma+\mu\alpha_{\mathrm{p}}^{2})^{2}}. \tag{16}$$

由(16)式可知随着腔内双光子衰减速率“$\mu|\alpha_{\mathrm{p}}|^{2}$”的增加，输出绿光的噪声减少，压缩度增加. 由于腔内三模同时达到共振状态，在较小的输入功率下即可达到获得较大“$\mu|\alpha_{\mathrm{p}}|^{2}$”值，输出绿光的压缩度随之提高.

3. 实验装置及实验结果

基于以上理论分析，我们设计了半整块的外腔谐振倍频腔，以获得压缩倍频光. 实验装置如图 3 所示. 其中 LS1，LS2 分别为激光器和倍频腔的锁定系统；MC 为模清洁器；M1，M2 为 1080nm 全反镜；M3 为分光镜，对 540nm 全反，1080nm 高透；EOM 为电光调制器；D1，D2，D3，D4 为光电探测器；L1，L2 为倍频腔模匹配透镜；PBS1，PBS2 为偏振分束棱镜；FR 为法拉第旋转器，PBS1，PBS2，和 FR 组成光隔离器 ISO；HWP1，HWP2 为 1080 nm 半波片；SHG 为谐振倍频腔；PBS3 为 540nm 50/50 分束镜；SA 为频谱分析仪.

抽运源(激光器)采用我们自行研制的环形稳频 Nd:YAP 激光器，输出波长为 1080 nm，最大输出功率为 1.8W. 该激光在 2.5MHz 以上可达到散粒噪声基准. 为了获得较理想的高斯光束和降低激光在低频处的经典噪声，我们使用由两个曲率半径均为 100mm 的凹面镜组成的模清洁器(腔长为 105mm). 该模清洁器兼作锁定激光器振荡频率的参考腔：由该腔输出的误差信号经过一个锁相放大器、比例积分电路和高压直流放大器后驱动激光器一个腔镜后的压电陶瓷来实现稳频. 经过模清洁器后，激光的频率抖动优于 ±1.3MHz，激光噪声在 2MHz 以后就降

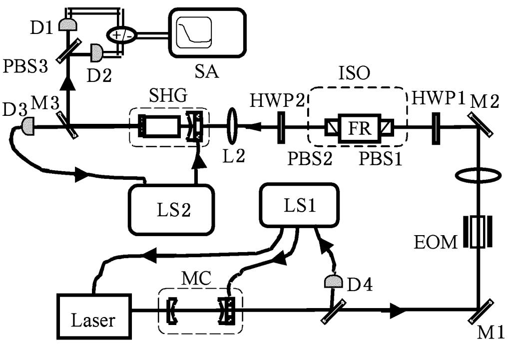

图 3　实验装置

到散粒噪声极限.光路中的电光位相调制器(EOM)是用来调制基频光的位相,以获得误差信号而用边带锁频方法锁定倍频腔.半波片 HWP1 和偏振分束棱镜 PBS1 组成能量调节系统以调节输入倍频器中基频光能量.两个偏振分束棱镜 PBS1,PBS2 和法拉第旋转器(FR)组成光隔离器以防止从倍频腔反射出来的基频光影响激光器的正常运转.半波片 HWP2 是用来旋转输入到倍频器中基频光的偏振方向,保证该基频光的偏振方向与倍频腔中非线性晶体 KTP 的 b 和 c 轴的夹角为 45 度,满足Ⅱ类位相匹配条件对两基频光偏振方向的要求.基频光通过两个焦距分别为 150mm 和 80mm 的透镜 L1 和 L2 与倍频腔模式匹配,效率可以达到 85%.倍频腔采用半整块结构,由一个输入镜和一块 KTP 晶体组成,腔长为 53mm.输入镜的曲率半径为 50mm, 凹面膜层对 1080nm 的透射率为 5.7%,对 540nm 高反,背面镀有 1080nm 增透膜.非线性晶体 KTP 沿 α 轴切割,另两侧面分别平行于 b 和 c 轴,尺寸为 3mm × 3mm × 10mm, 右端镀对 1080 nm 高反,对 540 nm 的透射率为 17% 的双色膜,兼做倍频光输出镜,左端镀对 1080 nm 和 540 nm 的双增透膜.产生的绿光通过一个对 1080 nm 增透、对 540 nm 高反的反射镜 M3 输入到自零拍探测系统.该系统由一个 50/50 分束片和两个光电探测器组成,其中的光电管型号为 FFD100(EG and G 公司生产).

扫描倍频腔腔长,通过光电管 D3 在示波器上观察两个红外模的透射峰.将倍频晶体的温度加热至温度匹配点 84.4℃左右,再微调之使两个红外模透射峰重合,这表明腔内的两个红外模已同时达到共振,使用标准的边带锁腔方法[12] 锁定倍频腔腔长,此时,由于腔内光功率密度增加,晶体内的热效应将破坏共振,缓慢降低晶体温度(约 0.8℃左右),使腔内的红外模恢复共振状态.因倍频腔红外模的精细度(75)远大于绿光模的精细度(25),在红外模达到共振时绿光模处于近共振状态.产生的绿光通过上述自零拍探测系统探测,两个探测器输出的光电流相减给出散粒噪声基准,相加为绿光振幅噪声.图 4 是抽运功率为 50mW,输出的绿光功率 8mW 时用频谱分析仪测得在 1MHz 至 8MHz 的绿光噪声功率谱,由图可知绿光噪声在 5MHz 较散粒噪声降低 3.1 ± 0.2dB,由于激光器的抽运等噪声的影响,在 3MHz 以后才能观察到压缩.图 5 是分析频率只在 5MHz 处测得的结果.图 4 和图 5 中曲线(a)均为散粒噪声基准,(b)均为信号噪声功率.

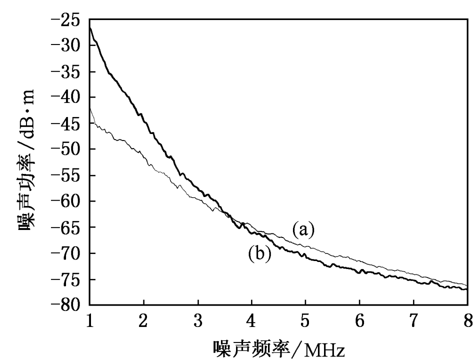

图 4　频率在 1—8MHz 处绿光噪声功率谱

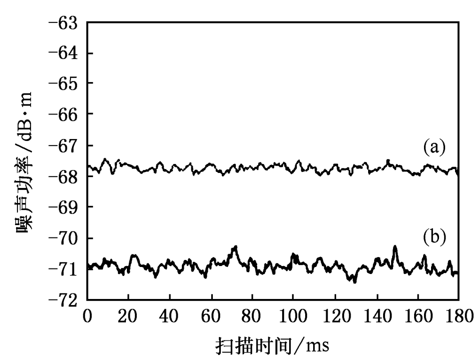

图 5　频率为 5MHz 处绿光噪声功率谱

谱仪的分辨带宽和视频带宽分别是 300kHz 和 100Hz.将我们的实验参数 $\tau = 4 \times 10^{-10}$ s(光波在腔内一个来回所需时间), $\gamma^{c} = 7.1 \times 10^{7}$ Hz, $\gamma^{l} = 3.7 \times 10^{6}$ Hz, $\gamma = 7.5 \times 10^{7}$ Hz, $\gamma_{b}^{c} = 2.1 \times 10^{8}$ Hz, $\gamma_{b}^{l} = 1.2 \times 10^{7}$ Hz, $\gamma_{b} = 2.2 \times 10^{8}$ Hz, $\mu = 0.008\mathrm{s}^{-1}$ 和探测效率 $\eta = 86\%$(光电管的量子效率及传输效率)代入公式(1)可计算出压缩度为 60%,实验测得的压缩度为 58%(3.1dB), 二者基本相符.进一步增加抽运功

率，将引起倍频腔的寄生振荡[6]，降低压缩度.

4. 结 论

用半经典理论分析了在Ⅱ类位相匹配、三模共振情况下通过外腔谐振倍频获得倍频光压缩态过程，并在实验上获得了实测 3.1 ± 0.2dB 的倍频振幅压缩态光场，与其它已有实验相比，我们的实验有以下三个特点：首先是我们首次采用Ⅱ类位相匹配、两个基波模共振谐波模近共振方法产生倍频光振幅压缩态光场；第二是较使用Ⅰ类匹配晶体在只有基频光共振产生倍频压缩光所需要的基频抽运功率低；第三是获得了目前压缩度最高的二次谐波振幅压缩态光场. 利用两个这样的振幅压缩光在一个 50/50 分束器上干涉可产生振幅负关联、位相正关联的明亮绿光纠缠光束[13]，该纠缠光束可广泛应用于连续变量量子信息领域. 另外这种短波长高压缩度的明亮压缩态光场将在高灵敏光谱学[14]，低噪声抽运光学参量放大器[15]等领域亦具有广泛的应用前景.

[1] Li X Y，Jing J T，Zhang J *et al* 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 966 (in Chinese) [李小英、荆杰泰、张 靖等 2002 物理学报 **51** 966]

[2] Guo R X，Jia X J，Xie C D *et al* 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 1262 (in Chinese) [郭蕊香、贾晓军、谢常德等 2002 物理学报 **51** 1262]

[3] Pan Q，Wang H，Zhang Y *et al* 1998 *Acta Phys*. *Sin*. **47** 1625 (in Chinese) [潘 庆、王 海、张 云等 1998 物理学报 **47** 1625]

[4] Pereira S F，Xiao Min，Kimble H J，Hall J L 1988 *Phys*. *Rev*. A **38** 4931

[5] Sizmann A，Horowicz R J，Wagner G，Leuchs G 1990 *Opt*. *Commun*. **80** 138

[6] Paschotta R，Collett M，Kürz P，Fiedler K，Bachor H A，Mlynek J 1994 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **72** 3807

[7] Tsuchida H 1995 *Opt*. *Lett*. **20** 2240

[8] Lawrence M J，Byer R L，Fejer M M，Bowen W，Lam P K，Bachor H A 2002 *J*. *Opt*. *Soc*. *Am*. B **19** 1592

[9] Andersen U L，Buchhave P 2002 *Opt*. *Express* **10** 887

[10] Ou Z Y 1994 *Phys*. *Rev*. A **49** 4902

[11] Andersen U L，Buchhave P 2003 *J*. *Opt*. *Soc*. *Am*. B **20** 1947

[12] Drever R W P，HalL J L，Kowalski F V，Hough J，Ford G M，Munley A J，Ward H 1983 *Appl*. *Phys*. B **31** 97

[13] Leuchs G，Ralph T，Silberhorn Ch，Korolkova N 1999 *J*. *Mod*. *Opt*. **46** 1927

[14] Polzik E S，Carri J，Kimble H J 1992 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **68** 3020

[15] Collett M J，Walls D F 1988 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **61** 2442

Experimental generation of bright green light in amplitude-squeezed state via extracavity frequency doubler*

Li Ying Luo Yu Pan Qing† Peng Kun-Chi

(*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices*, *Institute of Opto-Electronics of Shanxi University*, *Taiyuan* 030006, *China*)

(Received 9 March 2005; revised manuscript received 5 December 2005)

Abstract

Bright green light in the amplitude-squeezed state is experimentally generated from a frequency doubler with semi-monolithic F-P configuration consisting of an a-cut type-Ⅱ KTP crystal and a concave mirror. The amplitude-squeezing of 3.1 ± 0.2dB at 540nm wavelength is obtained with the pump power of 50mW under the conditions of the two infrared modes in resonance and the green mode nearly in resonance.

Keywords: extracavity frequency doubling, type Ⅱ phase matching, bright amplitude-squeezed state of light

PACC: 0367, 4250

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60238010, 60378014), and the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 20041038).

† Corresponding author. E-mail: panqing@sxu.edu.cn