介质色散对交叉偏振波输出特性的影响

金丹[1]，金凌辉[1]，龚成[2*]

[1]武汉科技大学城市学院，湖北 武汉 430083；

[2]中国科学院武汉物理与数学研究所波谱与原子分子物理国家重点实验室，湖北 武汉 430071

摘要　理论研究了介质色散对钛宝石超短激光脉冲在氟化钡(BaF_2)晶体中产生交叉偏振波(XPW)输出特性的影响。通过数值模拟发现，考虑介质色散效应时，介质的色散效应使晶体中的 XPW 转换效率降低，产生 XPW 的脉冲宽度大于入射脉冲宽度的 $1/\sqrt{3}$，饱和光强增大。结果表明，当短激光脉冲驱动时介质色散对 XPW 产生的影响不能忽略。

关键词　非线性光学；交叉偏振波；介质色散；超短激光脉冲

中图分类号　O437.4　　**文献标识码**　A　　**doi**：10.3788/LOP55.061903

Influence of Material Dispersion on Output Characteristics of Cross-Polarized Wave

Jin Dan[1], Jin Linghui[1], Gong Cheng[2]

[1] *City College, Wuhan University of Science and Technology, Wuhan, Hubei* 430083, *China*;

[2] *State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Science, Wuhan, Hubei* 430071, *China*

Abstract　The influence of material dispersion on the output characteristics of cross-polarized wave (XPW) in BaF_2 crystal driven by Ti:sapphire laser pulses is investigated theoretically. The numerical simulation results reveal that, when the material dispersion is considered, the energy conversion efficiency of the crystal decreases owing to the effect of the dispersion. The pulse duration of XPW is longer than $1/\sqrt{3}$ duration of the incident pulse, and the saturation intensity increases. The results indicate that the influence of material dispersion on the output characteristics of XPW driven by short laser pulses cannot be neglected.

Key words　nonlinear optics; cross-polarized wave; material dispersion; ultrashort laser pulses

OCIS codes　190.7110; 190.4223; 190.3270

1　引　　言

随着超短超强激光技术的发展，采用啁啾脉冲放大技术(CPA)可以使激光聚焦功率密度达到 10^{22} W·cm^{-2}，从而极大地拓展了光与物质相互作用的研究范围[1-3]。在如此高的功率密度下，激光脉冲的时域对比度作为高功率飞秒激光的重要性能参数，对于光与物质相互作用的实验至关重要[4-6]。例如，在超短超强激光脉冲与固体靶相互作用的过程中，飞秒激光放大的自发辐射或预脉冲强度达到 10^{10} W·cm^{-2}时，会在主脉冲到达靶之前产生等离子体，从而改变靶物质状态，影响作用过程或者改变作用机制。因此，目前发展了很多提高脉冲激光的脉冲对比度的技术，例如可饱和吸收体技术[7]、光学参量啁啾脉冲放大技术(OPCPA)[8-9]、等离子体镜技术[10]、交叉偏振波(XPW)技术[11-14]等。其中，

收稿日期：2017-12-01；**收到修改稿日期**：2017-12-29

基金项目：国家自然科学基金(11304365)、中国博士后科学基金(2014M552123)、武汉科技大学城市学院博士自主科研人才基金(2014CYBSKY002)

作者简介：金丹(1983—)，女，博士，讲师，主要从事理论物理方面的研究。E-mail：258032659@qq.com

* **通信联系人**。E-mail：gongcheng@wipm.ac.cn

XPW 技术具有良好的光谱加宽和时域压缩效应，可将百太瓦(TW)量级峰值功率的飞秒激光对比度提高到 10^{11}:1以上[13]，目前已被广泛地应用于如法国的 Apollon 系统、欧盟的 ELI (extremelight infrastructure)[2]、中国科学院上海光学精密机械研究所的拍瓦系统[15-17]、北京大学的 CLAPA 系统[18]等全世界多个高能量激光系统中。

XPW 技术是一种基于具有各向异性的三阶非线性晶体(一般利用 BaF_2 晶体)的非线性滤波技术。驱动激光脉冲在晶体内发生简并的四波混频过程，使线偏振的入射波转变成垂直偏振的 XPW。在 XPW 技术中，入射脉冲的时域和频域特性对 XPW 输出脉冲的特性有重要影响[19-22]。研究表明，当入射脉冲为傅里叶极限脉冲且忽略自相位调制(SPM)和交叉相位调制(XPM)等非线性效应时，XPW 脉冲的光谱宽度是入射脉冲的$\sqrt{3}$倍，相应的时域脉冲宽度变为入射脉冲的 $1/\sqrt{3}$[19]。在实际的 XPW 实验中，如两级 CPA 技术，入射脉冲总携带有一部分啁啾。入射激光的脉冲啁啾会对 XPW 的输出特性产生影响，如使输出脉冲光谱宽度更小[20]，或引入光谱相位畸变[21]，尤其是在入射激光脉冲接近饱和功率密度时，因 SPM 和 XPM 等非线性效应的共同作用，光谱加宽量相对零点线性啁啾是非对称的[22]。

然而，已有的关于 XPW 的研究工作中，大部分是基于平面波理论[11-12]，而忽略了介质色散对 XPW 输出特性的影响[19-22]。超短激光脉冲在介质中传输时，介质色散会在脉冲中引入啁啾，而且脉冲宽度越小，介质的色散对超短激光脉冲的传输效应的影响越明显[23]。实验发现，介质的色散与 SPM 和 XPM 等非线性效应相耦合，影响 XPW 的产生过程[24]。因此，需要进一步研究介质的色散对 XPW 输出特性的影响。

本文把 XPW 产生的平面波理论[11-12]推广到脉冲激光驱动的情形，考虑介质的色散效应对 XPW 输出特性的影响。通过数值计算可发现，800 nm 激光脉冲在 BaF_2 晶体中传播时，考虑介质的色散效应时，XPW 的转换效率降低，XPW 的脉冲宽度变大。在饱和光强以下，入射光的脉冲宽度越短，光强越强，介质的色散效应对 XPW 产生的影响越明显。

2　XPW 的理论模型

XPW 的产生是由晶体三阶非线性张量 $\boldsymbol{\chi}^{(3)}$ 实部的各向异性决定的三阶非线性简并四波混频(FWM)过程，输出波偏振方向垂直于入射波的偏振方向。在 XPW 技术中，非线性晶体常用 BaF_2 晶体。BaF_2 晶体是各向同性的立方晶体(点群：m3m)，不存在双折射效应，因此，在 XPW 的产生过程中不会引起相位失配和群速度失配。在 XPW 技术的实际应用中，常用长透镜聚焦，激光光束在晶体中传播时，可以忽略衍射效应。假设 BaF_2 晶体是沿[001]轴切割，入射波(FW)是沿 Z 轴入射的空间强度均匀的高斯脉冲。忽略线性和非线性吸收，考虑介质的二阶色散效应。仅考虑 SPM、XPM 以及 FWM 等非线性过程。在慢变振幅包络近似下，在以群速度运动的运动坐标系中得到耦合的 FW 和 XPW 时域包络的演化方程为[11-12,25]

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z}=-\mathrm{i}\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}+\mathrm{i}\gamma_1|A|^2A-\mathrm{i}\gamma_2(|B|^2B-A^2B^*-2|A|^2B)+\mathrm{i}\gamma_3(2|B|^2A+B^2A^*),\tag{1}$$

$$\frac{\partial B(z,t)}{\partial z}=-\mathrm{i}\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 B}{\partial t^2}+\mathrm{i}\gamma_1|B|^2B+\mathrm{i}\gamma_2(|A|^2A-B^2A^*-2|B|^2A)+\mathrm{i}\gamma_3(2|A|^2B+A^2B^*),\tag{2}$$

式中：γ_1 对应自相位调制，$\gamma_1=\gamma_0[1-\sigma/2\sin^2(2\beta)]$，$\gamma_0=(6\pi/8\lambda n)\chi^{(3)}_{xxxx}$；$\gamma_2$ 表示由 B 到 A[对应(1)式]和由 A 到 B[对应(2)式]的能量转移过程，$\gamma_2=-\gamma_0\sigma/4\sin(4\beta)$；$\gamma_3$ 表示交叉相位调制($2|B|^2A$和 $2|A|^2B$)和四波混频过程(B^2A^* 和 A^2B^*)，$\gamma_3=\gamma_0[(\sigma/2)\sin^2(2\beta)+(1-\sigma/3)]$；$\sigma$ 为三阶非线性极化量 $\boldsymbol{\chi}^{(3)}$ 的各向异性系数，$\sigma=[\chi^{(3)}_{xxxx}-2\chi^{(3)}_{xyyx}-\chi^{(3)}_{xxyy}]/\chi^{(3)}_{xxxx}$，$\chi^{(3)}_{xxxx}$、$\chi^{(3)}_{xyyx}$ 和 $\chi^{(3)}_{xxyy}$ 为三阶极化率张量对应的元素；β 为入射波偏振方向与 BaF_2 晶体[100]轴的夹角；n 为晶体线性折射率；λ 为入射激光波长；A 为入射波复振幅；B 为交叉偏振波复振幅；β_2 为二阶群速度色散系数。(1)式和(2)式右边第一项表示二阶色散项，忽略更高阶的群速度色散。

在数值模拟中，选取 1.5 mm 长的 BaF_2 晶体，晶体的折射率 n 为 1.464，非线性参数 $\sigma=-1.2$，$\chi^{(3)}_{xxxx}=1.53\times10^{-22}\ \mathrm{m^2\cdot V^{-2}}$[11-12]；入射波的中心波长为 800 nm，介质的二阶群速度色散(GVD)系数 $\beta_2=36\ \mathrm{fs^2\cdot mm^{-1}}$[24]；初始入射光脉冲为 $A(z=0,t)=A_0\exp(-2\ln 2\times t^2/\tau^2)$，$B(z=0,t)=0$，$\tau$ 为脉冲的半峰全宽；激光脉冲的峰值强度为 $I=(1/2)\varepsilon_0 cn|A_0|^2$($\varepsilon_0$ 为真空介电常数，c 为

真空光速)。利用劈裂算符和四阶龙格-库塔方法数值求解(1)式和(2)式，从而得到 FW 和 XPW 的输出时域波形。XPW 的转换效率为 $\eta=\int|B(z=L,t)|^2\mathrm{d}t/\int|A(z=0,t)|^2\mathrm{d}t$。

3　数值模拟结果与讨论

3.1　不同脉冲宽度下介质色散对 XPW 转换效率的影响

激光的偏振方向与晶体[100]轴的夹角 β 固定为 22.5°。当激光脉冲宽度为 100 fs 时，理论计算得到 XPW 的转化效率随激光峰值强度的变化曲线如 1(a)所示。不考虑介质色散效应($\beta_2=0$)时，对应图中蓝色双划线所示，XPW 的转化效率随着激光光强的增强而提高，并且在高光强时出现饱和效应，XPW 的饱和转化效率约为 38%，这与文献[22]中的结论一致。这是由于当激光强度增强时，SPM 和 XPM 的作用使得脉冲的光谱展宽，激光的光强降低，从而降低了 XPW 的转化效率。考虑介质色散效应($\beta_2=36\ \mathrm{fs^2\cdot mm^{-1}}$)的结果对应图中红色实线所示，在 XPW 转化效率饱和之前($I<1.4\times10^{12}\ \mathrm{W\cdot cm^{-2}}$)，与忽略色散的结果相比，XPW 转化效率基本不变。同时，为了研究反常介质色散($\beta_2<0$)对 XPW 输出特性的影响，假设存在一种“人造晶体”，其余介质参数与 BaF_2 晶体相同，但在 800 nm 处的二阶群速度色散系数为 $\beta_2=-36\ \mathrm{fs^2\cdot mm^{-1}}$(下文均进行类似处理)，所得结果如图 1(a)中黑色点划线所示，可以看出，在反常色散介质中，在 XPW 转化效率饱和之前，XPW 的转化效率亦基本不变。

当激光脉冲宽度为 30 fs 时，XPW 的转化效率随激光峰值强度的变化曲线如图 1(b)所示。不考虑介质色散时的结果由图 1(b)中蓝色双划线所示，XPW 转化效率与脉冲宽度为 100 fs 时相同。在正常色散介质中，考虑介质色散之后的结果由图 1(b)中红色实线所示，XPW 转化效率也随着激光光强的增强而提高，但是饱和光强增加至 $1.8\times10^{12}\ \mathrm{W\cdot cm^{-2}}$。在饱和光强以下，入射激光强度相同时，考虑介质色散之后 XPW 转化效率降低，并且这种降低随着入射激光强度的增强越来越明显。但是，对于反常色散介质，由图 1(b)中黑色点划线所示，考虑介质色散后，XPW 转化效率提高，饱和光强降低至 $1.0\times10^{12}\ \mathrm{W\cdot cm^{-2}}$。

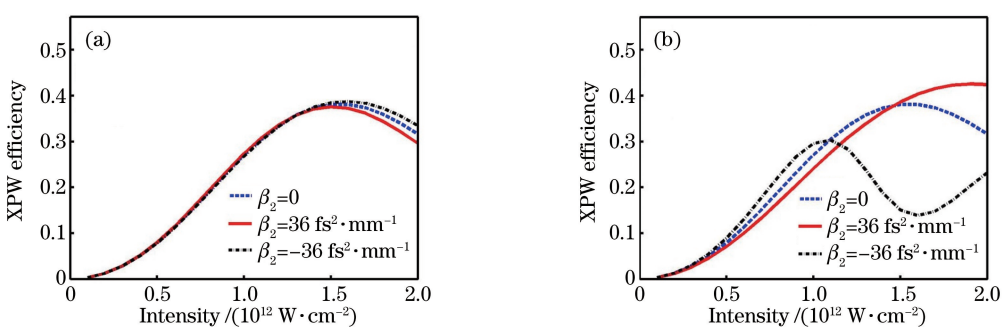

图 1　XPW 的转化效率随激光峰值强度的变化曲线。(a) $\tau=100$ fs，$\beta=22.5°$；(b) $\tau=30$ fs，$\beta=22.5°$

Fig. 1　XPW conversion efficiency versus peak intensity of laser pulses. (a) $\tau=100$ fs, $\beta=22.5°$; (b) $\tau=30$ fs, $\beta=22.5°$

在 XPW 应用于提高 800 nm 激光脉冲时域对比度的实验中，为了减小 SPM 和 XPM 对脉冲相位的影响，入射光的光强都控制在饱和光强之下[16-19]。在远低于饱和光强时，例如 XPW 转化效率在 10% 以下，忽略色散效应引起的误差很小。但是，在实际应用中，单块晶体中 XPW 的转化效率一般在 35% 以下[14,18]，忽略色散效应会高估 XPW 的转化效率。

3.2　不同 β 角下介质色散对 XPW 转化效率的影响

图 2 为不同光强和脉冲宽度下，XPW 的转换效率随角度 β 的变化。当激光脉冲宽度为 100 fs 时，理论计算的 XPW 转化效率随激光电场偏振方向与晶体[100]轴夹角 β 的变化曲线如图 2(a)和(b)所示。如图 2(a)所示，当入射激光的光强较低时($I=0.2\times10^{12}\ \mathrm{W\cdot cm^{-2}}$)，XPW 转化效率随 β 周期性变化；且当 $\beta_{\max}=m\times45°+22.5°$($m=0,1,2,\cdots$)时，XPW 转化效率最大，这与文献[11-12]中结论一致。考虑介质色散(红色实线和黑色点划线)和不考虑介质色散(蓝色圆圈)时的三条曲线基本重合。如图 2(b)所示，当光强增大到 $0.8\times10^{12}\ \mathrm{W\cdot cm^{-2}}$时，XPW 转化效率最大值对应的角度发生偏离：22.5°附近的峰值向小角度方向偏离，67.5°附近的峰值向大角度方向偏离，这与文献[11]中结论一致。此时，介质色散对 XPW 转化效率的影响仍然不明显。

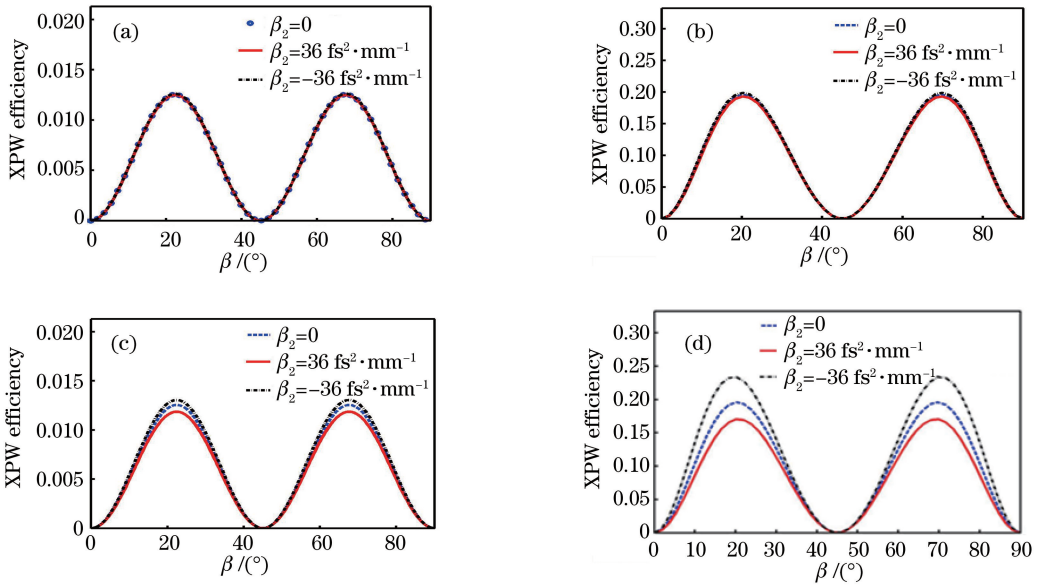

图 2　不同光强和脉冲宽度下，XPW 的转换效率随角度 β 的变化。(a) $\tau=100$ fs，$I=0.2\times10^{12}$ W·cm^{-2}；(b) $\tau=100$ fs，$I=0.8\times10^{12}$ W·cm^{-2}；(c) $\tau=30$ fs，$I=0.2\times10^{12}$ W·cm^{-2}；(d) $\tau=30$ fs，$I=0.8\times10^{12}$ W·cm^{-2}

Fig. 2　XPW conversion efficiency versus angle β. (a) $\tau=100$ fs, $I=0.2\times10^{12}$ W·cm^{-2}; (b) $\tau=100$ fs, $I=0.8\times10^{12}$ W·cm^{-2}; (c) $\tau=30$ fs, $I=0.2\times10^{12}$ W·cm^{-2}; (d) $\tau=30$ fs, $I=0.8\times10^{12}$ W·cm^{-2}

然而，如图 2(c)和(d)所示，当激光脉冲宽度为 30 fs 时，介质色散对 XPW 转化效率的影响已经十分明显：在正常色散介质中(红色实线)，考虑介质色散时，XPW 转化效率明显低于不考虑介质色散(蓝色双划线)时的转化效率；在反常色散介质中(黑色双划线)，XPW 转化效率明显高于不考虑介质色散时的转化效率。同时，相对于不考虑介质色散情形，介质的正(负)色散使得 XPW 信号转化效率最高时所对应的最佳角度相对 $\beta_{\max}=m\times45°+22.5°$ 的偏移量变小(大)。进一步对比图 2(c)和(d)可见，入射光强越强，介质色散引起的差异越大，并且，在对应最大转化效率的角度附近，介质色散对 XPW 转化效率的影响最明显。在应用 XPW 提高脉冲对比度的实验中，β 角度均选为最大转化效率对应的角度，此时，介质色散的影响不能忽略。

3.3　介质色散对 XPW 的脉冲宽度及频谱宽度的影响

图 3 为不同脉冲宽度的入射光产生 XPW 的脉冲宽度变化。XPW 的产生过程，不仅能有效地提高飞秒脉冲的时域对比度，而且具有良好的光谱展宽和时域压缩效应。为了研究介质色散对 XPW 的脉冲宽度及频谱宽度的影响，假设激光的光强为 $I=0.8\times10^{12}$ W·cm^{-2}，由图 1 可知，此时激光强度低于饱和光强，这样可以尽可能降低 SPM 和 XPM 等非线性效应的影响。当激光脉冲宽度为 100 fs 时，时域归一化的入射脉冲 $|A(z=0,t)^2|$ 如图 3(a)中黑色双划线所示，蓝色点划线对应没有考虑介质色散效应时产生的时域归一化 XPW 脉冲 $|B(z=L,t)^2|$，此时，产生 XPW 的脉冲宽度约为入射光脉冲宽度的 $1/\sqrt{3}$，相应的频谱分布如图 3(b)所示，产生的 XPW 的频谱宽度约为入射光脉冲宽度的 $\sqrt{3}$ 倍，这与文献[19]中的结论一致。这表明当激光强度低于饱和光强时，SPM 和 XPM 等非线性效应对脉冲压缩和光谱展宽的影响很小。考虑介质色散后，如图 3(a)和(b)所示，在正常色散介质和反常色散介质中，XPW 的脉冲宽度和频谱宽度与不考虑色散时相比，基本保持不变。这表明当入射激光的脉冲宽度为 100 fs 时，介质的色散对 XPW 的脉冲宽度和频谱宽度的影响可以忽略。

然而，如图 3(c)和(d)所示，当激光脉冲宽度为 30 fs 时，不考虑介质色散效应产生的 XPW 的脉冲宽度仍约为入射光脉冲宽度的 $1/\sqrt{3}$，相应的频谱宽度约为入射光频谱宽度的 $\sqrt{3}$ 倍。但考虑介质色散之后，在正常色散介质中，如图 3(c)和(d)中红色实线所示，XPW 的脉冲宽度变大，相应的光谱宽度变小；在反常色散介质中，考虑介质色散之后，如图 3(c)和(d)中绿色虚线所示，XPW 的脉冲宽度变小，相应的光谱宽度变大。

上述数值模拟结果反映了介质的色散效应对 XPW 的输出特性的影响，其背后的物理机制可以

定性地理解为：激光脉冲在晶体中传播时，SPM 效应使得入射光的光谱展宽并携带一定的脉冲正啁啾，光谱展宽效应使得脉冲的光谱强度降低[23]，从而降低了 XPW 的转化效率[14,20,22]。SPM 效应引起的光谱展宽效应通过 XPM 和 XPW 产生过程传递给 XPW 脉冲，使得 XPW 的光谱宽度大于入射光谱宽度的$\sqrt{3}$倍，最终压缩后 XPW 的傅里叶极限脉冲宽度小于入射光脉冲宽度的 $1/\sqrt{3}$[20]。XPW 脉冲总携带一定的啁啾，直接通过 XPW 过程产生的脉冲宽度不再是傅里叶极限脉冲[22]。这种因 SPM 效应引起的光谱展宽效应与激光的光强有关，在高光强时，光谱展宽效应比较明显[20,22]。另一方面，介质的色散效应使激光脉冲在晶体中传播时，并不产生新的频率成分[23]。在正常色散介质中，介质的色散只是在激光脉冲中引入了正的脉冲啁啾，从而使脉冲时域峰值光强变小。而 SPM 效应也使脉冲峰值光强降低并在脉冲中产生啁啾，介质的色散效应和 SPM 效应相叠加使得脉冲峰值光强降低更加明显[23]，激光脉冲中携带更多的脉冲啁啾。因此，相对于不考虑介质的色散情形，一方面，脉冲峰值光强的进一步降低使 XPW 的转化效率降低，XPW 能承受的饱和光强增大[图 1(b)]；另一方面，由于脉冲峰值光强降低，因 SPM 引起的脉冲展宽效应变弱，XPW 的光谱宽度变小[图 3(d)]。光谱宽度变小和脉冲携带的啁啾使得 XPW 的脉冲宽度变大[图 3(b)]。反之，在反常色散介质中，介质的色散效应将在脉冲中引入负的脉冲啁啾，这将抵消一部分 SPM 引入的正啁啾效应，使得晶体中的激光的峰值功率降低，脉冲啁啾减小。相比不考虑介质色散情形，XPW 的转化效率提高，饱和光强降低，脉冲光谱变宽，脉冲宽度变小。

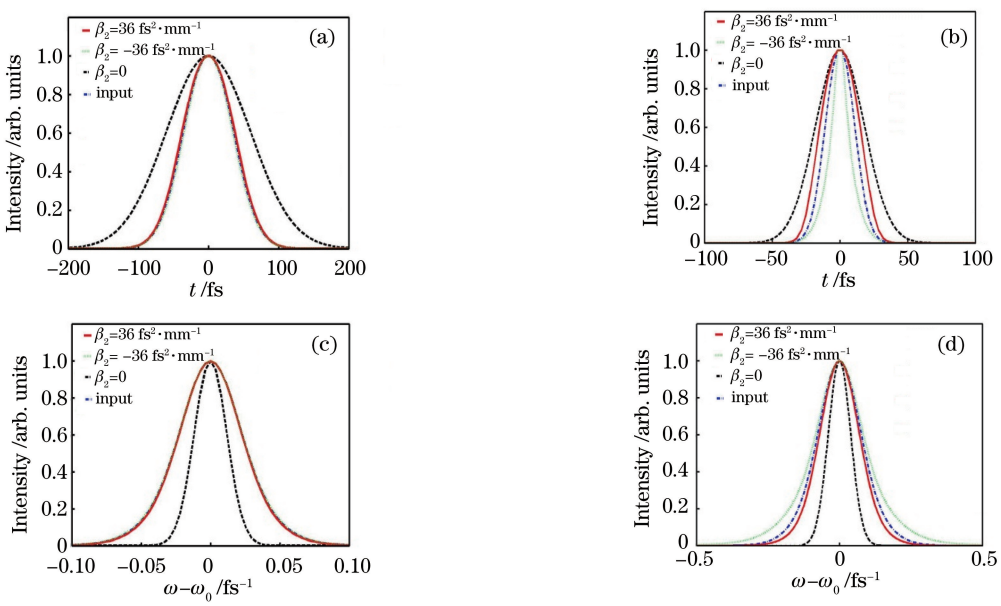

图 3　不同脉冲宽度的入射光产生 XPW 的脉冲宽度变化。(a) τ=100 fs；(b) τ=100 fs 对应的脉冲包络频谱；(c) τ=30 fs；(d) τ=30 fs 图中对应的脉冲包络频谱

Fig. 3　Pulse widths of XPW generated from input pulses with different widths. (a) τ=100 fs; (b) corresponding spectra shown in Fig. 3 (a); (c) τ=30 fs; (d) corresponding spectra shown in Fig. 3 (c)

模拟结果显示，入射光的脉冲宽度越小，介质的色散效应对 XPW 产生过程的影响越明显。这是因为介质色散效应的相对贡献与脉冲宽度有关，脉冲宽度越小，介质的色散效应对激光脉冲的传播效应的影响越明显[23]。目前，许多 800 nm 激光脉冲的 XPW 实验，激光的脉冲宽度均约为30 fs [16,18,20]，而理论预言的 XPW 转换效率比实际测得的效率高[18,20,22]，其原因除了脉冲的空间分布不均匀外，忽略了介质的色散效应。

4　结　　论

对不同脉冲宽度下介质的色散对 XPW 转化效率和输出光谱宽度的影响进行了详细的数值模拟和讨论。在非饱和情况下，介质色散对长激光脉冲驱动产生 XPW 的输出特性(如转化效率和输出光谱宽度)的影响可以忽略；但是，在短激光脉冲驱动下，在正常色散介质中，介质的色散效应使得 XPW 产生的饱和光强增大，XPW 的转化效率降低，XPW

的时域脉冲宽度大于入射光脉冲宽度的 $1/\sqrt{3}$。模拟结果表明，在短激光脉冲驱动下产生 XPW 时，以往 XPW 平面波模型中忽略的介质色散效应能引起可观的物理效应，因此，介质的色散效应不能忽略。通过研究介质色散效应对 XPW 的影响，可以加深和拓展对 XPW 的理解，从而为 XPW 在飞秒激光系统中的应用提供参考。

参 考 文 献

[1] Gerstner E. Laser physics: extreme light [J]. Nature, 2007, 446(7131): 16-18.

[2] Korn G, LeGarrec B, Rus B. ELI extreme light infrastructure science and technology with ultra-intense laser [C] // IEEE Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), 2013: 14381056.

[3] Brabec T, Krausz F. Intense few-cycle laser fields: frontiers of nonlinear optics [J]. Reviews of Modern Physics, 2000, 72(2): 545-591.

[4] Yao S, Song C, Gao X, *et al*. The laser energy effect on the formation of femtosecond filament [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(12): 121901.
姚爽，宋超，高勋，等. 脉冲能量对飞秒激光等离子体丝形成的影响[J]. 激光与光电子学进展，2017，54(12): 121901.

[5] Meng L W, Shao S. Influence factors analysis of temperature field of light guide mirror surface under high power laser [J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(10): 1001004.
孟令武，邵帅. 强激光作用下导光镜面温度场的影响因素分析[J]. 中国激光，2017，44(10): 1001004.

[6] Cai S, Chen G Y, Zhou C, *et al*. Research of plasma physical model for single pulsed laser ablation of bronze-bond grinding wheel [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(4): 0414001.
蔡颂，陈根余，周聪，等. 单脉冲激光烧蚀青铜砂轮等离子体物理模型研究[J]. 光学学报，2017，37(4): 0414001.

[7] Hong K H, Hou B, Nees J A, *et al*. Generation and measurement of $>10^8$ intensity contrast ratio in a relativistic kHz chirped-pulse amplified laser [J]. Applied Physics B, 2005, 81(4): 447-457.

[8] Ross I N, Matousek P, TowrieM, *et al*. The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers [J]. Optics Communications, 1997(1): 125-133.

[9] Ross I N, Collier J L, Matousek P, *et al*. Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification [J]. Applied Optics, 2000, 39(5): 2422-2427.

[10] Backus S, Kapteyn H C, Murnane M M, *et al*. Prepulse suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering from a fluid target [J]. Optics Letters, 1993, 18(2): 134-136.

[11] Minkovski N, Petrov G I, Saltiel S M, *et al*. Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration [J]. Journal of the Optical Society of America B, 2004, 21(9): 1659-1664.

[12] Jullien A, Albert O, Chériaux G, *et al*. Nonlinear polarization rotation of elliptical light in cubic crystals, with amplification to cross-polarized wave generation [J]. Journal of the Optical Society of America B, 2005, 22(12): 2635-2641.

[13] Chvykov V, Rousseau P, Reed S, *et al*. Generation of 10^{11} contrast 50 TW laser pulses [J]. Optics Letters, 2006, 31(10): 1456-1458.

[14] Ramirez L P, Papadopoulos D N, Pellegrina A, *et al*. Efficient cross polarized wave generation for compact, energy-scalable, ultrashort laser sources [J]. Optics Express, 2011, 19(1): 93-98.

[15] Chu Y X, Liang X Y, Yu L H, *et al*. High-contrast 2.0 petawatt Ti∶sapphire laser system [J]. Optics Express, 2013, 21(24): 29231-29239.

[16] Xu Y, Leng Y X, Guo X Y, *et al*. Pulse temporal quality improvement in a petawatt Ti∶sapphire laser based on cross-polarized wave generation [J]. Optics Communications, 2014, 313: 175-179.

[17] Wang J Z, Huang Y S, Xu Y, *et al*. Experimental research and application of pulse clean technique based on cross polarized wave generation [J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(9): 094214.
王建州，黄延穗，许毅，等. 基于交叉偏振波产生的脉冲净化技术研究与应用[J]. 物理学报，2012，61(9): 094214.

[18] Li R F, Xue X T, Zhao Y Y, *et al*. High efficiency cross-polarized wave filter for non-vacuum transmission [J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(15): 150601.
李荣凤，薛兴泰，赵研英，等. 非真空传输的高校交叉偏振滤波设计与产生[J]. 物理学报，2017，66(15): 150601.

[19] Jullien A, Canova L, Albert O, *et al*. Spectral broadening and pulse duration reduction during cross-polarized wave generation: influence of the quadratic

spectral phase[J]. Applied Physics B, 2007, 87(4): 595-601.

[20] Qin S, Wang Z H, Wang X Z, *et al*. Influence of linear chirp on the output characteristics of cross polarized wave with saturated power density[J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(9): 094206.
秦爽，王兆华，王羡之，等. 饱和功率密度下线性啁啾对交叉偏振波输出特性的影响研究[J]. 物理学报，2017，66(9)：094206.

[21] Pan X, Wang Y H, Wang J F, *et al*. Study on the frequency conversation efficiency and spectral phase of cross-polarized wave generation filter [J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(5): 1434-1440.
潘雪，王艳海，王江峰，等. 对交叉偏振波滤波器能量转化效率和频谱相位的研究[J]. 光学学报，2010，30(5)：1434-1440.

[22] Li G, Liu H J, Lu F, *et al*. Investigation on the influence of linear chirp with different input pulse intensities on BaF_2 cross-polarized wave generation [J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(2): 020602.
李纲，刘红杰，卢峰，等. 不同入射脉冲强度线性啁啾对 BaF_2 晶体交叉偏振波输出特性影响的数值模拟研究[J]. 物理学报，2015，64(2)：020602.

[23] Agrawal G P. Nonlinear fiber optics [M]. 4th ed. New York: Academic Press, 2006.

[24] Ricci A, Silva F, Jullien A, *et al*. Generation of high-fidelity few-cycle pulses at 2.1 μm via cross-polarized wave generation[J]. Optics Express, 2013, 21(8): 9711-9721.

[25] Couairon A, Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media [J]. Physics Reports, 2007, 441(2/3/4): 47-189.