

不同入射脉冲强度线性啁啾对 BaF₂ 晶体交叉偏振波输出特性影响的数值模拟研究

李纲 刘红杰 卢峰 温贤伦 何颖玲 张发强 戴增海

Investigation on the influences of linear chirp with different input pulse intensities on BaF₂ cross-polarized wave generation

Li Gang Liu Hong-Jie Lu Feng Wen Xian-Lun He Ying-Ling Zhang Fa-Qiang Dai Zeng-Hai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 020602 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.020602

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.020602>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2015/V64/I2>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

不同入射脉冲强度线性啁啾对 BaF₂ 晶体交叉偏振波输出特性影响的数值模拟研究

Investigation on the influences of linear chirp with different input pulse intensities on BaF₂ cross-polarized wave generation

物理学报.2015, 64(2): 020602 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.020602>

基于单模光纤的交叉相位调制型频率分辨光学开关超短脉冲测量

Cross-phase modulation typed frequency resolved optical gating measurement for ultra-short pulses using a single mode fiber

物理学报.2014, 63(24): 240601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.240601>

飞秒激光烧蚀金属靶的冲击温度

Shock temperature of femtosecond laser ablation of solid target

物理学报.2013, 62(21): 210601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.210601>

飞秒激光烧蚀固体靶的冲击压强

Shock pressure in femtosecond laser ablation of solid target

物理学报.2013, 62(17): 170601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.170601>

利用非线性脉冲预整形实现脉冲快速自相似放大

Fast self-similar amplification through passive nonlinear pulse pre-shaping

物理学报.2013, 62(14): 140601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.140601>

不同入射脉冲强度线性啁啾对BaF₂晶体交叉偏振波输出特性影响的数值模拟研究

李纲[†] 刘红杰 卢峰 温贤伦 何颖玲 张发强 戴增海

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 等离子体物理重点实验室, 绵阳 621900)

(2014年7月25日收到; 2014年8月28日收到修改稿)

在超短飞秒激光技术中, 基于BaF₂晶体三阶非线性效应的交叉偏振波技术是目前最重要的提高脉冲时域对比度的手段之一. 针对不同入射脉冲强度下入射脉冲的线性啁啾对BaF₂晶体交叉偏振波的输出特性, 包括转换效率、光谱加宽和时域压缩的影响进行了详细的数值模拟和讨论. 特别地, 详细对比研究了非饱和及强入射脉冲情况下线性啁啾对交叉偏振波输出脉冲光谱加宽的影响. 结果表明, 在强入射脉冲情况下, 交叉偏振波的光谱加宽量从非饱和情况下相对于零点线性啁啾时的对称结构, 变得不再具有对称性, 并对产生非对称性的原因进行了详细的物理解释.

关键词: 交叉偏振波, 线性啁啾, 光谱加宽, 非对称性

PACS: 06.60.Jn, 42.65.-k, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.64.020602

1 引言

随着超短激光技术的发展, 采用啁啾脉冲放大技术(chirped-pulse amplification, CPA), 飞秒激光聚焦功率密度可达 10^{18} — 10^{20} W·cm⁻², 从而为研究强场物理提供了新的技术手段^[1-6]. 在如此高的聚焦功率密度下, 激光的时域对比度是影响强场物理实验结果的一个非常关键的技术指标. 如果飞秒激光放大的自发辐射(amplified spontaneous emission, ASE)或者预脉冲强度达到 10^{10} W·cm⁻², 会在主脉冲到达靶面之前形成与等离子体、改变激光与物质相互作用的机理, 从而给实验结果带来不好的影响^[7]. 鉴于此, 目前发展了很多提高飞秒激光脉冲对比度的方法, 如可饱和吸收体^[8]、光学参量啁啾脉冲放大(optical parametric chirped pulse amplification, OPCPA)^[9-11]、交叉偏振波技术(cross-polarized-wave, XPW)^[12-15]等. 其中XPW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^{10} :1以上, 所以近几年来受到人们越来越普遍的关注. 特别是法国学者Jullien和Albert所在的研究小组^[16-22]对XPW技术进行了大量的极富成效的理论和实验研究, 极大地促进了XPW技术在飞秒激光领域的应用.

在XPW技术中, 入射飞秒激光脉冲的光谱相位(啁啾)对XPW输出脉冲的特性具有重要影响. 研究表明, 当入射脉冲为傅里叶变换极限脉冲(Fourier transform limited pulse, FTLPL), 并且自相位调制(self-phase modulation, SPM)和交叉相位调制(cross-phase modulation, CPM)等非线性效应可忽略的非饱和情况下, XPW脉冲光谱宽度(半高全宽: FWHM)是入射脉冲光谱宽度的 $\sqrt{3}$ 倍, 脉冲持续时间(FWHM)变为入射脉冲的 $1/\sqrt{3}$ ^[16,17]. 同时XPW脉冲的光谱加宽量相对于入射脉冲线性啁啾的零点对称的, 即在数值相同的正线性啁啾和负线性啁啾情况下, XPW脉冲的光谱加宽量是一样的^[17]. 然而Ramirez等^[23]的实验表明, 在强入射脉冲情况下, XPW脉冲光谱加宽

[†] 通信作者. E-mail: lgyy0310119@126.com

量相对于入射脉冲线性啁啾的零点不再具有对称性,但文献[23]并未给出相应的更加深入的分析.

因此,作为对Jullien等[16]和Canova等[17]研究结果的补充,本文对不同入射脉冲强度下线性啁啾对BaF₂晶体XPW输出特性的影响进行详细的数值模拟.事实上,在Jullien和Canova等对XPW的分析中,均忽略了SPM、CPM等非线性效应对XPW输出脉冲特性的影响.当XPW的转换效率小于5%时,这种近似是有效的.然而分析表明,当XPW转换效率大于10%时,不能忽略SPM和CPM对XPW脉冲特性的影响.数值模拟结果表明,XPW的转换效率对入射脉冲线性啁啾的容忍范围随入射强度的增加而略微增加,不过增加并不明显.而强入射脉冲带来的饱和效应使得交叉偏振波的光谱加宽量相对于入射脉冲线性啁啾的零点不再具有对称性.

2 XPW 基本理论

XPW的产生是由晶体三阶非线性张量 $\chi^{(3)}$ 的实部的各向异性所决定的三阶非线性简并四波混频过程,输出波偏振方向垂直于入射波偏振方向($\omega_1^\perp = \omega_1' + \omega_1'' - \omega_1'''$).在XPW技术中,常用的非线性晶体为BaF₂.BaF₂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($k = k_A - k_B = 0, \nu = 1/\nu_{gA} - 1/\nu_{gB} = 0$).假定入射波为空间强度均匀的平面波,采用慢变振幅包络近似并忽略晶体的线性和非线性吸收,并且在考虑自相位调制、交叉相位调制和四波混频的情况下,入射波和交叉偏振波的时域复振幅演化方程为[24]

$$\begin{aligned} & \frac{dA(z,t)}{dz} \\ &= i\gamma_1 |A|^2 A - i\gamma_2 (|B|^2 B - A^2 B^* - 2|A|^2 B) \\ & \quad + i\gamma_3 (2|B|^2 A + B^2 A^*), \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} & \frac{dB(z,t)}{dz} \\ &= i\gamma_1 |B|^2 B + i\gamma_2 (|A|^2 A - B^2 A^* - 2|B|^2 A) \\ & \quad + i\gamma_3 (2|A|^2 B + A^2 B^*), \end{aligned} \quad (1b)$$

其中

$$\gamma_1 = \gamma_0 [1 - \sigma/2 \sin^2(2\beta)],$$

$$\gamma_2 = -\gamma_0 \sigma/4 \sin(4\beta),$$

$$\gamma_3 = \gamma_0 \left[\sigma/2 \sin^2(2\beta) + \frac{1-\sigma}{3} \right],$$

$$\gamma_0 = (6\pi/8\lambda n) \chi_{xxxx}^{(3)},$$

$$\sigma = (\chi_{xxxx}^{(3)} - 2\chi_{xyyx}^{(3)} - \chi_{xxyy}^{(3)})/\chi_{xxxx}^{(3)},$$

σ 为三阶非线性极化率张量 $\chi^{(3)}$ 的各向异性系数; $\chi_{xxxx}^{(3)}$, $\chi_{xyyx}^{(3)}$ 和 $\chi_{xxyy}^{(3)}$ 为三阶极化率张量对应的元素; β 为入射波偏振方向与BaF₂晶体[100]轴的夹角; n 为晶体折射率; 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; γ_1 代表自相位调制; γ_2 表示由 B 到 A (方程(1a))和 A 到 B (方程(1b))的能量转移过程; γ_3 代表交叉相位调制($2|B|^2 A$ 和 $2|A|^2 B$)和四波混频过程($B^2 A^*$ 和 $A^2 B^*$).

在 $|B| \ll |A|$ 的情况下,忽略 A 的损耗以及非线性作用过程中 B 的自相位调制和交叉相位调制,方程(1)可以简化为[25]

$$\frac{dA(z,t)}{dz} = i\gamma_1 |A|^2 A, \quad (2a)$$

$$\frac{dB(z,t)}{dz} = i\gamma_2 |A|^2 A. \quad (2b)$$

记入射波的频域复振幅为 $\tilde{A}(\omega)$,频域强度 $I(\omega) = (1/2) \varepsilon_0 c n |\tilde{A}(\omega)|^2$ (ε_0 为真空介电常数, c 为真空光速).假定入射波具有高斯光谱形式,频域强度 $I(\omega)$ 可以表示为 $I(\omega) = I_{\omega_0} \exp[-2a(\omega - \omega_0)^2]$ (I_{ω_0} 对应峰值光强),对应的光谱半宽度为 $\Delta\omega = \sqrt{2 \ln 2/a}$.由于本文仅讨论线性啁啾对XPW输出特性的影响,这样频域复振幅 $\tilde{A}(\omega)$ 可以表示为

$$\begin{aligned} \tilde{A}(\omega) &= \sqrt{\frac{2I_{\omega_0}}{\varepsilon_0 c n}} \exp[-a(\omega - \omega_0)^2] \\ & \quad \times \exp\left[-i \frac{\varphi_2}{2} (\omega - \omega_0)^2\right], \end{aligned} \quad (3)$$

式中 φ_2 为线性啁啾系数.若 $\varphi_2 = 0$ fs²,则入射脉冲为傅里叶变换极限脉冲,时域半宽度与光谱半宽度满足关系式 $\Delta\omega \Delta\tau = 4 \ln 2$.对频域复振幅 $\tilde{A}(\omega)$ 进行逆傅里叶变换得时域复振幅 $A(t) = (1/\sqrt{2\pi}) \int \tilde{A}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega$,系数 $(1/\sqrt{2\pi})$ 是为了满足Parseval能量守恒定理 $\int |\tilde{A}(\omega)|^2 d\omega = \int |A(t)|^2 dt$.事实上,(3)式的逆傅里叶变换具有解析表达式:

$$A(t) = \sqrt{\frac{2I_{\omega_0}}{\varepsilon_0 c n}} (4a^2 + \varphi_2^2)^{-\frac{1}{4}} \exp\left(i \frac{\theta}{2}\right)$$

$$\begin{aligned} & \times \exp \left[-\frac{a}{4a^2 + \varphi_2^2} t^2 \right] \\ & \times \exp \left[i \frac{\varphi_2}{2(4a^2 + \varphi_2^2)} t^2 \right] \exp(i\omega_0 t), \quad (4) \end{aligned}$$

其中 $\theta = -\arctan(\varphi_2/2a)$ 为常数相移. 时域强度 $I(t)$ 表示为

$$I(t) = \frac{I_{\omega_0}}{\sqrt{4a^2 + \varphi_2^2}} \exp \left[-\frac{2a}{4a^2 + \varphi_2^2} t^2 \right]. \quad (5)$$

因此当频域峰值强度为 I_{ω_0} 时, 时域峰值强度 $I_0 = I_{\omega_0}/\sqrt{4a^2 + \varphi_2^2}$. 另外由 (4) 式可知时域相位 $\phi(t)$ 为

$$\phi(t) = -\frac{\varphi_2}{2(4a^2 + \varphi_2^2)} t^2. \quad (6)$$

因此飞秒脉冲瞬时频率为^[26]

$$\begin{aligned} \omega_{\text{inst}}(t) &= \omega_0 - \frac{d\phi(t)}{dt} \\ &= \omega_0 + \frac{\varphi_2}{4a^2 + \varphi_2^2} t. \quad (7) \end{aligned}$$

显然, $\varphi_2 > 0$ 时为线性正啁啾脉冲, $\varphi_2 < 0$ 时为线性负啁啾脉冲.

对 XPW 的数值模拟遵循以下的过程: 1) 对 $\tilde{A}(\omega)$ 进行逆傅里叶变换得出时域复振幅 $A(t)|_{z=0}$, $A(t)|_{z=0}$ 为入射波 A 的初始条件, 交叉偏振波 B 的初始条件为 $B(t)|_{z=0} = 0$; 2) 对方程 (1a), (1b) 或方程 (2a), (2b) 进行数值求解, 得出交叉偏振波 B 的复振幅 $B(t)|_{z=L}$, L 为晶体长度, XPW 转换效率为 $\eta = \int |B(t)_{z=L}|^2 dt / \int |A(t)_{z=0}|^2 dt$; 3) 对 $B(t)$ 进行傅里叶变换, 得出交叉偏振波 B 的频域复振幅 $\tilde{B}(\omega)$, 交叉偏振波 B 的光谱正比于 $|\tilde{B}(\omega)|^2$. 数值模拟对 2 mm 长的 BaF₂ 晶体进行, 晶体折射率 $n = 1.464$, 非线性参数 $\sigma = -1.2$, $\chi_{xxxx}^{(3)} = 1.53 \times 10^{-22} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-2}$, 入射波偏振方向与晶体 [100] 轴的夹角 $\beta = 22.5^\circ$ ^[21]. 入射波中心波长假定为 800 nm (载波频率 $\omega_0 = 2.3562 \text{ fs}^{-1}$), 光谱半宽度 $\Delta\omega = 0.0924 \text{ fs}^{-1}$ ($\Delta\nu = 14.91 \text{ THz}$ 或者 $\Delta\lambda = 31.4 \text{ nm}$, 对应 (3) 式中的 $a = 162.4$), 相应的 FTLP 时域半宽度为 30 fs. 为了避免白光连续谱的产生, 入射波时域峰值强度 I_0 通常不超过 $10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ^[16]. 令时域峰值强度参量 $S_A = \gamma_0 |A_0|^2 L$ (A_0 为 I_0 对应的振幅), 当 BaF₂ 晶体长度为 2 mm、入射波中心波长为 800 nm 时, 可得 S_A 限制在小于 3.2 的范围之内. 又由 (5) 式可知, I_0 完全由 I_{ω_0} 和 φ_2 决定, 且 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 时, I_0 有最大值. 因此数值模

拟中 I_{ω_0} 的选择要满足 $I_{\omega_0}/2a \leq 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. 当 $a = 162.4$ 时, 有 $I_{\omega_0} \leq 3.2 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

3 数值模拟结果与讨论

3.1 转换效率

当 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 时 (FTLP), 理论计算的 XPW 转换效率曲线如图 1 所示, 其中图 1 (a) 表示转换效率与时域强度参量 S_A 的关系, 图 1 (b) 变换为转换效率与入射脉冲能量通量 (记为 J_0 : $\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$) 的关系. 图 1 还给出了 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 时相应的 I_{ω_0} , S_A , J_0 及 I_0 之间的对应关系, 比如当 $I_{\omega_0} = 3 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 时, 对应图 1 (a) 和图 1 (b), 有 $S_A = 2.93$, $I_0 = 9.24 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, $J_0 = 0.03 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$. 图 1 表明, 当 XPW 转换效率小于 5% 时, 利用方程 (1a), (1b) 和方程 (2a), (2b) 计算的转换效率曲线几乎重合, 表明此时可以忽略 SPM 和 CPM 等非线性效应的影响^[16]; 而当 XPW 转换效率大于 10% 时, SPM 和 CPM 等非线性效应对 XPW 的产生具有非常明显的影响. 此时若继续利用方程 (2a), (2b) 讨论 XPW 的光谱加宽及光谱相位等特性, 显

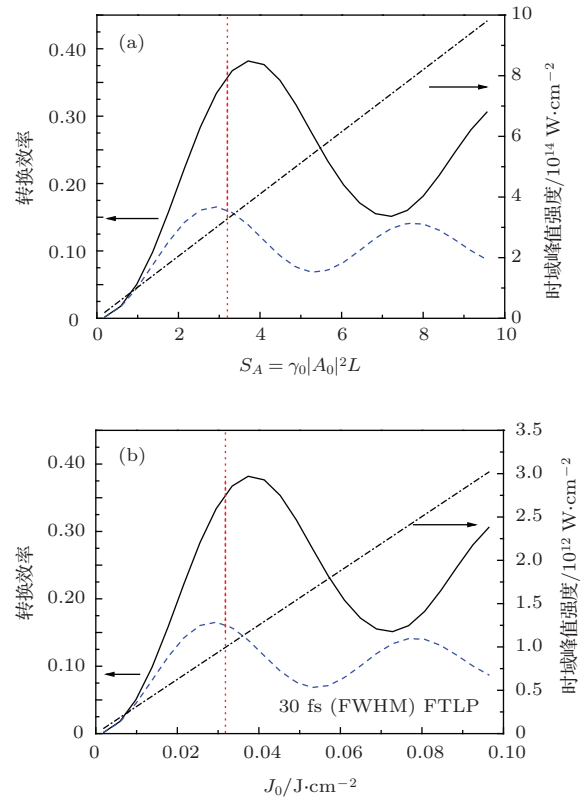


图 1 (网刊彩色) 理论计算的 XPW 转换效率曲线 (a) 与时域强度参量 S_A 的关系, (b) 与入射脉冲能量通量 J_0 的关系

然是存在不足的. 由图1可知, 对于高斯光谱的无啁啾脉冲, 在空间强度均匀的平面波近似下, 当 S_A 或 J_0 达到极限值时(图1中的红色点虚线), 单晶体BaF₂的XPW转换效率可达35%, 与Jullien等^[20]的计算完全一致, 表明理论计算的正确性. 通过波导空间滤波器改善入射波光强的空间均匀性, Ramirez等^[23]利用单晶体BaF₂获得了高达33%的XPW转换效率(计及空间滤波器窗口、BaF₂晶体端面的菲涅尔反射损耗等), 因此实验结果也证明了理论计算的合理性.

在载波频率 ω_0 对应的峰值强度分别为 $I_{\omega_0} = 1 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 和 $I_{\omega_0} = 3 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的情况下, 计算的XPW转换效率与 φ_2 的关系如图2所示. 图中的转换效率相对于 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 的最大转换效率做了归一化处理($I_{\omega_0} = 1 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时最大转换效率为5%; $I_{\omega_0} = 3 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时最大转换效率为33.4%). 由图2可知, XPW转换效率相对于 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 的最大转换效率是对称的, 且随入射激光强度的增加, XPW转换效率对 φ_2 容忍范围有所增加. 记转换效率下降为最大转换效率50%时所对应的 φ_2 为临界啁啾 $\varphi_{2,\text{cr}}^{\text{E}}$ ^[17]. 在 $I_{\omega_0} = 1 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的非饱和情况下, $\varphi_{2,\text{cr}}^{\text{E}} = \pm 325 \text{ fs}^2$, 与文献^[17]一致; 当入射强度增加到 $I_{\omega_0} = 3 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时, $\varphi_{2,\text{cr}}^{\text{E}} = \pm 400 \text{ fs}^2$. 因此, 入射强度对 $\varphi_{2,\text{cr}}^{\text{E}}$ 的影响并不明显.

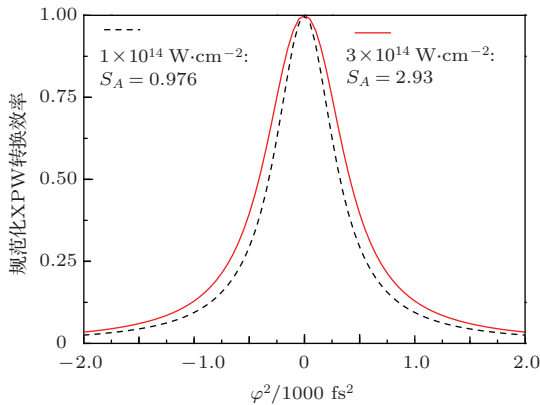


图2 (网刊彩色) 不同入射强度下计算的XPW转换效率与线性啁啾 φ_2 的关系

3.2 光谱加宽

3.2.1 非饱和情况

在 $|B| \ll |A|$ 的非饱和情况下, $B(t)|_{z=L} \propto |A(t)|^2 A(t)$, 忽略 $A(t)$ 的常数项及载波频率的指数

项, 有

$$B(t) \propto \exp\left[-\frac{3a}{4a^2 + \varphi_2^2} t^2\right] \times \exp\left[i\frac{\varphi_2}{2(4a^2 + \varphi_2^2)} t^2\right]. \quad (8)$$

对比(8)式和(4)式易见, XPW脉冲与入射脉冲具有一样的时域相位因子 $\phi(t)$, 并且XPW脉冲的时域宽度变为入射脉冲的 $1/\sqrt{3}$. 尽管XPW脉冲与入射脉冲的时域相位 $\phi(t)$ 一样, 然而由于脉冲宽度变窄, 使得XPW脉冲和入射脉冲的频域相位存在区别. 对(8)式进行傅里叶变换, 有

$$\tilde{B}(\omega) \propto \exp\left[-\frac{3a(4a^2 + \varphi_2^2)}{36a^2 + \varphi_2^2} \omega^2\right] \times \exp\left[-i\frac{\omega^2}{2} \frac{(4a^2 + \varphi_2^2)\varphi_2}{36a^2 + \varphi_2^2}\right], \quad (9)$$

在(9)式中将载波频率 ω_0 移到了零点. 当 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 时, 对比(9)式和(3)式, XPW光谱宽度增加为入射脉冲的 $\sqrt{3}$ 倍, 并且光谱宽度是变量 φ_2 的偶函数, 即光谱加宽量相对于 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 是对称的. 令

$$\frac{3a(4a^2 + \varphi_2^2)}{36a^2 + \varphi_2^2} = a, \quad (10)$$

此时XPW光谱宽度与入射脉冲光谱宽度一样, 可得 $\varphi_2 = \pm 2\sqrt{3}a$. 将入射光谱宽度 $\Delta\omega = \sqrt{2\ln 2}/a$ 代入, 可得 $\varphi_2 = \pm 4.8/\Delta\omega^2$. 因此当入射光谱宽度 $\Delta\omega = 0.0924 \text{ fs}^{-1}$ 时, 有 $\varphi_2 = \pm 562 \text{ fs}^2$.

由(9)式可知, XPW脉冲仍为线性啁啾脉冲, 啁啾系数 $\varphi_{2,\text{XPW}}$ 为

$$\varphi_{2,\text{XPW}} = \frac{4a^2 + \varphi_2^2}{36a^2 + \varphi_2^2} \varphi_2, \quad (11)$$

显然 $\varphi_{2,\text{XPW}} \leq \varphi_2$, 特别是当 $4a^2 \gg \varphi_2^2$ 时, 有 $\varphi_{2,\text{XPW}} \approx \varphi_2/9$, 即XPW脉冲相对于入射脉冲具有更为平缓的光谱相位. 这使得XPW在自参考光谱干涉仪(self-referenced spectral interferometry, SRSI)中也得到了非常重要的应用^[27-29].

3.2.2 强入射脉冲情况

在强入射脉冲情况下, 由于不能忽略SPM和CPM的作用, XPW的复振幅 B 不再具有解析解. 对(1a), (1b)进行数值求解, 图3计算了XPW输出光谱半宽度与 φ_2 的关系, 其中光谱宽度相对于入射光谱宽度 $\Delta\omega = 0.0924 \text{ fs}^{-1}$ 进行了规范化处理. 由图3可知, 当入射脉冲强度 I_{ω_0} 小于 $1 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 且 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 时, XPW光谱宽度约为入射

脉冲光谱宽度的1.74倍,即近似为 $\sqrt{3}$ 倍,与前面的解析解完全一致;而当入射脉冲强度 I_{ω_0} 增加到 $3 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 且 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 时,XPW光谱宽度增加到约为入射脉冲光谱宽度的2.45倍.值得注意的是,图3表明在非饱和情况下($I_{\omega_0} \leq 1 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$),数值计算的XPW脉冲光谱加宽量相对于 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 几乎是对称的,并且在 $\pm 560 \text{ fs}^2$ 的范围内具有光谱加宽效应,这同样与前面的解析解是一致的.而当 $I_{\omega_0} > 1 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时XPW的光谱加宽量相对于 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 不再具有对称性,且 $\varphi_2 < 0$ 比 $\varphi_2 > 0$ 时的光谱加宽效应更为明显.比如当 $I_{\omega_0} = 3 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, $\varphi_2 = -100 \text{ fs}^2$ 时,XPW光谱宽度是入射光谱宽度的2.43倍;而 $I_{\omega_0} = 3 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, $\varphi_2 = 100 \text{ fs}^2$ 时,XPW光谱宽度是入射光谱宽度的1.97倍.当 $\varphi_2 < 0$ 时为负啁啾脉冲, $\varphi_2 > 0$ 时为正啁啾脉冲,因此对具有相同数值而符号相反的线性啁啾 φ_2 来说,负啁啾脉冲产生的XPW光谱比正啁啾脉冲要宽.文献[23]中的实验结果也证明了XPW的光谱加宽量相对于线性啁啾 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 不具有对称性,然而文献[23]并没有对其进行深入的解释.在文献[23]中,入射光谱为平顶形状,光谱宽度为54 nm,当 $\varphi_2 = 100 \text{ fs}^2$ 时XPW输出光谱宽度为93 nm, $\varphi_2 = -100 \text{ fs}^2$ 时XPW输出光谱宽度为66 nm(注意文献[23]中 $\varphi_2 > 0$ 时为负啁啾脉冲, $\varphi_2 < 0$ 时为正啁啾脉冲,这与(3)式中指数项上啁啾系数 φ_2 前定义的正负号有关).

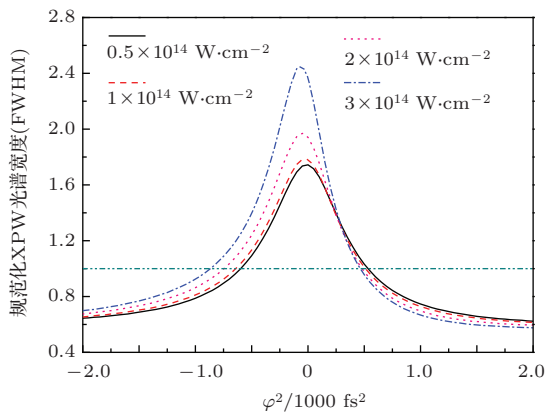


图3 (网刊彩色)不同入射强度下计算的XPW光谱规范化FWHM与 φ_2 的关系

为了从物理上解释强入射脉冲情况下XPW的光谱加宽量关于 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 不再具有对称性这个现象,图4(a)和(b)对比计算了入射脉冲强度为 $I_{\omega_0} = 0.5 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 和 $3 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$,

而 φ_2 分别为 -100 fs^2 和 100 fs^2 时XPW的光谱形状.事实上,线性啁啾脉冲的瞬时频率可以表示为 $\omega_{\text{inst}}(t) = \omega_0 + bt$ [26],对负啁啾脉冲有 $b < 0$,正啁啾脉冲有 $b > 0$.因此负啁啾脉冲的高频部分位于脉冲前沿,正啁啾脉冲的低频部分位于脉冲前沿,通过XPW,SPM及CPM等三阶非线性效应作用后,体现在XPW光谱上,负啁啾脉冲产生的XPW光谱中高频部分的光谱强度(与 $h\nu$ 有关, h 为普朗克常量, ν 为光子频率)要略大于正啁啾脉冲产生的XPW光谱中低频部分的强度,如图4(b)所示.进一步由图4(b)可知,随着入射脉冲频率向载波频率 ω_0 靠近,由于负啁啾脉冲高频部分带来的饱和效应更为强烈,使得在强入射脉冲情况下,负啁啾脉冲产生的XPW光谱在 ω_0 处的峰值强度要明显低于正啁啾脉冲产生的XPW光谱峰值强度.而前面的分析表明,当 φ_2 数值相同而符号相反时,XPW的转换效率是一样的,即XPW光谱的频域积分相等.这使得负啁啾脉冲产生的XPW光谱宽度要大于正啁啾脉冲产生的XPW光谱宽度.因此

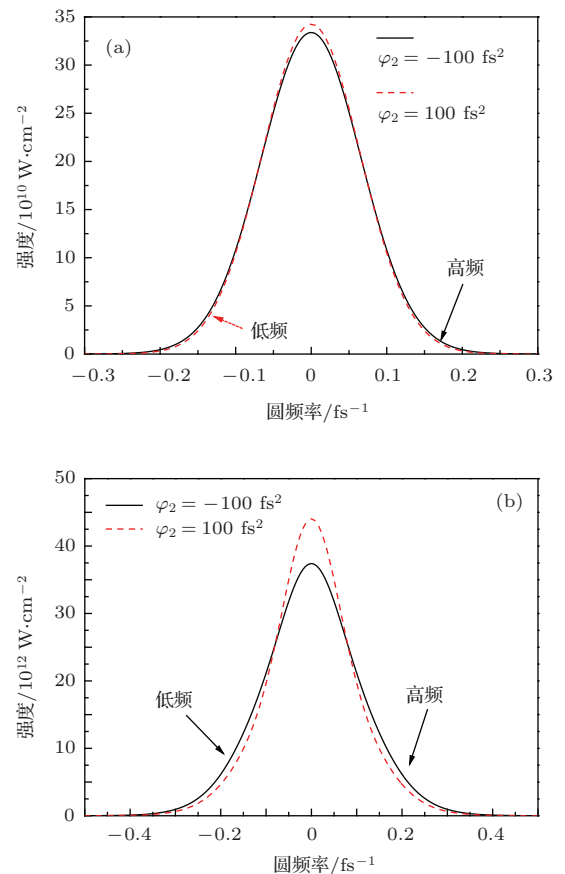


图4 (网刊彩色) φ_2 分别为 100 fs^2 和 -100 fs^2 时,计算的不同入射强度下(a) $I_{\omega_0} = 0.5 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$,(b) $I_{\omega_0} = 3 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的XPW光谱

从本质上讲, XPW 光谱加宽关于 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 的非对称性是由 XPW、SPM 及 CPM 等非线性效应共同作用所导致的饱和效应引起的. 当入射强度 I_{ω_0} 越大时, 饱和效应越严重, XPW 的光谱加宽量关于 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 的非对称性也越明显. 而在弱脉冲强度入射的非饱和情况下, 由图 4(a) 可知, XPW 光谱中 ω_0 频率处的峰值强度近似相等, 使得在非饱和情况下 XPW 的光谱加宽量关于 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 几乎是对称的, 这也正是从解析 (9) 式可直接得出的结论.

3.3 脉冲压缩

根据前面的分析, 当入射脉冲强度较小而可忽略 SPM 和 CPM 时, 在一定的线性啁啾范围内, XPW 脉冲相对于输入脉冲有更宽的光谱和更平缓的光谱相位. 因此可以预见, XPW 脉冲有比输入脉冲更窄的脉冲持续时间. 图 5 为计算的不同入射脉冲强度下 XPW 脉冲持续时间与线性啁啾 φ_2 的关系. 由 (5) 式可知, 入射脉冲时域半宽度为

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2 \ln 2 (4a^2 + \varphi_2^2)}{a}}, \quad (12)$$

将 $\Delta\omega = \sqrt{2 \ln 2/a}$ 代入 (12) 式, 有

$$\Delta t = \frac{\sqrt{16 (\ln 2)^2 + \Delta\omega^4 \varphi_2^2}}{\Delta\omega}. \quad (13)$$

显然当 $\Delta\omega = 0.0924 \text{ fs}^{-1}$, $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 时, 入射脉冲时域半宽度 $\Delta t = 30 \text{ fs}$. 由图 5 可知, 当入射脉冲强度 $\leq 1 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 且为无啁啾脉冲时, XPW 脉冲持续时间为 17.2 fs , 变为入射脉冲的 $1/\sqrt{3}$, 这正是非饱和情况下可得到的解析结果. 随着入射脉冲强度的增加, XPW 脉冲半宽度也逐渐增加. 图 6 更清晰地呈现了这一结果, 比如脉冲持续时间从 $0.5 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时的 17.2 fs 增加到 $3 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时的 21.2 fs . 这是因为当入射脉冲强度增强时, 即使入射脉冲为无啁啾的傅里叶变换极限脉冲, 然而由于 SPM 和 CPM 的作用, 使得 XPW 脉冲不再是傅里叶变换极限脉冲, 因此脉冲宽度随着入射脉冲强度的增加而增加. 值得指出的是, 无论入射脉冲的线性啁啾为何值, XPW 脉冲的时域宽度都要小于入射脉冲. 比如当 $\varphi_2 = 1000 \text{ fs}^2$ 时, 由于入射脉冲光谱宽度一定, 由 (13) 式计算的入射脉冲时域宽度为 97 fs . 而由图 5 可知, 此时的 XPW 脉冲时域宽度约为 56 fs , 并且与入射脉冲强度几乎

无关. 因此从这个意义上讲, XPW 具有很好的脉冲时域压缩效应.

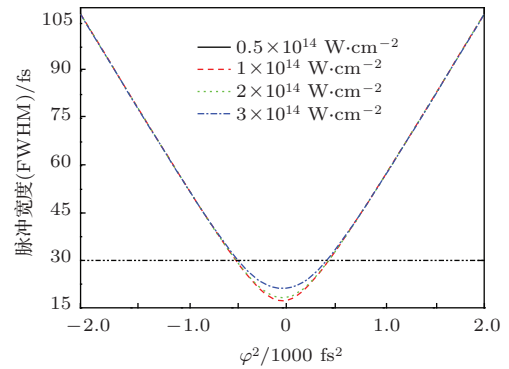


图 5 (网刊彩色) 不同入射脉冲强度下计算的 XPW 脉冲持续时间 (FWHM) 与 φ_2 的关系

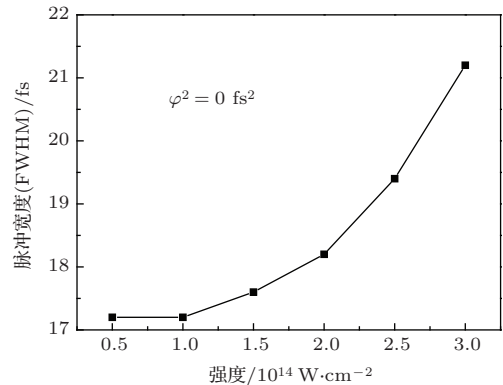


图 6 (网刊彩色) $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 时 XPW 脉冲时域半宽度与入射脉冲强度的关系

4 结 论

本文对不同入射脉冲强度下线性啁啾对 XPW 输出脉冲的转换效率、光谱宽度和脉冲时域压缩效应的影响进行了详细的数值模拟和讨论. 特别地, 以高斯光谱的入射脉冲为例, 详细对比研究了非饱和及强入射脉冲情况下线性啁啾对 XPW 输出脉冲光谱加宽的影响. 在非饱和情况下, XPW 的光谱加宽量相对于线性啁啾 $\varphi_2 = 0 \text{ fs}^2$ 几乎是对称的. 而数值模拟结果表明, 在强入射脉冲情况下, 由于饱和效应的存在, 破坏了这种对称性, 本文进一步对其进行了深入的分析 and 讨论. 因此, 本文的研究结果对文献 [23] 中的实验结果也给出了很好的理论解释. 通过对不同脉冲入射强度下 XPW 效应的数值模拟研究, 拓展和加深了对 XPW 效应的理解, 从而也为 XPW 技术在飞秒激光系统中的应用提供了很好的参考.

参考文献

- [1] Daido H, Nishiuchi M, Pirozhkov A S 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 056401
- [2] Malka V, Faure J, Gauduel Y A, Lefebvre E, Rousse A, Phuoc K T 2008 *Nat. Phys.* **4** 447
- [3] Fang Z B, Cheng C F, Zhang X M, Shen B F 2005 *Chin. Phys. B* **14** 1850
- [4] Dong K G, Gu Y Q, Zhu B, Wu Y C, Cao L F, He Y L, Liu H J, Hong W, Zhou W M, Zhao Z Q, Jiao C Y, Wen X L, Zhang B H, Wang X F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8738 (in Chinese) [董克攻, 谷渝秋, 朱斌, 吴玉迟, 曹磊峰, 何颖玲, 刘红杰, 洪伟, 周维民, 赵宗清, 焦春晔, 温贤伦, 张保汉, 王晓方 2010 物理学报 **59** 8738]
- [5] Tan F, Zhu B, Han D, Xin J T, Zhao Z Q, Cao L F, Gu Y Q, Zhang B H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 034104
- [6] Ge Y C, He H P 2014 *Chin. Phys. B* **23** 074207
- [7] Kapteyn H C, Murnane M M, Szoke A, Falcone R W 1991 *Opt. Lett.* **16** 490
- [8] Hong K H, Hou B, Nees J A, Power E, Mourou G A 2005 *Appl. Phys. B* **81** 447
- [9] Jovanovic I, Barty C P J, Haefner C, Wattellier B 2006 *Opt. Lett.* **31** 787
- [10] Yoshida H, Ishii E, Kodama R, Fujita H, Kitagawa Y, Izawa Y, Yamanaka T 2003 *Opt. Lett.* **28** 257
- [11] Ross I N, Collier J L, Matousek P, Danson C N, Neely D, Allott R M, Pepler D A, Hernandez G C, Osvey K 2000 *Appl. Opt.* **39** 2422
- [12] Liu C, Wang Z H, Li W C, Liu F, Wei Z Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7036 (in Chinese) [刘成, 王兆华, 李伟昌, 刘峰, 魏志义 2010 物理学报 **59** 7036]
- [13] Wang J Z, Huang Y S, Xu Y, Li Y Y, Lu X M, Leng Y X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 094214 (in Chinese) [王建州, 黄延穗, 许毅, 李妍妍, 陆效明, 冷雨欣 2012 物理学报 **61** 094214]
- [14] Jullien A, Albert O, Burgy F, Hamoniaux G, Rousseau J P, Chambaret J P, Augé-Rochereau F, Chériaux G, Etchepare J, Minkovski N, Saltiel S M 2005 *Opt. Lett.* **30** 920
- [15] Chvykov V, Rousseau P, Reed S, Kalinchenko G, Yanovsky V 2006 *Opt. Lett.* **31** 1456
- [16] Jullien A, Canova L, Albert O, Boschetto D, Antonucci L, Cha Y H, Rousseau J P, Chaudet P, Chériaux G, Etchepare J, Kourtev S, Minkovski N, Saltiel S M 2007 *Appl. Phys. B* **87** 595
- [17] Canova L, Albert O, Forget N, Mercier B, Kourtev S, Minkovski N, Saltiel S M, Lopez-Martens R 2008 *Appl. Phys. B* **93** 443
- [18] Jullien A, Durfee C G, Trisorio A, Canova L, Rousseau J P, Mercier B, Antonucci L, Chériaux G, Albert O, Lopez-Martens R 2009 *Appl. Phys. B* **96** 293
- [19] Cotel A, Jullien A, Forget N, Albert O, Chériaux G, Leblanc C 2006 *Appl. Phys. B* **83** 7
- [20] Jullien A, Kourtev S, Albert O, Chériaux G, Etchepare J, Minkovski N, Saltiel S M 2006 *Appl. Phys. B* **84** 409
- [21] Canova L, Kourtev S, Minkovski N, Jullien A, Lopez-Martens R, Albert O, Saltiel S M 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 231102
- [22] Ricci A, Silva F, Jullien A, Cousin S L, Austin D R, Biegert J, Lopez-Martens R 2013 *Opt. Express* **21** 9711
- [23] Ramirez L P, Papadopoulos D N, Pellegrina A, Georges P, Druon F, Monot P, Ricci A, Jullien A, Chen X, Rousseau J P, Lopez-Martens R 2011 *Opt. Express* **19** 93
- [24] Jullien A, Albert O, Chériaux G, Etchepare J, Kourtev S, Minkovski N, Saltiel S M 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 2635
- [25] Minkovski N, Petrov G I, Saltiel S M, Albert O, Etchepare J 2004 *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 1659
- [26] Trebino R 2002 *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Boston: Kluwer Academic Publishers) pp16–17
- [27] Grabielle S, Moulet A, Forget N, Crozatier V, Coudreau S, Herzog R, Oksenhendler T, Cornaggia C, Gobert O 2011 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **653** 121
- [28] Oksenhendler T, Coudreau S, Forget N, Crozatier V, Grabielle S, Herzog R, Gobert O, Kaplan D 2010 *Appl. Phys. B* **99** 7
- [29] Moulet A, Grabielle S, Cornaggia C, Forget N, Oksenhendler T 2010 *Opt. Lett.* **35** 3856

Investigation on the influences of linear chirp with different input pulse intensities on BaF₂ cross-polarized wave generation

Li Gang[†] Liu Hong-Jie Lu Feng Wen Xian-Lun He Ying-Ling
Zhang Fa-Qiang Dai Zeng-Hai

(Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 25 July 2014; revised manuscript received 28 August 2014)

Abstract

Cross-polarized wave (XPW) generation based on BaF₂ crystal is one of the most important tools in improving the contrast of ultra-intense femtosecond laser pulses at present. In this paper, the influences of linear chirp with different input pulse intensities on BaF₂ XPW generation, including conversion efficiency, spectrum broadening, and pulse duration reduction are in detail simulated and discussed. Especially, the influence of linear chirp on spectrum broadening is comparatively investigated under unsaturated and intense input pulses. While the amount of spectrum broadening relative to linear chirp is symmetrical with respect to the zero chirp point under unsaturated input pulse, the results show that it is no longer those in the case under intense input pulse, and the intrinsic reason is explained in detail in this paper.

Keywords: cross-polarized wave, linear chirp, spectrum broadening, un-symmetrical

PACS: 06.60.Jn, 42.65.-k, 42.65.Re

DOI: [10.7498/aps.64.020602](https://doi.org/10.7498/aps.64.020602)

[†] Corresponding author. E-mail: lgyy0310119@126.com