

## 双色场相位平缓对远场前向太赫兹的增强

白 亚,许荣杰,宋立伟,刘 鹏,李儒新,徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所 强场激光物理国家重点实验室,上海 201800)

**摘 要:** 太赫兹辐射极性和幅度依赖于双色场相位。由于等离子体光丝中色散和 Gouy 相移,导致双色场的相对相位随着激光的传播发生改变。当相位的改变量大于  $\pi$  时,丝中的太赫兹电场极性发生反转,使得远场太赫兹辐射在离轴相位匹配角方向相干增强,而光轴前向相消减弱。通过对基频和倍频聚焦条件的调整和传输非线性色散的作用对双色场相对相位进行了调制,提出了可以使相对相位平缓的方法。模型计算证明了等离子体形成和 Gouy 相移调制是使双色场相移变平缓的原因。随后利用相位变平缓的条件得到了太赫兹发生极性反转的失相长度延长,最大长度近三倍于空气介质中的失相长度。在满足相位变平条件下,远场太赫兹辐射在光轴前向的分布得到增强。

**关键词:** 双色场相位; Gouy 相移; 失相长度; 太赫兹辐射

**中图分类号:** O437 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2014)08-2656-06

## Enhanced far field terahertz in forward direction due to relative phase flatten of two-color field

Bai Ya, Xu Rongjie, Song Liwei, Liu Peng, Li Ruxin, Xu Zhizhan

(State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract:** Pumped by two-color field, generated THz field amplitude and polarity depend on relative phase between two frequencies. Due to dispersion in plasma filament and Gouy phase shift, relative phase of two-color field varies along laser propagation direction. As the phase changed by  $\pi$ , local THz field in filament got polarity reversal, far field THz constructive enhanced in off-axis direction, while destructive interference in forward direction. By adjusting the focusing geometry for two frequencies and through nonlinear dispersion in plasma filament the relative phase of two-color field was modulated. It was found that the relative phase flattens by the plasma formation and the conditions of focusing geometry. The dephasing length of THz fields that maintaining its polarity was elongated, with maximum value three times larger than dephasing length in ambient air. The far field THz radiation was enhanced in forward direction near the propagation axis.

**Key words:** relative phase; Gouy phase shift; dephasing length; THz radiation

收稿日期: 2013-12-18; 修订日期: 2014-01-17

基金项目: 国家自然科学基金(11274326, 60978012, 11134010, 11127901); 国家 973 计划(2011CB808103)

作者简介: 白亚(1987-), 男, 博士生, 主要从事太赫兹辐射产生和应用等方面的研究。Email: pipbear@siom.ac.cn

导师简介: 刘鹏(1972-), 男, 研究员, 博士生导师, 博士, 主要从事强激光场分子动力学和太赫兹辐射等方面的研究。

Email: peng@siom.ac.cn

## 0 引 言

作为有效的产生较高场强太赫兹的手段, 双色激光场驱动气体等离子体的太赫兹辐射源自 2000年由 Cook 和 Hochstrasser 首次提出后便被广泛研究<sup>[1]</sup>。常用的实验方案采用近红外超短脉冲透过非线性晶体(常用  $\beta$ -BBO 晶体, 拥有高的倍频效率)后产生二次谐波, 而后将基频和倍频同时聚焦于空气中, 产生前向发散的太赫兹辐射。双色场泵浦可以产生几十太赫兹的宽光谱, 能量达到微焦量级<sup>[2]</sup>。报道的太赫兹电场最大场强为 400 kV/cm<sup>[3]</sup>。

太赫兹辐射极性和大小依赖于双色场相对相位。根据光电流模型<sup>[4]</sup>, 双色场驱动的太赫兹辐射的解释表达式如下:  $E_{\text{THz}} \propto dJ/dt \propto f(E_{\omega})E_{2\omega}\sin\theta$ , 其中  $f(E_{\omega})$  为电离项, 电离过程只考虑基频光的作用,  $E_{2\omega}\sin\theta$  是电子加速项, 倍频光的存在导致电子漂移速度不对称, 正弦项  $\sin\theta$  来源于电离频率  $2\omega$  与倍频光间调制的低频项,  $\Omega=2\omega'-\omega-\omega \rightarrow 0$ 。公式表明太赫兹电场振幅正比于双色场相对相位的正弦值。

气体介质中双色场相对相位可以写成  $\theta=\theta_0+2\omega(n_{2\omega}-n_{\omega})l/c$ , 其中  $n_{\omega}$ 、 $n_{2\omega}$  分别为基频, 倍频的折射率,  $l$  为成丝长度,  $\theta_0$  为双色场的初始相对相位。由于基频和倍频的折射率不同, 传播过程中基频光速度快过倍频光, 使相对相位持续增大。引入失相长度的概念, 定义为太赫兹可以保持极性不发生反转的最长距离, 这时相对相位  $\theta$  变化量为  $\pi$ 。失相长度表达式为  $l_d=(\lambda/4)/(n_{2\omega}-n_{\omega})$ 。对于 800 nm 基频光波长,  $n_{2\omega}-n_{\omega}=7.7 \times 10^{-6}$ ,  $l_d=25.9$  mm, 计算中没有考虑光丝中等离子体效应和 Kerr 效应对折射率的影响。由于丝中双色场相对相位的变化, 如果丝长大于失相长度, 产生的太赫兹辐射有正负的调制。2009 年 Liu 等发现由于等离子体光丝中气体介质对双色场的色散和 Gouy 相移的存在, 丝中产生太赫兹辐射会呈现振荡特征, 导致远场太赫兹的相干相消<sup>[5]</sup>。2012 年 You、Oh 和 Kim 提出太赫兹辐射远场离轴相位匹配的概念<sup>[6]</sup>, 结果表明, 虽然远场近轴太赫兹辐射受丝中正负变化的太赫兹极性影响而相干相消, 但在离轴特定角度上会观察到太赫兹辐射的相干增强。相位匹配角度与太赫兹频率有关, 对于 1~5 THz 频率, 匹配角为  $4^{\circ}$ ~ $7^{\circ}$ 。

文中通过对基频和倍频聚焦条件的调整和传输

非线性色散的作用对双色场相对相位进行了调制, 提出了可以使相对相位平缓的方法。由于相位的变缓, 太赫兹的失相长度得到延长, 同时得到了前向太赫兹辐射的增强。

## 1 双色场相位调制原理

色散介质中传播的激光场相位受到传输非线性和 Gouy 相移的影响<sup>[7]</sup>。根据参考文献[7]中的公式(4), 考虑丝中双色场的相位移动, 由于谱宽窄的单色脉冲的衍射效应引起色散导致的折射率变化可以忽略, 基频、倍频在光轴上的相位变化可以写成如下表达式:

$$\begin{aligned}\phi_{\omega} &= \frac{\omega}{c} \sum_n n_{\text{fila}, z_n}^{\omega} \Delta z + \phi_{\text{Gouy}}^{\omega} \\ \phi_{2\omega} &= \frac{2\omega}{c} \sum_n n_{\text{fila}, z_n}^{2\omega} \Delta z + \phi_{\text{Gouy}}^{2\omega}\end{aligned}\quad (1)$$

公式(1)表明相移包含了两项作用:(1) 光丝中非线性折射率变化  $n_{\text{fila}}$ , 包含 Kerr 效应、交叉相位调制、等离子体效应等对折射率的贡献;(2) Gouy 相移。

双色场相对相位来自基频和倍频间的相位差别。基频光相位变化  $\phi_{\omega}$ , 引起电场峰值的时间延时变化  $\tau_{\omega}=\phi_{\omega}/\omega$ , 而倍频光相位每变化  $\phi_{2\omega}$ , 电场峰值的时间延时变化  $\tau_{2\omega}=\phi_{2\omega}/2\omega$ 。基频和倍频电场峰值的相对延时变化  $\tau_{2\omega}-\tau_{\omega}=1/(2\omega)[\phi_{2\omega}-2\phi_{\omega}]$ 。双色场相位是以倍频光为参照系观察到的基频光相位移动, 也就是相位变化以倍频光为基准,  $\Delta\theta=2\omega(\tau_{2\omega}-\tau_{\omega})$ 。从而双色场相对相位可以写成如下表达式:

$$\Delta\theta=\phi_{2\omega}-2\phi_{\omega}=\frac{2\omega}{c} \sum_n (n_{\text{fila}, z_n}^{2\omega}-n_{\text{fila}, z_n}^{\omega}) \Delta z + \phi_{\text{Gouy}}^{2\omega}-2\phi_{\text{Gouy}}^{\omega}\quad (2)$$

也就是基频光相位每变化  $\phi_{\omega}$ , 相对倍频光移动了  $2\phi_{\omega}$ 。

根据引言部分讲述, 太赫兹的极性取决于双色场相对相位移动。如果有方法可以让相对相位的变化趋势平缓, 则可以让太赫兹极性反转的失相长度变长。根据公式(2), 影响相移曲线在焦点附近变化的条件有:(1) 非线性效应对折射率的影响, 其中 Kerr 效应引起折射率增加,  $\Delta n_{\text{Kerr}}=n_2 I > 0$ ; 等离子体效应引起折射率减小,  $\Delta n_{\text{plas}}=-\rho/2\rho c < 0$ , 其中  $\rho c=\varepsilon_0 m \omega^2/e^2$  是等离子体临界密度。因而等离子体效应可使得折射率对相移的贡献为负, 从而使相移变化更平缓。(2) 基频和倍频的 Gouy 相移差,  $\Delta\phi_{\text{Gouy}}=\phi_{\text{Gouy}}^{2\omega}-\phi_{\text{Gouy}}^{\omega}$ 。

由于 Gouy 相移变化的空间距离取决于光束的瑞利长度,对于聚焦高斯型脉冲,瑞利长度公式为  $L_R = \lambda / \pi (f/w_{in})^2$ ,  $f$  是焦距,  $w_{in}$  是聚焦前脉冲束腰半径。为了调制 Gouy 相移差,需要对基频和倍频采用不同的聚焦条件。固定基频光焦距  $f_{\omega} = 3000$  mm,改变倍频光焦距  $f_{2\omega}$  的大小。图 1 给出了不同条件下 Gouy 相移差的变化曲线,基频、倍频焦距相等时, Gouy 相移斜率为正,使得相对相位总是增加。而当  $f_{2\omega} = 800$  mm 时, Gouy 相移差在焦点附近的斜率为负,可减小相移的增加趋势。

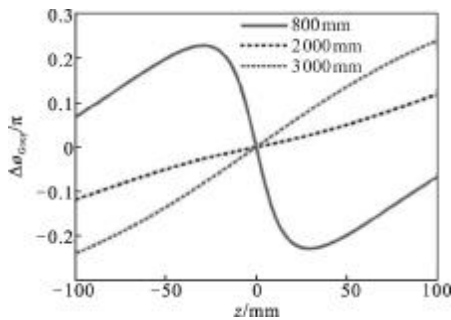


图 1 通过改变倍频聚焦条件, Gouy 相移差在焦点附近的变化曲线  
Fig.1 Curves of difference of Gouy phase shift near focus varied by using different focusing condition for second harmonic beam

## 2 传输模型

非线性效应引起折射率起伏对双色场相位的影响,需要考虑双色场在空气中的传输过程。采用超短脉冲在色散介质中的传输方程,在考虑轴对称的情况下表达式如下:

$$\partial_z \mathbf{E}(\mathbf{r}, z, \omega) = \left[ \frac{i}{2k(\omega)} \nabla_{\perp}^2 + ik(\omega) \right] \mathbf{E}(\mathbf{r}, z, \omega) + \frac{i\omega^2}{2c^2 \varepsilon_0 k(\omega)} \mathbf{P}_{NL} - \frac{\omega}{2c^2 \varepsilon_0 k(\omega)} \mathbf{J}_{ioni} \quad (3)$$

式中:  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, z, \omega)$  为激光电场在频域的表达式;  $\varepsilon_0$  为真空介电常数;  $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$  为介质中的光波矢;  $n_0 = n(\omega_0)$  为中心频率在空气中的折射率。方程等式右侧第一项是光场的线性传播项,体现为透明介质中光场自由传播的几何聚焦和散焦过程。等式右侧还包括了两个主要的非线性效应项,其中第二项中  $\mathbf{P}_{NL}$  是 Kerr 效应引起的非线性极化,表现为光束自聚焦,光谱的自相位调制,交叉相位调制。第三项中  $\mathbf{J}_{ioni}$  是等离子体中光场电离诱导的光电流引起的极化,这项同时包含了瞬态光电流和电离引起的光场能量损失。

激光场对气体的电离考虑强场作用下的准静态

隧穿电离过程,由 ADK 模型计算给出<sup>[8]</sup>。隧穿电离电子在光场中的运动会形成瞬态电流,电流满足方程<sup>[9]</sup>  $\partial_t \mathbf{J}_e(t) + \mathbf{v}_e \mathbf{J}_e(t) = \frac{e^2}{m} \rho_e \mathbf{E}(t)$ , 其中  $\mathbf{v}_e$  是电子碰撞频率,  $e, m$  分别是电子的电荷和质量,  $\rho_e$  是电离电子密度。利用 Jefimenko's 方程<sup>[10]</sup>,  $t$  时刻远场太赫兹辐射是  $t_r$  时刻的局域变化电流产生:

$$\mathbf{E}_{THz}(\mathbf{r}', t) = -\frac{1}{4\pi \varepsilon_0} \int \frac{1}{c^2 R} \partial_t \mathbf{J}_e(\mathbf{r}, z, t_r) d^3r \quad (4)$$

式中:  $\mathbf{R} = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|$  为丝中太赫兹辐射源到远场收集屏的距离;  $t_r = t - R/c$  为推迟时间,为辐射源点到场点的传播延迟。该方程给出了等离子体丝中的局域太赫兹源在远场辐射的叠加。

激光场采用线偏振双色场,表达式为:

$$\mathbf{E}_L(t) = \mathbf{E}_{env}^{\omega}(t) \exp(-i\omega t + \phi_{\omega}) + \mathbf{E}_{env}^{2\omega}(t) \exp(-i2\omega t + \phi_{2\omega}) + c.c. \quad (5)$$

式中:  $\mathbf{E}_{env}(t)$  表示脉冲包络。计算参数如下:聚焦前基频光光束直径  $w_{in}^{\omega} = 4$  mm, 焦距  $f_{\omega} = 3000$  mm, 倍频光光束直径  $w_{in}^{2\omega} = w_{in}^{\omega} / \sqrt{2} \approx 2.8$  mm, 焦距  $f_{2\omega} = 800, 1000, 2000$  mm, 脉冲半高全宽  $\tau_p = 30$  fs, 脉冲能量分别取 0.1、2、4、8 mJ, 二倍频效率 10%。Kerr 非线性系数  $n_2 = 2 \times 10^{-19}$  cm<sup>2</sup>/W。激光传播长度 300 mm, 对应光轴坐标  $z = -160 \sim 140$  mm, 其中,  $z = 0$  mm 对应几何焦点, 迭代步长  $\Delta z = 50$   $\mu$ m。径向空间长度 1 mm, 步长  $\Delta r = 4$   $\mu$ m。时间长度 680 fs, 步长  $\Delta t = 0.083$  fs。

## 3 结果分析

先看输入脉冲能量对 Gouy 相移和双色场相移的影响。相同聚焦条件下,基频焦距  $f_{\omega} = 3000$  mm, 倍频焦距  $f_{2\omega} = 800$  mm, 得到了如图 2(a) 所示的随能量变化的 Gouy 相移差和  $\Delta\phi_{Gouy}$  的曲线。在能量 0.1 mJ 时,非线性效应弱,相移差主要受到线性聚焦情况下 Gouy 相移的作用。能量提高至 2 mJ, 自聚焦作用引起光束腰斑的收缩造成了更陡的 Gouy 相移差变化。继续增加能量到 8 mJ, 自聚焦使成丝位置提前,光束收缩引起 Gouy 相移差在  $z = -51$  mm 处就开始减小,随后由于等离子体效应对倍频光散焦的影响使得 Gouy 相移差  $z = -6$  mm 处停止继续减小,而变得平缓。注意到等离子体散焦对倍频光影响大,是因为倍频光瑞利长度短,焦点附近双色场光强增加主要是由倍频光聚焦引起。图 2(b) 是双色场相对相位在不

同能量下的曲线。在能量 0.1 mJ 时, 相移曲线在焦点附近受 Gouy 相移差调制, 增加趋势有所减缓。而 8 mJ 能量下相位曲线呈现出斜率先增加后减小的趋势, 且在几何焦点附近相位平缓。能量增大使相对相位平缓的主要原因来自等离子体效应和 Gouy 相移对双色场相移的共同作用。等离子体效应主要在成丝区域, 体现为对折射率差贡献为负,  $\Delta n_{2\omega}^{\text{plas}}(z) - \Delta n_{\omega}^{\text{plas}}(z) < 0$ 。Kerr 效应主要体现在自聚焦过程中, 体现为相移曲线的变陡, 如 8 mJ 能量, 从计算起始位置  $z = -160$  mm 直到  $-55$  mm, 相移曲线斜率总是大于 2 mJ 能量的情况。因此 Kerr 效应对折射率差贡献为正,  $\Delta n_{2\omega}^{\text{Kerr}}(z) - \Delta n_{\omega}^{\text{Kerr}}(z) < 0$ 。

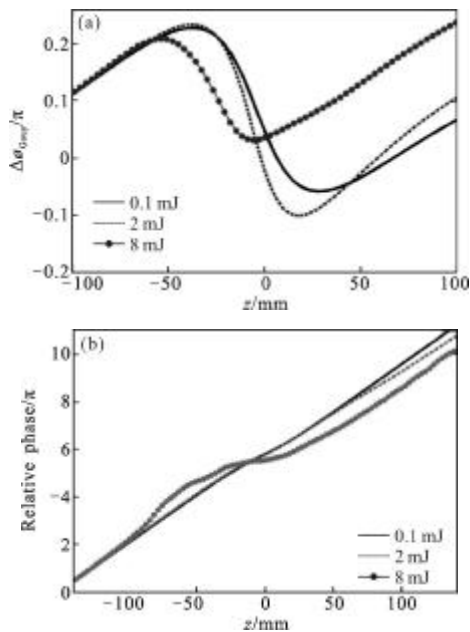


图 2 随脉冲能量变化的 Gouy 相移差变化曲线和双色场相对相移曲线

Fig.2 Curves of difference of Gouy phase shift and relative phase of two-color field for different pump energy

考虑不同双色场聚焦条件, 基频光焦距不变,  $f_{\omega} = 3\ 000$  mm, 倍频焦距  $f_{2\omega}$  取不同值, 脉冲能量 4 mJ。先看光轴上光强的变化, 如图 3(a)所示。对于倍频焦距  $f_{2\omega} = 2\ 000$  mm, 瑞利长度 64.9 mm, 在  $z = -36$  mm 前, 叠加的双色场光强大于倍频短焦  $f_{2\omega} = 800$  mm, 后者瑞利长度 10.4 mm。但短焦时倍频场在焦点附近自聚焦达到的光强度高, 且在  $z = -20$  mm 达到最大, 165 TW/cm<sup>2</sup>, 随后由于等离子体的作用导致光强减小, 在  $z = 5.2$  mm 处, 自聚焦作用再次主导, 形成新的自聚焦周期。图 3(b)显示了电离率的变化, 由于电离过程中电场实部起

作用, 光轴上电子密度因此得到调制, 电离率极大值出现在  $z = -12$  mm。电离率周期性调制的振荡特征是由于相对相位对电场振荡的调制, 每当相位变化  $\pi$ , 双色场发生一次非对称极性的反转, 使得电离率经历由弱到强再减弱的过程。尤其是  $f_{2\omega} = 800$  mm 时, 电离最大峰值前后两个谷之间的距离由于相移调制的原因增大到  $\sim 34$  mm。

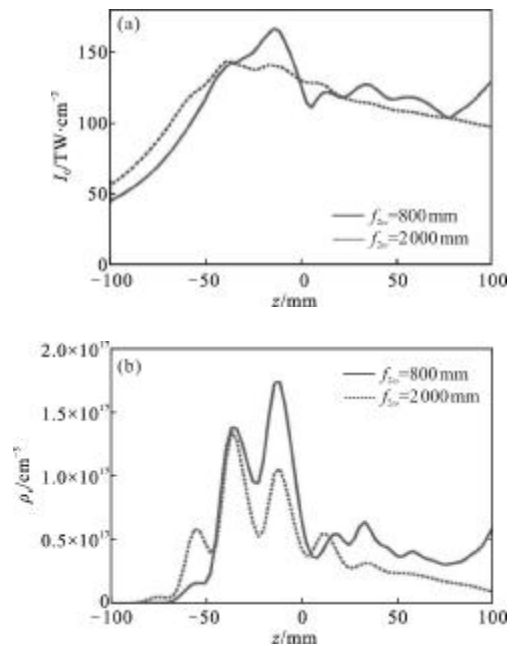


图 3 光轴上的光强和电子密度

Fig.3 Pulse intensity and plasma density on propagation axis

由于 Gouy 相移和等离子体对双色场的色散, 使倍频焦距  $f_{2\omega} = 800$  mm 时双色场相位相比  $f_{2\omega} = 2\ 000$  mm 时更平缓, 如图 4(a)所示。对比图中黑色实线, 其为仅考虑空气折射率引入的双色场相移随传播距离线性变化, 斜率为 0.12 rad/mm。  $f_{2\omega} = 800$  mm 时, 斜率  $< 0.12$  rad/mm 的区域对应  $z$  为  $-45.2 \sim -19$  mm, 斜率最小值 0.013 rad/mm, 出现在  $z = -6.0$  mm。

考虑到太赫兹产生和非对称电离及电子在电场中的漂移两个过程有关。相移对电离率的周期性调制最终也会反映到太赫兹电场的极性上。图 4(b)给出了初始相位差  $\theta_0 = 0.6\pi$  时光轴上太赫兹极性振荡特征, 相位的平缓使得太赫兹发生极性反转的失相长度变大。  $f_{2\omega} = 800$  mm 时周期  $I_d = 66.4$  mm, 是  $f_{2\omega} = 2\ 000$  mm 周期  $I_d = 23.8$  的 2.8 倍。失相长度变长的具体大小与初始相位和倍频焦距有关。此外, 倍频光短焦距,  $f_{2\omega} = 800$  mm 时, 聚焦光强度高, 因此光轴上太赫兹有更高

的电场强度。太赫兹产生主要集中在几何焦点前一个失相长度范围内，而在几何焦点后太赫兹幅度都很小，这是由于等离子体散焦降低了光轴上的驱动光强度。

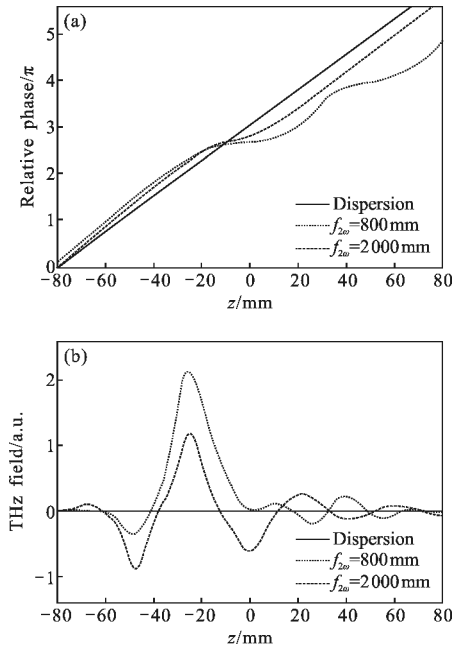


图 4 倍频焦距取不同值时双色场相对相位的变化趋势和对应的太赫兹电场

Fig.4 Relative phase of two-color field, under various second harmonic focusing conditions, and corresponding local THz field

失相长度的变化最终会反映到太赫兹远场辐射特征上。图 5(a)是在初始相位  $\theta_0=0$ 、能量 4 mJ、三种不同的倍频光焦距条件下，计算得到太赫兹波在远场的辐射角分布，频率 1 THz。倍频焦距  $f_{2\omega}=1\ 000$  mm，800 mm，远场能量分布更集中于前向近轴。而倍频焦距更长， $f_{2\omega}=2\ 000$  mm，远场太赫兹能量集中分布在与光轴呈  $5\sim 7^\circ$  的夹角内，原因是满足离轴相位匹配条件。通过计算不同锥角内的太赫兹辐射能量也验证了这一结论。对比图 5(b)-(c)计算结果，分别在  $20^\circ$  锥角和  $8^\circ$  锥角内对远场太赫兹进行收集。倍频焦距  $f_{2\omega}=2\ 000$  mm 时太赫兹能量与初始相位无关，而在  $8^\circ$  锥角内的太赫兹能量很弱，仅为  $20^\circ$  锥角收集能量的 5.3%。倍频短焦  $f_{2\omega}=800$  mm 太赫兹辐射受初始相位的调制，初始相位  $\theta_0=0.8\pi$  时， $8^\circ$  锥角内的前向太赫兹占总能量的  $\sim 22\%$ 。从而得到了太赫兹辐射能量在远场前向的增强。

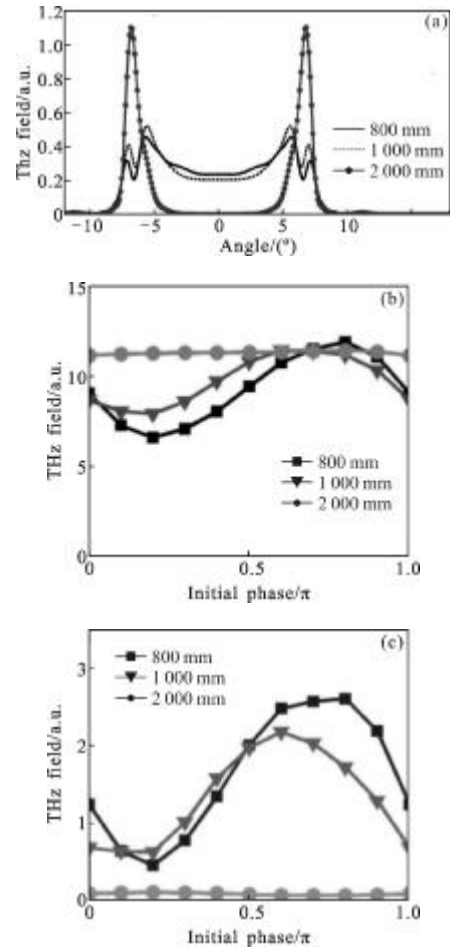


图 5 太赫兹辐射在远场的角分布及不同锥角的圆锥内收集到的太赫兹强度与双色场初始相位的关系 (b)、(c) 分别对应锥角  $20^\circ$ 、 $8^\circ$ )

Fig.5 Angle resolved far field THz power profile, and THz yield within a cone angle  $20^\circ$ ,  $8^\circ$  respectively

前向增强的原因原因有两个方面：(1) 相位平缓使得失相长度变长，导致相位匹配角减小。根据参考文献[6]给出的相位匹配角公式  $\cos\theta \approx 1 - \lambda_{\text{THz}}/(2l_d)$ ，计算结果中失相长度  $l_d=66.4$  mm，1 THz 波长  $\lambda_{\text{THz}}=300\ \mu\text{m}$ ，相位匹配角  $\theta \approx 4^\circ$ ，小于  $l_d=23.8$  mm 时的相位匹配角  $\theta \approx 6.4^\circ$ ；(2) 等离子体散焦限制了丝中太赫兹产生主要集中在第一个自聚焦周期内，后续极性反转太赫兹辐射受到抑制，削弱了其在远场前向引起的相干相消。

### 4 结论

双色场相对相位的调制主要利用了对聚焦条件的调整和传输非线性效应两个方面的作用。通过模

型计算得到了等离子体产生和 Gouy 相移调制是双色场相移在几何焦点附近变平的条件。研究了脉冲能量增加对相移的影响。随后利用相位变平缓的条件,得到了太赫兹辐射失相长度变长,最大长度近三倍于空气中的失相长度。在满足相位变平条件下,远场太赫兹辐射在光轴前向的分布得到增强。但更多的计算表明,前向增强仅限于较低脉冲能量,因为脉冲能量增加使自聚焦焦点前移,当偏离几何焦点足够远时,Gouy 相移对相对相位的调制不再起显著作用,因而也就无法对相移变化进行操控。因此所提出的相位调制模型适用于泵浦光强不是很高的情况。

#### 参考文献:

- [1] Cook D J, Hochstrasser R M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air [J]. *Opt Lett*, 2000, 25(16): 1210-1212.
- [2] Kim K Y, Taylor A J, Glowia J H, et al. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions [J]. *Nat Photon*, 2008, 2(10): 605-609.
- [3] Bartel T, Gaal P, Reimann K, et al. Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes [J]. *Opt Lett*, 2005, 30(20): 2805-2807.
- [4] Kim K Y. Generation of coherent terahertz radiation in ultrafast laser-gas interactions [J]. *Physics of Plasmas*, 2009, 16(5): 056706.
- [5] Liu Y, Houard A, Durand M, et al. Maker fringes in the Terahertz radiation produced by a 2-color laser field in air [J]. *Opt Express*, 2009, 17(14): 11480-11485.
- [6] You Y S, Oh T I, Kim K Y. Off-axis phase-matched terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(18): 183902.
- [7] Bai Ya, Song Liwei, Xu Rongjie, et al. Waveform-controlled terahertz radiation from the air filament produced by few-cycle laser pulses [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(25): 255004.
- [8] Roskos H G, Thomson M D, Kre M, et al. Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: From fundamentals to applications [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2007, 1(4): 349-368.
- [9] Bergé L, Skupin S, Nuter R, et al. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media [J]. *Reports on Progress in Physics*, 2008, 71(10): 109801.
- [10] Köhler C, Cabrera-Granado E, Babushkin I, et al. Directionality of terahertz emission from photoinduced gas plasmas [J]. *Opt Lett*, 2011, 36(16): 3166-3168.