

超短脉冲厄米-高斯光束在湍流大气中的 光谱移动和光谱跃变*

季小玲[†] 汤明 张 涛

(四川师范大学物理学院, 成都 610066)

(2006 年 9 月 29 日收到, 2006 年 12 月 5 日收到修改稿)

基于广义惠更斯-菲涅尔原理, 推导出了超短脉冲厄米-高斯(H-G)光束在湍流大气中的光谱传输方程, 研究了其光谱移动和光谱跃变特性, 并给予了合理的物理解释. 研究表明, 超短脉冲 H-G 光束通过湍流大气传输其光谱特性由大气折射率结构常数、厄米多项式阶数、脉冲宽度和观察点位置坐标等因素共同决定. 轴上点光谱为蓝移, 随着离轴距离的增大, 光谱由蓝移变为红移, 无光谱移动点的位置坐标与脉冲宽度无关. 此外, 当湍流增强到一定程度时离轴点还存在光谱跃变现象. 自由空间与湍流大气中的光谱跃变行为存在很大的差异, 本文对此进行了详细的分析.

关键词: 超短脉冲厄米-高斯(H-G)光束, 湍流大气, 光谱移动, 光谱跃变

PACC: 9265, 4200

1. 引 言

Wolf 证明, 违背所谓定标定律的光源发出的部分空间相干光在传输过程中其光谱会发生变化. 这种现象称为相关诱导的光谱变化^[1]. Pu 等人理论上证明当满足定标定律的部分相干光被光阑衍射时, 会出现衍射诱导的光谱变化^[2]. 另一方面, 激光束的大气传输在遥感、跟踪和远距离光通信等应用中有十分重要的意义. 大量的理论和实验研究表明, 湍流要改变光束的传输性质^[3-11]. 然而, 最近的研究表明, 满足定标律的准均匀光通过湍流大气传输其归一化光谱与归一化源光谱相同^[12]. 我们进一步研究发现, 无论光源是不是准均匀光源, 满足定标律的高斯-谢尔模型(GSM)光束在湍流大气中传输其归一化光谱与归一化源光谱都重合^[13]. 此外, 近年来由于飞秒技术的快速发展, 人们对超短脉冲及其应用研究取得了许多新成果^[14-16]. 然而, 超短脉冲的光谱特性研究涉及较少^[17, 18]. 本文研究了超短脉冲厄米-高斯(H-G)光束通过湍流大气传输的光谱特性, 并对超短脉冲 H-G 光束通过湍流大气传输的光谱移动和光谱跃变现象做了合理的物理解释.

2. 理论模型

在空间-时间域中, 设 $z = 0$ 处超短脉冲 H-G 光束入射场分布为

$$E^{(0)}(x', z = 0, t) = H_n\left(\frac{\sqrt{2}x'}{w_0}\right) \exp\left(-\frac{x'^2}{w_0^2}\right) A(t), \quad (1)$$

式中 w_0 是对应高斯光束束宽, 并假设与频率无关^[16], $H_n(\cdot)$ 为 n 阶厄米多项式, $A(t)$ 为入射超短脉冲 H-G 光束的时间波形, 即

$$A(t) = \exp\left[-\left(a_g \frac{t}{T}\right)^2\right] \exp(-i\omega_0 t), \quad (2)$$

式中 $a_g = \sqrt{2\ln 2}$, $T = pT_0$ 为脉冲宽度(FWHM), $T_0 = 2\pi/\omega_0$ 为与中心频率 ω_0 相对应的振荡周期, p 为脉冲宽度所包含的振荡光周期数.

利用傅里叶变换法, 由(1)式得到 $z = 0$ 处超短脉冲 H-G 光束在空间-频率域中的场分布为

$$E^{(0)}(x', z = 0, \omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E^{(0)}(x', z = 0, t) \exp(-i\omega t) dt$$

* 四川省教育厅自然科学基金(批准号: 2005A093)资助的课题.

[†] E-mail: jixl100@163.com

$$= H_n \left(\frac{\sqrt{2}x'}{w_0} \right) \exp \left(- \frac{x'^2}{w_0^2} \right) f(\omega), \quad (3)$$

式中

$$f(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} A(t) \exp(-i\omega t) dt \quad (4)$$

称为超短脉冲 H-G 光束的傅里叶谱。

将(2)式代入(4)式,经积分得到

$$f(\omega) = \frac{T}{\sqrt{2}a_g} \exp \left[- \frac{T^2}{4a_g^2} (\omega - \omega_0)^2 \right], \quad (5)$$

因此,入射超短脉冲 H-G 光束的光谱(源光谱)为

$$S^{(00)}(\omega) = |f(\omega)|^2 = \frac{T^2}{2a_g^2} \exp \left[- \frac{T^2}{2a_g^2} (\omega - \omega_0)^2 \right]. \quad (6)$$

由(3)式可以得到 $z=0$ 处超短脉冲 H-G 光束的交叉谱密度函数为

$$\begin{aligned} W^{(0)}(x'_1, x'_2, z=0, \omega) &= E^{(0)}(x'_1, z=0, \omega) E^{(0)*}(x'_2, z=0, \omega) \\ &= S^{(00)}(\omega) H_n \left(\frac{\sqrt{2}x'_1}{w_0} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}x'_2}{w_0} \right) \\ &\quad \times \exp \left(- \frac{x_1'^2 + x_2'^2}{w_0^2} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

根据广义-惠更斯原理(7)式表征的超短脉冲 H-G 光束的交叉谱密度函数在湍流大气中的传输方程为

$$\begin{aligned} W(x_1, x_2, z, \omega) &= \frac{k}{2\pi z} \iint dx'_1 dx'_2 W^{(0)}(x'_1, x'_2, z=0, \omega) \\ &\quad \times \exp \left\{ - \left(\frac{ik}{2z} \right) [(x_1'^2 - x_2'^2) \right. \\ &\quad \left. - 2(x_1x'_1 - x_2x'_2) + (x_1^2 - x_2^2)] \right\} \\ &\quad \times \exp [\psi(x'_1, x_1) + \psi^*(x'_2, x_2)], \end{aligned} \quad (8)$$

式中,波数 $k=2\pi/\lambda$ (λ 为波长), $\psi(x', x)$ 表示大气湍流对球面波影响的随几相位因子, $\langle \cdot \rangle$ 表示湍流大气统计系综平均.采用 Rytov 相位结构函数,并进行二次近似,当 $x_1=x_2=x$ 时,我们得到^[19]

$$\begin{aligned} &\exp [\psi(x'_1, x) + \psi^*(x'_2, x)] \\ &\cong \exp \left[- \frac{(x'_1 - x'_2)^2}{\rho_0^2} \right], \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$\rho_0 = (0.545 C_n^2 k^2 z)^{-3/5}, \quad (10)$$

式中, ρ_0 是球面波通过湍流大气的相干长度,它由 Kolmogorov 模型描述, C_n^2 是折射率结构常数^[20], 它

表征湍流的强弱。

将(7)式代入(8)式,令 $x_1=x_2=x$, 并利用积分公式

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{\infty} x^n \exp(-px^2 + 2qx) dx \\ &= n! \sqrt{\frac{\pi}{p}} \left(\frac{q}{p} \right)^n \exp \left(\frac{q^2}{p} \right) \sum_{k=0}^{[n/2]} \frac{1}{(n-2k)! k!} \left(\frac{p}{4q^2} \right)^k \end{aligned} \quad (11)$$

和

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-(x-y)^2] H_n(ax) dx \\ &= \sqrt{\pi} (1-\alpha^2)^{n/2} H_n \left[\frac{\alpha y}{(1-\alpha^2)^{1/2}} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

经过非常繁琐的积分运算,得到超短脉冲 H-G 光束在湍流大气中的光谱传输方程为

$$\begin{aligned} S(x, z, \omega) &= W(x, x, z, \omega) \\ &= S^{(00)}(\omega) b d^{-1/2} \rho_0^2 Q \\ &\quad \times \exp \left(- \frac{a^2 b^2 \rho_0^4}{d} x^2 \right), \end{aligned} \quad (13)$$

式中

$$a = \sqrt{2}l/w_0, \quad (14)$$

$$b = k(2z), \quad (15)$$

$$c = 1/w_0^2 + 1/\rho_0^2, \quad (16)$$

$$d = \rho_0^4 (b^2 + c^2) - 1, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} Q &= \sum_{l_2=0}^{[n/2]} \sum_{l_{x1}=0}^{[n/2]} \sum_{l_n=0}^{[n-2l_{x1}]} \sum_{k_1=0}^{[n-2l_{x2}+l_n]} (-1)^{l_2+l_{x1}} 2^{l_2+l_{x1}} T_{l_2} T_{l_{x1}} \\ &\quad \times \binom{n}{2l_{x2}} \binom{n}{2l_{x1}} \binom{n-2l_{x1}}{l_n} \\ &\quad \times \frac{(n-2l_{x2}+l_n)!}{(n-2l_{x2}+l_n-2k_1)! k_1!} (c-ib)^{-n+l_{x1}+k_1} \\ &\quad \times (c-a^2-ib)^{k_1} (-2ibx)^{n-2l_{x1}-l_n} d^{-n+2l_{x2}-l_n+k_1} \\ &\quad \times [\rho_0^2 (2ibx)(c-ib) - 2ibx]^{n-2l_{x2}+l_n-2k_1} \\ &\quad \times \rho_0^{2n-4l_{x2}} a^{2n-2l_{x2}-2l_{x1}}, \end{aligned} \quad (18)$$

其中

$$T_{l_{xj}} = 1 \times 3 \times \dots \times (2l_{xj} - 1) (l_j \neq 0, j = 1, 2, \dots), \quad (19)$$

$$\binom{n}{2l_{xj}} = n! / [(n-2l_{xj})! (2l_{xj})!], \quad (20)$$

$$\binom{n-2l_{x1}}{l_n} = (n-2l_{x1})! / [(n-2l_{x1}-l_n)! (l_n)!]. \quad (21)$$

当 $n=0$ 时,由(18)式知 $Q=1$ 此时(13)式简化为超短脉冲高斯光束在湍流大气中的光谱传输方程,即

$$S(x, z, \omega) = S^{(0)}(\omega) b d^{-1/2} \rho_0^2 \times \exp\left(-\frac{a^2 b^2 \rho_0^4}{d} x^2\right). \quad (22)$$

当 $C_n^2 = \alpha$ (自由空间) 时(8)式中不考虑大气湍流引起的相位因子,得到

$$S(x, z, \omega) = S^{(0)}(\omega) \frac{\sqrt{2}}{2^n n \sqrt{\pi} w} \times \left[H_n\left(\frac{\sqrt{2}x}{w}\right) \right]^2 \exp\left(-\frac{2x^2}{w^2}\right) \quad (23)$$

式中

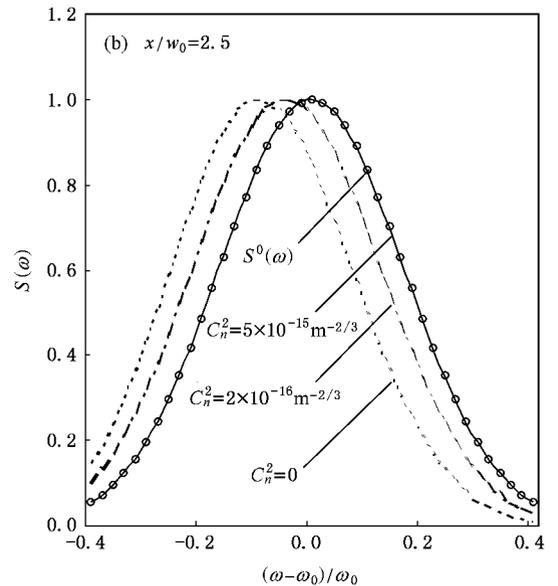
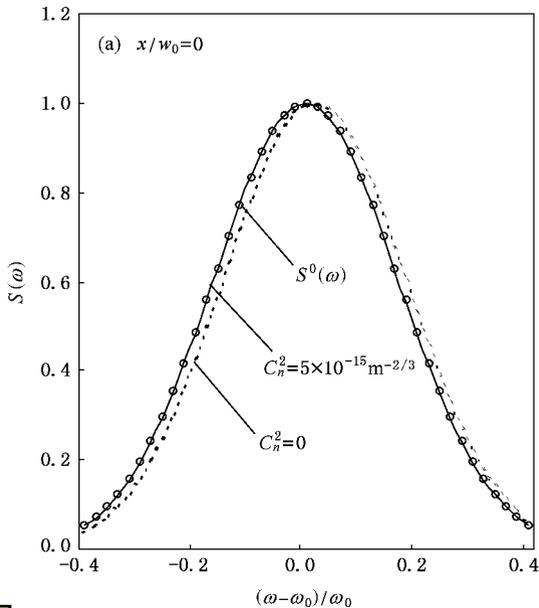


图1 归一化光谱 $S(\omega)$ 曲线 ($n=2, T=3 \text{ fs}$)

图1为归一化光谱 $S(\omega)$ 曲线.图1(a)表明,无湍流时轴上点($x/w_0=0$)光谱为蓝移($\delta\omega/\omega_0=0.02$),而湍流使得光谱蓝移量减小($C_n^2=5 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 时 $\delta\omega/\omega_0 \approx 0$).由图1(b)可知,无湍流时离轴点($x/w_0=2.5$)光谱为红移,并且随着湍流的增强,光谱红移量减小.例如,当 $C_n^2=0, 2 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ 和 $5 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 时,有 $\delta\omega/\omega_0=0.1, -0.04$ 和 0 .

图2为相对谱移 $\delta\omega/\omega_0$ 随相对横向坐标 x/w_0 的变化曲线.图2(a)表明,轴上点光谱为蓝移,随离轴距离的增大,光谱由蓝移变为红移.当 $x/w_0=1.7$ 时, $T=3 \text{ fs}, 4 \text{ fs}$ 和 5 fs 对应的谱移量均为零,即 ω_{\max}

$$w = w_0 \sqrt{1 + 1/\kappa (bw_0^2)^2}. \quad (24)$$

(23)式为超短脉冲 H-G 光束在自由空间中的光谱传输方程.

3. 数值计算结果以及分析

为了讨论方便,采用归一化光谱 $S(\omega) = S(x, z, \omega)/S_{\max}(x, z, \omega_{\max})$ 和相对光谱位移 $\delta\omega/\omega_0 = (\omega_{\max} - \omega_0)/\omega_0$, 其中 $S_{\max}(x, z, \omega_{\max})$ 和 ω_{\max} 分别为观察点(x, z)处的光谱最大值和所对应的频率.数值计算参数为 $\lambda_0=800 \text{ nm}, w_0=0.05 \text{ m}, z=10 \text{ km}$, 并且归一化源光谱 $S^{(0)}(\omega) = S^{(0)}(\omega)/S_{\max}^{(0)}(\omega_0)$ 曲线均用圆圈表示.

$=\omega_0$ 点的位置坐标与 T 无关.其原因是, ω_{\max} 应满足方程 $\partial S(x, z, \omega_{\max})/\partial x = 0$.由(13)式可知,当 $\omega_{\max} = \omega_0$ 时,方程 $\partial S(x, z, \omega_{\max})/\partial x = 0$ 与 T 无关.此外,轴外光谱存在跃变现象,发生光谱跃变(称为临界状态)的位置坐标 x_c/w_0 和光谱跃变量 $\Delta(\delta\omega/\omega_0)$ 随 T 的增大而增大.例如,当 $T=3 \text{ fs}, 4 \text{ fs}$ 和 5 fs 时,有 $x_c/w_0=8.023, 10.523$ 和 13.031 ; $\Delta(\delta\omega/\omega_0)=0.66, 0.74$ 和 0.78 .由图2(b)可知,当 $C_n^2 = \alpha$ (自由空间) 时,轴外点存在光谱跃变,并且光谱是由红移突然跃变为蓝移.当 $C_n^2=3 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ (湍流大气) 时,光谱跃变现象消失.但是,随着湍流的增强,例如

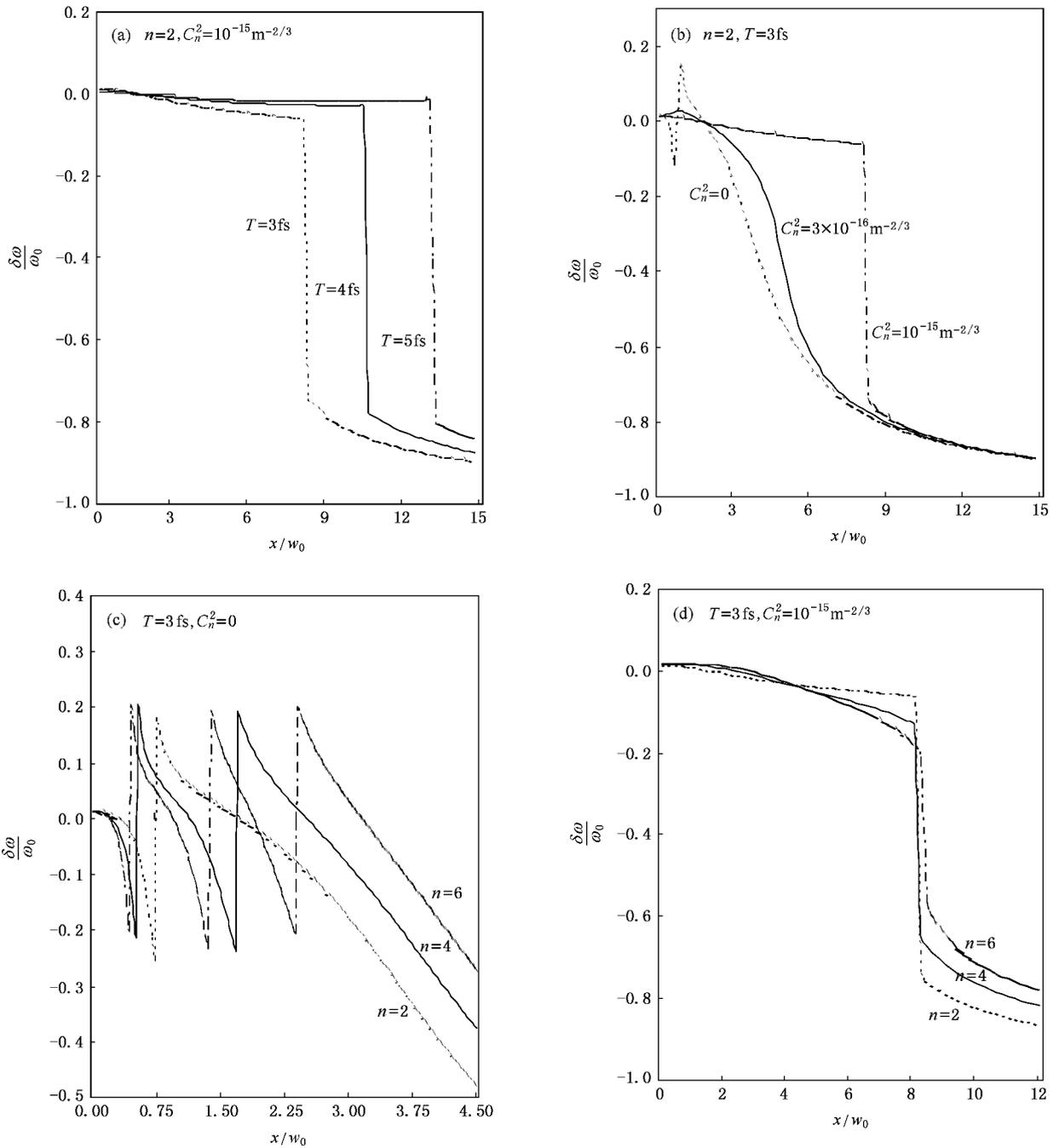


图 2 相对谱移 $\delta\omega/\omega_0$ 随相对横向坐标 x/w_0 的变化曲线

$C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 时,轴外点光谱跃变现象又出现,只是与在自由空间中不同的是在湍流大气中发生光谱跃变前后光谱均为红移.大量数值计算表明,在自由空间中光谱跃变是由红移突然跃变为蓝移,这是一般规律.然而,在湍流大气中光谱跃变前后光谱不总是红移.例如,当 $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ (其他参数与图 2 (b) 相同) 时,光谱跃变就是由蓝移 ($\delta\omega/\omega_0 = 0.14$) 突

然跃变为红移 ($\delta\omega/\omega_0 = -0.96$),但是其发生光谱跃变(临界状态)的位置离轴很远,即 $x_c/w_0 = 29.745$,此处光谱强度已经非常弱了,没有什么实际意义了.为了进一步分析比较自由空间和湍流大气中光谱跃变的差异,图 2(c) 和 (d) 分别给出了有、无湍流情况下不同 n 的相对谱移 $\delta\omega/\omega_0$ 随相对横向坐标 x/w_0 的变化曲线.比较图 2(c) 和 (d) 可知, (1) 在自由空间



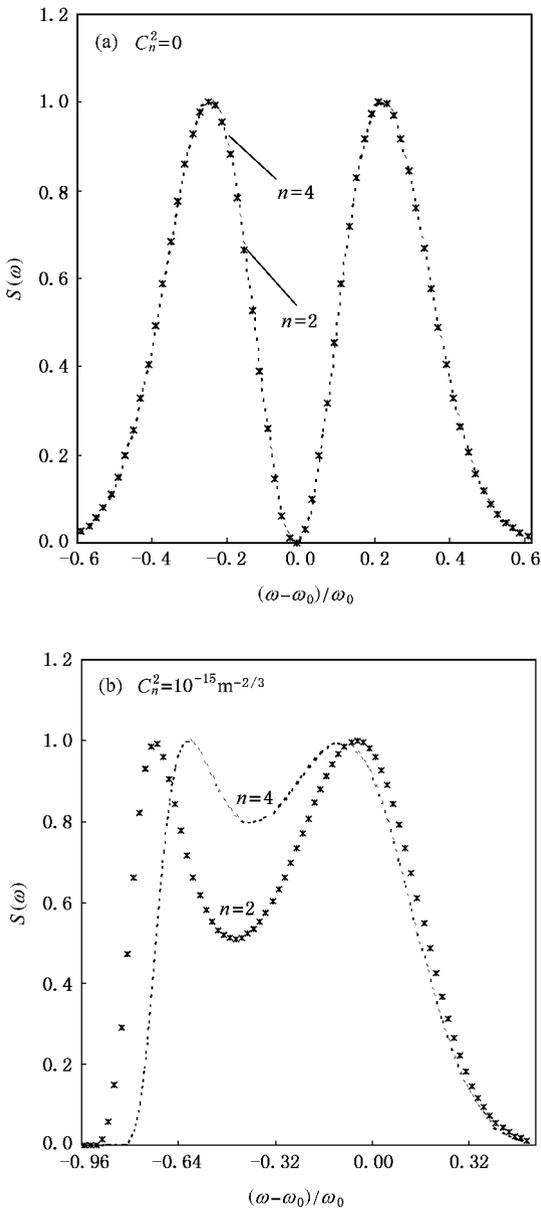


图3 临界状态的归一化光谱 $S(\omega)$ 曲线 ($T=3$ fs)

中可能存在多阶光谱跃变.例如,当 $n=2, 4$ 和 6 时, 分别有 1 阶、2 阶和 3 阶光谱跃变.但是,在湍流大气中,不同 n 仅存在 1 阶光谱跃变.2) 自由空间中的光谱跃变(不论一阶或多阶)均由红移突然跃变为蓝移,而湍流大气中 ($C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$) 的光谱跃变却是由红移突然跃变为红移.3) 在自由空间中,不同 n 不同阶的光谱跃变量几乎相等,即 $\Delta(\delta\omega/\omega_0) \approx 0.46$.但是,在湍流大气中, $\Delta(\delta\omega/\omega_0)$ 随 n 的增大而减小,不同 n 对应的 x_c/w_0 相差不大.例如,当 $n =$

$2, 4$ 和 6 时,有 $x_c/w_0 = 8.023, 8.161$ 和 8.291 ; $\Delta(\delta\omega/\omega_0) = 0.66, 0.5$ 和 0.26 .图 3 为临界状态的归一化光谱 $S(\omega)$ 曲线,其中图 3(a) 中的星表示 $n=4$ 的第一阶光谱跃变临界状态对应的 $S(\omega)$ 曲线.图 3(a) 表明,在自由空间中,临界状态光谱的最小值为零,并且 $n=2$ 临界状态的光谱曲线 $S(\omega)$ 几乎与 $n=4$ 对应的第一阶光谱跃变临界状态的 $S(\omega)$ 重合.由图 3(b) 可知,在湍流大气中,临界状态光谱的最小值不为零,并且其光谱最小值随 n 的增大而增大.

4. 物理解释

下面对超短脉冲 H-G 光束在湍流大气中传输的光谱移动和光谱跃变现象做物理解释.(13) 式可进一步改写为

$$S(x, z, \omega) = S^{(0)}(\omega) M(x, z, \omega), \quad (25)$$

式中

$$M(x, z, \omega) = bd^{-1/2} \rho_0^2 Q \exp\left(-\frac{a^2 b^2 \rho_0^4 x^2}{d}\right), \quad (26)$$

称为光谱调制函数^[21],它描述了湍流对源光谱的调制.(25) 式表明,超短脉冲 H-G 光束在湍流大气中传输其光谱会发生变化,它由源光谱和光谱调制函数共同决定,而光谱调制函数由折射率结构常数 C_n^2 、厄米多项式阶数 n 和观察点位置坐标 (x, z) 决定,而与脉冲宽度 T 无关.

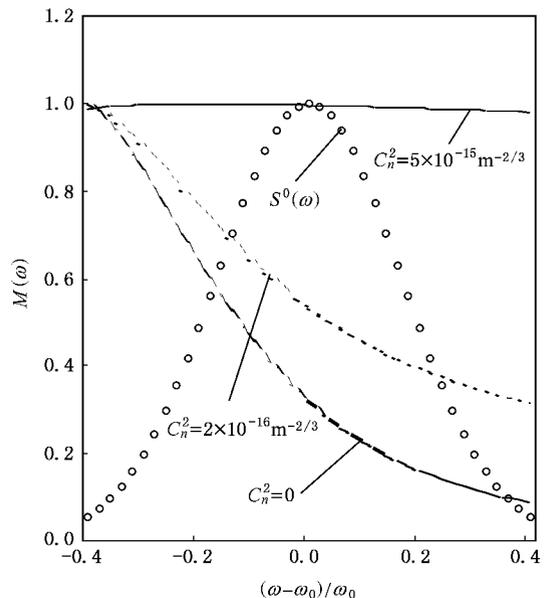


图4 光谱移动的物理解释 ($n=2, T=3$ fs, $x/w_0=2.5$)

图 4 为图 1(b) 对应的离轴点光谱移动的物理解释. 为了方便起见, 采用归一化光谱调制函数 $M(\omega) = M(x, z, \omega) / M_{\max}$, 其中 M_{\max} 为观察点 (x, z) 处在所考虑频率范围内光谱调制函数的最大值. 图 4 表明, 对于离轴点 $(x/w_0 = 2.5)$, 当 $C_n^2 = 0$ 时, $M(\omega)$ 随着 ω 的

增大而减小, 所以光谱红移. 随着湍流的增强, $M(\omega)$ 随 ω 的增大而减小变缓, 则光谱红移量减小; 当 $C_n^2 = 5 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 时, $M(\omega)$ 几乎不随 ω 而变化, 因此光谱 $S(\omega)$ 靠近源光谱 $S^0(\omega)$. 同理, 可以对轴上点的光谱移动做物理解释, 为了节省篇幅省略.

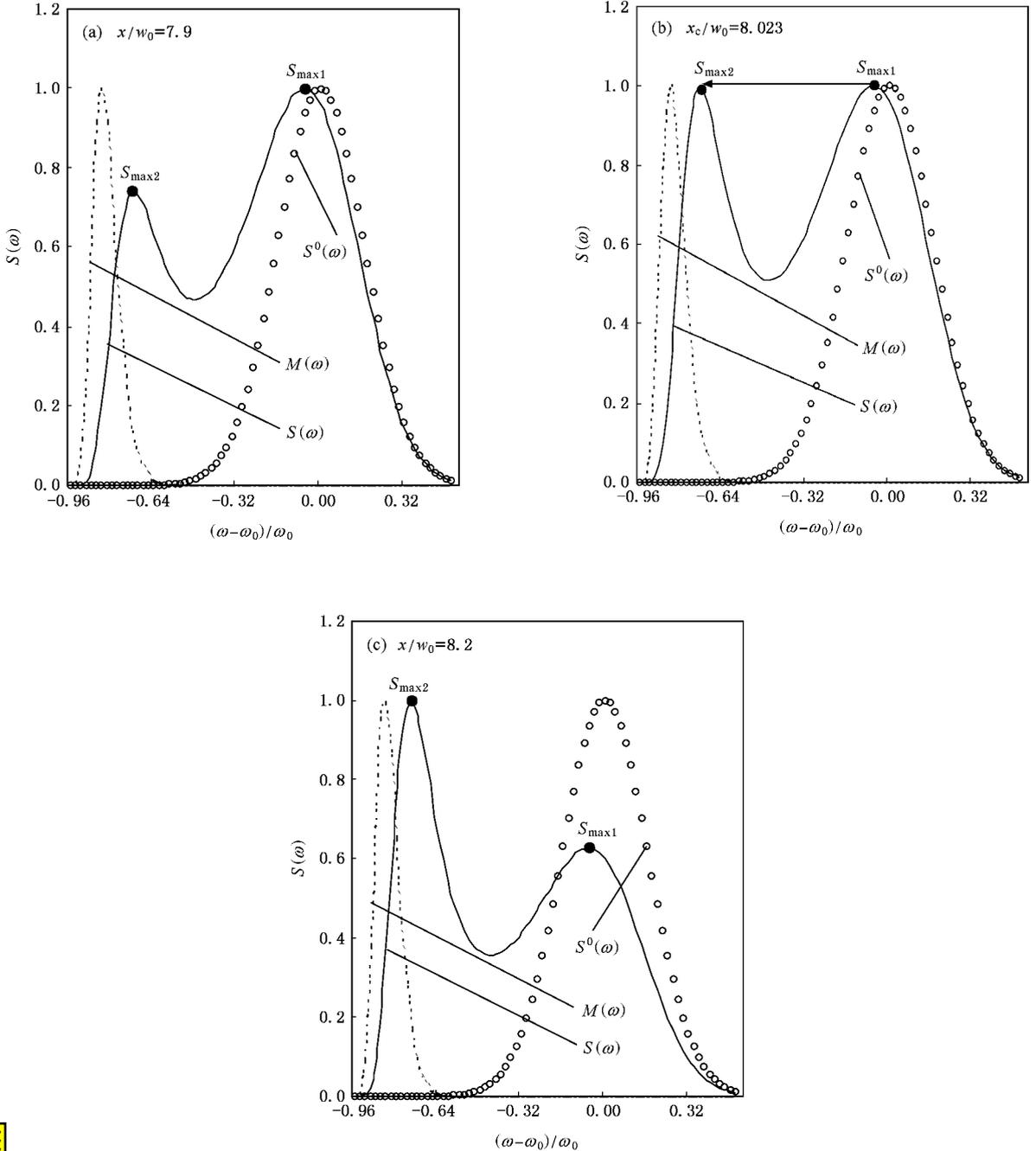


图 5 离轴点光谱跃变的物理解释 ($n = 2, T = 3 \text{ fs}, C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$)

图 5 为离轴点光谱跃变的物理解释. 图 5 表明, 在发生光谱跃变位置 x_c/w_0 的附近, $M(\omega)$ 曲线在频率小于中心频率 ω_0 处存在一个极大值, 而

$S^0(\omega)$ 曲线在 ω_0 处也存在一个极大值. 这样, 光谱 $S(\omega)$ 就存在两个极大值, 这两个极大值相互竞争的结果就出现了光谱跃变. 由数值计算可知, 当 x/w_0

$=7.9, 8.023$ 和 8.2 (分别对应于图 5(a), (b) 和 (c)) 时, 有 $M(\omega_0) = 1.52 \times 10^{-5}, 9.85 \times 10^{-6}$ 和 5.1×10^{-6} , 因此 $M(\omega)$ 使得 $S^{(0)}(\omega)$ 在 ω_0 处的极大值随着 x/w_0 的增大而削弱. 例如, 当 $x/w_0 = 7.9$ 时(图 5(a)), 光谱分裂为两个极大值($S_{\max 1}$ 和 $S_{\max 2}$, 并且 $S_{\max 1} > S_{\max 2}$). 随着离轴距离增大, $S_{\max 2}$ 也随之增大, 特别是, 当 $x_c/w_0 = 8.023$ 时(图 5(b)), 在 $(\omega_{\max 1} - \omega_0)/\omega_0 = -0.72$ 和 $(\omega_{\max 2} - \omega_0)/\omega_0 = -0.06$ 处有 $S_{\max 1} = S_{\max 2}$ (临界状态), 这意味着光谱位移将有一个迅速的跃变发生. 当 $x/w_0 = 8.2$ 时(图 5(c)), $S_{\max 1} < S_{\max 2}$.

5. 结 论

本文基于广义惠更斯-菲涅尔原理, 推导出了超短脉冲 H-G 光束在湍流大气中的光谱传输方程, 并研究了其光谱特性. 研究表明, 超短脉冲 H-G 光束通过湍流大气传输其光谱由大气折射率结构常数 C_n^2 、厄米多项式阶数 n 、脉冲宽度 T 和观察点位置

坐标 (x, z) 等因素共同决定. 轴上点光谱为蓝移, 随着离轴距离的增大, 光谱由蓝移变为红移, 并且随着湍流的增强谱移量减小, 无光谱移动点的位置坐标与 T 无关. 此外, 当湍流增强到一定程度时离轴点还存在光谱跃变现象. 发生光谱跃变的位置 x_c/w_0 和光谱跃变量 $\Delta(\delta\omega/\omega_0)$ 随 T 的增大而增大. $\Delta(\delta\omega/\omega_0)$ 随 n 的增大而减小, 不同 n 对应的 x_c/w_0 相差不大. 特别是, 自由空间与湍流大气中的光谱跃变行为存在很大的差异, 即在自由空间中光谱是由红移突然跃变为蓝移, 而湍流则可能使得发生光谱跃变前后光谱均为红移; 在自由空间中可能存在多阶光谱跃变, 但在湍流大气中仅存在一阶光谱跃变. 在自由空间中临界状态光谱的最小值为零, 而在湍流大气中临界状态光谱的最小值不为零; 在自由空间中不同 n 不同阶的光谱跃变量几乎相等, 但在湍流大气中光谱跃变量随 n 的增大而减小. 本文所采用的方法可以用于研究其它超短脉冲光束通过湍流大气的谱变化.

- [1] Wolf E 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 1370
- [2] Pu J, Zhang H, Nemoto S 1999 *Opt. Commun.* **162** 57
- [3] Wu J 1990 *J. Mod. Opt.* **37** 671
- [4] Gbur G, Wolf E 2002 *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 1592
- [5] Dogariu A, Amarande S 2003 *Opt. Lett.* **28** 10
- [6] Shirai T, Dogariu A, Wolf E 2003 *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 1094
- [7] Ji X, Lü B 2005 *Opt. Commun.* **251** 231
- [8] Ji X L, Xiao X, Lü B D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3996 (in Chinese) [季小玲、肖希、吕百达 2004 物理学报 **53** 3996]
- [9] Ji X L, Huang T X, Lü B D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 978 (in Chinese) [季小玲、黄太星、吕百达 2006 物理学报 **55** 978]
- [10] Ji X L, Tang M Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4968 (in Chinese) [季小玲、汤明 2006 物理学报 **55** 4968]
- [11] Huang Y B, Wang Y J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6715 (in Chinese)
- [黄印博、王英俭 2006 物理学报 **55** 6715]
- [12] Roychowdhury H, Wolf E 2004 *Opt. Commun.* **241** 11
- [13] Ji X, Zhang E, Lü B 2006 *Opt. Commun.* **259** 1
- [14] Nisoli M, Silvestri S, Svelto O, Szipocs R, Ferencz K, Spielmann C, Sartania S, Krausz F 1997 *Opt. Lett.* **22** 522
- [15] Agrawal G 1998 *Opt. Commun.* **157** 52
- [16] Agrawal G 1999 *Opt. Commun.* **167** 15
- [17] Hwang H, Yang G 2002 *Opt. Eng.* **41** 2719
- [18] Pan L, Lü B 2004 *Optik* **115** 57
- [19] Yura H 1972 *Appl. Opt.* **11** 1399
- [20] Andrews L C, Phillips R L 1998 *Laser Beam Propagation through Random Media* (SPIE Press, Bellingham, Washington)
- [21] Gbur G, Visser T, Wolf E 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 013901-1

Spectral shift and spectral transition of ultrashort pulsed Hermite-Gaussian beams in the turbulent atmosphere^{*}

Ji Xiao-Ling Tang Ming-Yue Zhang Tao

(*Department of Physics, Sichuan Normal University, Chengdu 610066, China*)

(Received 29 September 2006 ; revised manuscript received 5 December 2006)

Abstract

Based on the extended Huygens-Fresnel principle, the analytical expression for the spectrum of ultrashort pulsed Hermite-Gaussian (H-G) beams propagating through the turbulent atmosphere is derived. The spectral shift and spectral transition are studied, and reasonable physical explanations are given. It is shown that the spectrum depends on the structure constant of the refractive index, order of the Hermite polynomial, pulse duration and position of the observation point. The on-axis spectrum is blue-shifted, the off-axis spectrum becomes red-shifted with increasing transverse coordinate, and the position with null spectral shift is independent of pulse duration. Furthermore, there exists an off-axis spectral transition when the turbulence reaches a certain degree. The behavior of the off-axis spectral transition in turbulence is very different from that in free space, which is analyzed in detail.

Keywords : ultrashort pulsed Hermite-Gaussian (H-G) beams, turbulent atmosphere, spectral shift, spectral transition

PACC : 9265, 4200

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation from the Education Bureau of Sichuan Province, China (Grant No. 2005A093).