

大气湍流对多抖动法相干合成技术中 相位调制信号的影响

马阎星[†] 王小林 周朴 马浩统 赵海川 许晓军 司磊 刘泽金 赵伊君

(国防科学技术大学光电科学与工程学院,长沙 410073)

(2010年10月29日收到;2010年12月11日收到修改稿)

分析了大气湍流对采用多抖动法实现的相干合成阵列光束中相位调制信号的影响. 文章首先根据广义惠更斯-菲涅耳原理,采用折射率结构函数对大气湍流进行描述,推导了多抖动法相干合成中阵列光束通过大气湍流后相位调制信号的一般表达式. 在此基础上进行数值模拟,分析了传输距离、湍流强度、光束阵列占空比和光斑尺寸等因素对相位调制信号的影响. 研究发现随着传输距离的增大,相位调制信号强度会先增大后减小,存在一个极大值点;随着湍流强度的增强,相位调制信号强度极大值点的出现距离不断缩短;当光束阵列占空比一定时,随着光斑尺寸的增大,相位调制信号强度极大值点的出现距离不断变长;当光斑尺寸一定时,随着光束阵列占空比的减小,相位调制信号强度极大值点的出现距离不断变长,但其幅值不断减小. 文章还比较了平行发射和保形发射两种发射方式对相位调制信号强度的影响,发现通过改变保形发射时的聚焦距离可以改变相位调制信号强度极大值点的出现距离,而且其幅度会大幅提高. 最后,从相位调制信号的角度给出了在湍流大气中进行主动锁相相干合成的相关建议,当光束传输距离较近时,采用保形发射形式较好,此时可根据发射系统参数及外界环境条件设置合适的聚焦距离以获得较高的相位调制信号强度,当聚焦距离大于 100 km 时,保形发射与平行发射已无明显区别.

关键词: 大气湍流, 相干合成, 多抖动法, 相位调制

PACS: 42.68.Bz, 42.25.Kb, 42.55.Wd

1. 引言

阵列光束的相干合成技术被认为是获得高亮度光源的一个有效途径. 目前采用主动相位锁定技术已经实现了兆瓦级的阵列光束相干合成. 2009年 Northrop Grumman 公司研究人员采用光纤激光作为种子源实现了 7 路万瓦级板条放大器的相干合成,输出功率达到 105.5 kW^[1]. 同年 Shay 等采用多抖动法对 5 路百瓦级光纤放大器进行相干合成获得了 725 W 的总功率输出^[2]. 目前,主动相位锁定技术主要包括外差法^[3,4]、多抖动法^[5-7]和 SPGD 算法^[8,9]等,这些方法无一例外,都要对一路或多路光束进行相位调制或移频,最终使远场光斑形成小幅高频光强调制,然后通过探测这些光强调制信号来获得光束间的相位误差信息,从而实现各光束间的相位锁定. 到目前为止,这些锁相技术基本用于光源处的相位噪声补偿,合成光束的最远传输距离也仅有几十米,在这种

情况下大气湍流造成的影响很弱,可以不予考虑. 随着相干合成技术的进一步发展,主动锁相技术将很可能应用于相干光束阵列的大气湍流补偿中,目前已有对相干光束阵列在湍流大气中的传输特性进行了研究^[10-12],但关于大气湍流对主动相位控制技术中相位调制信号影响的研究未见报道. 在长距离传输情形下,主动锁相相干合成技术的可行性和有效性亟待论证. 基于此,本文以多抖动法为例,从理论上对大气湍流对相干合成光束阵列中相位调制信号的影响进行研究,该研究结果对其他方法的相位调制也具有参考意义.

2. 理论模型

假设共有 N 路光束采用多抖动法锁相技术实现相干合成,这 N 路光束的发射端以阵列形式摆放在 $z=0$ 的平面上,以图 1 所示的保形发射形式进行发射^[13],光束定向器与目标间的距离称之为聚焦距离.

[†] E-mail: xm_wisdom@163.com

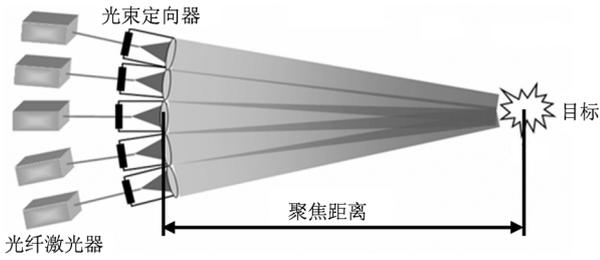


图1 光纤激光保形发射示意图

假设各光源输出激光均为完全相干的基模高斯光束,且光束的中心坐标为 (a_j, b_j) ,与 x 轴和 y 轴的夹角为 θ_{jx} 和 θ_{jy} ,则第 j 路高斯光束光场可表示为(取单位振幅)

$$u_j(x, y, 0) = \exp\left[-\frac{(x - a_j)^2 + (y - b_j)^2}{\omega_0^2}\right] \times \exp[ik(x\sin\theta_{jx} + y\sin\theta_{jy})] \times \exp(i\phi_j), \quad (1)$$

其中 ω_0 是光束的束腰, k 是波数, ϕ_j 是第 j 路光束的相位.在采用多抖动法进行相干合成时,每一路子光束都要进行高频小幅相位调制^[5],在此情形下,调制后的第 j 路光束光场可表示为

$$u_j(x, y, 0) = \exp\left[-\frac{(x - a_j)^2 + (y - b_j)^2}{\omega_0^2}\right] \times \exp[ik(x\sin\theta_{jx} + y\sin\theta_{jy})] \times \exp[i(\phi_j + \phi_{jm})], \quad (2)$$

其中 ϕ_{jm} 表示相位调制信号,其形式可表示为

$$\phi_{jm} = \alpha_{jm} \sin(\omega_{jm} t), \quad (3)$$

其中 α_{jm} 是相位调制信号的调制幅度, ω_{jm} 是相位调制信号的调制频率.为了使讨论更加简单,将多抖动法引入的相位控制信号合并到 ϕ_j 中.

那么发射平面上的总光场为

$$u(x, y, 0) = \sum_{j=1}^N u_j(x, y, 0). \quad (4)$$

根据广义惠更斯-菲涅耳原理,在传输距离 L 后,接收平面处的平均光强分布为^[12]

$$\langle I(p, q, L) \rangle = \frac{k^2}{(2\pi L)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x, y, 0) \times u^*(\xi, \eta, 0) \times \exp\left\{\frac{ik}{2L}[(p-x)^2 + (q-y)^2 - (p-\xi)^2 - (q-\eta)^2]\right\} \times \langle \exp[\psi(x, y, p, q) + \psi^*(\xi, \eta, p, q)] \rangle \times dx dy d\xi d\eta, \quad (5)$$

上式中的系综平均可表示为

$$\langle \exp[\psi(x, y, p, q) + \psi^*(\xi, \eta, p, q)] \rangle = \exp(-D_\omega/2) = \exp\{-[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2]/\rho_0^2\}, \quad (6)$$

其中 D_ω 表示球面波的大气结构函数, $\psi(x, y, p, q)$ 表示球面波从 $(x, y, 0)$ 传播到 (p, q, L) 的相位随机起伏, ρ_0 为球面波的相干长度,且可以表示为 $\rho_0 = (0.545 C_n^2 k^2 L)^{-3/5}$, C_n^2 为折射率结构函数, C_n^2 和 ρ_0 均可描述湍流的强弱.

将(1),(2),(3),(5)和(6)式代入(4)式进行积分,得到如下结果:

$$\begin{aligned} \langle I(p, q, L) \rangle &= \frac{k^2}{(2\pi L)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x, y, 0) u^*(\xi, \eta, 0) \\ &\times \exp\left\{\frac{ik}{2L}[(p-x)^2 - (p-\xi)^2 + (q-y)^2 - (q-\eta)^2]\right\} \\ &\times \exp\{-[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2]/\rho_0^2\} dx dy d\xi d\eta \\ &= \frac{k^2}{(2\pi L)^2} \sum_{j=1}^N \sum_{l=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(x-a_j)^2}{\omega_0^2} - \frac{(y-b_j)^2}{\omega_0^2} - \frac{(\xi-a_l)^2}{\omega_0^2} - \frac{(\eta-b_l)^2}{\omega_0^2}\right] \\ &\times \exp[ik(x\sin\theta_{jx} + y\sin\theta_{jy} - \xi\sin\theta_{lx} - \eta\sin\theta_{ly})] \\ &\times \exp\left\{\frac{ik}{2L}[(p-x)^2 - (p-\xi)^2 + (q-y)^2 - (q-\eta)^2]\right\} \\ &\times \exp\left\{-\frac{1}{\rho_0^2}[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2]\right\} \exp[i(\phi_j - \phi_l + \phi_{jm} - \phi_{lm})] dx dy d\xi d\eta \\ &= \frac{k^2}{4L^2 \gamma_1 \gamma_2} \sum_{j=1}^N \sum_{l=1}^N H(p, L) H(q, L) \exp[i(\phi_j - \phi_l + \phi_{jm} - \phi_{lm})], \end{aligned} \quad (7)$$

其中

$$H(p, L) = \exp\left(-\frac{a_j^2 + a_l^2}{\omega_0^2} + \frac{\beta_{1x}^2}{4\gamma_1} + \frac{\beta_{2x}^2}{4\gamma_2}\right),$$

$$H(q, L) = \exp\left(-\frac{b_j^2 + b_l^2}{\omega_0^2} + \frac{\beta_{1y}^2}{4\gamma_1} + \frac{\beta_{2y}^2}{4\gamma_2}\right),$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\rho_0^2} + \frac{ik}{2L},$$

$$\gamma_2 = \frac{1}{\gamma_1 \rho_0^4} + \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\rho_0^2} - \frac{ik}{2L},$$

$$\beta_{1x} = \frac{2a_j}{\omega_0^2} + \frac{ikp}{L} - ik\sin\theta_{jx},$$

$$\beta_{1y} = \frac{2b_j}{\omega_0^2} + \frac{ikq}{L} - ik\sin\theta_{jy},$$

$$\beta_{2x} = \frac{\beta_{1x}}{\gamma_1 \rho_0^2} + \frac{2a_j}{\omega_0^2} - \frac{ikp}{L} + ik\sin\theta_{lx},$$

$$\beta_{2y} = \frac{\beta_{1y}}{\gamma_1 \rho_0^2} + \frac{2b_j}{\omega_0^2} - \frac{ikq}{L} + ik\sin\theta_{ly}.$$

若令

$$\Gamma_{jl} = H(p, L)H(q, L)\exp[i(\phi_j - \phi_l + \phi_{jm} - \phi_{lm})], \quad (8)$$

则(7)式可变为

$$\langle I(p, q, L) \rangle = \frac{k^2}{4L^2 \gamma_1 \gamma_2} \sum_{j=1}^N \sum_{l=1}^N \Gamma_{jl}. \quad (9)$$

由(7)式可知, $H(p, L)H(q, L)$ 总是可以化简为 $\exp(A + iB)$ 的形式, 那么(8)式可表示为

$$\begin{aligned} \Gamma_{jl} &= \exp(A + iB)\exp[i(\phi_j - \phi_l + \phi_{jm} - \phi_{lm})] \\ &= \exp A \times \exp[i(B + \phi_j - \phi_l + \phi_{jm} - \phi_{lm})] \\ &= \exp A \times [\cos(B + \phi_j - \phi_l + \phi_{jm} - \phi_{lm}) \\ &\quad + i\sin(B + \phi_j - \phi_l + \phi_{jm} - \phi_{lm})]. \end{aligned} \quad (10)$$

由于实际探测到的光强只是 Γ_{jl} 的实部, 所以只要研究 Γ_{jl} 的实部即可. 那么

$$\begin{aligned} \text{real}(\Gamma_{jl}) &= \exp A \times \cos(B + \phi_j - \phi_l + \phi_{jm} - \phi_{lm}) \\ &= \exp A \times \cos[B + \phi_j - \phi_l + \alpha_{jm}\sin(\omega_{jm}t) - \alpha_{lm}\sin(\omega_{lm}t)] \\ &= \exp A \times \{ \cos(B + \phi_j - \phi_l) \cos[\alpha_{jm}\sin(\omega_{jm}t)] \cos[\alpha_{lm}\sin(\omega_{lm}t)] \\ &\quad + \cos(B + \phi_j - \phi_l) \sin[\alpha_{jm}\sin(\omega_{jm}t)] \sin[\alpha_{lm}\sin(\omega_{lm}t)] \\ &\quad - \sin(B + \phi_j - \phi_l) \sin[\alpha_{jm}\sin(\omega_{jm}t)] \cos[\alpha_{lm}\sin(\omega_{lm}t)] \\ &\quad + \sin(B + \phi_j - \phi_l) \cos[\alpha_{jm}\sin(\omega_{jm}t)] \sin[\alpha_{lm}\sin(\omega_{lm}t)] \} \\ &= \exp A \times \{ \cos(B + \phi_j - \phi_l) [J_0(\alpha_{jm}) + 2 \sum_{Ni=1}^{\infty} J_{2Ni}(\alpha_{jm}) \cos(2Ni\omega_{jm}t)] [J_0(\alpha_{lm}) + 2 \sum_{Nj=1}^{\infty} J_{2Nj}(\alpha_{lm}) \cos(2Nj\omega_{lm}t)] \\ &\quad + \cos(B + \phi_j - \phi_l) \{ 2 \sum_{Ni=1}^{\infty} J_{2Ni-1}(\alpha_{jm}) \sin[(2Ni-1)\omega_{jm}t] \} \{ 2 \sum_{Nj=1}^{\infty} J_{2Nj-1}(\alpha_{lm}) \sin[(2Nj-1)\omega_{lm}t] \} \\ &\quad - \sin(B + \phi_j - \phi_l) \{ 2 \sum_{Ni=1}^{\infty} J_{2Ni-1}(\alpha_{jm}) \sin[(2Ni-1)\omega_{jm}t] \} [J_0(\alpha_{lm}) + 2 \sum_{Nj=1}^{\infty} J_{2Nj}(\alpha_{lm}) \cos(2Nj\omega_{lm}t)] \\ &\quad + \sin(B + \phi_j - \phi_l) \{ 2 \sum_{Nj=1}^{\infty} J_{2Nj-1}(\alpha_{lm}) \sin[(2Nj-1)\omega_{lm}t] \} [J_0(\alpha_{jm}) + 2 \sum_{Ni=1}^{\infty} J_{2Ni}(\alpha_{jm}) \cos(2Ni\omega_{jm}t)] \}. \end{aligned} \quad (11)$$

在上式的最后一步推导中用到了三角函数与贝塞尔函数的关系式. 由最后的推导结果可见, 在远场光斑光强中包含有所有相位调制信号的频率及其倍频成分, 但是由于相位调制信号振幅较小, 贝塞尔函数随着阶数增加, 下降很快, 因此在所有频率成份中, 基频成份占主要部分. 这些相位调制信号将会引起远场光斑上某点光强随时间周期变化, 变化频率基本与相位调制信号频率相同. 因为

基频占主要部分, 因此变化幅度主要由 $\sin(B + \phi_j - \phi_l)$ 或 $\sin(B + \phi_l - \phi_j)$ 决定.

由前述推导结果可见, 相位调制信号作为最终结果的一个因子, 对远场光斑光强起到调制作用, 并受到大气湍流的影响. 下面将在上述公式推导的基础上, 对传输距离、大气结构常数、光斑尺寸和阵列占空比等因素对在大气中长距传输后的阵列光束的相位调制信号造成的影响进行数值分析.

3. 数值分析与讨论

由于在实际实验中,相位调制信号的检测是通过测量远场光斑处某点的光强信号实现的,因此本文采用在远场光斑某点处测得的光强信号中调制部分作为相位调制信号的表征量,并命名为绝对相位调制强度和相对相位调制强度.其中绝对相位调制强度定义为阵列光束合成时,相位调制信号引起的远场光斑中心位置处光强起伏幅度的绝对值,它可以用于判断光强抖动信号的强度是否满足光电探测器通量阈;相对相位调制强度定义为光束阵列合成时,绝对调制强度与远场光斑峰值光强的比值,它可以在一定程度上反应相位调制信号的信噪比.当保形发射的聚焦距离不断增大时,保形发射将逐渐演变成平行发射,即各光束的光轴保持平行.为了使讨论更加清晰简单,下面主要针对平行发射时的情况进行详细讨论,保形情况具有类似的性质,而且上述理论仍旧适用.

3.1. 传输距离对相位调制信号的影响

由于两路光束相干合成情况直观而且足以说明大气湍流对相位调制信号的影响情况,因此本文主要对两路光束合成情况进行研究,对其中一路光束进行相位调制,调制幅度为 $\lambda/20$,传输距离取为 1000 km,此时可近似认为两光束间保持平行,束腰半径为 0.1 m,两光束间距离为 0.3 m,折射率结构常数 C_n^2 取 $1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$,每一路光束的强度取为 1,绝对和相对相位调制强度以此为单位进行计算.经数值计算得到绝对相位调制强度和相对相位调制强度随距离的变化关系如图 2 所示,其中实线表示绝对相位调制强度随距离的变化关系,虚线表示相对相位调制强度随距离的变化关系.

在光束传输的整个过程中始终有两个效应在起作用,即光束的衍射效应和大气湍流效应,这两个效应最终导致两光束光斑尺寸扩展.在两曲线上上升阶段,两效应和光束本身的发散角使两光束逐渐重叠,干涉现象越来越明显,相位调制强度也随之增大.光斑扩展的同时也降低了远场光斑的功率密度,于是在距离大于 13 km 时,绝对相位调制强度曲线开始下降.由于相对相位调制强度是绝对相位调制强度与光强峰值的比值,因此相对相位调制强度曲线没有出现下降,这也说明湍大气流并没有对相

位调制信号造成单独影响,而是作用于整个光斑.在距离大于 16 km 时,相对相位调制强度开始保持恒定.当距离处于 13 km 和 16 km 之间时,两光束并没有完全重叠,因此随着距离的增加,两光束的相干效应还在增强,但是由于两光束扩展造成的光斑功率密度下降已经大于干涉效应的增强,因此绝对相位调制强度曲线开始下降,而相对相位调制强度曲线还在上升.当距离大于 16 km 时,两光斑已经完全重合,两光束干涉效应达到最大,相对相位调制强度将保持不变.

若从信号探测的角度来看,在 13 km 处可以得到最大的相位调制信号强度,而在大于 16 km 时可以得到最大的信噪比,这为设计信号探测系统提供了参考.

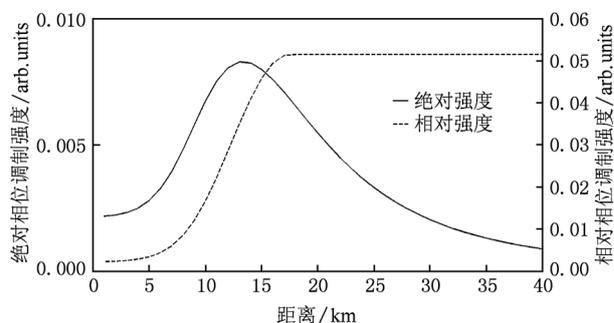


图 2 相位调制强度随距离的变化关系

3.2. 结构常数对相位调制信号的影响

当两光束相干合成时,不同大气湍流强度将会对相位调制信号造成不同的影响.下面在不同折射率结构常数(在 $5 \times 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ — $1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 之间变化)情况下进行仿真计算,参数设置同 3.1,得到了如图 3 所示数值的计算结果,图 3(a)是不同折射率结构常数情况下绝对相位调制强度随距离的变化关系,图 3(b)是不同折射率结构常数情况下相对相位调制强度随距离的变化关系,其中不同类型的曲线代表不同的折射率结构常数.

由图 3(a)可以看出,随着折射率结构常数的增大,绝对相位调制强度峰值出现距离越来越远,但峰值强度没有改变.这是由于随着折射率结构常数的增大,大气湍流越来越强,从而引起的光束展宽效应也越来越强,致使两光束很快重叠,干涉引起的光强相位调制现象很快出现,另一方面也使远场光斑的功率密度下降更快,光束无法远距离传输.这两曲线上都得到了相应体现.

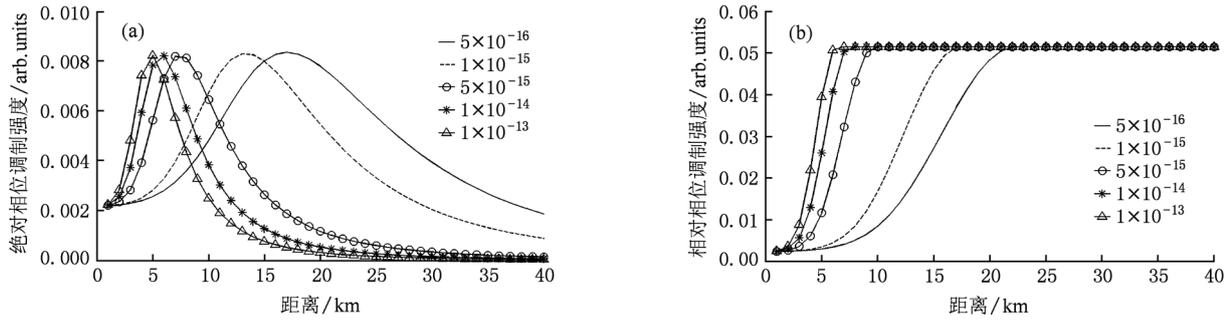


图3 相位调制强度随折射率结构常数的变化关系 (a)绝对相位调制强度; (b)相对相位调制强度

3.3. 光斑尺寸和阵列占空比对相位调制信号的影响

阵列占空比、光斑尺寸和光束间距离三者之间是内在关联的,只要其中两者确定,第三者即可确定.下面分别就三个参数改变时引起的相位调制信号变化情况进行研究.当两光束间间距一定时,相位调制强度随距离的变化关系受光束腰斑半径的影响如图

4所示,不同形式的曲线代表不同的腰斑半径,当腰斑半径较小时,光束的衍射效应较强,两光束在较近距离上即可重合产生干涉现象,因此相位调制强度的峰值也出现在较近距离上,随着光束腰斑半径的增大,衍射效应逐渐减弱,峰值相位调制强度出现距离增大.由于两光束间间距不变,随着腰斑半径的增加,阵列的占空比增大,缩短了干涉现象出现的距离,从而也缩短了峰值相位调制强度的出现距离.

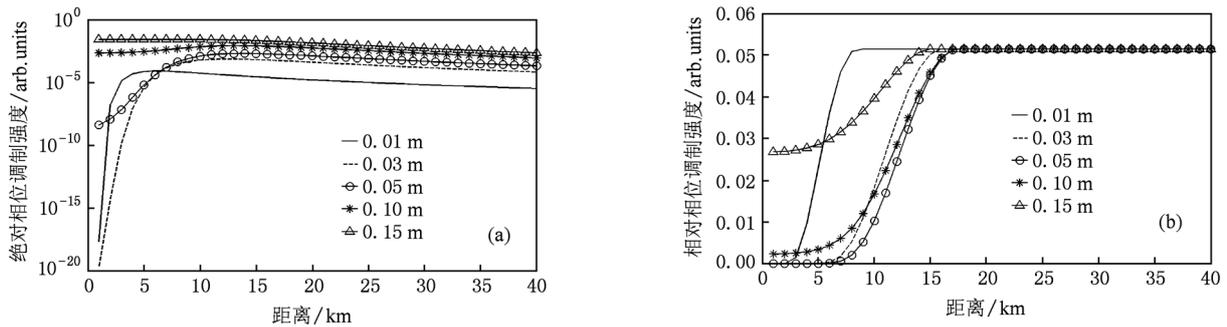


图4 不同腰斑尺寸时相位调制强度随距离的变化关系 (a)绝对相位调制强度; (b)相对相位调制强度

当腰斑半径较小时,绝对相位调制强度在较近距离上出现了峰值,但由于衍射效应较强,光斑功率密度下降严重,因此峰值绝对相位调制强度较小,相对相位调制强度的变化关系与之相似.

绝对相位调制强度峰值出现距离不断增加,但其峰值调制强度快速减小,这是由于光束间距的增大,增加了两束出现干涉现象的距离,由于衍射效应,峰值调制强度迅速减小,但其相对相位调制强度峰值并没有改变(如图5所示,不同形式的曲线代表不同的光束间距).

当光束的束腰半径相同时,随着光束间距的增大,

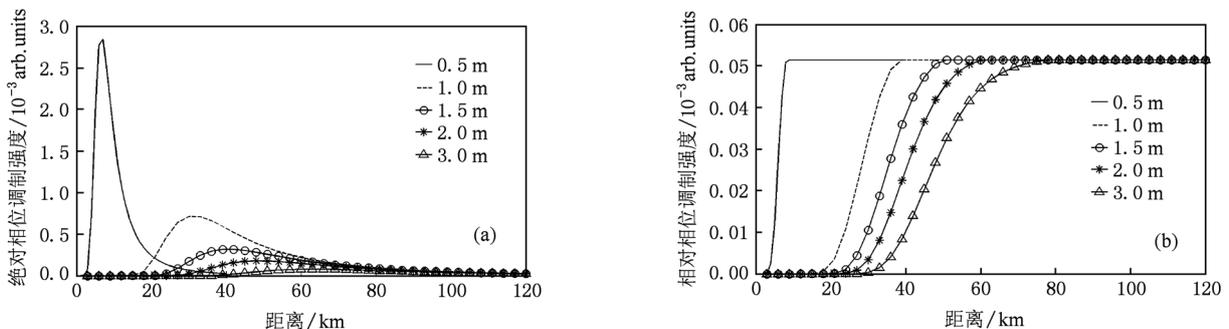


图5 不同光束间距时相位调制强度随距离的变化关系 (a)绝对相位调制强度; (b)相对相位调制强度

当光束阵列的占空比相同时,随着光斑尺寸的增大,相位调制强度峰值出现的距离越来越远.这是由于随着光斑尺寸的增大,光束的发散角越来越小,衍射效应减弱,两光束出现重叠的距离越来越大.需要注意的是,仿真过程中光斑光强呈高斯分布,且不同束腰尺寸光斑的中心强度取值是一样

的,这样对于大光斑而言,其光斑能量将会增大,因此图 6(不同形式的曲线代表不同尺寸的腰斑半径)所示的绝对相位调制强度的峰值没有出现变化.这也给出了另一个建议,若要增加峰值相位调制强度出现的距离而不降低其幅度,只要保证光斑尺寸改变前后的中心光强相同即可.

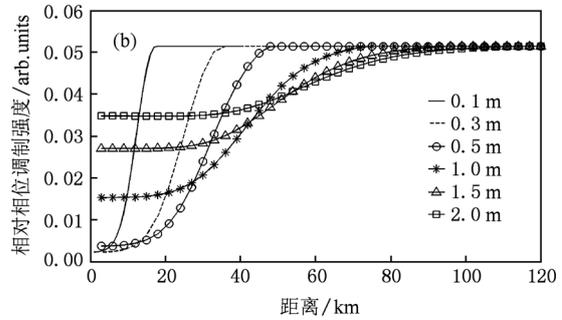
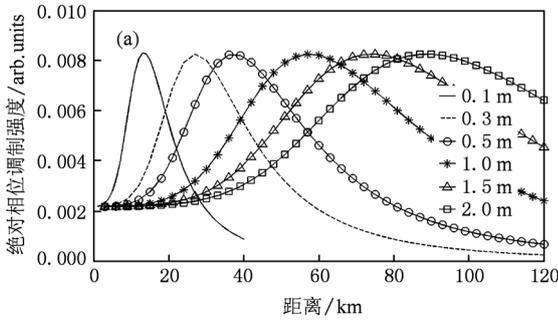


图 6 相同占空比时不同光束腰斑时相位调制强度随距离的变化关系 (a)绝对相位调制强度; (b)相对相位调制强度

综上所述,增大光斑尺寸和降低阵列占空比均可增大峰值相位调制强度的出现距离,但是其幅度随之降低.因此在实际情况中要兼顾二者,选择合适参数,或者通过增加发射功率来弥补这一缺陷.

3.4. 保形发射时聚焦距离对相位调制信号的影响

下面比较保形发射和平行发射两种发射模式下,大气湍流对相位调制信号的影响.图 7 对平行发射和聚焦 10 km 的保形发射时相位调制强度随距离的变化关系进行了对比.从曲线的整体趋势来看,与平行发射基本相同,只是峰值出现的距离更近.在保形发射中,除了光束本身的衍射使两光束形成重叠外,光束的倾斜对两光束的重叠贡献很大,并且使相对相位调制强度和绝对相位调制强度的峰值基本重合,这是由于在光斑扩展引起功率密度严重下降之前,两光束已经得到充分重叠引起

的,这也使光电探测器可以在更近的发射距离上得到较高的信噪比.

图 8 给出了不同聚焦距离时的保形发射和平行发射时的绝对相位调制强度和相对相位调制强度分别随距离的变化关系.由图 8(a)可见,随着保形发射聚焦距离的增长,绝对相位调制强度的峰值距离也在不断增长,但增长速度较慢,趋近于极限情

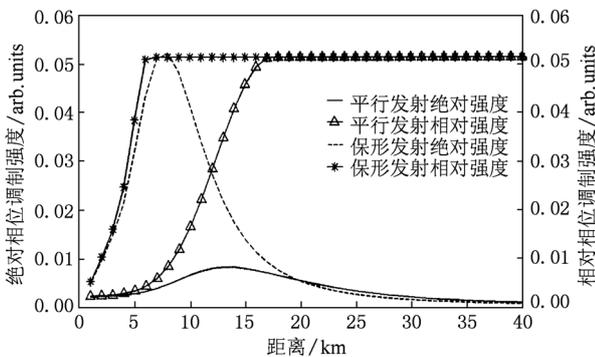


图 7 平行发射和聚焦 10 km 的保形发射的比较

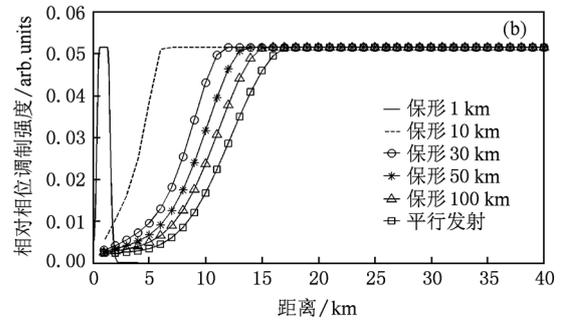
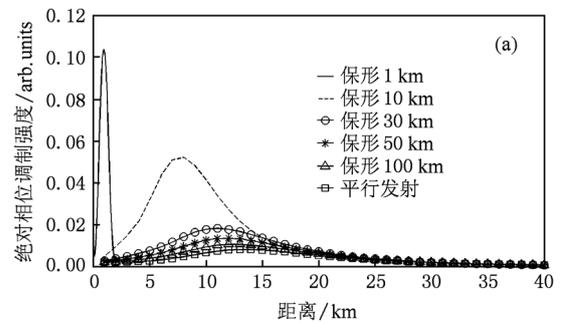


图 8 相位调制强度随聚焦距离的变化关系 (a)绝对相位调制强度; (b)相对相位调制强度

况(平行发射)时的曲线,而且随着距离的增长,峰值越来越小.由图8(b)可见,随着聚焦距离的增大,相对相位调制强度也在趋近于平行发射时的曲线,但峰值相对相位调制强度不随聚焦距离发生改变,这表明对于不同的聚焦距离,光电探测器均可得到相同的峰值信噪比.值得注意的是聚焦距离为1 km时的相对相位调制强度曲线在传输距离大于2 km是出现了下降,这是由于聚焦距离较短,两光斑在重叠后会发散引起的.另外还可以看出,当聚焦距离为100 km时,相位调制强度曲线已经和平行发射时的相位调制曲线相当接近,此时可以按平行发射处理.

3.5. 对实际工作的指导建议

根据上述仿真结果,针对相位调制信号的探测和调制,可以给出如下建议.当光电探测器的灵敏度一定时,若要在远场靶面处获得清晰的相位调制信号,必须使相位调制信号具备足够大的绝对调制强度和相对调制强度.因此,当光束发射距离较近时,易采用保形发射形式,此时可以根据发射距离、湍流强度、光束阵列尺寸和占空比大小等外界条

件,选择合适的聚焦距离,确保靶面处可以获得足够的调制信号强度,但其聚焦距离的调节能力随着传输距离的缩短逐渐减小,当聚焦距离大于100 km时,保形发射已与平行发射非常接近,此时只能通过提高发射源的相位调制强度或调节光斑尺寸和占空比来提高探测靶面上的相位调制信号强度,比如增大光斑尺寸、降低阵列占空比等.另外,选择高灵敏度的光电探测器也是一条解决途径.

4. 结 论

本文从广义惠更斯-菲涅尔原理出发,推导了多抖动法中阵列光束通过大气湍流后相位调制信号的一般表达式.推导结果指出相位调制信号作为结果中的一个因子,受到大气湍流影响.在此基础上进行数值模拟,分析了传输距离、湍流强度、光束阵列占空比和阵列尺寸等因素对相位调制信号影响.最后比较了平行发射和保形发射两种发射方式对相位调制信号强度的影响,给出了有效实现相位调制信号探测的相关建议,可为大气传输中相干合成阵列的相位噪声补偿提供指导.

- [1] Northrop Grumman space technology, El Segundo, CA. http://www.irconnect.com/noc/press/pages/news_releases.html?d=161575
- [2] Shay T M, Baker J T, Sanchez A D, Robin C A, Vergien C L, Zeringue C, Gallant D, Chunte L A, Pulford B, Bronder T J, Lucero A 2009 *Proc. of SPIE* **7195** 71951M-1
- [3] Anderegg J, Brosnan S, Cheung E, Epp P, Hammons D, Komine H, Weber M, Wickham M 2006 *Proc. of SPIE* **6102** 6102U-1
- [4] Xiao R, Hou J, Jiang Z F 2006 *Acta phys. Sin.* **55** 184 (in Chinese) [肖 瑞、侯 静、姜宗福 2006 物理学报 **55** 184]
- [5] Shay T M, Benham V 2004 *Proc. of SPIE* **5550** 313
- [6] Shay T M, Benham V, Baker J T, Capt. Benjamin Ward, Sanchez A D, Culpepper M A, Sgt. D. Pilkington, Lt. Justin Spring, Lt. Douglas J. Nelson, Lt. Chunte A. Lu 2006 *Opt. Express* **14** 12022
- [7] Shay T M, Benham V, Lt. Justin Spring, Capt. Benjamin Ward, Ghebremichael F, Culpepper M A, Sanchez A D, Baker J T, Pilkington S D, Richard Berdine 2006 *Proc. of SPIE* **6102** 61020V-1
- [8] Zhou P, Liu Z J, Wang X L, Ma Y X, Ma H T, Xu X J 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 231106
- [9] Zhou P, Liu Z J, Wang X L, Ma Y X, Ma H T, Xu X J, Guo S F 2009 *IEEE J. Sel. Top. Topics Quantum Electron* **15** 248
- [10] Chu X X, Liu Z J, Wu Y 2008 *J. Opt. Soc. Am. A* **25** 74
- [11] Cai Y, Chen Y, Eyyuboglu H T, Baykal Y 2007 *Appl. Phys. B* **88** 467
- [12] Zhou P, Wang X L, Ma Y X, Ma H T, Xu X J, Liu Z J 2009 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11** 105707
- [13] Zhou P 2009 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [周朴 2009 博士学位论文(长沙:国防科技大学)]

Effect of atmosphere turbulence on phase modulation signals in coherent beam combination with multi-dithering technique

Ma Yan-Xing[†] Wang Xiao-Lin Zhou Pu Ma Hao-Tong Zhao Hai-Chuan

Xu Xiao-Jun Si Lei Liu Ze-Jin Zhao Yi-Jun

(College of Optoelectric Science and Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 29 October 2010; revised manuscript received 11 December 2010)

Abstract

The effect of atmosphere turbulence on phase modulation signal in coherent beam combination with multi-dithering technique is studied. Analytical formulas for the phase modulation signal of beam array propagating in a turbulent atmosphere are derived based on extended Huygens-Fresnel integral. Then the effects of propagation distance, turbulence intensity, filling factor and size of beam array on phase modulation signal are numerically calculated. The results show that with transmission distance increasing, there occurs a maximum of the amplitude of phase modulation signals. With the intensity of atmosphere turbulence increasing, the maximum of amplitude of phase modulation signals will appear in a shorter distance. When fill factor does not change, the distance between the laser source and the maximum of amplitude of phase modulation signals will be increased with of the dimension of laser beam increasing. When the dimension of laser beam does not change, the distance between the laser source and the maximum of amplitude of phase modulation signals will be increased with fill factor decreasing. Finally, the effects of parallel beam array and conformal focused beam array on phase modulation signal are compared, finding that the distance between the laser source and the maximum of amplitude of phase modulation signals can be changed by changing the focusing distance of conformal focused beam array.

Keywords: atmospheric turbulence effects, coherent beam combination, multi-dithering technique, phase modulation

PACS: 42.68.Bz, 42.25.Kb, 42.55.Wd

[†] E-mail: xm_wisdom@163.com