

激光湍流大气传输数值模拟中计算参量的选取*

钱仙妹, 朱文越, 黄印博, 饶瑞中

(中国科学院安徽光学精密机械研究所 大气光学中心, 合肥 230031)

摘 要:根据抽样原则、湍流介质特性、湍流效应和光传播效应等全面分析了网格间距、相屏间距和网格数目等关键计算参量选取的基本要求. 通过数值计算, 分析各种要求的可行性, 表明在具体的数值模拟过程中, 并非所有要求都能同时满足, 若严格按照要求选择计算参量, 所需的计算量常超出计算机负荷范围. 结合具体数值计算, 综合考虑计算机承受能力和计算准确度, 给出了一种可靠实用的计算参量选取思路和方案.

关键词:光传播; 大气湍流; 数值模拟; 计算参量
中图分类号: TN012 **文献标识码:** A

文章编号: 1004-4213(2008)10-1986-6

0 引言

由于激光在湍流大气中传输特性的理论研究方法^[1-3]的困境和实验研究的局限性, 数值模拟研究因其参量的可选择性和各种统计系综平均的可实现性等优越性而成为一种重要的研究手段. 湍流大气中光传播的数值模拟是从光的传播方程出发, 常采用多层相位屏模拟大气湍流特性, 利用傅里叶变换求解光场传播过程^[4-7], 该方法已经被理论和实验结果^[8-9]证实是一种可靠有效的数值模拟方法. 由于应用多层相屏傅里叶变换法本身的一些要求如抽样原则以及湍流介质的随机特性, 使得光传播模拟过程中各种计算参量的选取受到一定的限制, 尤其是计算网格间距、相屏间距和网格数目等关键参量的选取. 选择合适的计算参量则能反映光传播的真实情况, 而参量的选择不当往往会造成模拟结果的不可信, 并可能得到令人误解的错误结果. 因此, 数值模拟需要准确选择计算参量来构造合适的湍流相位屏, 以正确地反映湍流介质特性. 不少文献中对于计算参量选取应满足的要求给予了讨论^[4-5, 10-13]; 然而在实际的模拟过程中, 大多数学者均未严格按照这些要求选择计算参量, 选择的规则也不尽相同, 对于该按照哪些要求、以怎样的思路来选择计算参量的问题也一直没有明确的说法.

本文主要针对大气湍流效应的数值模拟, 首先细致分析和总结了在应用多层相屏傅里叶变换法时关键计算参量选择应遵循的基本要求, 包括网格间距、相屏间距和网格数目等. 然后通过数值计算, 分析各种选择要求的可行性, 表明在具体的数值模拟过程中, 并非所有这些要求都能同时满足, 有些在特定的条件下可能会发生矛盾冲突; 而且若严格的按

照要求来选择计算参量, 所需的计算量往往非常大, 这在现有的计算机水平下较难操作和实现. 为此, 结合具体的数值模拟计算, 综合考虑计算机承受能力和计算准确度, 本文给出一种可靠实用的计算参量选取思路和方案.

1 大气湍流光传播的数值模拟

随机介质中光传播的数值模拟是从光传播的麦克斯韦波动方程出发, 具体到湍流大气中的光传播, 忽略偏振特性, 只考虑前向小角散射而忽略后向散射, 经过傍轴近似可以得到抛物型方程

$$2ik\partial u/\partial z + \nabla_{\perp}^2 u + 2k^2 n_1 u = 0 \quad (1)$$

式中 $k=2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为光波波长; $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ 为拉普拉斯算符; n_1 为折射率的起伏, u 为所需求得的光场.

抛物型方程(1)的数值求解一般采用多层相屏傅里叶变换法^[4-7], 即在光束的传输路径上放置若干个薄相位屏, 激光每传输到一个相屏时即把对应的相位扰动叠加到光波波前上, 然后在真空中传输至下一个相屏处, 再叠加下一个相屏对应的相位扰动并进行真空传输, 如此重复, 直至终点为止. 于是把光波传输距离 L 分成 N_z 段, 第 i 段的首尾坐标分别为 z_{i-1} 和 z_i , 在 z_i 处设置第 i 个相位屏, 并把每个相位屏分为 $N \times N$ 个正方形网格, 网格间距为 Δx , 则 z_i 处的光场为

$$u(r, z_i) = F^{-1} \{ F[u(r, z_{i-1}) \exp(is)] \cdot \exp[-i(\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \Delta z_i / 2k] \} \quad (2)$$

式中 $s = k \int_{z_{i-1}}^{z_i} n_1(r, z') dz'$ 为相屏间湍流的相位调制; κ_x, κ_y 为相空间的波数, $\kappa_x = 0, \pm \Delta\kappa, \pm 2\Delta\kappa, \dots, \pm (N/2 - 1)\Delta\kappa, \pm (N/2)\Delta\kappa, \Delta\kappa = 2\pi/(N\Delta x)$ 为波数间隔; $\Delta z_i = z_i - z_{i-1}$ 为相位屏的间隔, F 和 F^{-1} 分别为傅里叶变换和傅里叶逆变换. 按照这种相位屏传递方法, 可以获得传输后的最终光场 $u(r, L)$.

* 国家 863 高技术研究与发展计划资助

Tel: 0551-5591566 Email: xmqian1982@yahoo.com.cn

收稿日期: 2007-05-23

2 计算参数选取的基本要求

数值模拟的误差来源于计算方法本身,模拟结果的可靠性直接依赖于计算参数的合理选取.其中最为关键的是网格间距 Δx 、相屏间距 Δz 和网格数目 N 的选取.

2.1 网格间距 Δx

在数值模拟过程中,为了保证离散的相位屏能表征连续的相位,相邻网格节点上的相位差应小于 π ,以满足 Nyquist 抽样原则,即

$$\Delta x \left| \partial S / \partial x \right| < \pi \quad (3)$$

而相位对坐标的微分的方差与相位自相关函数的关系为 $\langle (\partial S / \partial x)^2 \rangle = -d^2 B_s(\rho) / d\rho^2 |_{\rho=0}$ ^[4]. 在计算 $-d^2 B_s(\rho) / d\rho^2 |_{\rho=0}$ 时,若采用 Kolmogorov 折射率起伏谱模型将导致不收敛,为此假设折射率谱满足 Hill 模型,经过一系列的推导和小量近似得到

$$\Delta x < [0.18868k^2 C_n^2(z) \Delta z l_0^{-1/3} + 0.106457k^{13/6} C_n^2(z) \Delta z^{5/6}]^{-1/2} \quad (4)$$

式中 $C_n^2(z)$ 为折射率结构常量, l_0 为湍流内尺度.

相屏间的真空传播的求解是在傅里叶变换的频域中进行,这要求相邻相屏间相邻频率上的相位差也应小于 π ,即 $(\kappa_i^2 - \kappa_{i-1}^2) \Delta z / 2k |_{\max} < \pi$, 计算得到

$$\Delta x > \sqrt{\lambda \Delta z_{\max}} / \sqrt{N} \quad (5)$$

式中 Δz_{\max} 为最大的相屏间距.

在光波的实际传播过程中,光束的大部分能量是分布在空间一定尺度范围内,所以计算网格的大小至少能包含该尺度范围.对于出射口径为 D 的光学系统,或光束半径为 D 的高斯光束,计算网格的宽度一般要求为 $N\Delta x > 2D$, 即

$$\Delta x > 2D/N \quad (6)$$

有限的离散傅里叶变换和湍流介质的随机散射作用使得光束的能量可能溢出计算网格,一侧网格上的溢出能量出现在另一侧.为此,应扩大计算网格的宽度以足够包含散射斑而避免边界效应.由介质随机散射引起的散射角为^[11] $\theta = (1/k) |\partial S / \partial x|$, 经传输距离 L 后的偏移量为 $L\theta$, 于是要求 $N\Delta x > L\theta$, $\Delta x > L |\partial S / \partial x| / (Nk)$, 经推导得到

$$\Delta x > L [1.8622C_n^2(z) \Delta z l_0^{-1/3} + 1.05069k^{1/6} C_n^2(z) \Delta z^{5/6}]^{1/2} / N \quad (7)$$

由于大气湍流的积分效应,光传输距离 L 后产生的散射角约为 λ / ρ_0 , ρ_0 为横向相干长度,观察面上的散射斑尺寸约为 $\lambda L / \rho_0$, 为此要求 $N\Delta x > \lambda L / \rho_0$, 即

$$\Delta x > \lambda L / (N\rho_0) \quad (8)$$

由于对各个相位屏进行了有限间距 Δx 和宽度 $N\Delta x$ 的采样,使得在波数空间中最大和最小的采样

波数分别为 $\kappa_{\max} = \pi / \Delta x$ 和 $\kappa_{\min} = 2\pi / (N\Delta x)$. 假定湍流大气折射率起伏谱满足幂率关系 $\Phi_n(\kappa) = K(\alpha) C_n^2 \kappa^{-\alpha-2}$, $K(\alpha) = \Gamma(\alpha+1) \sin[(\alpha-1)\pi/2] / 4\pi^2$ (当 $\alpha = 5/3$ 时, $\Phi_n(\kappa) = 0.033C_n^2 \kappa^{-11/3}$, 对应于 Kolmogorov 谱型), 可得到湍流起伏的最大和最小空间波数分别为^[5,13] $\kappa'_{\max} = 10^{1/(\alpha+2)} / \rho_0$ 和 $\kappa'_{\min} = \pi\rho_0 / \lambda L$, 而位于 $[\kappa'_{\min}, \kappa'_{\max}]$ 范围之外的湍流起伏能量不到整个能量的 1%. 因此,为了能对湍流起伏进行充分的采样,要求 $\kappa_{\max} > \kappa'_{\max}$, $\kappa_{\min} < \kappa'_{\min}$, 即

$$\Delta x > 2\lambda L / N\rho_0 \quad (9)$$

$$\Delta x < \pi\rho_0 10^{-1/(\alpha+2)} \quad (10)$$

此外,湍流的内外尺度分别为 l_0 和 L_0 , 为了兼顾湍流起伏的低频和低频信息以全面反映湍流介质的尺度特性,一般要求

$$\Delta x \geq 5L_0 / N \quad (11)$$

$$\Delta x \leq l_0 / 3 \quad (12)$$

2.2 相屏间距 Δz

在应用多层相屏傅里叶变换法模拟光从一个相屏传输到下一个相屏时假定:位于相屏间厚度为 Δz 的湍流大气引起的相位足够小,对光场的振幅没有明显的贡献而只影响光场的相位.因此要求 $k\sigma_n \Delta z \leq 1$, σ_n 为相屏间湍流大气折射率起伏的均方根.在上限尺度为外尺度和下限尺度为内尺度的惯性区内,折射率结构函数满足 $2/3$ 幂律,则有 $\sigma_n = \sqrt{C_n^2 \Delta z^{2/3}}$, 于是得到

$$\Delta z \leq (k^2 C_n^2)^{-3/8} \quad (13)$$

同时,为了能以离散的相屏代替连续的湍流介质,要求相邻相屏间的湍流介质引起的光强起伏足够微弱,一般要求^[5,14] Rytov 指数 $\sigma_1^2(\Delta z)$ 小于 0.1, 且不超过整个路径上光强起伏的 10%, 即

$$\sigma_1^2(\Delta z) < 0.1 \quad (14)$$

$$\sigma_1^2(\Delta z) < 0.1\sigma_1^2(L) \quad (15)$$

对于折射率起伏满足 Kolmogorov 谱型的均匀路径的平面波传输, $\sigma_1^2(L) = 1.23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$.

此外,从式(2)可以看到,在对真空传播因子进行傅里叶变换时把相屏间的路径积分近似为相屏间距 Δz , 这要求相屏间菲涅尔尺度 $\sqrt{\lambda \Delta z} < l_0$, 于是得到^[11]

$$\Delta z < l_0^2 / \lambda \quad (16)$$

式(5)限制了 Δz 的最大值,以确保相邻相屏间的相位连续,即

$$\Delta z < N\Delta x^2 / \lambda \quad (17)$$

为了保证光场的特性不依赖于相屏的具体构造方式,要求相邻相屏应相互统计独立,相屏间距应大于湍流介质的所有非均匀尺度,即

$$\Delta z > L_0 \quad (18)$$

2.3 网格数 N

除了式(5)~(9)和式(11)中隐含了对 N 的选取限制外,为了能全面反映出湍流的各种尺度特征,要求式(11)和式(12)能同时得到满足,这限制了采样空间尺度的动态范围,即

$$N \geq 15L_0/l_0 \quad (19)$$

另一方面,湍流起伏的最大和最小空间波数分别为 κ_{\max} 和 κ_{\min} ,这同样要求了频率空间具有一定的动态范围.离散采样给出的频率动态范围为 $R_\kappa = \kappa_{\max}/\kappa_{\min} = N/2$,湍流起伏本身要求的最小动态范围为 $R'_\kappa = \kappa'_{\max}/\kappa'_{\min}$.于是要求 $R_\kappa > R'_\kappa$,即

$$N > 4(\sigma_1^2)^{2/\alpha} 10^{1/(\alpha+2)} \left[\frac{1+\alpha/2}{2\alpha\Gamma(1+\alpha/2)\cos(\pi\alpha/4)} \right]^{2/\alpha} \quad (20)$$

当 $\alpha = 5/3$ 时, $N > 19.93(\sigma_1^2)^{6/5}$.式(20)表明,湍流起伏的强弱限制了网格数目的下限,湍流起伏愈强,要求 N 愈大.

3 数值分析

前文从抽样规则、湍流介质特性、湍流效应和光

表 2 网格间距 Δx 选择的下限要求

限制条件	$\Delta x > \sqrt{\lambda \Delta z_{\max}} / \sqrt{N}$ (5)	$\Delta x > \frac{2D}{N}$ (6)	$\Delta x > L \left \frac{\partial S}{\partial x} \right / (Nk)$ (7)	$\Delta x > \frac{\lambda L}{N\rho_0}$ (8)	$\Delta x > \frac{2\lambda L}{N\rho_0}$ (9)	$\Delta x \geq 5L_0/N$ (11)
数值/mm	$\Delta x > 0.25$	$\Delta x > 0.47$	$\Delta x > 0.02$	$\Delta x > 0.39$	$\Delta x > 0.77$	$\Delta x > 97.66$

从表 1 和 2 可以看到,式(3)给出的 Δx 最大值一般比较大,且只与 C_n^2 、 Δz 和 l_0 有关,在实际模拟过程中此项很容易得到满足,所以一般不必考虑此条件.式(7)给出的 Δx 的最小值虽很小,但对长程传输该项的值将大大增大,应给予考虑.条件(8)和(9)形式类似,对于长程传输,式(9)要求的 Δx 最小值很大,限制了计算准确度和速度.经多方面的数值模拟验证,表明条件(8)和(9)中可只考虑条件式(8).式(11)给出的 Δx 最小值非常大,即使增大 N 为 $N = 2048$,仍有 $\Delta x > 24.42$ nm.增大 N 不仅大大增加了计算量,甚至超出计算机的承受范围.而且比较式(11)和(10)、(12)会发现,无法找到满足条件的 Δx ,在诸多的文献中此项的选择也较模糊,一般不考虑.比较除式(3)和(11)之外的限制条件可以看到,由于式(12)限制的 Δx 最大值太小,使得 Δx 的上限和下限要求发生冲突,无法找到满足条件的 Δx ,即使增大 N 会缓和这种矛盾,但大多情形下仍无济于事.所以一般情况下将 $\Delta x \leq l_0/3$ 放宽至 $\Delta x \leq l_0$.

为了分析不满足条件(9)和(12)时给模拟结果带来的影响,改变网格数为 $N = 1024$,选择网格间距,湍流谱为 Von Karman 谱型,其它参量如前文所述.可以看到 $\Delta x = 0.3$ mm 满足条件式(9)和(12),而 $\Delta x = 0.4, 0.5$ mm 不满足条件(9)和(12).图 1 为选择不同

传播效应等方面细致分析了数值模拟中关键计算选取的基本要求.可以看到,对于任何一种计算参量,其选择的范围均受到多种限制,但在实际的模拟过程中并非所有限制条件均能被满足.下面在具体的光传输模拟情况下,给出满足上述要求的计算参量选取的具体范围,分析各个要求在实际模拟过程中的可行性.

从前文可以看到,网格间距 Δx 的选择共有式(4)~(12)九种要求.令光波波长 $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, 高斯光束的初始光束半径 $w_0 = 60$ mm,传输距离 $L = 1$ km,大气折射率结构常量 $C_n^2 = 1 \times 10^{-13} \text{m}^{-1/3}$, $l_0 = 1$ mm, $L_0 = 10$ m, $N = 512$, $\Delta z = 50$ m.于是, Δx 的各种上限和下限要求分别如表 1 和 2.

表 1 网格间距 Δx 选择的上限要求

限制条件	$\Delta x \left \frac{\partial S}{\partial x} \right < \pi$ (3)	$\Delta x < \pi \rho_0 10^{-\frac{1}{\alpha+2}}$ (10)	$\Delta x \leq l_0/3$ (12)
数值/mm	$\Delta x < 27.41$	$\Delta x < 5.37$	$\Delta x < 0.33$

Δx 时模拟 10 次得到的光束有效半径 w_{eff} 的变化情况,其中每个数据点代表一次模拟结果.

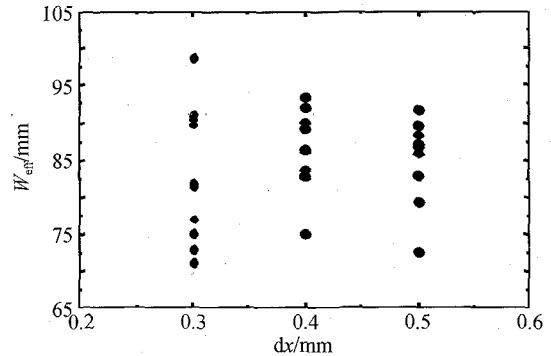


图 1 不同 Δx 时模拟得到的光束有效半径

Fig. 1 Effective beam radius with different grid interval Δx

图 1 显示,满足或不满足条件(9)和(12)时的模拟结果差别很小.表 3 给出了不同 Δx 时模拟得到的光束有效半径 w_{eff} 和能量 Strehl 比 SR_E 的平均值,及其相对 $\Delta x = 0.3$ mm 时的相对误差 $E_{w_{\text{eff}}}$ 和 E_{SR_E} .

表 3 不同 Δx 时的 w_{eff} 和及其相对误差 $E_{w_{\text{eff}}}$ 和 E_{SR_E}

$\Delta x/\text{mm}$	w_{eff}/mm	$E_{w_{\text{eff}}}/(\%)$	SR_E	$E_{\text{SR}_E}/(\%)$
0.3	83.0	0	0.767	0
0.4	86.2	3.86	0.774	0.91
0.5	85.2	2.65	0.786	2.48

从表 3 可以看到,满足或不满足条件式(9)和式

(12)的模拟结果基本一致,其中微小的差别在允许的误差范围内.因此,在具体的数值模拟中,网格间距 Δx 的选取可以满足条件式(9)和(12).然而,在实际的模拟过程中,顾及计算量等综合考虑后,条件 $\Delta x \leq l_0$ 仍不能被满足,选择 $\Delta x > l_0$ 是可能的.需要说明的是,若 $\Delta x > l_0$,则不能研究 l_0 对光传播的影响.所以,在选取 Δx 时,一般考虑条件(5)~(8)、(10)和 $\Delta x \leq l_0$,而不考虑条件式(3)、(9)、(11)和(12).

根据上述分析选择 $\Delta x = 0.5 \text{ mm}$,并令 $N = 512$,表4给出了相屏间距 Δz 的各种要求.表4显示,式(13)和(16)要求的 Δz 均非常小,若按要求选择 Δz 会造成传输路径上的相屏数目非常大,大大增加了计算量,而且与式(18)发生矛盾而无法选取合适的 Δz .诸多文献中式(13)和式(16)均未得到满足,一般不予考虑.因此一般根据式(14)、(15)、(17)和式(18)选取相屏间距 Δz .

表4 相屏间距 Δz 选择的各种要求

限制条件	$\Delta z \leq (k^2 C_n^2)^{-3/8}$ (13)	$\sigma_1^2(\Delta z) < 0.1$ (14)	$\sigma_1^2(\Delta z) < 0.1\sigma_1^2(L)$ (15)	$\Delta z < l_0^2/\lambda$ (16)	$\Delta z < \frac{N\Delta x^2}{\lambda}$ (17)	$\Delta z > L_0$ (18)
数值/m	$\Delta z \leq 0.4$	$\Delta z < 110.6$	$\Delta z < 284.8$	$\Delta z < 1.6$	$\Delta z < 517.8$	$\Delta z > 10.0$

选取 $\Delta z = 50 \text{ m}$,模拟得到传输路径上光束有效半径与理论结果的对比情况以及两者的相对误差分别如图2.

制了选择 N 的下限 N_{\min} ,图3给出了Kolmogorov湍流谱时 N_{\min} 随Rytov指数 σ_1^2 的变化关系.

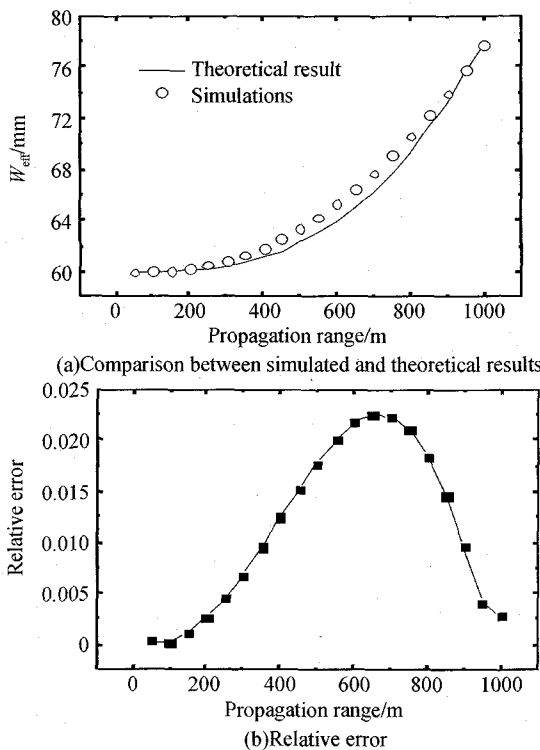


图2 传输路径上光束有效半径与理论结果的对比情况以及两者的相对误差
Fig. 2 Comparison and relative error between simulated and theoretical results

从图2可以看到,数值模拟与理论结果一致性很好,最大的相对误差不超过2.3%.这在一定程度上也验证了选取相屏间距 Δz 时一般可以满足条件(13)和(16).

网格数 N 的选择不依赖于计算参数 Δx 和 Δz ,只跟湍流内尺度、湍流起伏强弱和折射率起伏谱的幂律指数 α 有关.式(19)要求 $N \geq 15000$, N 的最小值非常之大,普通的计算机很难负荷如此大的计算量,一般模拟中均未按照此要求选择 N .式(20)限

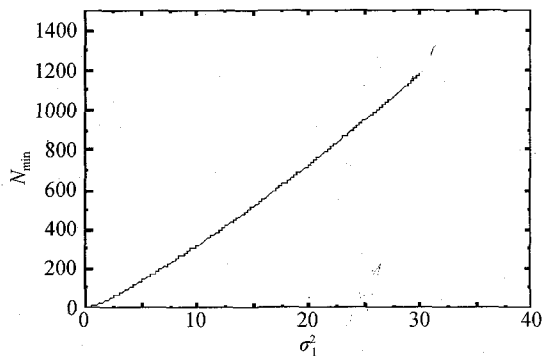


图3 N_{\min} 随 σ_1^2 的变化关系
Fig. 3 N_{\min} versus σ_1^2 .

从图3可以看到,湍流起伏条件越强,要求 N 越大,当 $\sigma_1^2 = 25$ 时,要求 $N > 949$.

4 模拟参量选取方案

理论上,数值模拟过程中计算参数的选择受到种种条件的限制,然而,若严格按照所需条件选取参量往往需要巨大的计算量而超出计算机的负荷范围,且在大多数情况下无法找到满足所有条件的计算参量.而且,一方面计算参数的选取直接关系到模拟结果的可信与否,这使得在选取计算参量时要特别慎重;另一方面计算参量选择的限制条件很多且相互关联,使得选择参量的过程变得繁琐.因此,按照合理的思路和合适的限制条件选取计算参量非常重要.

前文的数值分析研究了在选取计算参量时,哪些要求必须考虑而哪些可以不考虑.于是结合计算机承受能力和计算准确度,可以根据以下思路来选取恰当的计算参量:考虑到网格数 N 的选择不依赖于计算参量 Δx 和 Δz ,首先根据条件式(20)确定 N_{\min} ,据此选择 N ;再根据式(14)、(15)和式(18)确定 Δz 的可行最大值 Δz_{\max} 和最小值 Δz_{\min} ,在

$[\Delta z_{\min}, \Delta z_{\max}]$ 内选择合适值作为 Δz , 而式(17)等价于式(5), 在选择 Δx 时给予考虑; 确定好 N 和 Δz 后, 带入式(5)~(8)和式(10)并根据 $\Delta x \leq l_0$ 确定 Δx 的可行最大值 Δx_{\max} 和最小值 Δx_{\min} . 原则上, 选择 $[\Delta x_{\min}, \Delta x_{\max}]$ 范围内的任何值均可作为 Δx , 但

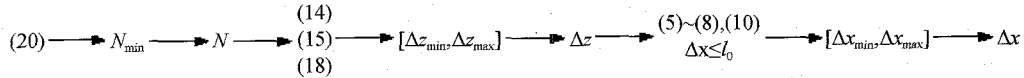


图4 计算参量选取思路

Fig. 4 Method of the selection of crucial computing parameters

Δx 的选择最为复杂, 模拟结果对其的依赖性也最强, 且其选择与 N 和 Δz 紧密关联, 而 N 和 Δz 的选择不依赖于 Δx . 但在有些情况下, 如光波的长程传输, 菲涅尔尺度很大, 从式(7)和式(8)可以看到 Δx 的最小值要求非常大, 所以为了满足要求和保证计算准确度, 应适当地调整 N 和 Δz 而重新选择合适的 Δx .

完成参量选择工作后, 需要针对典型情况下的光传输进行模拟检验, 通过检验后才可进行实际需要的模拟计算. 一般从两个方面来检验模拟结果的可靠性. 首先, 对于特定波型的光束的真空传输进行数值模拟, 把模拟得到的光强分布与理论值比较, 主要比较各个网格节点上的光强, 一般认为达到最大误差小于 3%, 均方根误差小于 1% 即可^[11]. 其次, 模拟光在弱起伏湍流大气中的传输, 计算光场的统计参量, 并把结果与现有的理论近似结果比较, 力求基本吻合一致. 经过对各种典型条件下的光传输进行模拟检验(如图 2), 表明了上面给出的计算参量选取思路是可靠实用的.

5 结论

从抽样原则、湍流介质特性、湍流效应和光传播效应等方面给出了网格间距、相屏间距和网格数目等关键计算参量选取时应遵循的基本要求. 由于每一个计算的选取都有多种限制条件, 且相互关联, 甚至相互矛盾, 若严格按照条件选择参量也将会造成巨大的计算量而超出计算机负荷范围, 这使得参量选取工作变得繁琐. 文中综合考虑计算机承受能力和计算准确度, 结合具体情况数值计算, 分析了必需考虑的限制条件, 给出了一种参量选取的可靠思路和方案.

文中给出的参量选取方案适用于平面波或准直光束的传输模拟. 对于发散角很大或聚焦光束的传输, 由于传输路径上不同位置的光束尺寸有很大的变化, 若仍选取相同的网格间距必将导致光束在某些位置不能被充分采样. 因此, 在模拟大发散角或聚焦光束的湍流大气传播时, 不仅需要在上述要求的

Δx 越小, 对光场的采样越充分, 就越能反映光场的统计特性. 所以, 为了提高计算准确度, 在允许的范围内一般尽可能选择小的网格间距 Δx . 关键计算参量的选取思路如图 4.

基础上选取计算参量, 还需对光场作特殊的处理, 如采用球坐标系、自适应坐标变换、非自适应坐标变换和插值等等处理方法.

参考文献

- [1] STROHBEHN J W, CLIFFORD S F, ISHIMARU A, *et al.* Laser beam propagation in the atmosphere [M]. Berlin: Springer-Verlag, 1978: 154-155.
- [2] ANDREWS L C, PHILLIPS R L. Laser propagation through random media[M]. Bellingham: SPIE-The International Society for Optical Engineering, 1998.
- [3] ANDREWS L C, PHILLIPS R L. Laser beam scintillation with applications[M]. Bellingham: SPIE Press, 2001.
- [4] KNEPP D L. Multiple phase-screen calculation of the temporal behavior of stochastic waves[J]. *Proceedings of the IEEE*, 1983, **71**(6): 722-737.
- [5] MARTIN J M, FLATTE S M. Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-D random media[J]. *Appl Opt*, 1988, **27**(11): 2111-2126.
- [6] COLES W A, FILICE J P, FREHLICH R G, *et al.* Simulation of wave propagation in three-dimensional random media[J]. *Appl Opt*, 1995, **34**(12): 2089-2101.
- [7] FREHLICH R. Simulation of laser propagation in a turbulent atmosphere[J]. *Appl Opt*, 2000, **39**(3): 393-397.
- [8] RUBIO J A, BELMONTE A, COMERON A. Numerical simulation of long-path spherical wave propagation in three-dimensional random media[J]. *Opt Eng*, 1999, **38**(9): 1462-1469.
- [9] BELMONTE A. Feasibility study for the simulation of beam propagation: consideration of coherent lidar performance[J]. *Appl Opt*, 2000, **39**(30): 5426-5445.
- [10] HUANG Yin-bo, WANG Ying-jian. Choosing computing parameters in the numerical simulation of thermal blooming effects[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(1): 1-4.
黄印博, 王英俭. 热晕效应数值模拟中对计算参量的选取[J]. *强激光与粒子束*, 2005, **17**(1): 1-4.
- [11] RAO Rui-zhong. Light propagation in the turbulent atmosphere[M]. Hefei: Anhui Science and Technology Press, 2005.
饶瑞中. 光在湍流大气中的传播[M]. 合肥: 安徽科学技术出版社, 2005.
- [12] HUANG Yin-bo, WANG Ying-jian. Choosing computing parameters in the numerical simulation of laser propagation

- effects [J]. *Journal of Atmospheric and Environmental Optics*, 2007, 2(1): 23-27.
- 黄印博,王英俭. 激光大气传输数值模拟中对计算参量的选取 [J]. *大气与环境光学学报*, 2007, 2(1): 23-27.
- [13] MARTIN J M, FLATTE S M. Simulation of point-source scintillation through three-dimensional random media [J]. *JOSA A*, 1990, 7(5): 838-847.
- [14] DOUGLAS H N, DONALD L W, EDWARD P M, *et al.* Wave optics simulation of atmospheric turbulence and reflective speckle effects in CO₂ lidar [J]. *Appl Opt*, 2000, 39(12): 1857-1871.

Selection of Computing Parameters in Numerical Simulation of Laser Beam Propagation in Turbulent Atmosphere

QIAN Xian-mei, ZHU Wen-yue, HUANG Yin-bo, RAO Rui-zhong

(Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

Received date: 2007-05-23

Abstract: Based on sample principles, properties of turbulent media, turbulent effects and light propagating effects, criterions for grid interval, inter-screen distance and number of grid were analyzed. By numerical analysis, it is shown that not all of these criterions can be satisfied simultaneously in most simulations. If parameters were selected strictly according to these criterions, the demand of calculation would be out of reach of a computer. Then, taking into account the burden that a computer can bear and simulated precision, a reliable and applicable method of the selection of crucial computing parameters was presented.

Key words: Light propagation; Atmospheric turbulence; Numerical simulation; Computing parameters



QIAN Xian-mei was born in 1982. She is a Ph. D. degree candidate at Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics. Her current research reterest focuses on numerical simulation of optical-wave propagation in turbulent atmosphere.