

# 高功率激光系统数字在线操控关键技术研究

张艳丽 张军勇 张亮君 陈宝算 刘德安 朱健强 林尊琪

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘要** 在惯性约束聚变(ICF)精确打靶中,对激光束变换、整形和控制要求苛刻,通过数字在线操控技术能够在线实现激光系统的自动校准。对数字在线操控的关键技术如非线性宽带传输、宽带放大和频率转换等模型及其算法进行详细分析。同时还对激光系统中不可或缺的辅助性技术开展了研究,具体包括基于傍轴光线追迹方程(PRTE)的光线追迹、光场的矢量衍射传输、基于迭代算法的相位恢复、光栅分析以及微纳米器件的时域有限差分(FDTD)分析等。在建模及算法分析过程中,给出了相应的模拟计算结果,并用来验证理论的正确性和算法的稳定性。

**关键词** 激光技术;非线性传输;宽带放大;频率转换;光线追迹;相位恢复;时域有限差分

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/LOP49.041402

## Research on the Digital Online Control Technologies in the High Power Laser System

Zhang Yanli Zhang Junyong Zhang Liangjun Chen Baosuan  
Liu Dean Zhu Jianqiang Lin Zunqi

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract** For the precise targeting in inertial confinement fusion (ICF), the requirements for beam transformation, beam shaping and beam control are harsh. The digital control of key technologies online can realize the automatic calibration of the laser system. This paper in detail describes the key technologies, such as nonlinear broadband propagation, broadband amplification and frequency conversion. Meanwhile, other auxiliary technologies are also taken into account, including paraxial ray tracing equations (PRTEs), vector electromagnetic field propagation, phase retrieval based on the iteration algorithm, grating analysis and finite-difference time-domain (FDTD) analysis of micrometer or nanometer devices, etc. During the derivation, some elementary examples of digital control of key technologies online are also provided which can verify the correction of the corresponding theories and the stability of the algorithm.

**Key words** laser technique; nonlinear propagation; broadband amplification; frequency conversion; ray tracing; phase retrieval; finite-difference time-domain

**OCIS codes** 140.3280; 070.7345; 080.1510; 190.4410; 260.1960

## 1 引言

对于惯性约束聚变(ICF)装置的运行和调试必须精准和快速,需要一套完整的软件用于模拟仿真和控制、反馈、调整整个激光光路<sup>[1~6]</sup>。以美国国家点火装置(NIF)为例,相关科研人员于2001年着手研发的数字化运行控制模块这一关键技术,经过3年努力,终于在2004年10月首次调试运行,期间进行了约400发次的实验。历经多次的反复修正和反馈,在2005年实现8路激光的自动调整。之后在此基础上,成功实现192束激光的稳定输出与束间精密平衡控制。数字化运行控制模块通过反复的实验标定与验证,目前已成功发展成为新一代聚变级激光装置稳定运行及束间能量和功率平衡的核心平台。

目前,国外比较成熟的软件有PROP、Frensel、Miró等;国内较早地开发了SG99软件用于系统能流特性分析,这是国内首套全光路、全过程高功率固体激光装置模拟设计软件包,其主要功能包括线性/非线性传

收稿日期: 2011-09-13; 收到修改稿日期: 2011-10-23; 网络出版日期: 2012-03-12

基金项目: 中国科学院知识创新工程重要方向项目和国家自然科学基金(11104296)资助课题。

作者简介: 张艳丽(1981—),女,博士,助理研究员,主要从事光束传输变换方面的研究。E-mail: zhangjin829@163.com

输、纳秒级脉冲功率放大、频率转换等物理过程的描述和计算。需要指出的是,对电磁场的准确描述需要一个准四维(空间+时间)建模,这样才能够更好地描述和操控激光系统,实现精确打靶。目前公开报道的文献和资料显示,各个软件的侧重点各不相同,而算法的不同会导致模型数值计算的收敛速度以及适应范围也略有差异。本文结合目前已有研究,试图对这一技术所涉及的物理模型和算法做一比较详细的准四维描述。分析了上述软件共同具有的模型,主要包括线性/非线性传输、激光放大和频率转换。对涉及到的单元技术及算法展开分析,主要体现在基于傍轴光线追迹方程(PRTE)的光线追迹、光场的矢量衍射传输、基于迭代算法的相位恢复以及微纳器件的时域有限差分(FDTD)分析等,这一辅助性的单元技术在激光系统中同样占据不可或缺的地位,因此有必要专门建模和分析。

## 2 数字在线操控关键技术

就 ICF 装置而言,激光从振荡器经过分束依次进入预放端、主放及终端靶场,其间所涉及的各种模块及单元技术相互交织在一起,并最终贯穿全激光链路。本节重点讨论非线性传输、放大和频率转换三个方面的内容。

### 2.1 非线性传输方程

假定各向同性非线性介质,考虑高阶电极化率、增益、损耗等物理效应,但电场和物质的相互作用不影响偏振态的改变<sup>[7~13]</sup>。这样,从麦克斯韦方程组开始演绎:

$$\begin{cases} \nabla \times D(r, z; t) = \rho \\ \nabla \times B(r, z; t) = 0 \\ \nabla \times E(r, z; t) = -\frac{\partial B(r, z; t)}{\partial t} \\ \nabla \times H(r, z; t) = J + \frac{\partial D(r, z; t)}{\partial t} \end{cases}, \quad (1)$$

式中  $D$  表示电通量密度,  $B$  表示磁通量密度,  $E$  表示电场强度,  $H$  表示磁场强度,  $J$  表示电流密度,  $r \equiv (x, y)$ 。

其本构关系为

$$\begin{cases} D(r, z; t) = \epsilon_0 E(r, z; t) + P(r, z; t) \\ B(r, z; t) = \mu_0 [H(r, z; t) + M(r, z; t)], \\ J = \sigma E(r, z; t) \end{cases}, \quad (2)$$

式中  $\epsilon_0$  表示介质在真空中的介电系数,  $\mu_0$  表示磁导系数,  $\sigma$  表示电导率,  $P$  表示电极化强度,  $M$  为磁化强度。

此时的电通量密度为

$$D(r, z; t) = \epsilon_0 E(r, z; t) + P(r, z; t) = \epsilon_0 E(r, z; t) + P^L(r, z; t) + P^{NL}(r, z; t) = \epsilon_0 E(r, z; t) + \epsilon_0 \chi^{(1)} E(r, z; t) + \epsilon_0 \chi^{(2)} : E(r, z; t) E(r, z; t) + \dots, \quad (3)$$

式中  $\chi^{(i)}$  表示  $i$  阶电极化率, 上标“L”和“NL”分别对应线性和非线性情形。

对于  $\text{SiO}_2$  材质, 因其属于立方型非线性介质, 通常不体现二阶电极化率, 仅考虑三阶电极化率。并假定 1) 准单色光场, 2) 慢变近似, 3) 标量近似, 4) 忽略极化弛豫。

在满足以上假定的情况下, 电通量密度可以写成

$$D(r, z; t) = D^L(r, z; t) + P^{NL}(r, z; t) = \epsilon_0 n_0^2 E + 2n_0 n_2 \langle E \cdot E \rangle \epsilon_0 E. \quad (4)$$

对(1)式中的第 3 式取旋度运算, 得到

$$\nabla^2 E - \frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{2n_0 n_2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\langle E \cdot E \rangle E) = 0, \quad (5)$$

式中  $c$  表示真空中的光速。

考虑一沿  $z$  方向传播的线偏振光, 其形式为

$$E(r, z; t) = \frac{1}{2} \{ A(r, z; t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] + c. c \}. \quad (6)$$

由前面的假定条件已知, 电场满足慢变近似, 即

$$\begin{cases} \left| \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right| \ll \left| k_0 \frac{\partial A}{\partial t} \right| \ll |k_0^2| \\ \left| \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \right| \ll \left| \omega_0 \frac{\partial A}{\partial t} \right| \ll |\omega_0^2| \end{cases} \quad (7)$$

将(6)式代入非线性波动方程(5)式中,同时利用慢变近似条件,得到

$$\nabla_{\perp}^2 A + i2k_0 \frac{\partial A}{\partial z} + k_0^2 \frac{n_2}{n_0} |A|^2 A - ik_0 \beta A = 0, \quad (8)$$

式中  $A = A(r, z; t')$ ,  $t' = t - n_0 z/c$ , 演绎过程中使用了运动坐标。 $\beta$  为介质的增益系数, 理论计算中这是一个隐函数, 其值一般由实验测得。(8)式属于典型的适用于电场在各向同性介质中传输的非线性薛定谔方程, 其数值解法通常有两种: 1) Besselov-Talanov (B-T) 算法, 2) 对称分步傅里叶算法。另外, (8)式中略去非线性项, 即过渡到线性传输模型。值得一提的是, 对称分步傅里叶算法对于瞬态脉冲(一般长于数十皮秒)在非线性介质中的传输特性分析依然是行之有效的方法<sup>[14]</sup>。

实例: 级联式片状放大介质, 共 9 片, 间隔 80 cm, 非线性系数  $2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ , 输入功率密度  $5 \text{ GW}/\text{cm}^2$ , 取介质长度使得总积分  $B=2$ 。以矩阵传输计算, 如图 1 所示。由于空气隙的存在, 出现混沌次峰结构, 单棒介质不会出现这种结构, 这一结论对工程设计具有指导意义。

## 2.2 激光放大

### 2.2.1 宽带激光放大

设  $\omega_a$  表示增益介质的中心发射频率,  $\Delta\omega_a$  为增益介质的发射谱宽,  $\omega_0$  为中心频率,  $\Delta n$  为反转粒子数差,  $A$  为电场振幅,  $T_1$  为上能级寿命。同样基于麦克斯韦方程组, 考虑到无自由电荷, 利用慢变近似条件, 并在仅考虑共振极化的情况下<sup>[12,15~17]</sup> 推导, 可以得到各向同性介质中激光的宽带放大传输方程

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \beta' \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i^{n-1} \sum_{n=3} \frac{1}{n!} \frac{d^n \beta(\omega_0)}{\omega^n} \frac{\partial^n A}{\partial t^n} = i \frac{\beta_2}{2} |A(z, t)|^2 A(z, t) + i \frac{n_0 \omega_0}{2\epsilon c} P_0(z, t), \quad (9)$$

式中  $\beta'^{-1}$  表示群速度,  $\beta'$  表示群速度色散,  $\beta_2 \equiv n_2 2\pi/\lambda_0$ 。

共振极化方程为

$$\frac{\partial P_0}{\partial t} = - \frac{1}{\Delta\omega_a - i2\omega_0} [(\omega_a^2 - \omega_0^2 - i\omega_0 \Delta\omega_a) P_0 + K \Delta n(z, t) A]. \quad (10)$$

反转粒子数方程为

$$\frac{\partial \Delta n(z, t)}{\partial t} + \frac{\Delta n - \Delta n^0}{T_1} \approx -i \frac{2^* \omega_0}{4\hbar\omega_a} [E^*(z, t) P_0 - E(z, t) P_0^*], \quad (11)$$

式中  $E(z, t) = \frac{1}{2} \{A(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] + c. c\}$ , 而  $E(r, z, t) = F(x, y)E(z, t)$  中  $F(x, y)$  由相应的本征方程决定<sup>[12]</sup>。

求解上述方程的中心思想是介质切片和脉冲序列化。对于 RK4 算法中系数存在若干量级差异的情况, 有两种方法处理: 1) 采用参量归一化处理, 2) 用短时傅里叶变换替代分步傅里叶算法。

实例: 参照钕玻璃, 介质长度 33 mm, 种子激光入射光功率密度  $3 \times 10^5 \text{ W}/\text{cm}^2$ , 脉宽 3 ns, 调制度设定为 3, 经过 10 GHz 相位调制器展宽可进行二维谱色散平滑。图 2 显示了种子脉冲在调制条件下经过放大器后的时间波形, 与准单色光放大情况不同, 在 3 ns 脉宽内出现了周期性的调制, 这与文献[6]的分析结论相一致。

### 2.2.2 适于准单色激光放大的 F-N 方程

从 Frantz-Nodvik(F-N)方程出发, 准单色光条件下, 描述多程放大第  $k+1$  程的能量密度和增益的迭代

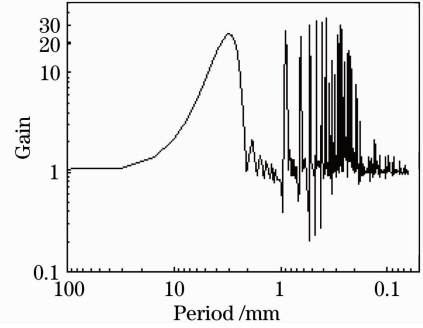


图 1 片状放大器的功率谱增益(9 片, 总积分  $B=2$ )  
Fig. 1 Power spectral gains for a typical slab amplifier  
(9 slabs, total integral  $B=2$ )

公式为<sup>[18~22]</sup>

$$E_{k+1}(r, z; t) = TE_s \ln \left\{ G_k \left[ \exp \left( \frac{E_k}{E_s} \right) - 1 \right] + 1 \right\}, \quad (12)$$

$$G_{k+1}(r, z; t) = G_k \exp \left( -p \frac{E_{k+1}/T - E_k}{E_s} \right), \quad (13)$$

式中  $E_s$  为饱和能量密度,  $T$  为损耗因子,  $p$  为恢复系数, 反映了多程放大器的弛豫效应和脉冲时间间隔对增益的影响。通常  $0.5 \leq p \leq 1$ , 当  $p = 1$  时, 放大器增益完全没有恢复, 当  $p = 0.5$  时, 放大器增益完全恢复。

实例: 激光介质透射率 0.92, 吸收系数  $4 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , 饱和能量密度  $2.7 \text{ J/cm}^2$ , 空间和时间波形同为三阶超高斯分布, 增益系数为抛物线。图 3 分别为激光脉冲的空间波形 Fig. 2 Temporal pulse profile of broadband amplification 分布和时间波形分布。激光脉冲经过放大系统后, 由于输入脉冲时间波形的前沿消耗的反转粒子数比脉冲后沿多, 其输出脉冲波形前沿变陡更快而后沿慢, 且注入能量密度越大, 增益饱和和效应越明显, 脉冲波形畸变越大, 放大倍数变小。更多的模拟计算表明, 在注入能量密度远小于饱和能量密度时, 脉冲几乎被线性放大, 空间并无明显畸变, 而只有在输入与饱和能量密度可比甚至大得多的时候, 脉冲的空间畸变才比较显著。

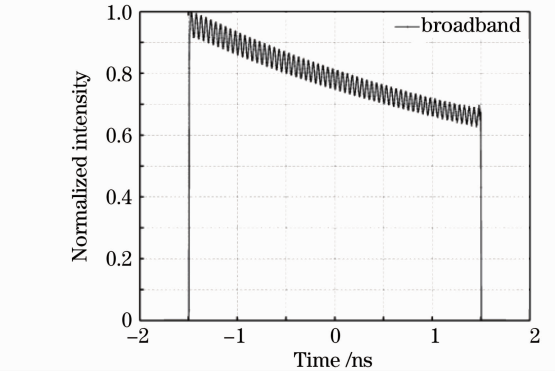
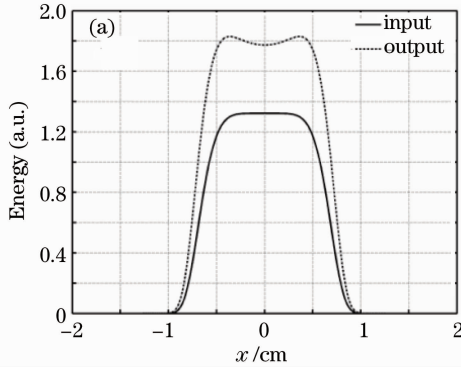


图 2 宽带放大的时间波形

分布和时间波形分布。激光脉冲经过放大系统后, 由于输入脉冲时间波形的前沿消耗的反转粒子数比脉冲后沿多, 其输出脉冲波形前沿变陡更快而后沿慢, 且注入能量密度越大, 增益饱和和效应越明显, 脉冲波形畸变越大, 放大倍数变小。更多的模拟计算表明, 在注入能量密度远小于饱和能量密度时, 脉冲几乎被线性放大, 空间并无明显畸变, 而只有在输入与饱和能量密度可比甚至大得多的时候, 脉冲的空间畸变才比较显著。

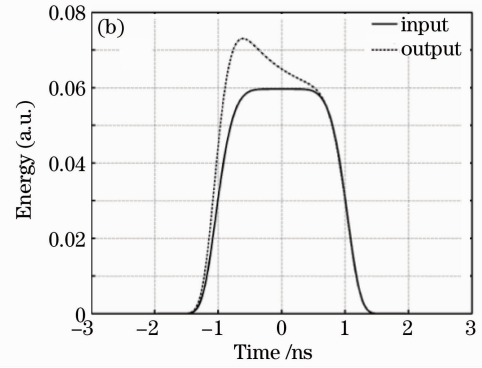


图 3 光强度分布。(a)空间波形; (b)时间波形

Fig. 3 Intensity distribution. (a) Spatial pulse profile; (b) temporal pulse profile

## 2.3 频率转换

在神光装置中采用负单轴晶体 KDP 进行倍频和三倍频转换, 升级第 9 路采用负单轴晶体 BBO 和负双轴晶体 LBO 进行频率转换<sup>[23,24]</sup>。以较为复杂的 LBO 晶体为例, 假定在主轴坐标系下, 有一沿  $z$  方向传播的准单色平面波, 三波采用非共线匹配, 且满足 I 类相位匹配。抽运光与信号光、闲置光的夹角分别为  $\rho_s$  和  $\rho_i$ , 抽运光位于  $XY$  平面内, 与  $X$  轴的夹角为  $\alpha$ 。同样基于麦克斯韦方程组, 考虑到慢变近似条件, 利用矢量计算推导出此时的参量作用耦合波方程为<sup>[25]</sup>

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \tan \rho_s \frac{\partial A_s}{\partial y} - \frac{1}{i2n_s k_s \cos \rho_s} \nabla_{\perp}^2 A_s + \frac{1}{\cos \rho_s} \frac{1}{V_{gs}} \frac{\partial A_s}{\partial t} = -i \frac{\omega_s d_{\text{eff}}}{cn_s \cos \rho_s} A_i^* A_p \exp(-i\Delta kz), \quad (14)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} + \tan \rho_i(t) \frac{\partial A_i}{\partial y} - \frac{1}{i2n_i k_i \cos \rho_i} \nabla_{\perp}^2 A_i + \frac{1}{\cos \rho_i} \frac{1}{V_{gi}} \frac{\partial A_i}{\partial t} = -i \frac{\omega_i d_{\text{eff}}}{cn_i \cos \rho_i} A_s^* A_p \exp(-i\Delta kz), \quad (15)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \eta \tan \rho_p \frac{\partial A_p}{\partial y} - \frac{1}{i2n_p k_p} \left[ \frac{\partial^2 A_p}{\partial x^2} + (1 - \beta_p) \frac{\partial^2 A_p}{\partial y^2} \right] + \frac{1}{V_{gp}} \frac{\partial A_p}{\partial t} = -i \frac{\omega_p d_{\text{eff}}}{cn_p} A_s A_i \exp(i\Delta kz), \quad (16)$$

式中  $V_g$  表示群速度,  $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ ,  $\beta_p = 1 - (n_{px}^2 \sin^2 \alpha + n_{py}^2 \cos^2 \alpha)/n_{pz}^2$ ,  $\eta = \frac{n_{px}^2 n_{py}^2}{n_{pz}^2 n_p^2}$ ,  $\tan \rho_p = \frac{1}{2} n_p^2 \sin 2\alpha (n_{px}^{-2} - n_{py}^{-2})$ ,  $V_{gj}^{-1} = \frac{\partial k(\omega_j)}{\partial \omega} = \frac{1}{c} \left[ n_j(\omega_j) + \omega_j \frac{\partial n(\omega_j)}{\partial \omega} \right]$ ,  $j = (s, i, p)$ ,  $\Delta k = k_s + k_i - k_p$ , 有效非线性光学系数  $d_{\text{eff}} = \mathbf{a}_i \cdot \chi_i^{(2)}(-\omega_i; \omega_s, \omega_p) : \mathbf{a}_s \mathbf{a}_p$ ,  $\mathbf{a}_s$ 、 $\mathbf{a}_p$  和  $\mathbf{a}_i$  分别表示信号光  $A_s$ 、抽运光  $A_p$  和闲置光  $A_i$  的单位矢量, \* 表示复共轭。

求解耦合波方程的中心思想类似于求解激光放大方程组,此处不再赘述。

实例:以负双轴晶体 LBO 为例,抽运激光脉冲强度  $630 \text{ MW/cm}^2$ ,脉冲宽度  $3.2 \text{ ns}$ ,光斑直径  $2 \text{ mm}$ ,晶体长度  $60 \text{ mm}$ ,非共线匹配条件下,抽运光与信号光夹角  $0.5^\circ$ 。数值计算参考(14)~(16)式,从图 4(a)可知,由于增益饱和和效应,放大后的信号光呈现超高斯形状。从图 4(b)得到输出信号光能量  $22 \text{ mJ}$ ,转换效率接近  $30\%$ ,并且从图中可以判断出现过饱和现象。从图 4(c)可以看出,由于参量作用已经发生部分反转,输出信号光的光斑中心出现了凹陷,另外走离效应的影响导致光斑能量在走离方向比较集中。

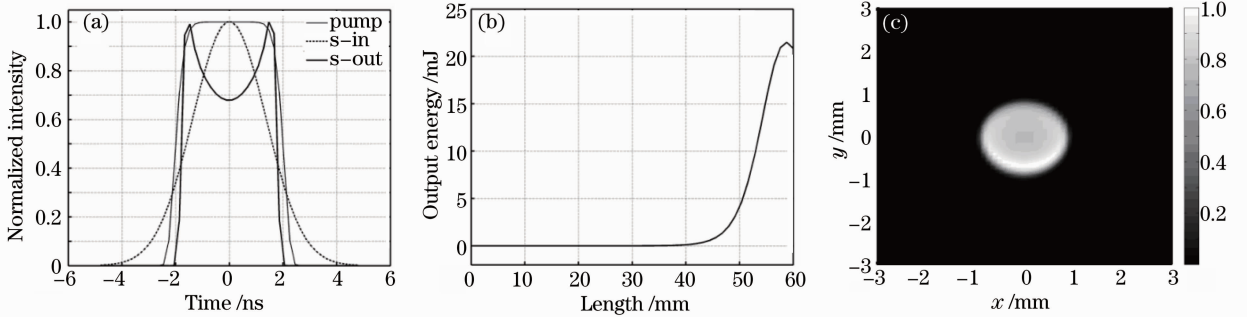


图 4 耦合输出。(a)光斑中心处抽运光、信号光及输出波形;(b)信号光能量与晶体长度的关系;(c)信号光时间积分光斑形状

Fig. 4 Output coupling. (a) Temporal pulse profile of pump and signal light; (b) relation between output energy and length of LBO crystal; (c) output energy

### 3 其他分析模块

#### 3.1 光线追迹方程

对于衍射受限的光学系统来说,已知入射光线的物方截距和物方孔径角,那么基于 PRTE<sup>[26~28]</sup>,可以计算光线经过系统下一个光学面的偏向角和出射高度。其优点在于利用 PRTE 进行计算和光学系统设计,具有程序化模式,便于计算机编程。具体的 PRTE 表达式为

$$\begin{cases} n'u'_k - nu_k = h_k\varphi_k \\ h_{k+1} = h_k - u'_k d_k \end{cases}, \quad (17)$$

式中下标  $k$  表示对第  $k$  个光学面的操作,  $n$  和  $n'$  分别表示物方空间和像方空间的折射率,  $u_k$  和  $u'_k$  分别表示物方孔径角和像方孔径角,  $h_k$  表示光线的投射高度,  $d_k$  表示两个折射面间隔,恒非负值,  $\varphi_k$  表示光学面的光焦度。

利用 PRTE 计算,可以在系统设计之初对组成系统的光学单元进行偏角分配,并可以估算系统的最大口径。除此之外,还可以进一步求得以下几个系统参数:

系统的像方焦距

$$f' = h_1/u'_k, \quad (18)$$

系统的像方焦点位置

$$l'_F = h_k/u'_k, \quad (19)$$

系统的像方主点位置

$$l'_H = l'_F - f'. \quad (20)$$

对于物方空间的参数来说,根据几何光学的光路可逆原理,只需要将光线逆向追迹一次即可得出与(18)~(20)式相对应的结果。

#### 3.2 光场的矢量衍射传输

对于初始电场  $E_z=0$ ,在  $z>0$  半空间的电场解满足瑞利-索末菲衍射积分公式<sup>[29]</sup>,即观测面上的横向光场分布

$$\mathbf{E}'_{\perp}(x, y, z) = -\frac{1}{2\pi i} \iint \mathbf{E}_{\perp}(x_0, y_0, 0) \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{\exp(ikR)}{R} \right] dx_0 dy_0, \quad (21)$$



观测面上的纵向光场分布

$$\mathbf{E}'_z(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \iint \mathbf{E}_\perp(x_0, y_0, 0) \cdot \nabla_\perp \left[ \frac{\exp(ikR)}{R} \right] dx_0 dy_0, \quad (22)$$

式中  $\mathbf{E}_\perp(x_0, y_0, 0) = \hat{i}E_x(x_0, y_0, 0) + \hat{j}E_y(x_0, y_0, 0)$ ,  $\nabla_\perp = \hat{i}\partial/\partial x + \hat{j}\partial/\partial y$ ,  $R = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z^2}$ .

其快速傅里叶算法的形式为

$$E'_z(x, y, z) = \mathcal{F} \left\{ \mathcal{F} [E_x(x_0, y_0, 0)] \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{1}{i\lambda} \frac{\exp(ikR)}{R} \left( 1 + \frac{i}{kR} \frac{z}{R} \right) \right] \right\}. \quad (23)$$

在文章第2节中并没有分析线性传输,基于(23)式对线性传输做一概述。如果对(23)式中距离  $R$  做不同的近似,可以过渡到菲涅耳或者夫琅禾费衍射积分,分别对应近场衍射和远场衍射<sup>[30,31]</sup>。一般而言,满足菲涅耳衍射的条件要求菲涅耳数  $F > 0.23$  即可。矢量衍射积分的另一种表述是角谱传输,考虑到自由空间传递函数的相位部分  $\exp(ik_z z)$  是线性变化的,当  $z$  很小时,其改变量引起的相位变化小,这一点说明角谱理论适用于比菲涅耳距离更短的衍射传输,而熟知的 Collins 公式适于描述复杂的近轴光学系统<sup>[32~34]</sup>。

### 3.3 基于迭代算法的相位恢复

#### 3.3.1 盖师贝格-撒克斯通算法

对于一个纯相位衍射光学元件,假设入射光振幅为  $E_i$  和出射面上的振幅  $E_t$  都是已知的,振幅  $E_t$  是期望分布。先随机生成一个初始相位  $\phi_0$ ,对  $E_i \exp(i\phi_0)$  作正变换,得到  $E \exp(i\phi)$ 。将  $E$  用  $E_t$  替换,对  $E_t \exp(i\phi)$  作逆变换,得到  $E_1 \exp(i\phi)$ 。将  $E_1$  用  $E_i$  替换,得到  $E_i \exp(i\phi)$ ,这样完成一次迭代。依此类推,直到第  $n$  次迭代完成后得到的  $E_n$  与期望分布  $E_t$  之差满足设计精度要求,此时的  $\phi_n$  即为求解的光学元件的相位分布。

需要注意的是,对于不同的光场分布,迭代公式虽然相同,但收敛速度却可以是不一样的。因此迭代过程中的替换会根据不同的要求选择不同的迭代公式,比如自适应加法(AA)算法,自适应乘法(AM)算法等<sup>[35,36]</sup>,以此加快收敛速度。实现盖师贝格-撒克斯通(GS)算法的流程图如图5所示。

#### 3.3.2 模拟退火算法

模拟退火(SA)算法来源于固体退火原理,将固体加热至充分高,再让温度缓缓冷却。加热时,固体内部粒子随着温度的上升变成无序状,内能增大,缓缓冷却会让粒子渐趋有序,即达到平衡态。温度下降到一定程度,固体内的粒子过渡到基态,此时内能减为最小。根据 Metropolis 准则,粒子在温度  $T$  时趋于平衡的概率满足玻尔兹曼分布,即  $\exp[-\Delta E/(kT)]$ ,其中  $E$  为温度  $T$  时的内能,  $\Delta E$  为其改变量,  $k$  为玻尔兹曼常数。

用固体退火模拟组合优化问题,将内能设定为目标函数值,温度演化成为控制参数,即可以得到解组合优化问题的模拟退火算法:由初始解和控制参数初值开始,对当前解重复“产生新解→计算目标函数差→接受或舍弃”的迭代,并逐步衰减“温度值”,算法终止时的解即为所得近似最优解,这是一种基于蒙特卡罗迭代求解法的启发式随机搜索过程<sup>[35,36]</sup>。实现 SA 的流程图如图6所示。

#### 3.3.3 遗传算法

遗传算法(GA)是一种借鉴生物界的进化规律(适者生存,优胜劣汰遗传机制)演化而来的随机化搜索方法<sup>[35,36]</sup>。初代种群产生之后,按照适者生存和优胜劣汰的原理,逐代演化产生出越来越好的近似解。在每一代中,根据问题域中个体的适应度大小选择个体,并借助于自然遗传学的遗传算子进行组合交叉和变异,产生出代表新解集的种群。这个过程将导致种群像自然进化一样,后世代种群比前代更加适应环境,末代种

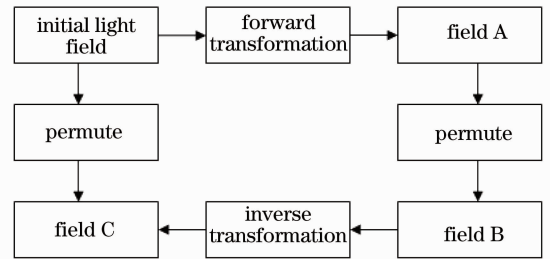


图5 GS算法流程图

Fig. 5 Flow chart of GS algorithm

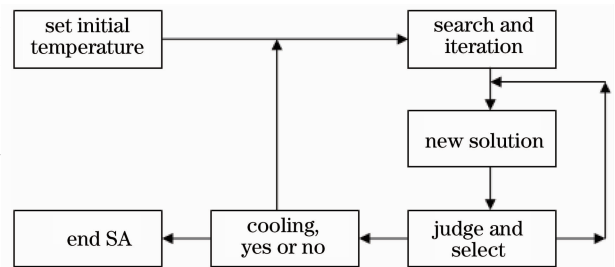


图6 SA算法流程图

Fig. 6 Flow chart of SA algorithm

群中的最优个体经过解码,可以作为问题近似最优解。

为了降低各种因素对遗传算法收敛性的影响,可以借鉴 Schaffer 建议的最优运行参数,其中种群规模的随机抽样范围 20~100,遗传运算的终止进化代数参考 100~500,交叉概率和变异概率分别取 0.4~0.9 和  $10^{-3} \sim 10^{-2}$ 。实现 GA 的流程图如图 7 所示。

实例 1: 高斯光束束腰 0.3 mm,目标光场为 6 阶超高斯光束,采用 GS 算法,经过 256 次的迭代运算,得到如图 8 所示的输出光场分布。

实例 2: 光束口径 310 mm,聚焦透镜焦距为 1575 mm,目标焦线长度为 5 mm。基于模拟退火算法对阵列透镜改进后,焦线的通量对比度值约为 0.12,这比常规方法的通量对比度值降低了一半。结果如图 9 所示。

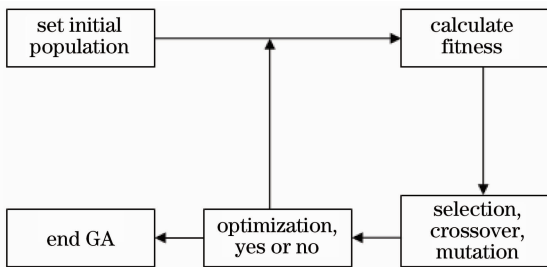


图 7 GA 算法流程图

Fig. 7 Flow chart of GA algorithm

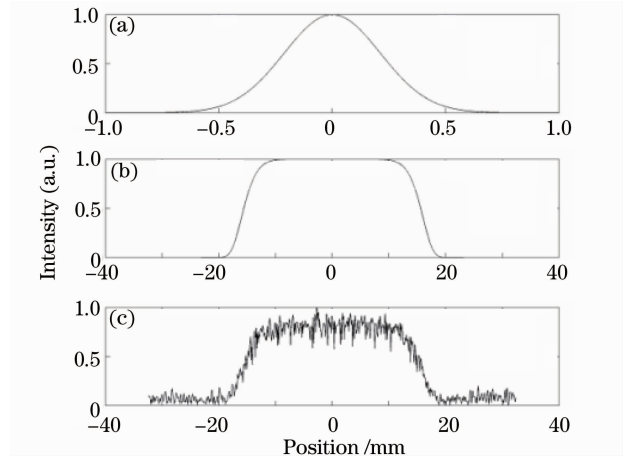


图 8 基于 GS 的相位恢复。(a)高斯光束;  
(b)期望光场;(c)输出光场

Fig. 8 Phase retrieval based on GS algorithm

(a) Gaussian beam; (b) expected field; (c) output beam

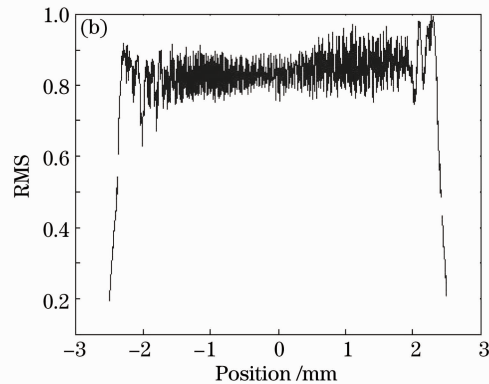
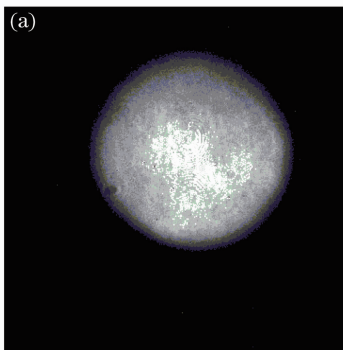


图 9 基于 SA 的阵列透镜优化。(a)近场分布;(b)优化后的 RMS 曲线

Fig. 9 Lens array optimization based on SA algorithm. (a) Near field; (b) optimized RMS curve

### 3.4 FDTD 分析

FDTD 方法是一种数值计算电磁场的方法<sup>[37]</sup>。该方法从依赖时间变量的麦克斯韦旋度方程出发,对电场、磁场分量在空间和时间上采取交替抽样的离散方式,每一个电场(或磁场)分量周围有四个磁场(或电场)分量环绕,在电场和磁场各分量交叉设置的网格空间中,利用具有二阶精度的中心差分格式把各场分量满足的微分方程转化为一组差分方程,并在时间轴上逐步推进地求解空间电磁场。它在解决电磁场问题中均按初值问题处理,依时间步推进计算,并在每一时间步交替地计算每一离散点的电场和磁场。虽然其本质上属于时域方法,但也可以直接用于稳态电磁场的计算。FDTD 方法是求解麦克斯韦微分方程的直接时域方法。在计算中将空间某一样本点的电场(或磁场)与周围格点的磁场(或电场)直接相关联,且介质参数已赋值给空间每一个元胞,因此这一方法可以处理复杂形状目标和非均匀介质物体的电磁散射、辐射等问题。同时,由于 FDTD 有随时间推进的特征,可以方便地给出电磁场的时间演化过程。但由于计算机容量的限制,FDTD 计算只能在有限区域内进行。为了模拟开域的电磁过程,在计算区域的截断边界处必须给出吸收边

界条件,通常的做法是结合 Berenger 完全匹配层(PML)吸收边界条件分析结构的电磁特性。实现 FDTD 的流程如图 10 所示。

实例:以 TE 波的圆柱金属散射为例,波长 6 cm,空间步长 3 mm,FDTD 计算区域为  $100 \times 50$  单元格,调制高脉冲源放置在单元格(15,25)处,金属半径为 3 cm,中心位置在(80,25)单元格处,其时间迭代取 300 步。图 11 显示了在不同的迭代时间步时的电场  $E_x$  和  $E_y$  及磁场  $H_z$  的幅值分布。由于金属体的高反射特性和高电损耗,TE 波除了金属柱迎面存在反射之外,其他处光波都“绕”过金属柱,程序运行结果与文献[37]一致。

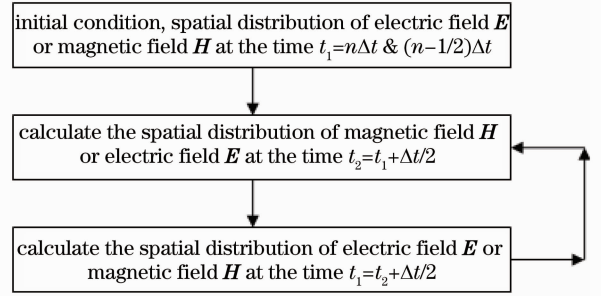


图 10 二维 FDTD 计算流程图

Fig. 10 Flow chart of two-dimensional FDTD algorithm

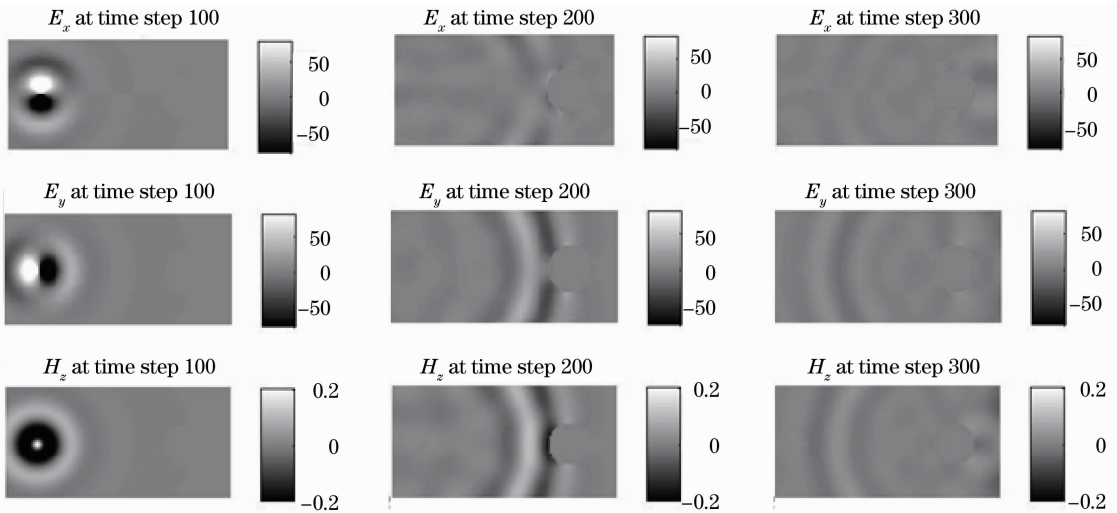


图 11 迭代 100 步,200 步和 300 步的电磁场分布

Fig. 11 Electromagnetic field distributions with 100, 200 and 300 iterations

## 4 结束语

在神光装置中涉及的其他分单元技术还包括大口径光栅、部分相干偏振分析等<sup>[38]</sup>,调制光传输,放大和频率转换的反演实现<sup>[39,40]</sup>以及相应的宽带研究。这些工作都有待于后续开展。下一步的工作将通过与实验对比完善上述模型,同时开展数字在线操控技术的反馈算法,以期达到对于给定的输出波形,能够反演出激光系统输入波形的目标。

## 参 考 文 献

- 1 Wade H. Williams, Jerome M. Auerbach, Mark A. Hennesian *et al.*. Optical propagation modeling for the National Ignition Facility [C]. *SPIE*, 2004, **5341**: 66~72
- 2 Michael Shaw, Wade Williams, Ken Jancaitis *et al.*. Performance and operational modeling of the National Ignition Facility [C]. *SPIE*, 2004, **5178**: 194~203
- 3 Michael Shaw, Wade Williams, Ronald House *et al.*. Laser performance operations model (LPOM): a tool to automate the setup and diagnosis of the National Ignition Facility [C]. *SPIE*, 2005, **5867**: 58671A
- 4 B. J. Le Garrec, O. Nicolas. Laser performance operation model and its application to LIL energy and power balance [J]. *J. Physics: Conference Series*, 2008, **112**(1-5): 032019
- 5 Michael Shaw, Ronald House, Wade Williams *et al.*. Laser performance operations model (LPOM): a computational system that automates the setup and performance analysis of the National Ignition Facility [J]. *J. Physics: Conference Series*, 2008, **112**(1-5): 032022



- 6 Olivier Morice. Miro; complete modeling and software for pulse amplification and propagation in high-power laser systems [J]. *Opt. Engng.*, 2003, **42**(6): 1530~1541
- 7 V. I. Bespalov, V. I. Talavov. Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids [J]. *JETP Lett.*, 1966, **3**(3): 307~310
- 8 Wen Shuangchun. Research on Self-Focusing of Intense Laser Beams, [D]. Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2001  
文双春. 强激光非线性自聚焦效应研究 [D]. 上海:中国科学院上海光学精密机械研究所, 2001
- 9 Liu Zhongyong. Research on Beam Propagation and Beam Quality Control in High Power Laser System [D]. Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 1999  
刘忠永. 高功率激光系统中的光传输及光束质量控制研究 [D]. 上海:中国科学院上海光学精密机械研究所, 1999
- 10 Qian Shixiong, Wang Gongming. Nonlinear Optics; Principle and Progress [M]. Shanghai: Fudan University Press, 2001  
钱士雄, 王恭明. 非线性光学——原理与进展[M]. 上海: 复旦大学出版社, 2001
- 11 Shi Shunxiang, Chen Guofu, Zhao Wei *et al.*. Nonlinear Optics [M]. Xi'an: Xidian University Press, 2003  
石顺祥, 陈国夫, 赵卫等. 非线性光学[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2003
- 12 Govind P. Agrwal. Nonlinear Fiber Optics & Applications of Nonlinear Fiber Optics [M]. Jia Dongfang, Yu Zhenhong, Tan Bin *et al.*. Transl.. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002  
Govind P. Agrawal. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方, 余震虹, 谈斌等译. 北京: 电子工业出版社, 2002
- 13 Scott Zoldi, Victor Ruban, Alexandre Zenchuk *et al.*. Parallel implementation of the split-step Fourier method for solving nonlinear Schrodinger systems [J]. *SIAM News*, 2008, **32**(1): 1~5
- 14 M. F. Becker, D. J. Kuizenga, D. W. Phillion *et al.*. Analytic expressions for ultrashort pulse generation in mode-locked optical parametric oscillators [J]. *J. Appl. Phys.*, 1974, **45**(9): 3996~4005
- 15 Wang Tao. Numerical Simulation and Optimization Design of Multi-Pass Amplifier System [D]. Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 1999  
王韬. 多程激光放大系统的数值模拟与优化设计 [D]. 上海: 中国科学院上海光学精密机械研究所, 1999
- 16 Anthony E. Siegman. Lasers [M]. Mill Valley: University Science Books, 1986
- 17 Hu Changhua, Xia Qibing, Zhou Tao *et al.*. Systems Analysis and Design Based on Matlab [M]. Xi'an: Xidian University Press, 2002  
胡昌华, 夏启兵, 周涛等. 基于 Matlab 的系统分析与设计[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2002
- 18 Lee M. Frantz, John S. Nodvik. Theory of pulse propagation in a laser amplifier [J]. *J. Appl. Phys.*, 1963, **34**(8): 2346~2349
- 19 Liu Renhong, Tan Weihan. An exact solution for laser amplification [J]. *Acta Physica Sinica*, 1995, **44**(7): 1029~1034  
刘仁红, 谭维翰. 激光放大一维问题的解[J]. 物理学报, 1995, **44**(7): 1029~1034
- 20 Lü Baida, Zhang Bin. The inverse problem of a laser amplifier [J]. *Opt. Commun.*, 1996, **130**(4-6): 279~282
- 21 Zhang Bin, Lü Baida. An inverse problem of multistage and multipass pulsed-laser amplifiers [J]. *Chinese J. Lasers*, 1997, **A24**(6): 495~500  
张彬, 吕百达. 多级和多程脉冲激光放大器的逆问题[J]. 中国激光, 1997, **A24**(6): 495~500
- 22 Zhang Bin, Lü Baida. Analyzing the inverse problem of the multipass laser amplifier system containing a spatial filter by suing successive iteration method [J]. *Acta Optica Sinica*, 1998, **18**(12): 1765~1769  
张彬, 吕百达. 用逐次逼近迭代法分析含空间滤波器的多程激光放大系统的逆问题[J]. 光学学报, 1998, **18**(12): 1765~1769
- 23 A. Yariv, P. Yeh. Optical Waves in Crystals Propagation and Control of Laser Radiation [M]. Yu Rongjin, Jin Feng Transl.. Beijing: Science Press, 1991  
A. Yariv, P. Yeh. 晶体中的光波——激光的传输与控制[M]. 于荣金, 金锋译. 北京: 科学出版社, 1991
- 24 Yao Jianquan, Xu Degang. All Solid State Laser and Nonlinear Optical Frequency Conversion Technology [M]. Beijing: Science Press, 2007  
姚建铨, 徐德刚. 全固态激光与非线性光学频率变换技术[M]. 北京: 科学出版社, 2007
- 25 Wang Yanhai. Research on OPCPA for the Front End in the High-Energy Petawatt Laser Facility [D]. Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2008  
王艳海. 皮秒拍瓦前端 OPCPA 的工程设计研究 [D]. 上海: 中国科学院上海光学精密机械研究所, 2008
- 26 Yuan Xucang. Optical Design [M]. Beijing: Science Press, 1983  
袁旭沧. 光学设计[M]. 北京: 科学出版社, 1983

- 27 Zhang Yimo. Applied Optics [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2008  
张以谟. 应用光学[M]. 北京: 电子工业出版社, 2008
- 28 Yu Daoyin, Tan Hengying. Engineering Optics [M]. Beijing: China Machine Press, 1999  
郁道银, 谈恒英. 工程光学[M]. 北京: 机械工业出版社, 1999
- 29 Kang Xiaoping, He Zhong. Laser Beam Quality Evaluating [M]. Shanghai: Shanghai Scientific and Technological Literature Publishing Press, 2007  
康小平, 何仲. 激光光束质量评价概论[M]. 上海: 上海科学技术文献出版社, 2007
- 30 Liang Quanting. Physical Optics [M]. Beijing: China Machine Press, 1987  
梁铨廷. 物理光学[M]. 北京: 机械工业出版社, 1987
- 31 J. W. Goodman. Fourier Optics [M]. Zhan Biansan, Dong Jingwu, Gu Benyuan Transl.. Beijing: Science Press, 1978  
J. W. Goodman. 傅里叶光学导论[M]. 詹边三, 董经武, 顾本源译. 北京: 科学出版社, 1978
- 32 Stuart A. Collins, Jr.. Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optics [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1970, **60**(9): 1168~1177
- 33 Li Junchang, Li Chongguang. Algorithm study of Collins formula and inverse Collins formula [J]. *Appl. Opt.*, 2008, **47**(4): A97~A102
- 34 Lü Baida. Laser Optics [M]. Beijing: Higher Education Press, 2003  
吕百达. 激光光学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2003
- 35 Ma Wengan. Computational Physics [M]. Beijing: Science Press, 2005  
马文淦. 计算物理学[M]. 北京: 科学出版社, 2005
- 36 Wang Ling. Intelligence Optimization Algorithms & Applications [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2001  
王凌. 智能优化算法及其应用[M]. 北京: 清华大学出版社, 2001
- 37 Ge Debiao. Finite-Difference Time-Domain Method for Electromagnetic Waves [M]. Xi'an: Xidian University Press, 2005  
葛德彪. 电磁波时域有限差分方法[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2005
- 38 Emil Wolf. Introduction to the Theory of Coherence and Polarization of Light [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2007
- 39 Wang Jiang, Yang Yisong, Xie Andong. Study of the inverse problem of high-power second harmonic system [J]. *Laser Journal*, 2005, **26**(3): 17~18  
王江, 杨毅松, 谢安东. 高功率激光倍频系统的逆问题研究[J]. 激光杂志, 2005, **26**(3): 17~18
- 40 Chu Xiaoliang, Zhang Bin, Cai Bangwei. Study of the multipass amplification of the chirped pulse and its inverse problem [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(10): 4696~4700  
楚晓亮, 张彬, 蔡邦维. 啁啾脉冲多程放大及其逆问题的研究[J]. 物理学报, 2005, **54**(10): 4696~4700