

# 一种模拟二极管激光源场的新方法<sup>\*</sup>

熊玲玲 李建龙 吕百达<sup>†</sup>

(四川大学激光物理与化学研究所, 成都 610064)  
(2008 年 3 月 3 日收到, 2008 年 7 月 23 日收到修改稿)

基于非傍轴衍射理论和二极管激光远场光强的实验结果, 借助于振幅-位相恢复算法, 提出了模拟二极管激光源场分布的一种新方法. 给出了模拟步骤, 并以双异质结二极管激光为例加以说明. 当实验结果准确时, 这是一种足够精确的方法, 有实际应用意义.

关键词: 二极管激光, 源场分布, 模拟退火法

PACC: 4260K, 4255P

## 1. 引 言

二极管激光器已获得广泛实际应用. 但二极管激光器输出光束发散角大, 并且是高度像散的, 垂直于 p-n 结(快轴)方向远场发散角典型值为 30°, 平行于 p-n 结(慢轴)方向远场发散角典型值为 10°. 为满足实际应用需要, 常对光束进行空间整形. 在空间整形光学元件设计中, 准确了解二极管激光的光场分布是十分重要的. 为模拟二极管激光的源场分布, 已有许多研究工作, 提出了描述二极管激光源场的像散椭圆高斯模, 指数-高斯模, 指数-厄米高斯模, 洛伦兹-高斯模, 和指数-偏心高斯模等多个理论模型<sup>[1-6]</sup>. 而且, 对大发散角的二极管激光应当使用非傍轴光束传输理论. 然而, 文献中提出的这些数学-物理模型都是先验的, 并无严格的理论依据, 也缺乏源处实验结果的证实. 因此, 与远场分布的实验结果比较存在不同程度的差异.

本文从非傍轴衍射理论出发, 基于二极管激光远场分布的实验结果, 借助于振幅-位相恢复问题算法, 提出一种模拟二极管激光源场的新方法. 并以双异质结二极管激光器为例, 对方法的应用和对已有数学-物理模型的校验和改进加以说明.

## 2. 二极管激光源场分布的模拟方法

按图 1 建立坐标系,  $x_0Oy_0$  为二极管激光器的源平面,  $xOy$  为光束在  $z > 0$  空间的传输面. 其中  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  为源处到  $z > 0$  空间传输面上任意点  $S$  的距离,  $x_0$  为快轴方向,  $y_0$  为慢轴方向.

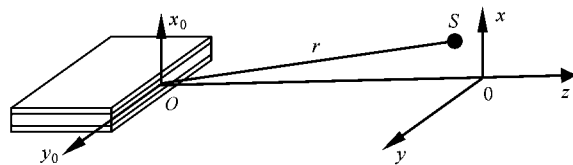


图 1 二极管激光器和坐标系示意图

二极管激光源场在快轴与慢轴方向是可分离的<sup>[1-6]</sup>, 因此源场分布  $E(x_0, y_0)$  可写为

$$E(x_0, y_0) = A_0 E(x_0) E(y_0), \quad (1)$$

式中  $A_0$  为一常数. 远场分布  $E(x, y, z)$  可用非傍轴衍射积分公式(瑞利-索末菲公式)描述<sup>[3,7]</sup>

$$E(x, y, z) = -\frac{iz}{\lambda} \frac{\exp(ikr)}{r^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x_0, y_0) \times \exp\left[\frac{-ik}{r}(xx_0 + yy_0)\right] dx_0 dy_0 \quad (2)$$

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10574097)和重庆市高校光学工程重点实验室开放课题(批准号: 0701)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: baidalu0@tom.com

式中  $k$  为波数,与波长  $\lambda$  的关系  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ .将(1)式代入(2)式,整理得到

$$E(x, y, z) = -\frac{izA_0}{\lambda} \frac{\exp(ikr)}{r^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} E(x_0) \exp\left(\frac{-ik}{r}xx_0\right) dx_0 \times \int_{-\infty}^{\infty} E(y_0) \exp\left(\frac{-ik}{r}yy_0\right) dy_0. \quad (3)$$

现将(3)式的积分区间沿快轴、慢轴方向分别划分为  $M, N$  个子区间,  $\Delta x_0, \Delta y_0$  分别表示快轴和慢轴子区间的长度,且有  $-\infty < m\Delta x_0 < +\infty, -\infty < n\Delta y_0 < +\infty$ ,此时(3)式可改写为

$$E(x, y, z) = -\frac{izA_0}{\lambda} \frac{\exp(ikr)}{r^2} \times \sum_m^M \left[ E(m\Delta x_0) \exp\left(-ik \frac{xm\Delta x_0}{r}\right) \Delta x_0 \right] \times \sum_n^N \left[ E(n\Delta y_0) \exp\left(-ik \frac{yn\Delta y_0}{r}\right) \Delta y_0 \right]. \quad (4)$$

直接从(4)式计算出源场是困难的.本文问题的一般提法是:从已知的远场分布  $E(x, y, z)$  求出源场分布  $E(x_0, y_0)$ .这是一个激光光学逆问题,也是一个振幅-位相恢复问题,因此可用振幅-位相恢复算法处理.本文以模拟退火法为例,给出从二极管激光远场实验数据模拟源场分布的方法.由于二极管激光源场在慢轴与快轴方向是可分离的,因此慢轴与快轴方向模拟步骤相同.下面以快轴方向源场的恢复为例对模拟步骤做具体说明.令(4)式中  $y = 0$ ,则远场快轴方向的光场分布为

$$E(x, 0, z) = -\frac{izA_0}{\lambda} \frac{\exp(ikr_x)}{r_x^2} \times \sum_m^M \left[ E(m\Delta x_0) \Delta x_0 \exp\left(-ik \frac{xm\Delta x_0}{r_x}\right) \right] \times \sum_n^N [E(n\Delta y_0) \Delta y_0], \quad (5)$$

其中

$$r_x = \sqrt{x^2 + z^2},$$

远场快轴方向的光强分布  $I(x, 0, z) = |E(x, 0, z)|^2$ ,归一化光强为

$$I_{\beta}(x, 0, z) = \frac{I(x, 0, z)}{I(0, 0, z)} = \left(\frac{z}{r_x}\right)^2$$

$$\times \frac{\left| \sum_m^M \left[ E(m\Delta x_0) \Delta x_0 \exp\left(-ik \frac{xm\Delta x_0}{r_x}\right) \right] \right|^2}{\left( \sum_m^M E(m\Delta x_0) \Delta x_0 \right)^2} \quad (6)$$

定义评价函数

$$\chi = \frac{1}{L} \times \sum_l^L \left[ \frac{(I_{\beta}(l\Delta, \rho, z) - I_{\beta e}(l\Delta, \rho, z))^2}{\alpha^2} \right] \quad (7)$$

其中  $\alpha$  表示快轴方向实验误差,  $L$  表示在  $z$  面远场光强取样的总数,  $\Delta$  表示取样点间隔,  $I_{\beta}(l\Delta, \rho, z)$  表示远场  $z$  面沿快轴方向第  $l$  取样点的归一化光强,  $I_{\beta e}(l\Delta, \rho, z)$  表示实验测得二极管激光远场  $z$  面沿快轴方向第  $l$  取样点光强对应的归一化光强.

令  $E_{x0}$  表示模拟退火算法搜索源场的初始值,  $E_{out}$  表示模拟退火优化得到的源场.假定二极管激光快轴方向的初始取样  $E_{x0} = (E_{x1}^0, E_{x2}^0, \dots, E_{xm}^0)$ , 可求得初值评价函数  $\chi_0$ .在初始取样  $E_{x0} = (E_{x1}^0, E_{x2}^0, \dots, E_{xm}^0)$  叠加微扰值  $\delta E_x = (\delta E_{x1}^0, \delta E_{x2}^0, \dots, \delta E_{xm}^0)$  作为新的源场取样  $E_{x0} + \delta E_x = (E_{x1}^0 + \delta E_{x1}^0, E_{x2}^0 + \delta E_{x2}^0, \dots, E_{xm}^0 + \delta E_{xm}^0)$ , 其对应的评价函数用  $\chi_{\delta}$  表示.评价函数  $\chi_{\delta}$  与初值评价函数  $\chi_0$  的差值为  $\Delta\chi$

$$\Delta\chi = \chi_{\delta} - \chi_0. \quad (8)$$

由 Metropolis 判断准则得到新的源场微扰概率<sup>[8,9]</sup>

$$P = \begin{cases} \exp\left(-\frac{\Delta\chi}{qT}\right) & (\Delta\chi \geq 0), \\ 1 & (\Delta\chi < 0). \end{cases} \quad (9)$$

其中  $q$  表示概率的调节因子,  $T$  表示退火温度,整个算法的流程如图 2 所示.为了使所得结果更加精确模拟二极管激光源场分布,本文作法是首先利用  $z_1$  面实验数据,借助模拟退火算法进行搜索找出源场分布  $E_{out}$ .将  $E_{out}$  代入(6)式计算出  $z_2$  面的远场快轴方向的归一化光强分布  $I_{\beta}(l\Delta, \rho, z_2)$ ,与  $z_2$  面测得的归一化光强分布  $I_{\beta e}(l\Delta, \rho, z_2)$  进行比较,以此作为迭代搜索进程的判定条件.判定条件定义为

$$Q = \sum_l^L \left[ \frac{(I_{\beta}(l\Delta, \rho, z_2) - I_{\beta e}(l\Delta, \rho, z_2))^2}{\alpha^2} \right] \leq \epsilon, \quad (10)$$

其中  $\epsilon$  表示任意正的小值,当  $E_{out}$  在  $z_2$  面的远场光强  $I_{\beta}(l\Delta, \rho, z_2)$  满足判定条件时,  $E_{out}$  即为满足要求的输出结果.

整个优化流程由两个部分组成. 第一部分使用模拟退火法迭代搜索出源场  $E_{out}$ , 第二部分将  $E_{out}$  代入(6)式计算  $I_{\beta}(\Delta, \rho, z_2)$ , 使用判定条件  $Q$ , 如果  $I_{\beta}(\Delta, \rho, z_2)$  满足判定条件, 此时  $E_{out}$  就是二极管激光的源场分布, 否则转入第一部分重新进行迭代搜索, 直到满足判定条件为止. 计算参数选取如下:  $q=7$ ,  $\alpha=10^{-7}$ ,  $\epsilon=10^{-4}$ ,  $\sigma$  表示 0—1 之间的随机数.

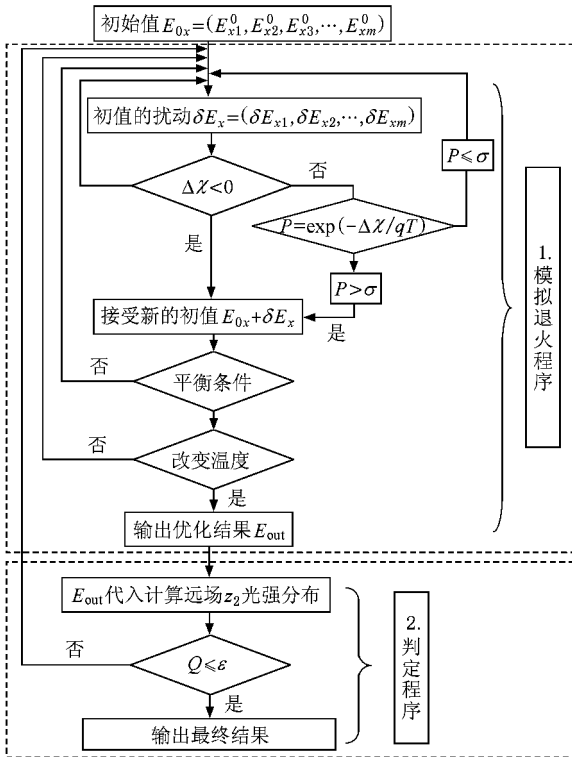


图 2 计算流程图

### 3. 模拟结果和分析

现以文献 4 给出的双异质结 GaAlAs 二极管激光远场实验结果, 对模拟源场方法做具体说明. GaAlAs 二极管激光器为 LT022MC0 型, 工作波长  $\lambda=0.78 \mu\text{m}$ , 输出功率  $P_{out}=100 \text{ mW}$ , 快轴与慢轴的束腰宽度分别为  $w_x=0.28 \mu\text{m}$ ,  $w_y=1.27 \mu\text{m}$ .

图 3 为高斯模型和指数模型远场快轴方向的归一化光强与实验结果的比较. 显然高斯模型与远场实验结果相差很大, 而指数模型与实验结果符合甚好. 图 4 给出了源处快轴方向高斯模型、指数模型与模拟源场归一化光强分布的比较. 图 5 为利用图 4 数据计算出高斯模型、指数模型的光强与模拟源场光强比较的绝对误差(分别用  $\eta_{G,x}$ ,  $\eta_{E,x}$  表示)随  $x_0$  的变化. 由图 4 可知, 在快轴方向指数模型与模拟

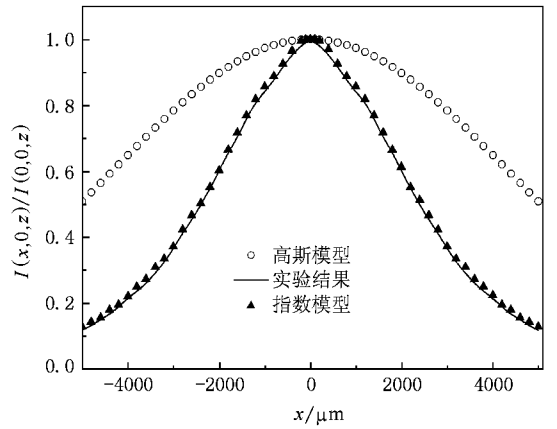


图 3 高斯模型和指数模型远场快轴方向光强分布与实验结果的比较

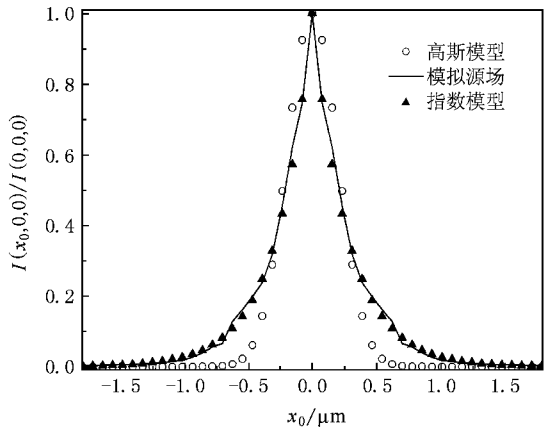


图 4 源处快轴方向高斯模型和指数模型与模拟源场光强分布的比较

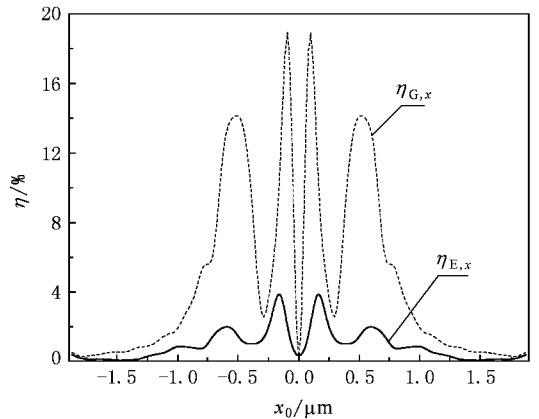


图 5 源处快轴方向高斯模型和指数模型与模拟源场光强的绝对误差随  $x_0$  的变化

源场相当一致, 最大误差  $\eta_{E,x}^{\max} < 0.04$ , 而高斯模型与

模拟源场相差较大,最大误差达  $\eta_{G,x}^{\max} = 0.19$ .

图 6 为高斯模型、厄米-高斯模型、修正后的厄米-高斯模型远场慢轴方向归一化光强分布与远场实验结果的比较.由图知,尽管厄米-高斯模型与实验结果较为符合,但在两侧仍有一些差异,为此可将模型做一些改进:①加入奇数阶厄米项的贡献;②用厄米-高斯模的非相干叠加代替文献 4 中的相干叠加.这样,改进的远场光强公式为

$$I(x, y, z) = \sum_v E_v(x, y, z) E_v^*(x, y, z), \quad (11)$$

式中

$$E_v(x, y, z) = i^v C_v A_0 \frac{z}{r^2} \left( \frac{B^2}{B^2 + x^2} \right) \times \exp \left[ -\frac{y^2}{D^2} \right] H_v \left( \frac{\sqrt{2}}{D} y \right), \quad (12)$$

其中  $B^2 = \left( \frac{r}{kw_x} \right)^2$ ,  $D^2 = \frac{4r^2}{k^2 w_y^2}$ ,  $H_v \left( \frac{\sqrt{2}}{D} y \right)$  为  $v$  阶厄米多项式,  $C_v$  表示  $v$  阶的加权因子.改进的厄米-高斯模型在图 6 中用“...”表示.图 7、8 分别给出了源处慢轴方向高斯模型、厄米-高斯模型、改进厄米-高斯模型和模拟源场的归一化光强分布的比较和源处慢轴方向高斯模型、厄米-高斯模型、改进厄米-高斯模型和模拟源场归一化光强比较的绝对误差(分别用  $\eta_{G,y}$ ,  $\eta_{HG,y}$ ,  $\eta_{MHG,y}$  表示)随  $y_0$  的变化.由图 7、8 知,高斯模型与模拟源场相差较大,最大误差达  $\eta_{G,y}^{\max} = 0.185$ ,而改进的厄米-高斯模型比厄米-高斯模型更接近模拟源场分布,最大误差  $\eta_{MHG,y}^{\max} < 0.04$ ,说明(11)(12)式能更好地描述双异质结二极管激光源场.

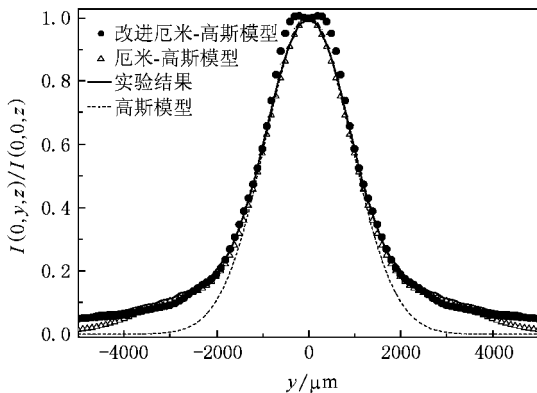


图 6 高斯模型、厄米-高斯模型、改进厄米-高斯模型远场慢轴方向光强分布与实验结果的比较

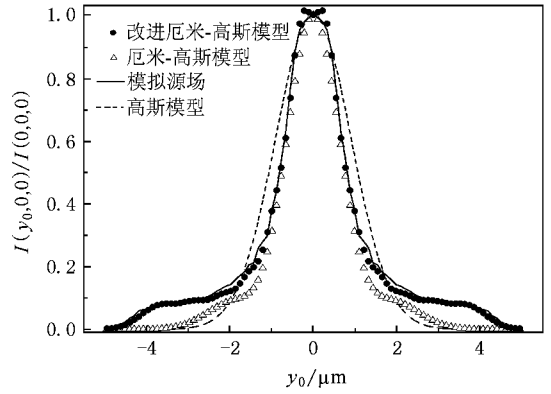


图 7 源处慢轴方向高斯模型、厄米-高斯模型、改进厄米-高斯模型与模拟源场光强分布的比较

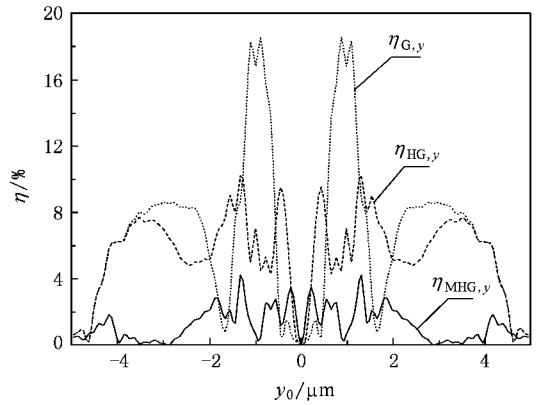


图 8 源处慢轴方向高斯模型、厄米-高斯模型、改进厄米-高斯模型与模拟源场光强的绝对误差随  $y_0$  的变化

### 4. 结 论

本文提出了一种模拟二极管激光源场的新方法.其主要物理思想是从非傍轴衍射积分公式出发,利用二极管激光远场光强分布的实验数据和模拟退火迭代算法来模拟源场分布.其中,在使用模拟退火算法时加入了一个判定程序,提高了源场的模拟精度.所得结果能比已有数学、物理模型更好地描述二极管激光的源场分布.文中以双异质结二极管激光为例,对方法的应用以及对已有数学、物理模型的校验和改进做了具体说明.当远场分布的实验数据准确时,这是一个足够精确模拟源场分布的方法.值得指出的是,用本文方法得到的源场用非傍轴衍射与理论计算出不同传输面上二极管激光的光强分布是足够准确的结果,这为二极管激光空间整形和其他应用提供了一个有用的方法.除模拟退火法外,振

幅-位相恢复的其他算法,例如遗传算法<sup>[10]</sup>,杨-顾算法<sup>[11,12]</sup>等均可用于对二极管激光源场的模拟.为说明主要物理问题,文中仅给出了一个简单的计算模

拟例,但本文所提出的方法不受二极管激光类型限制,可推广用于其他类型二极管激光源场的计算模拟和光束的空间整形,有较为广泛的实际应用意义.

- [ 1 ] Ji Y ,Zhang J J ,Yao D C ,Chen Y S 1996 *Acta Phys. Sin.* **45** 2027 ( in Chinese ) [ 姬 扬、张静娟、姚德成、陈岩松 1996 物理学报 **45** 2027 ]
- [ 2 ] Nagwo A ,Duret F 1990 *Appl. Opt.* **29** 1780
- [ 3 ] Zeng X D ,Naqwi A 1993 *Appl. Opt.* **32** 4491
- [ 4 ] Nemoto S 1994 *Appl. Opt.* **33** 6387
- [ 5 ] Li Y J ,Katz J 1996 *Appl. Opt.* **35** 1442
- [ 6 ] Zeng X D , Feng Z J ,An Y Y 2004 *Appl. Opt.* **43** 5168
- [ 7 ] Mandel L ,Wolf E 1995 *Optical Coherence and Quantum Optics*

( Cambridge :Cambridge University Press ) p125

- [ 8 ] Kim M S ,Feldman M R ,Guest C C 1989 *Opt. Lett.* **14** 545
- [ 9 ] Kirpatrick S ,Gelatt C D ,Vecchi J M P 1983 *Science* **220** 671
- [ 10 ] Bessaon M ,Siarry P A 2002 *Structural and Multi-disciplinary Optimization* **23** 63
- [ 11 ] Yang G Z ,Gu B Y 1981 *Acta Phys. Sin.* **30** 1340 ( in Chinese ) [ 杨国桢、顾本源 1981 物理学报 **30** 1340 ]
- [ 12 ] Yang G Z ,Dong B Z ,Gu B Y ,Zhuang J Y ,Ersoy C K 1994 *Appl. Opt.* **33** 209

## A novel method for simulating source-field distribution of diode laser<sup>\*</sup>

Xiong Ling-Ling Li Jian-Long Lü Bai-Da<sup>†</sup>

( *Institute of Laser Physics & Chemistry ,Sichuan University ,Chengdu 610064 ,China* )

( Received 3 March 2008 ; revised manuscript received 23 July 2008 )

### Abstract

Based on the non-paraxial diffraction theory and experimental results of the far-field distributions of diode lasers and by means of the amplitude-phase retrieval algorithm ,a novel method for simulating source-field distribution of the diode laser is proposed. The simulation procedure is described and illustrated by the example of a double-heterostructure diode. It is shown that this method is precise enough so long as accurate experimental data are available ,and would find some practical applications.

**Keywords** : diode laser , source-field distribution , simulated annealing

**PACC** : 4260K , 4255P

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10574097 ) and the Optical Engineering Key Laboratory Project in Universities of Chongqing , China ( Grant No. 0701 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : baidalu@tom.com