

半导体激光光强分布的部分相干模型*

杜亮,梁一平

(重庆师范大学 物理学与电子工程学院 重庆市高校光学工程重点实验室,重庆 400047)

摘要 激光远场光强分布一般与输出功率大小有关,在相同功率水平下,不同激光二极管的远场分布往往不同,因此需要一种模型能全面地描述不同半导体激光器在各种情况下的远场分布。根据半导体激光器发出的激光具有部分相干性和双光束的部分相干性原理,利用瑞利-索莫菲衍射积分公式,提出并推导得出了描述半导体激光远场分布的新理论模型。在激光二极管远场光强慢轴方向理论模型可表示为 $I(0, \theta, z) = I_0(z) \cos^4 \theta \cdot [1 + 2\gamma \cos(\frac{4\pi a}{\lambda} \sin \theta + \varphi)] \exp[-\frac{2\pi^2}{q\lambda^2} \sin^2 \theta]$,已观察到的远场光强分布与曲线符合得更准确。和已有的一些理论模型相比,新模型不但有可靠的推理论据,而且能够通过 q, γ, φ 等参数的调整来描述不同激光二极管光强的远场分布。

关键词 半导体激光器;能流密度;部分相干光;远场分布;发光元

中图分类号:O436

文献标识码:A

文章编号:1672-6693(2010)05-0073-06

半导体激光器(激光二极管)具有效率高、体积小、寿命长的优点,在激光通讯、光储存、光陀螺、激光打印、测距及雷达等方面得到了广泛的应用^[1-2]。但是LD输出光束发散角大,并且是高度像散的,在垂直于p-n结(快轴)方向和平行于p-n结(慢轴)方向束腰相差很大。在实际应用中,为了更加合理和有效利用激光二极管发出的激光光束,激光光束在多数情况下需要经过整形后才能应用^[3-7],无论进行何种整形方案的设计,都必须准确了解激光二极管的光场分布,才能有效实现其整形目的。为此已进行了大量实验研究和理论研究,并提出了很多描述LD远场分布的理论模型,典型的有椭圆像散高斯模型、波导-高斯模型、指数-高斯模型和指数-厄米高斯模型等^[8-11]。然而,文献中提出的这些理论模型与远场分布的实验结果比较,存在不同程度的差异,特别是还没有一个模型能全面地描述半导体激光远场分布的各种情况。

只包含一个发射单元(发光区)的大功率激光二极管由多个相互耦合的条形有源区构成,模式结构十分复杂^[12-15]。一个激光二极管可以认为是由很多个既相对独立又互相影响的发光元密集地排列在一起构成的,发出的是部分相干光,且光场分布在不同条件下也有明显的差异,甚至出现双峰和多峰结构^[14-19]。考虑到光场能流密度的矢量特性,应当使用非傍轴光束传输理论。文献[18]、[19]提出了用两个非相干离心高斯光束描述场源处平行于结平面方向场分布的模型,较好地解释了二极管激光器远场分布的双峰结构。本文在上述已有的研究成果基础上,根据部分相干光理论,结合实验研究结果讨论了部分相干的双光束干涉形成的远场分布。

1 双光束干涉的部分相干性理论^[20]

如果在空间某一点的光场 E 由两个光源的光场 E_1 和 E_2 叠加而成,即 $E = E_1 + E_2$,这两个场叠加所产生的光强(辐照度)按定义可表示为时间的平均值

$$I = E \cdot E^* = (E_1 + E_2) \cdot (E_1^* + E_2^*) = |E_1|^2 + |E_2|^2 + 2\text{Re}(E_1 \cdot E_2^*) \quad (1)$$

假定这个时间平均值是稳定的,同时两个场具有相同的单一偏振状态,适用于标量场近似(1)式可进一步写为

* 收稿日期 2010-04-14

资助项目:重庆市科委攻关项目(No. 8180);重庆市教委应用基础研究项目(No. KJ060816)

作者简介:杜亮,男,硕士研究生,研究方向为激光器单元器件及其应用;通讯作者:梁一平, E-mail: liangyipinglyp@yahoo.com.cn

$$I = I_1 + I_2 + 2\text{Re} E_1 \cdot E_2^* = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \text{Re}\gamma(\tau) \quad (2)$$

式中 $I_1 = |E_1|^2$ $I_2 = |E_2|^2$ $\gamma(\tau) = \frac{E_1 \cdot E_2^*}{\sqrt{I_1 I_2}}$ 。 $\gamma(\tau)$ 为部分相干度,通常是 τ 的复数周期函数,而 τ 是从两个光源到观察点的光程差所引起的传播时间差。 $\gamma(\tau)$ 满足 $0 \leq |\gamma(\tau)| \leq 1$, 当 $|\gamma(\tau)| = 1$ 时,两个光场是完全相干的;当 $|\gamma(\tau)| = 0$ 时,两个光场是不相干的;当 $0 < |\gamma(\tau)| < 1$ 时,两个光场则是部分相干的。部分相干度的模量直接影响到光强分布,也就影响到干涉条纹的能见度。

2 半导体激光的双光束干涉模型

图1表示一个宽度为 L 的半导体激光器有源区(图中未画出波导)。描述激光传播空间的坐标系以垂直于结平面方向为 X 方向,平行于结平面方向为 Y 方向,坐标系原点建立在有源区发射端面的中心 O 。假定整个有源区可以分为大小和形状都完全相同的两个部分,每部分的宽度为 $L/2$,它们发射的光束在端面上的中心 O_+ 和 O_- 相对于 O 的位移分别为 $+a$ 和 $-a$ 。整个有源区在 $z = 0$ 的平面上的光电场分布可认为是由这两部分产生的场的叠加,即

$$\varepsilon(x', y') = \varepsilon_+(x', y') + \varepsilon_-(x', y') \quad (3)$$

对于上述每一部分,假定文献[14][17]给出的对称波导异质结激光器的结果仍然适用,则可认为(3)式中的

$$\varepsilon_{\pm}(x', y') = \varepsilon_0 \exp[-p|x'| - q(y' \mp a)^2 + i\varphi_{\pm}] \quad (4)$$

显然,与文献[18][19]类似,这表示两个离轴的高斯分布,式中 ε_0 为常数, p 和 q 分别为 X 方向和 Y 方向的衰减系数, φ_{\pm} 则是两个源场的位相的系综平均值。由于(2)式表示的两个光束各自对通过 O_+ 的 Z_+ 轴和通过 O_- 的 Z_- 轴(图1)对称,而每部分有源区两侧边界与外界的耦合情况不同,因而 O_+ 和 O_- 并不一定是两部分各自的几何中心。

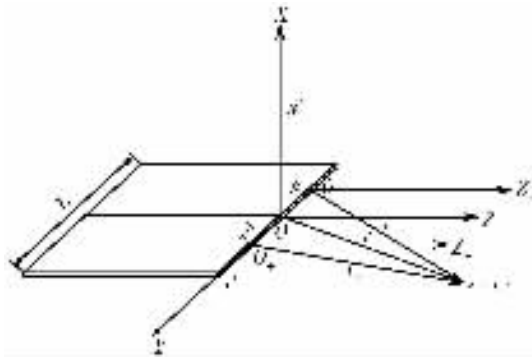


图1 二极管有源区与坐标系

由标量亥姆霍兹方程可导出非傍轴远场近似衍射积分公式(瑞利-索莫菲衍射积分公式)^[14]为

$$E(x, y, z) = \frac{iz \exp(ikr)}{\lambda r^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(x', y') \exp\left[-\frac{ik}{r}(xx' + yy')\right] dx' dy'$$

其中 $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, λ 为光波波长, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为波数。将(4)式代入此式可分别计算出两个源场在观察点产生的光电场为

$$E_{\pm}(x, y, z) = -\frac{iz \exp(ikr_{\pm})}{\lambda r_{\pm}^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_{\pm}(x', y'_{\pm}) \exp\left[-\frac{ik}{r}(xx' + yy'_{\pm})\right] dx' dy'_{\pm} =$$

$$-\varepsilon_0 \frac{2i}{\lambda z p} \left(\frac{\pi}{q}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{bx}{z}\right)^2 + \left(\frac{y_{\pm}}{z}\right)^2\right]} \exp\left(-\frac{k^2 y_{\pm}^2}{4qr_{\pm}^2}\right) \exp(ikr_{\pm})$$

其中 $y'_{\pm} = y' \mp a/r_{\pm} = \sqrt{x^2 + y_{\pm}^2 + z^2}$, $y_{\pm} = y \mp a/b = 1 + \left(\frac{k}{p}\right)^2$ 。于是在观察点 P 的总的光电场应为两个场

在此处的叠加, 即 $E(x, y, z) = E_+(x, y, z) + E_-(x, y, z)$ 。

假定这两个场叠加所产生的光强对时间的平均值是稳定的, 同时具有相同的单一偏振状态, 适用于标量场近似, 按前节所述, 叠加形成的光强可写为

$$I = I_+ + I_- + 2\text{Re} [E_+ \cdot E_-^*] = I_+ + I_- + 2\sqrt{I_+ I_-} \text{Re} \gamma(\tau) \quad (5)$$

式中

$$I_{\pm} = |E_{\pm}|^2 = \frac{I_0(z)}{\left[1 + \left(\frac{bx}{z}\right)^2 + \left(\frac{y \mp a}{z}\right)^2\right]^2} \exp\left[-\frac{k^2(y \mp a)^2}{2qr_{\pm}^2}\right] \quad (6)$$

$$I_0(z) = \frac{4\pi\epsilon_0^2}{\lambda^2 z^2 p^2 q} \cdot \chi(\tau) = \frac{E_+ \cdot E_-^*}{\sqrt{I_+ I_-}}$$

要计算部分相干度 $\chi(\tau)$ 首先必须了解光源本身的性质, 包括它各部分之间的关联所确定的空间相干性和时间相干性, 并以函数形式表达出来, 但这实际上又难于做到。根据 $\chi(\tau)$ 的性质, 可作如下考虑。

由于 $\text{Re} [E_+ \cdot E_-^*] = 2\sqrt{I_+ I_-} \text{Re} \cos[k(r_+ - r_-) + \varphi_+ - \varphi_-]$, 可设

$$\text{Re} \gamma_{\pm}(\tau) = \text{Re} \cos[k(r_+ - r_-) + \varphi_+ - \varphi_-] = \gamma \cos[k(r_+ - r_-) + \varphi] \approx \gamma \cos\left(\frac{4\pi ay}{\lambda r} + \varphi\right) \quad (7)$$

式中引进了实相干系数 γ , 其取值范围为 $0 \leq \gamma \leq 1$; $\varphi = \varphi_+ - \varphi_-$ 是 $z = 0$ 平面处两光源初始位相差的系

综平均值, $k(r_+ - r_-) \approx \frac{4\pi ay}{\lambda r}$ 则是由光程差导致的位相差。由(7)式定义的 $\text{Re} \gamma_{\pm}(\tau)$ 满足上述 $\gamma_{\pm}(\tau)$ 的性

质, 能够描述光场的相干性。如果两个光场是完全相干的, 则 $\gamma = 1$, $\varphi = 0$; 如果两个光场是完全不相干的, 则

$\gamma = 0$; 如果两个光场是部分相干的, 则 γ 取 0 到 1 之间的某一值, φ 取 $-\pi \sim +\pi$ 之间的某一值。 γ 和 φ 的值

需要由实验确定。将(7)代入(5)式, 得到光强的远场分布

$$I(x, y, z) = I_+ + I_- + 2\gamma \sqrt{I_+ I_-} \cos\left(\frac{4\pi ay}{\lambda r} + \varphi\right) \quad (8)$$

3 远场分布曲线

由(8)式可以分别作出各方向, 特别是快轴(垂直于结平面)方向和慢轴(平行于结平面)方向光强的远场分布曲线, 并考察其分布特点。

3.1 垂直于结平面方向的分布

将(6)式代入(8)式, 再令 $y = 0$, 得到 $X-Z$ 平面上的光强分布为

$$I(x, 0, z) = \frac{\chi(1 + \gamma \cos \varphi) I_0}{\left[1 + \left(\frac{bx}{z}\right)^2 + \left(\frac{a}{z}\right)^2\right]^2} \exp\left[-\frac{k^2 a^2}{2q(z^2 + x^2 + a^2)}\right]$$

考虑到远场条件下 $a \ll z$, 可忽略 a/z , 上式可写为

$$I(x, 0, z) \approx \frac{I_{x0}(z)}{\left[1 + \left(\frac{bx}{z}\right)^2\right]^2} \quad (9)$$

其中 $I_{x0}(z) = I_0(z)(1 + 2\gamma \cos \varphi)$ 。(9)式所表示的分布中只含有 b 一个参数, 其取值决定了光强分布的宽度, 此结果与很多文献中的一致, 并为实验所证实^[18-19]。

3.2 平行于结平面方向的分布

将(6)式代入(8)式, 再令 $x = 0$ 得到 $Y-Z$ 平面上的光强分布为

$$I(0, y, z) = I_+(0, y, z) + I_-(0, y, z) + 2\gamma \sqrt{I_+(0, y, z) I_-(0, y, z)} \cos\left(\frac{4\pi ay}{\lambda \sqrt{z^2 + y^2}} + \varphi\right) \quad (10)$$

其中 $I_{\pm}(0, y, z) = \frac{I_0(z) \exp\left\{-\frac{2\pi^2(y \mp a)^2}{q\lambda^2[z^2 + (y \mp a)^2]}\right\}}{\left[1 + \left(\frac{y \mp a}{z}\right)^2\right]^2}$ 。此式中含有的 γ, φ 和 a 等参数都是由激光二极管本身

的特性所确定的, 它们的取值决定了光强分布的结构特点。(10) 式中各参数取不同值时给出的各种分布曲线(波长为 $\lambda = 808 \text{ nm}$) 如图 2, 它们所描述的单峰、双峰、三峰以致于更多峰结构都是实验已观察到的^[12]。

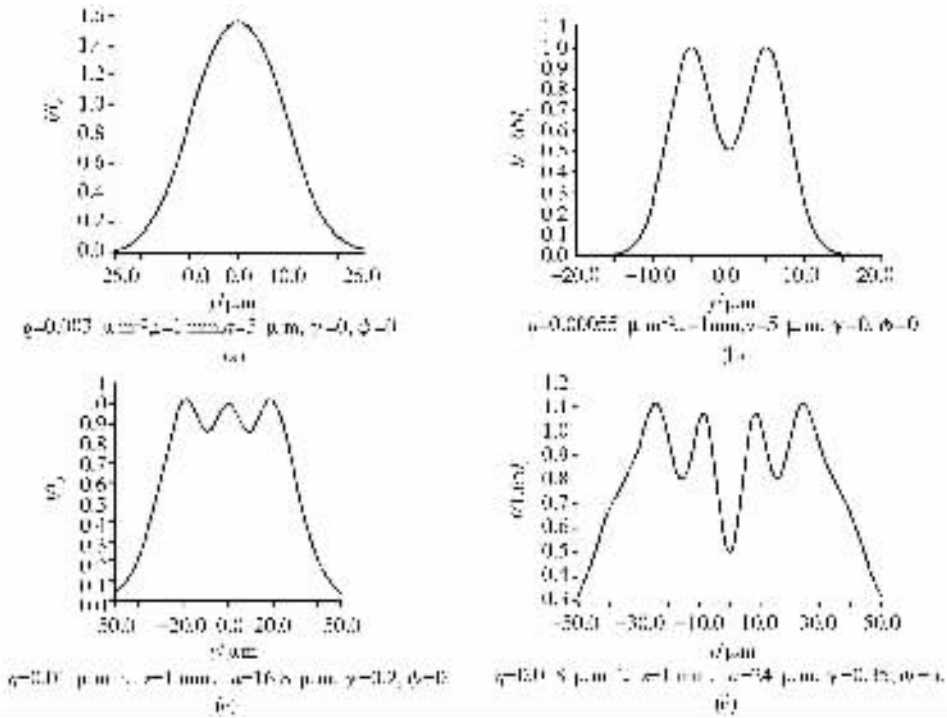


图 2 平行于结平面方向的远场分布

如果观察点很远, 以致 $I_{\pm}(0, y, z)$ 中的 $\frac{a}{z}$ 可以忽略时, 有

$$I_{+}(0, y, z) \approx I_{-}(0, y, z) \approx \frac{I_0(z) \exp\left\{-\frac{2\pi^2 y^2}{q\lambda^2[z^2 + y^2]}\right\}}{\left[1 + \left(\frac{y}{z}\right)^2\right]^2} \quad (11)$$

但位相因子中的 $\frac{a}{z}$ 不能忽略, 因为它反映光束间的干涉效应, 直接影响到分布的精细结构。在取(11)式后,

(10) 式可重新写为

$$I(0, y, z) = \frac{I_0(z) \exp\left\{-\frac{2\pi^2 y^2}{q\lambda^2[z^2 + y^2]}\right\}}{\left[1 + \left(\frac{y}{z}\right)^2\right]^2} \left[1 + 2\gamma \cos\left(\frac{4\pi a y}{\lambda \sqrt{z^2 + y^2}} + \varphi\right)\right] \quad (12)$$

如果令 $\frac{y}{z} = \tan \theta$ (19) 式可写为光强按角度分布的形式

$$I(0, \theta, z) = I_0(z) \cos^4 \theta \left[1 + 2\gamma \cos\left(\frac{4\pi a}{\lambda} \sin \theta + \varphi\right)\right] \exp\left[-\frac{2\pi^2}{q\lambda^2} \sin^2 \theta\right] \quad (13)$$

图 3 中(a)、(c)和(e)是文献[19]的双光束非相干叠加模型的理论曲线与实验测量数据的比较, 实测数据分别是对 Spectra-Physics SCT100-808-Z1-01、SONY SLD326YT-2 和 SONY SLD342YT-2 二极管激光器光强的远场分布的测量获得的。(b)、(d)和(f)则是由(13)式分别取合适的参数得到的拟合曲线。

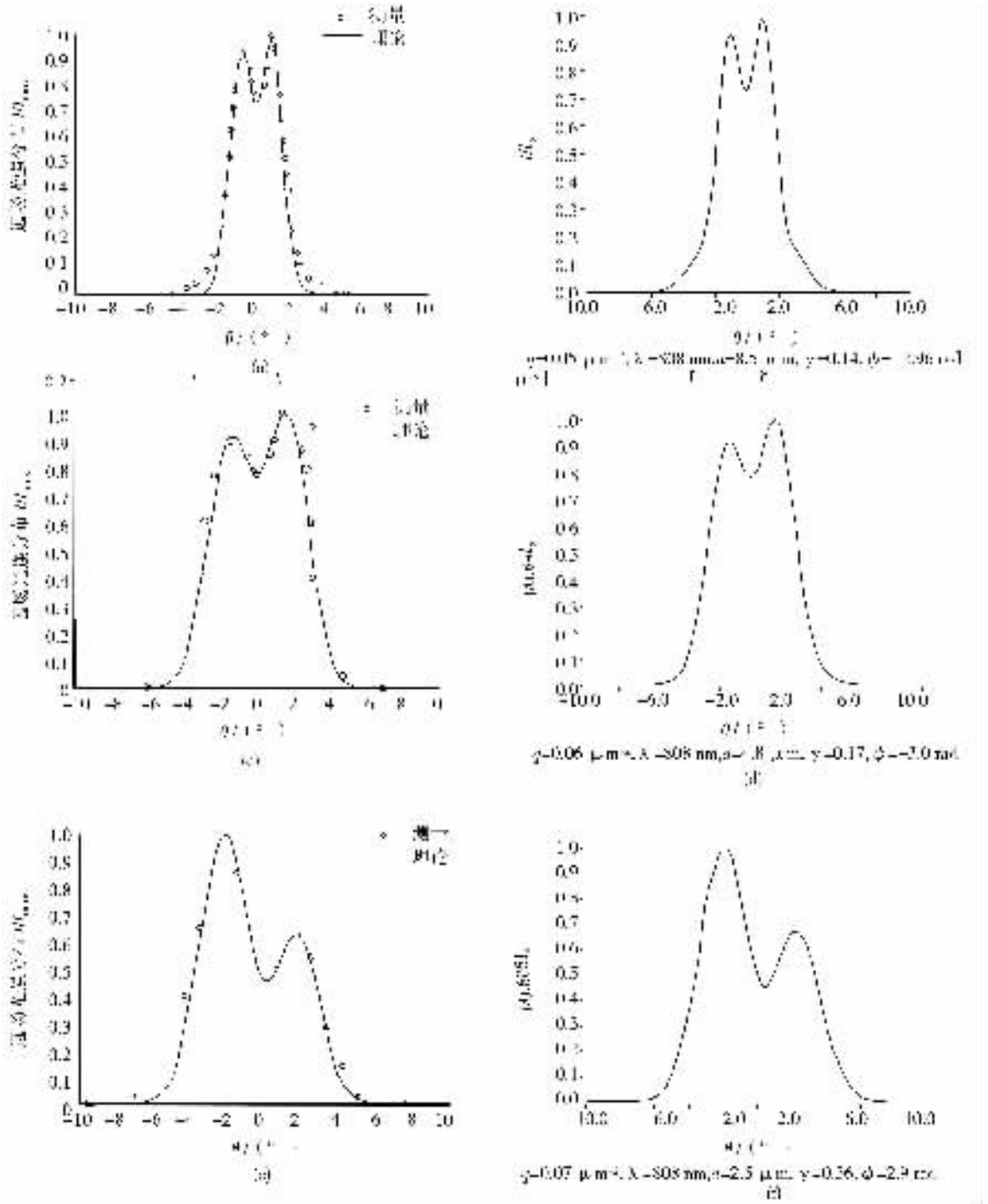


图 3 平行于结平面的理论曲线与实验数据的比较

比较图 3 中 (a) 与 (b)、(c) 与 (d) 和 (e) 与 (f) 可以看到, 只要参数合适, 由 (13) 式得到的理论曲线就能很好地吻合。

4 结论

本文所建立的理论模型利用双光束部分相干性理论, 结合激光二极管本身的特点, 在已有的理论结果下严格推导出来, 并且理论曲线和激光二极管远场分布符合得非常好。该理论模型最大的优点是能通过调整参数来描述激光二极管在各种状态下的远场光强分布, 这是关于激光二极管远场分布的其他理论模型难以做到的, 也为光束变换和整形方案的设计提供新的思路和依据。

参考文献:

- [1] Agrawal G P , Niloy K D. Semiconductor lasers[M]. New York : Van Nostrand Reinhold , 1993.
- [2] 戴特力. 半导体激光二极管泵浦全固态激光器[M]. 成都 : 四川大学出版社 , 1993.
- [3] 辛国锋 , 瞿荣辉 , 陈晨 , 等. 大功率半导体激光器二维阵列模块特性分析[J]. 中国激光 , 2006 , 33(4) : 447-450.
- [4] 邓鑫李 , 刘云 , 尹红贺 , 等. 半导体激光线阵弯曲矫正方法的理论分析与实验[J]. 中国激光 , 2008 , 35(4) : 505-508.
- [5] 梁一平 , 戴特力. 圆柱透镜对半导体激光光束准直性能的改进[J]. 中国激光 , 2004 , 31(11) : 1305-1311.
- [6] 梁一平 , 戴特力 , 熊玲玲. 双曲线和椭圆焦点的光学意义[J]. 重庆师范大学学报(自然科学版) , 2004 , 21(3) : 26-27.
- [7] 罗亚梅 , 梁一平 , 熊玲玲. 双曲柱面-平面透镜准直的误差分析[J]. 重庆师范大学学报(自然科学版) , 2006 , 23(4) : 58-60.
- [8] Xiong L L , He H W , Dai T L , 等. Reconstruction of source-field distribution of a diode bar laser beam by simulated annealing[J]. Optics Communications , 2009 , 282 : 2223-2231.
- [9] Li Y J , Katz J. Nonparaxial analysis of the far-field radiation patterns of double-heterostructure laser[J]. Appl Opt , 1996 , 35(9) : 1442-1451.
- [10] Yan J L. Focusing of diode beam : a simple mathematical model : comment[J]. Appl Opt , 1992 , 31(18) : 3392-3394.
- [11] 熊玲玲 , 吕百达. 描述激光二极管远场光强分布的理论模型[J]. 强激光与粒子束 , 2008 , 20(2) : 201-206.
- [12] 凯西 HC , 帕尼什 MB. 异质结构激光器[M]. 北京 : 国防工业出版社 , 1985 : 261.
- [13] Yang J , Chen T T , Ding G L , et al. Focusing of diode laser beams : a partially coherent lorentz model[J]. Proc of SPIE , 2007 , 6824 : 658240A.
- [14] Zeng X D , Amir N. Far-field distribution of double-heterostructure diode laser beams [J]. Appl Opt , 1993 , 32(24) : 4491-4494.
- [15] Anderson W W. Mode confinement and gain in junction lasers[J]. IEEE Quantum Electron , 1965 , 1(6) : 228-236.
- [16] Zachos T H , Ripper J E. Resonant modes of GaAs junction lasers[J]. IEEE Quantum Electron , 1969 , 5(1) : 29-37.
- [17] Paoli T L. Waveguiding in a stripe-geometry junction laser [J]. IEEE Quantum Electron , 1977 , 13(8) : 662-668.
- [18] Zeng X D , Feng Z J , An Y Y. Far-field expression of a high-power laser diode[J]. Appl Opt , 2004 , 43(27) : 5168 -5172.
- [19] 王强 , 曾晓东 , 安毓英. 大功率激光二极管双峰结构远场分布模型[J]. 光学学报 , 2005 , 25(5) : 619-622.
- [20] 福尔斯特 G R. 现代光学导论[M]. 上海 : 上海科学技术出版社 , 1980 : 66-68.

A Partially Coherent Model for Intensity Distribution of Laser Diode

DU Liang , LIANG Yi-ping

(Optical Engineering Key Lab. of Chongqing City , College of Physics and Electronic Engineering , Chongqing Normal University , Chongqing 400047 , China)

Abstract : Generally , the far-field intensity distributions vary with the output power , and in the same power level , the far-field distributions of different laser diodes often are not the same , therefore , we need a model which can fully describe the far-field distributions of different semiconductor lasers under various circumstances. According to the theory that laser emitting from the semiconductor laser has property of partial coherence and double-beam partial coherence principle , employing the Rayleigh-Sommerfeld diffraction formula , a novel theoretical model that can describe the far-field distribution of semiconductor laser is proposed and obtained. Compared with some of the existing theoretical models , the new model is not only reliable on reasoning arguments , but also can adjust the parameters such as q , γ , φ ect to describe the far-field intensity distribution of different laser diode. The theoretical model of the far-field intensity distribution in the slow axes of laser diode can be expressed as $I(0, \theta, z) = I_0(z) \cos^4 \left[1 + 2\gamma \cos \left(\frac{4\pi a}{\lambda} \sin \theta + \varphi \right) \right] \exp \left[-\frac{2\pi^2}{q\lambda^2} \sin^2 \theta \right]$, and it meets the observed far-field intensity distribution curve more accurately.

Key words : laser diode ; energy density ; partially coherent light ; far-field distribution ; emitter unit