

文章编号:1001-5078(2007)09-0841-04

基于三层平板理论的 LDA 快轴发散角特性研究

董丽丽^{1,2}, 许文海², 张 勋¹, 唐文彦¹

(1. 哈尔滨工业大学电气学院, 黑龙江 哈尔滨 150001; 2. 大连海事大学信息学院, 辽宁 大连 116026)

摘 要:以三层平板理论为基础, 得出半导体激光器阵列(LDA)快轴方向发散角的简化模型, 从该模型中可以看出, 对 LDA 的快轴发散角的影响因素主要有: 单个发光单元的波导结构(包括有源层厚度、折射率)、波长和 bar 间距。通过仿真给出了 LDA 快轴发散角在这几个主要因素影响下的变化趋势。为了解 LDA 快轴发散角特性以及它的应用提供了理论支持。

关键词:半导体激光器阵列; 快轴发散角; 光强

中图分类号:TN248.4 **文献标识码:**A

Study on the Characteristics of Fast-axis Divergence Angle of LDA Based on Three-plane Waveguide Theory

DONG Li-li^{1,2}, XU Wen-hai², ZHANG Xun¹, TANG Wen-yan¹

(1. School of Electrical Engineering and Automation, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China;

2. College of Information Technology, Dalian Maritime University, Dalian 116026, China)

Abstract: Based on the three-plane waveguide theory, a simplified fast axis divergence angle (FADA) model of three bars laser diode arrays (LDA) is presented. Furthermore, on the basis of the model, the main influencing factors on FADA are as following: waveguide structure of single radiant cell including thickness of active layer and refractive index, wavelength and space between bars. The responses of FADA to these factors are analyzed by simulations. The establishment of FADA model of LDA provides theory supports for the research and application of LDA far-field characteristics.

Key words: laser diode arrays (LDA); fast axis divergence angle (FADA); intensity

1 引言

近些年随着半导体激光器的应用和发展, 对它的输出功率提出了千瓦级的高要求。而单管半导体激光器(LD)的输出功率只能达到瓦级, 因此, 出现了半导体激光器阵列(LDA)。由于波导结构决定, LD在垂直PN结的快轴方向发散角很大, 是影响光束质量的主要因素, 也是光束准直系统要改善的主要对象^[1-4]。LDA由多个LD组成, 输出光束和快轴发散角的情况将更为复杂。对LDA快轴发散角特性的了解, 是促进它应用的关键。本文以三层平板波导理论为基础, 推导了LDA的快轴发散角计算模型, 并通过仿真分析了LDA本身结构特性对快轴发散角的影响。

2 三个bar的LDA快轴发散角简化模型

2.1 三层平板介质波导结构

半导体激光器的有源区很薄, 因此, 根据狭缝衍射理论, 要求出垂直结平面的发散角 θ_{\perp} , 就必须计

算光强随自由空间偏离光传播轴线的远场分布。图1是经典的三层平板介质波导结构。 x 方向为垂直结平面方向(快轴方向), y 方向为平行结平面方向(慢轴方向), z 方向为光束传播方向。 $z=0$ 处是腔面与空气的界面, 在有源层中心 $x=0$ 处折射率为 n_2 , 有源层厚度为 d_a 。假设波导在 y 方向是无穷的(波导结构在 y 方向的尺寸远远大于 x 方向的尺寸), 为了求出 θ_{\perp} , 应首先求出自由空间某点处 $\theta(x, z)$ 处的电场强度 $\xi(x, z)$ 。因为 $x = r \sin \theta$, $z = r \cos \theta$ (r 是自由空间某点处 $\theta(x, z)$ 到点光源的距离, θ 是该点与 z 轴方向夹角)。利用傅里叶变换将 $\xi(x, z)$ 表示为 θ 的函数, 省去繁冗的推导, 直接写出 d_a 很小时 $\xi(\theta)$ 的表达式为:

作者简介:董丽丽(1980-), 在读博士, 就读于哈尔滨工业大学电气学院。主要从事光电检测技术研究。E-mail: dll_lili@163.com
收稿日期: 2007-03-27; 修订日期: 2007-04-03

$$\xi(\theta) = \left(\frac{k_0}{2\pi r} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{i\pi}{4}\right) \exp(-ik_0 \cdot r) \cdot \cos\theta \cdot \left[\frac{2\xi_0 k_1}{k_1^2 + k_0 \sin^2 \theta} \right] \quad (1)$$

式中, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$; k_1 为衰减常数, $k_1 \approx (n_2^2 - n_1^2) \frac{k_0^2 d_a}{2}$ 。

当 θ 很小时, $\cos\theta = 1$, 远场强度与 θ 的关系为^[5-6]:

$$I(\theta) \propto |\xi(\theta)|^2 \propto \frac{k_1^2}{(k_1^2 + k_0 \sin^2 \theta)^2} \quad (2)$$

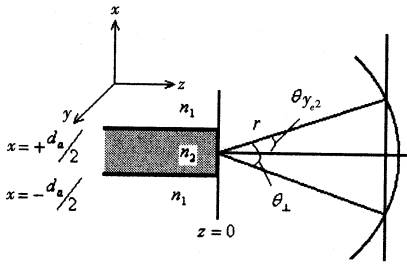


图1 三层平板波导结构图

式(1)和(2)只适用于有源区很薄,即 d_a 很小的情况下,因此,基于式(1)和(2)得出的下面的所有推导和结果也同样的在该条件下成立。 d_a 较大时的情形,将另作讨论。

2.2 三个 bar 的 LDA 的简化模型

图2左图所示为由三个 bar 组成的 LDA 示意图,如图所示,bar 间距为 h , x 方向为垂直结平面方向(快轴方向), y 方向为平行结平面方向(慢轴方向), z 方向为光束传播方向。在不影响结果的前提下,为方便快轴发散角的推导和计算,把图2左图的三个 bar 阵列简化为只由 x 轴线上三个发光单元 o' , o , o'' 组成的阵列,如图2中的右图所示。

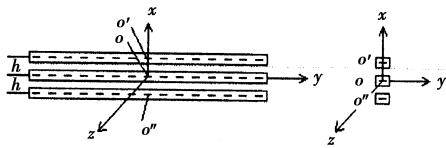


图2 三个 bar 激光器阵列结构图

为便于说明和分析,变换图2中坐标系的观察方向,把 xz 平面作为正视平面,如图3所示。因发光单元有源区很薄,只有 $0.1 \sim 0.2 \mu\text{m}$, 而 bar 间距 h 通常在毫米量级,因此,发光单元在 x 方向的厚度可以忽略不计,在 x 方向把发光单元等效于点光源。如图3所示, o' , o , o'' 三点代表三个发光单元, h 为 bar 间距。

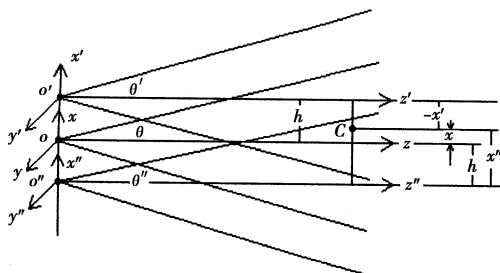


图3 三个 bar 激光器阵列结构图

由上述可知,以单管激光器的三层平板理论为基础,推导出了远场强度与 θ 的关系为式(2)。而

其中, $\sin\theta = \frac{x}{r}$, $r = \sqrt{x^2 + z^2}$, 因此有:

$$\sin^2 \theta = \frac{x^2}{x^2 + z^2} \quad (3)$$

把式(3)代入式(2)可以得到式(2)转换到 xyz 坐标系中的表达式为:

$$I(x, z) \propto \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{x^2}{x^2 + z^2} \right)^2} \quad (4)$$

对于图3中的每个发光单元,以它们各自的有源区中心为坐标原点,每个发光单元发出激光光束的光强分布都可由式(4)表示。因此,发光单元 o' , o , o'' 在 $x'y'z'$, xyz 和 $x''y''z''$ 坐标系中的光强分布则可分别表示如下:

$$I_{o'}(x', z') \propto \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{x'^2}{x'^2 + z'^2} \right)^2} \quad (5)$$

$$I_o(x, z) \propto \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{x^2}{x^2 + z^2} \right)^2} \quad (6)$$

$$I_{o''}(x'', z'') \propto \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{x''^2}{x''^2 + z''^2} \right)^2} \quad (7)$$

要求出这三个发光单元发出的整体叠加光束的发散角,就需要得到整个叠加光束在自由空间中的光强分布。如图3,以光场中任意一点 C 点为例, C 点的光强是 o' , o , o'' 三点发出的光强在 C 点的叠加,即:

$$I(C) \propto I_{o'}(C) + I_o(C) + I_{o''}(C) \quad (8)$$

因此,在以发光单元 o 的有源区中心为坐标原点的坐标系 xyz 中,对于整个自由空间有:

$$I(x, z) \propto I_{o'}(x', z') + I_o(x, z) + I_{o''}(x'', z'') \quad (9)$$

希望仅以变量 (x, z) 来表示 $I(x, z)$, 则需要通过坐标变换找出 $I_{o'}(x', z')$, $I_{o''}(x'', z'')$ 在坐标系 xyz 中的表达式。首先,说明 o' 点发出的光束的坐标变换过程,即由 $x'y'z'$ 到 xyz 坐标系的转换,仍以 C 点为例说明,如图3所示, C 点在坐标系 $x'y'z'$ 中的坐标为 (x'_C, z'_C) , 在坐标系 xyz 中的坐标为 (x_C, z_C) , 由图可知 (x'_C, z'_C) 和 (x_C, z_C) 有如下关系:

$$-x'_C + x_C = h; z'_C = z_C$$

由此可知对于坐标系 $x'y'z'$ 中任意一点有: $x' = x - h$; $z' = z$ 把这两式代入式(5)中可得 $I_{o'}(x', z')$ 经过坐标变换在 xyz 坐标系中表示为:

$$I_{o'}(x', z') = I_{o'}(x, z) \propto \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{(x-h)^2}{(x-h)^2 + z^2} \right)^2} \quad (10)$$

同理,由图中可以看出对于 C 点在坐标系 $x''y''z''$ 和 xyz 中对应的坐标 (x''_c, z''_c) 和 (x_c, z_c) 之间的关系有:

$$x''_c = x_c + h; z''_c = z_c$$

因此,对于坐标系 $x''y''z''$ 中任意一点有:

$$x'' = x + h; z'' = z$$

把这两式代入式(7)中可得 $I_o(x'', z'')$, 经过坐标变换在 xyz 坐标系中表示为:

$$I_o(x'', z'') = I_o(x, z) \propto \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{(x+h)^2}{(x+h)^2 + z^2}\right)^2} \quad (11)$$

由上所述,把式(6)、(10)和(11)代入式(9)中,即可得到由三个放光单元发出的总光强的表达式为:

$$I(x, z) \propto \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{(x-h)^2}{(x-h)^2 + z^2}\right)^2} + \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{x^2}{x^2 + z^2}\right)^2} + \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{(x+h)^2}{(x+h)^2 + z^2}\right)^2} \quad (12)$$

2.3 三个 bar 的 LDA 的快轴发散角计算模型

根据 ISO-TR 11146-3-2004 定义:将光强衰减到 $1/e^2$ 作为光束边缘确定的准则,那么:

$$I(x_z, z)/I(0, z) = 1/e^2 \quad (13)$$

式中, x_z 是在传输距离 z 时, LDA 发出的激光光束的边缘点。由式(12)、(13),有:

$$\frac{\frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{(x_z-h)^2}{(x_z-h)^2 + z^2}\right)^2} + \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{x_z^2}{x_z^2 + z^2}\right)^2} + \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{(x_z+h)^2}{(x_z+h)^2 + z^2}\right)^2}}{2 \times \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{h^2}{h^2 + z^2}\right)^2} + \frac{1}{k_1^2}} = 1/e^2 \quad (14)$$

因此,根据式(14),在给定光束传播方向任意一点的距离 z 以后,可以求出该点对应的光束边缘 x_z 。指定光束传播方向上两点的距离 z_1 和 z_2 后,可以求出对应的 x_{z_1} 和 x_{z_2} 。根据 x_{z_1}, x_{z_2} 以及 z_1 和 z_2 即可求出光束的长轴发散角。

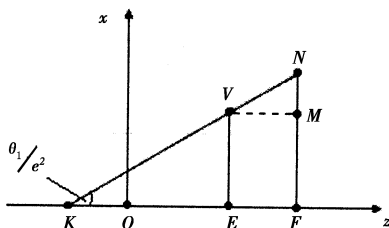


图4 发散角计算说明图

具体求解过程如下:如图4所示,其中 O 点即为上述3个 bar 激光器阵列的中心点, z 轴为激光光束传输方向中心轴,光束到图中 E 点和 F 点的传输

距离分为 z_1 和 z_2 , 图中, V, N 分别代表 E 和 F 位置对应的光束边缘,即光强衰减到 $1/e^2$ 的点,由上叙述有:

$$L_{OE} = z_1; L_{OF} = z_2; L_{EV} = x_{z_1}; L_{FN} = x_{z_2};$$

由图4可知, $\triangle NKF$ 和 $\triangle NVM$ 是相似三角形,因此,根据图中几何关系和上面四个等式有:

$$\begin{aligned} \theta_{1/e^2} &= \arctan\left(\frac{L_{FN}}{L_{KF}}\right) = \arctan\left(\frac{L_{MN}}{L_{VM}}\right) \\ &= \arctan\left(\frac{L_{FN} - L_{EV}}{L_{OF} - L_{OE}}\right) = \arctan\left(\frac{x_{z_2} - x_{z_1}}{z_2 - z_1}\right) \quad (15) \end{aligned}$$

而 $\theta_{\perp} = 2\theta_{1/e^2}$, 则由式(15)激光器的长轴发散角 θ_{\perp} 可求。

3 n 个 bar 的 LDA 的快轴发散角模型

上面推导了三个 bar 的 LDA 快轴发散角的理论计算过程,现在推导 n 个 bar 的情形。这里假设 n 为奇数,那么以正中心位置的 bar 为原点建立坐标系,类比于式(12)可以得出, n 个 bar 的 LDA 的总光强分布表达式为:

$$I(x, z) \propto \dots + I_3(x, z) + I_2(x, z) + I_1(x, z) + I_0(x, z) + I_{-1}(x, z) + I_{-2}(x, z) + I_{-3}(x, z) + \dots \quad (16)$$

式中, $I_0(x, z)$ 代表处于 LDA 中心位置的发光单元的光强; $I_3(x, z), I_2(x, z), I_1(x, z), I_{-1}(x, z), I_{-2}(x, z), I_{-3}(x, z), \dots$ 分别代中心位置发光单元两侧各发光单元的光强,且:

$$I_i(x, z) = \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{(x-ih)^2}{(x-ih)^2 + z^2}\right)^2} \quad (i=0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

不难看出式(16)可整理为:

$$I(x, z) \propto \sum_{i=-\frac{n-1}{2}}^{\frac{n-1}{2}} I_n(x, z) = \sum_{i=-\frac{n-1}{2}}^{\frac{n-1}{2}} \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{(x-ih)^2}{(x-ih)^2 + z^2}\right)^2}$$

根据前述定义,则 n 个 bar 的 LDA 在给定光束传播方向任意一点的距离 z 后,对应的光束边缘点 x_z 可由下式求出:

$$\frac{I(x_z, z)}{I(0, z)} = \frac{\sum_{i=-\frac{n-1}{2}}^{\frac{n-1}{2}} \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{(x_z-ih)^2}{(x_z-ih)^2 + z^2}\right)^2}}{\sum_{i=-\frac{n-1}{2}}^{\frac{n-1}{2}} \frac{k_1^2}{\left(k_1^2 + k_0^2 \frac{(ih)^2}{(ih)^2 + z^2}\right)^2}} = 1/e^2 \quad (17)$$

根据式(17)求出给定两个 z 值对应的 x_z 后,与三个 bar 的 LDA 快轴发散角的求解过程相同,即可求得 n 个 bar 的 LDA 的快轴发散角。

当 n 为偶数时,坐标原点建立在正中心两个 bar 的中间位置,整个推导过程与 n 为奇数相同,不再赘述。

4 结果与分析

由式(15)可知,快轴发散角 θ_{\perp} 可由光束传播方向上两个指定传输距离 z_1, z_2 以及他们对应的光束边缘点 x_{z_1}, x_{z_2} 求出;而从式(14)和(17)中又知光束边缘点 x_z 的值与 k_0, k_1, h, z 有关,其中 $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$,

$$k_1 \approx (n_2^2 - n_1^2) \frac{k_0 d_a}{2}.$$

因此, θ_{\perp} 的值与折射率 n_1, n_2 , 有源层厚度 d_a , 激光器中心波长 λ 以及 bar 间距 h 这五个因素都有关系。 z_1, z_2 的取值对 θ_{\perp} 是否产生影响需要进一步确认,下面就通过对上述推导结果的仿真来分析它们之间的具体关系。

4.1 快轴方向光束边缘曲线及 θ_{\perp}

图5描述的是在 $n_1, n_2, d_a, \lambda, h$ 五个参数指定时,式(14)中光束边缘点 x_z 随 z 的变化趋势,即快轴方向光束边缘曲线。从图中可以看出,给定传输距离 z_1, z_2 ,可求出对应的光束边缘点 x_{z_1}, x_{z_2} ,然后再根据式(15)以及 $\theta_{\perp} = 2\theta_{1/e^2}$ 可求得 θ_{\perp} ,并且,可以知道图5中所表示角度为 θ_{1/e^2} 即 $\theta_{\perp}/2$ 。

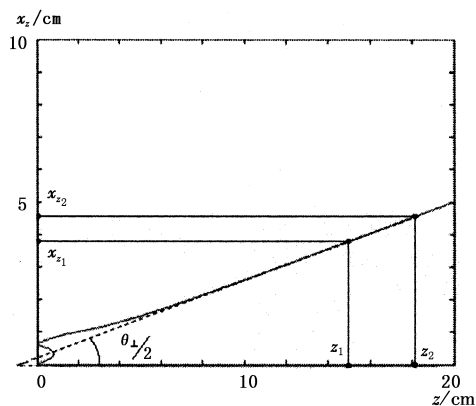


图5 快轴方向光束边缘曲线及 θ_{\perp}

从图中可以看出,在传输距离较近时,因受多个发光单元的影响, x_z 与 z 的关系较为复杂。而在传输距离较远,大于十几厘米后, x_z 随 z 呈线性变化,线形段曲线延长线与 z 轴夹角即为 $\theta_{\perp}/2$ 。

4.2 θ_{\perp} 与 $\Delta n, d_a, \lambda, h$ 之间的关系分析

图6中分别描述的是在不同条件下,即 Δn ($\Delta n = n_2 - n_1$), d_a, λ 和 h 分别取不同值时,对快轴方向光束边缘曲线的影响。由上面说明可知,快轴方向光束边缘曲线线性段的延长线与坐标系横轴夹角是 $\theta_{\perp}/2$ 。因此,从图6(a)中可以看出 LDA 快轴发散角 θ_{\perp} 随折射率差值 Δn 的增大而增大;从图6(b)中可知, θ_{\perp} 随有源层厚度 d_a 的增大而增大;而在图6(c)中有, θ_{\perp} 随激光器中心波长 λ 的增大而减小;图6(d)表示 θ_{\perp} 随 bar 间距 h 的变化,在远场时

三条曲线很接近,表1中给出数值计算结果,从表中可以看出 θ_{\perp} 随 h 增大而减小,但是变化很小。从以上分析结果得出,半导体激光器阵列快轴发散角 θ_{\perp} 随 $\Delta n, d_a$ 的变化趋势与单管激光器相同。同时,从这四幅图中可以看出,折射率差值 Δn 和有源层厚度 d_a 是影响 θ_{\perp} 的主要因素,而波长 λ 和 bar 间距 h 对 θ_{\perp} 的影响相对较小。

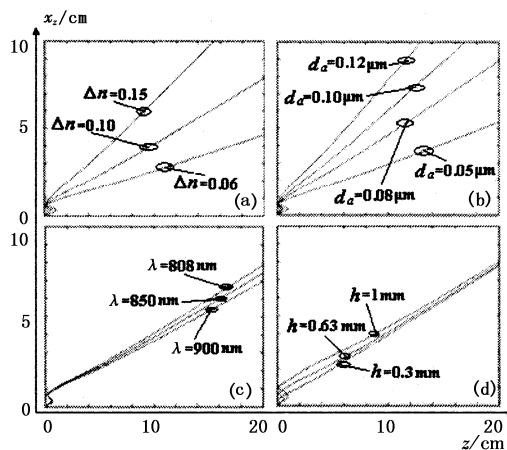


图6 快轴方向光束边缘曲线与 $\Delta n, d_a, \lambda, h$ 的关系

表1 h 取不同数值时的 θ_{\perp}

h/mm	0.3	0.63	1
$\theta_{\perp}/(^{\circ})$	42.4845	42.4808	42.4724

5 结论

文中以单管半导体激光器的三层平板波导结构为基础,推导出了由三个 bar 和 n 个 bar 组成的 LDA 远场快轴发散角计算的简化模型。并根据仿真结果分析了发散角 θ_{\perp} 与折射率差 Δn , 有源层厚度 d_a , 激光器中心波长 λ 以及 bar 间距 h 之间的关系。尽管实际激光器的结构要复杂得多,但是,本文中的推导和分析为半导体激光器阵列的发展和应用提供了一定的理论支持。

参考文献:

- [1] 董洪舟,石顺祥,李家立,等. 半导体激光器远轴光束的准直特性研究[J]. 光学学报,2006,26(6):851-853.
- [2] Herzog W D, Unlu M S, Goldberg B B, et al. Beam divergence and waist measurements of laser diode by near-field scanning optical microscopy[J]. Appl. Phys. Lett., 1997, 70(6):688-690.
- [3] 曾小东,穆美丽. 半导体激光器光束远场特性研究[J]. 光学学报,1997,17(8):1086-1088.
- [4] 李宾中,曾林泽,薛晋惠,等. 激光二极管光束特性的研究[J]. 四川师范学院学报,2003,24(2):167-170.
- [5] 刘东红,胡连军. 对称三层平板光波导模式方程的分析[J]. 激光杂志,2003,24(5):39-41.
- [6] 江剑平. 半导体激光器[M]. 北京:电子工业出版社,2000.