

# 球状光纤耦合器的原理和参数设计\*

罗亚梅<sup>1,2</sup>, 梁一平<sup>1</sup>, 熊玲玲<sup>1</sup>

(1. 重庆师范大学 物理学与信息技术学院, 重庆 400047; 2. 泸州医学院 现代教育技术部, 四川 泸州 646000)

**摘要** 根据光线传输的基本原理, 通过计算和推导, 讨论了为使半导体激光器发出的全部光束能够投射到小球表面, 其折射光线能全部进入光纤光芯, 并在光芯内全反射传播, 小球半径应满足的条件以及半导体激光器光源应安装的位置, 并用解析式表达, 讨论了在制作和设计球状光纤耦合器时应该注意的参数设计, 为球状光纤耦合器的设计提供了理论计算依据。

**关键词** 球状光纤耦合器; 半导体激光器; 原理参数设计

中图分类号: O435

文献标识码: A

文章编号: 1672-6693(2006)01-0043-04

## The Principle and Parameter Design of Coupling Device of Optical Fiber with Spherical Surface

LUO Ya-mei<sup>1,2</sup>, LIANG Yi-ping<sup>1</sup>, XIONG Ling-ling<sup>1</sup>

(1. College of Physics and Information Technology, Chongqing Normal University, Chongqing 400047;

2. The Modern Education Computer Center of Technology Department, Luzhou Medical College, Luzhou Sichuan 646000, China)

**Abstract** According to the basic principle of light-ray propagation, through calculations and deduction, considering the conditions and all the beams of semiconductor laser can project on the surface of sphere, and all the beams of refraction can couple into the optical fiber and reflect without refraction in it, the radius of sphere should coincide with some conditions and the semiconductor laser should fix at certain range. The parameters design of coupling device with spherical surface are analytically showed and discussed. The result provides a calculating basis for its design theoretically.

**Key words** coupling device of optical fiber with spherical surface; semiconductor laser; principle and design

目前, 光纤通信正在向高速、大容量、宽带宽、长距离、低成本方向迅速发展。光纤通信的关键器件——光源已取得很大进展。由于半导体激光器具有体积小、重量轻、结构简单、使用方便等优点, 所以在使用光纤传送光束的光路结构中, 往往是以半导体激光器作为光源。如何使光纤与半导体激光器高效率耦合, 是提高光纤通信质量的系统结构研究的一个重要课题。高效率耦合有两个含义: 一是高百分比的半导体激光被耦合进入光纤; 二是光束质量的损失要小<sup>[1]</sup>。半导体激光器的单个发光区很小, 快轴方向线度约为  $0.1 \mu\text{m}$ , 发出的光束的发散角一般较大, 达到  $30^\circ \sim 40^\circ$ , 慢轴方向线度约为  $150 \mu\text{m}$ , 但发散角只有  $10^\circ$  左右, 只要光纤直径足够大, 慢轴

方向的光就能完全耦合进入光纤, 故可只考虑快轴方向的耦合, 单个发光区可近似看作点光源。

半导体激光器和光纤的耦合效果与光纤的端面处理有关。球形端面光纤耦合器结构简单, 调试方便, 用途广泛, 具有普遍意义, 已有文献对此进行了多方面的讨论, 但大多侧重于数值模拟和实验效果研究<sup>[2~6]</sup>。本文通过理论推导和计算, 得到球状光纤耦合器的参数设计的解析表达式, 为其设计提供了理论基础。

### 1 基本原理与条件

设光纤为阶跃型折射率光纤, 其包层折射率为  $n_1$  ( $n_1 > 1$ ), 光芯折射率为  $n_2$  ( $n_2 > n_1$ ), 半径为  $r_0$ 。

\* 收稿日期: 2005-08-25

资助项目: 重庆市科技攻关项目( No. 8180 )

作者简介: 罗亚梅(1978-), 女, 四川自贡人, 助教, 硕士研究生, 研究方向为光学工程。

在光纤的一端烧结一个材料与光纤相同,半径不小于光芯半径的小球,小球球心在光芯中轴线的延长线上,小球的一部分与光纤重合,即为一球状光纤耦合器。半导体激光器可以近似作为点光源,所发出的光束投射到小球表面,折射后光束的发散角有效地减小,相对而言,增大了光纤的数值孔径,折射光束易于进入光芯并在光芯内全反射传播,这就是球状光纤耦合器的基本原理。

要使光纤与半导体激光器高效率耦合,除应在球面进行增透处理,尽量避免反射损失外,至少还必须满足以下3个条件:一是半导体激光器发出的在发散角范围内的光束能全部投射到小球面;二是通过球面后的折射光能全部进入光芯;三是进入光芯的所有光线在光芯与包层的界面满足全反射条件。为了满足这3个条件,小球的半径应为多大,光源能否有合适的安装位置,这是在制作球状耦合器时必须明确的参数设计问题。下面就分别对这3个条件进行讨论。

### 1.1 光束能全部投射到小球面上的条件

设小球半径为  $r$ ,球心为  $O$ ,光源  $S$  位于空气中 ( $n_0 = 1$ ) 光芯轴线的延长线上距球心的距离为  $SO = kr$ ,距小球表面  $(k-1)r$ 。设从  $S$  发出的对光轴的倾角为  $\alpha$  的光线射到小球表面,入射角为  $\theta$ ,折射角为  $\theta'$  相应的折射光线对光轴的倾角为  $\alpha'$ ,如图1。

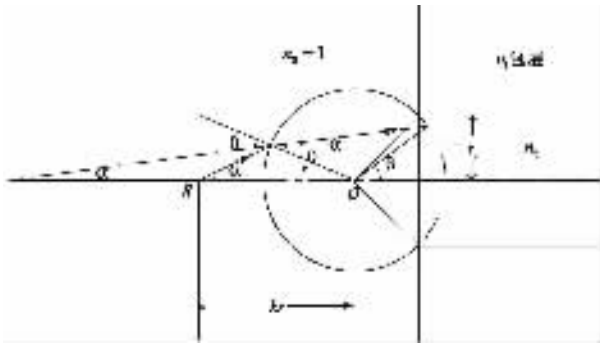


图1 球状光纤耦合器光路图

由折射定律

$$\sin \theta = n_2 \sin \theta' \text{ 或 } \sin \theta' = \frac{1}{n_2} \sin \theta \quad (1)$$

又由三角关系  $\sin \theta = k \sin \alpha$  (2)

$$\theta - \alpha = \theta' - \alpha' \quad (3)$$

因为  $S$  必须在小球之外,且半导体激光器不能紧贴小球表面,则  $k > 1$ ,又因  $\theta = 90^\circ$  的光线不能折射进小球,必须  $\sin \theta < 1$ ,由(2)式得  $k \sin \alpha < 1$  为所有可能的  $\alpha$  满足。假设光束的发散半角宽为  $\alpha_M$ ,则要使光束能全部投射到小球面上的条件是

$$1 < k < \frac{1}{\sin \alpha_M} \quad (4)$$

### 1.2 所有折射光在光芯内全反射传播的条件

由反射定律经简单推导可知,折射后进入光芯倾角为  $\alpha'$  的光线能全反射传播的条件为

$$\cos \alpha' \geq \frac{n_1}{n_2} \text{ 或 } \alpha' \leq \cos^{-1} \frac{n_1}{n_2} \quad (5)$$

若满足此条件的最大发散角为  $\alpha'_M$ ,则有

$$\cos \alpha'_M = \frac{n_1}{n_2} \quad \alpha'_M = \cos^{-1} \frac{n_1}{n_2} \quad (6)$$

运用(3)和(6)式(5)式的条件化为

$$-\alpha'_M \leq \theta - \theta' - \alpha \leq \alpha'_M$$

或

$$\theta' + \alpha - \alpha'_M \leq \theta \leq \theta' + \alpha + \alpha'_M \quad (7)$$

对上式中第二个不等式(右边)两边取正弦

$$\sin \theta \leq \sin \theta' \cos(\alpha + \alpha'_M) + \cos \theta' \sin(\alpha + \alpha'_M) \quad (8)$$

运用三角函数关系和(1)、(2)式整理得

$$k \leq \frac{n_2 \sin(\alpha + \alpha'_M)}{\sin \alpha \sqrt{1 + n_2^2 - 2n_2 \cos(\alpha + \alpha'_M)}} \quad (9)$$

简单分析可知(9)式右边是  $\alpha$  的单调减函数,所以要使所有光线满足(9)式只需

$$k \leq \frac{n_2 \sin(\alpha_M + \alpha'_M)}{\sin \alpha_M \sqrt{1 + n_2^2 - 2n_2 \cos(\alpha_M + \alpha'_M)}} \quad (10)$$

对于(7)式中第一个不等式(左边)经过与(8)式到(9)式类似的运算可得

$$k \geq \frac{n_2 \sin(\alpha - \alpha'_M)}{\sin \alpha \sqrt{1 + n_2^2 - 2n_2 \cos(\alpha - \alpha'_M)}} \quad (11)$$

因为  $\theta \geq \theta'$ ,如果  $\alpha < \alpha'_M$  (7)式左边不等式自然能满足,当  $\alpha > \alpha'_M$  时,可以证明,只要满足  $\frac{1}{n_2} \sin \alpha < \sin \alpha'_M \leq n_2 \sin \alpha$  (11)式右边就是  $\alpha$  的单调增函数,于是(11)式的条件可由下式代替

$$k \geq \frac{n_2 \sin(\alpha_M - \alpha'_M)}{\sin \alpha_M \sqrt{1 + n_2^2 - 2n_2 \cos(\alpha_M - \alpha'_M)}} \quad (12)$$

由(10)、(12)式可得到所有折射光在光芯内全反射传播的条件为

$$\frac{n_2 \sin(\alpha_M - \alpha'_M)}{\sin \alpha_M \sqrt{1 + n_2^2 - 2n_2 \cos(\alpha_M - \alpha'_M)}} \leq k \leq \frac{n_2 \sin(\alpha_M + \alpha'_M)}{\sin \alpha_M \sqrt{1 + n_2^2 - 2n_2 \cos(\alpha_M + \alpha'_M)}} \quad (13)$$

### 1.3 折射光能全部进入光芯的条件

要使折射后倾角为  $\alpha'$  的光线能进入光芯,由图1的几何关系得到  $-\beta \leq \theta' + \alpha' \leq \beta$  (14)

其中  $\beta$  为光纤口径在光轴平面上对小球圆心所张圆心角的一半。由几何关系

$$\sin \beta = \frac{r_0}{r}, \quad \cos \beta = \sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^2}$$

根据(3)、(14)式可变为  $-\beta \leq 2\theta' - \theta + \alpha \leq \beta$ , 即  $|2\theta' - \theta + \alpha| \leq \beta$  或

$$\cos(2\theta' - \theta + \alpha) \geq \cos \beta \quad (15)$$

由三角公式和(1)、(2)式

$$\cos(2\theta' - \theta + \alpha) =$$

$$\left[1 - 2\left(\frac{\sin \theta}{n_2}\right)^2\right] \left[\sqrt{1 - \sin^2 \theta} \times \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta}{k}\right)^2} + \frac{\sin^2 \theta}{k}\right] + \frac{2\sin \theta}{n_2} \times \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta}{n_2}\right)^2} \times \left[\sin \theta \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta}{k}\right)^2} - \frac{\sin \theta}{k} \sqrt{1 - \sin^2 \theta}\right]$$

$$\text{令 } x = \sin^2 \theta, \quad \eta = \frac{1}{k} \quad (16)$$

$\cos(2\theta' - \theta + \alpha)$  可写成  $x$  的函数  $f(x)$  (15) 式即可改写为

$$f(x) \geq \cos \beta \quad (17)$$

由于  $x < 1$ ,  $f(x)$  可展开成幂级数并保留到  $x^2$  项, 即  $f(x) \approx ax^2 + bx + c$ , 其中

$$a = \frac{1}{n_2} \left(1 - \eta\right) \left(1 - \frac{1}{n_2}\right) \left(\frac{1}{n_2} + \eta\right) - \frac{1}{8} (1 - \eta^2)^2 > 0$$

$$b = \frac{2}{n_2} (1 - \eta) - \frac{1}{2} (1 - \eta)^2 - \frac{2}{n_2^2}$$

$$c = 1$$

由于  $a > 0$ , 所以  $f(x)$  有一最小值, 即抛物线的顶点,

大小为  $f_{\min}(x) = 1 - \frac{b^2}{4a}$ , 所以(17)式化为

$$1 - \frac{b^2}{4a} \geq \cos \beta \quad \text{或} \quad b^2 - 4(1 - \cos \beta)a \leq 0 \quad (18)$$

(18) 式中不等式的左边为  $\eta$  的函数, 由于  $\eta < 1$ , 令其保留到  $\eta^2$  项, 可得

$$A\eta^2 + B\eta + C \leq 0 \quad (19)$$

$$\text{其中 } A = \frac{3(2 - n_2)^2}{2n_2^2} - \frac{(2 - n_2)^2}{n_2^2} (1 - \cos \beta) =$$

$$\frac{(2 - n_2)^2}{n_2^2} \left(\cos \beta + \frac{1}{2}\right) > 0 \quad (20)$$

$$B = \frac{(2 - n_2)^3}{n_2^3} - \frac{4(n_2 - 1)^2}{n_2^3} (1 - \cos \beta) \quad (21)$$

$$C = \frac{(2 - n_2)^4}{4n_2^4} - \frac{(2 - n_2)(n_2^2 + 2n_2 - 4)}{2n_2^3} (1 - \cos \beta) \quad (22)$$

(19) 式的解可写为  $\eta_2 \leq \eta \leq \eta_1$ , 其中  $\eta_{1,2} = \frac{1}{2A} (-B$

$\pm \sqrt{B^2 - 4AC})$ , 是(19)式左边  $\eta$  的一元二次式的两个根。由  $\eta$  的定义可知  $\eta$  必须为实数, 且较大的一个根  $\eta_1 = \frac{1}{2A} (-B + \sqrt{B^2 - 4AC}) > 0$ 。

由(21)和(22)式, 得到

$$C = \frac{(2 - n_2)^4}{4n_2^4} \left[1 - \frac{n_2(n_2^2 + 2n_2 - 4)}{2(n_2 - 1)^2} + \frac{n_2^4(n_2^2 + 2n_2 - 4)B}{2(2 - n_2)^3(n_2 - 1)^2}\right] \quad (23)$$

(23) 式中, 当  $n_2 > \sqrt[3]{2} \approx 1.26$  时,

$$1 - \frac{n_2(n_2^2 + 2n_2 - 4)}{2(n_2 - 1)^2} < 0,$$

且  $(n_2^2 + 2n_2 - 4) > 0$ , 通常光芯材料的折射率都在这个范围内, 所以(23)式中最后一项的正负取决于  $B$ 。

如果  $B \leq 0$ , 由(23)式可得  $C < 0$ , 且因  $A > 0$ , 则  $AC < 0$ , 所以  $B^2 - 4AC > B^2$ ,  $\eta_1 > 0$ 。

如果  $B > 0$ , 要使  $\eta$  有不同实根, 且  $\eta_1 > 0$ , 必须  $B^2 - 4AC > B^2$ , 则必要求  $C < 0$ 。因而无论  $B > 0$  或是  $B \leq 0$ , 不等式(19)有实际意义的解的条件都是  $C < 0$ , 所以(22)式又可写为

$$\cos \beta < 1 - \frac{(2 - n_2)^3}{2n_2(n_2^2 + 2n_2 - 4)} = G_1 \quad (24)$$

由前面的讨论可得到  $\eta_2 = \frac{1}{2A} (-B - \sqrt{B^2 - 4AC}) < 0$ , 而  $\eta > 0$ , 所以  $\eta$  的范围为  $0 < \eta \leq \eta_1$ , 由(16)式得到  $k$  的范围为

$$k \geq \frac{-B - \sqrt{B^2 - 4AC}}{2C} = k_1 \quad (25)$$

(25) 式说明  $k$  的取值范围和  $\beta$  有关, 也就是和小球半径  $r$  与光芯半径  $r_0$  的比值有关。

#### 1.4 讨论

要同时满足上述 3 个条件, 参数  $k$  必须同时满足(4)、(13)、(25)式。理论上可以证明, 只要

$$n_1 \leq \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha_M} \quad (26)$$

就有  $\frac{n_2 \sin(\alpha_M - \alpha'_M)}{\sin \alpha_M \sqrt{1 + n_2^2 - 2n_2 \cos(\alpha_M - \alpha'_M)}} \leq 1$ ; 又因为

$$\frac{n_2 \sin(\alpha_M + \alpha'_M)}{\sqrt{1 + n_2^2 - 2n_2 \cos(\alpha_M + \alpha'_M)}} \leq 1, \quad \text{有 } \frac{1}{\sin \alpha_M} \geq$$

$\frac{n_2 \sin(\alpha_M + \alpha'_M)}{\sin \alpha_M \sqrt{1 + n_2^2 - 2n_2 \cos(\alpha_M + \alpha'_M)}}$ , 所以  $k$  的范围为

$$1 < k \leq \frac{n_2 \sin(\alpha_M + \alpha'_M)}{\sin \alpha_M \sqrt{1 + n_2^2 - 2n_2 \cos(\alpha_M + \alpha'_M)}} \quad (27)$$

令  $\frac{n_2 \sin(\alpha_M + \alpha'_M)}{\sin \alpha_M \sqrt{1 + n_2^2 - 2n_2 \cos(\alpha_M + \alpha'_M)}} = T$ , 只要反映

激光器特性的  $\alpha_M$  和光纤光芯及包层材料确定,  $T$  就是一个常数。再考虑 (25)、(26) 式可得

$$\max\{1, k_1\} \leq k \leq T \quad (28)$$

(28) 式能够满足的必要条件是

$$k_1 = \frac{-B - \sqrt{B^2 - 4AC}}{2C} \leq T$$

由于  $C < 0$ , 所以 (28) 式可变形得  $CT^2 + BT + A \leq 0$ , 将 (20)~(22) 式代入, 可得

$$\cos \beta \leq 1 - \frac{(2-n_2)^4 T^2 + 4n_2(2-n_2)^3 T + 6n_2^2(2-n_2)^2}{2n_2(2-n_2)(n_2^2 + 2n_2 - 4)T^2 + 16n_2(n_2 - 1)^2 T + 4n_2^2(2-n_2)^2} = G_2 \quad (29)$$

再由 (24)、(30) 式可证明只要  $n_2 \geq \sqrt{2}$ , 就有  $G_1 > G_2$ , 所以  $\cos \beta \leq G_2$ , 再考虑 (28) 式中 1 和  $k_1$  的大小关系, 当  $k_1 \leq 1$  经过整理得到  $A + B + C \leq 0$ , 由 (20)~(22) 式推出

$$\cos \beta \leq 1 - \frac{(2-n_2)^4 + 4n_2(2-n_2)^3 + 6n_2^2(2-n_2)^2}{2n_2(2-n_2)(n_2^2 + 2n_2 - 4) + 16n_2(n_2 - 1)^2 + 4n_2^2(2-n_2)^2} = G_3$$

由 (28) 式, 这时  $k$  的取值范围不受小球半径限制, 则

$$1 < k \leq T \quad (30)$$

由 (30) 式可以得到  $0 < (k-1)r \leq (T-1)r$ 。由此可见, 在这种情况下, 光源到小球表面的最小距离不受小球半径限制, 但最大距离要受小球半径限制, 且随  $r$  增大而增大, 也就是数值孔径在增大。

当  $k_1 > 1$  则应有  $G_3 \leq \cos \beta \leq G_2$  (29) 式成为

$$k_1 \leq k \leq T \quad (31)$$

$$(k_1 - 1)r \leq (k - 1)r \leq (T - 1)r \quad (32)$$

由 (31)、(32) 式可知, 此时  $k$  以及  $(k-1)r$  的取值范围的上下限都受到  $\cos \beta$  (或者  $r$ ) 的限制。由于  $k$  随着  $\cos \beta$  (或者  $r$ ) 的增大而增大,  $(k-1)r$  比  $(T-1)r$  增大得更快,  $k$  以及  $(k-1)r$  的取值范围则随之减小; 当  $\cos \beta = G_2$ , 即  $k_1 = T$  时, 只能取  $k = T$ ,  $(k-1)r = (T-1)r$ , 两者都为一确定值, 不再有一个取值范围; 当  $\cos \beta > G_2$  时, 则无解, 即无论如何都不能使所有进入小球的折射光线都能直接进入光芯。

假若  $n_1 = 1.4$ ,  $n_2 = 1.5$ ,  $\alpha_M = 30^\circ$ ,  $r_0 = 0.25$  mm, 满足 (26) 式的条件, 可以计算出  $\alpha'_M \approx 21.04^\circ$ ,  $T = 1.998$ ,  $G_2 = 0.764$ ,  $G_3 = 0.586$ , 当  $\cos \beta$  或者说  $r$  取满足上述条件的某一确定值时, 即可算出  $k$  和  $(k-1)r$  的范围, 如以下几种情况。

(1) 取  $\beta = 60^\circ$ , 得  $\cos \beta = 0.5 < G_3$ ,  $r = 1.155r_0 = 0.289$  mm, 这时有  $1 < k \leq 1.998$ ,  $0 < (k-1)r \leq 0.288$  mm, 光源到球面可有 0.288 mm 的调节范围;

(2) 取  $\beta = 45^\circ$ , 得  $G_3 < \cos \beta \approx 0.707 < G_2$ ,  $r = 1.414r_0 = 0.354$  mm 时有  $1.541 < k \leq 1.998$ ,  $0.135 \leq (k-1)r \leq 0.353$  mm, 光源到球面还有 0.218 mm 的调节范围;

(3) 取  $\beta = 40.182^\circ$ ,  $\cos \beta = 0.764 = G_2$ ,  $r = 0.387$  mm 时有  $k = 1.998 = T$ ,  $(k-1)r = (T-1)r = 0.386$  mm, 光源只能位于距球面 0.386 mm 处。

## 2 结论

综上所述, 给定光纤包层折射率  $n_1$ 、光芯折射率  $n_2$  和光纤半径  $r_0$ , 要使半导体激光器发散半角  $\alpha_M$  范围内的光束能全部投射到小球表面, 折射后全部直接进入光芯并能进行全反射传播, 对烧结小球的半径  $r$  (或者  $\cos \beta$ ) 和半导体激光器安装的位置有一定的限制。 $r$  (或者  $\cos \beta$ ) 的取值范围与光芯折射率  $n_2$  的大小有关, 半导体激光器安装调节范围又与  $r$  (或者说  $\cos \beta$ ) 的取值有关。 $\cos \beta$  较大, 有利于数值孔径的增大,  $\cos \beta$  较小, 即  $r$  较小时, 半导体激光器安装调节范围较大, 当  $\cos \beta > G_3$  后, 随着  $\cos \beta$  和  $r$  的增大, 其调节范围越来越小直到不能调节,  $\cos \beta$  和  $r$  再增大则无论如何都不能使所有进入小球的折射光线直接进入光芯了。实际上, 半导体激光器不是严格的点光源, 在调节范围过小时, 已达不到最佳耦合效率, 所以在制作球状光纤耦合器时, 要综合考虑各参数的影响, 兼顾数值孔径, 又能有最大的调节范围, 应取  $\cos \beta = G_3$ , 以获得尽可能好的使用效果。

## 参考文献:

- [1] 张健. 耦合半导体激光进入光纤[J]. 激光技术, 1996, 20(3): 129-132.
- [2] 马惠萍, 刘丽华, 杨乐民, 等. 光纤耦合问题的研究及球形端面光纤的应用[J]. 光电工程, 2002, 29(4): 46-49.
- [3] 杨齐民, 王崇真, 钟丽云, 等. 激光束与光纤耦合的研究[J]. 云南工业大学学报, 1995, 11(1): 1-5.
- [4] 阎永志. 光纤耦合器的开发现状[J]. 压电与声光, 1995, 17(3): 12-16.
- [5] 郝建军, 王卫兵, 滕爱萍. 球形光纤探头耦合特性的研究[J]. 德州学院院报, 2003, 19(4): 48-50.
- [6] 梁一平, 戴特力. 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, 22(3): 26-28.