

GaAs 双异质结激光器和 多模光学纤维的耦合

刘 洪 举

(中国科学院长春物理所)

提要: 本文仅就 GaAs 双异质结激光器和多模光学纤维的耦合问题作一些讨论, 以带有微透镜型的光学纤维为例, 对耦合效率进行了计算。

Coupling of double-heterojunction GaAs laser into multimode optical fibers

Liu Hongju

(Changchun Institute of Physics, Academia Sinica)

Abstract: Some problems on coupling of GaAs heterojunction laser into multimode optical fibers are discussed, and coupling efficiency has been calculated for optical fibers with microlens.

微透镜接收角的确定

为了有效地接收从激光器发出来的光能, 常把纤维的端部作成半球形, 但是如果包层材料也是玻璃或石英, 在烧制过程中, 包层也会向端面延伸, 形成有两层介质的透镜端面, 如图 1 所示。为了计算方便, 这里假定包层是均匀地包在端部的, 其厚度为 d' (实际上端部包层厚度是不均匀的)。

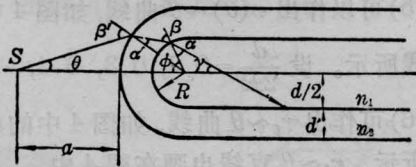


图 1 具有球形透镜的光学纤维

n_1 —纤维芯折射率; n_2 —包层折射率; d —纤维芯直径;
 d' —包层厚度; R —球形透镜半径; θ —光线与纤维轴夹角;
 r —折射光线与轴的夹角

利用折射定律和 Snell's 定律不难证明:

$$r(\theta) = \sin^{-1} \left\{ \frac{1}{n_2} \left(1 + \frac{a+d'}{R} \right) \sin \theta \right\} - \sin^{-1} \left\{ \frac{1}{n_1} \left(1 + \frac{a+d'}{R} \right) \sin \theta \right\} + \sin^{-1} \left\{ \left(1 + \frac{a}{d'+R} \right) \sin \theta \right\} - \sin^{-1} \left\{ \frac{1}{n_2} \left(1 + \frac{a}{d'+R} \right) \sin \theta \right\} - \theta \quad (1)$$

给定 a 、 R 、 d' 可作出 $r(\theta) \sim \theta$ 曲线。以化学气相沉积法制备的光学纤维为例, 其参数如下: $n_1=1.4669$, $n_2=1.4570$, 设纤维芯直径 $d=60$ 微米, 包层厚度 $d'=60$ 微米, $R=60$ 微米。 $\frac{a}{R}=1.5, 1.3, \dots$ 等的 $r(\theta) \sim \theta$ 曲线,

收稿日期: 1979 年 11 月 28 日。

如图 2 的实曲线所示。

为了保证光线能被光学纤维接收, 要求光线不能落在纤维芯外。对某个 a 值, 射到芯透镜上面与芯有同样高度的光线与轴的夹角 θ 与折射后的光线与轴的夹角 r_p 的关系:

$r_p = \phi - \alpha$ 中的 ϕ 满足如下关系:

$$\phi = \sin^{-1} \frac{d}{2R} \quad (2)$$

于是:

$$r_p = \sin^{-1} \frac{d}{2R} - \sin^{-1} \left\{ \frac{a + d' + R}{n_1 R} \sin \theta \right\} \quad (3)$$

对于给定的 $\frac{d}{2R}$, 例如 $\frac{d}{2R} = 0.5$, $d' = R = 60$ 微米, $n_1 = 1.4669$, 利用 (3) 式可以作出 $r_p \sim \theta$ 曲线, 如图 2 中的虚线所示。这实际上是纤维芯孔径对进入芯的光线的一种限制, 因此叫做“芯孔径”限制。

如果以 θ 角入射的光线, 进入第二种介质后和轴成的角度大于和介质 1 球面相切的光线的入射角, 光线就不能打中纤维芯透镜表面和进入纤维, 这种限制称为“切向限制”。当图 1 中的 $\beta = 90^\circ$ 时, $r(\theta) \sim \theta$ 的关系由下式给出:

$$r_t = 90^\circ - \sin^{-1} \frac{R}{d' + R} + \sin^{-1} \frac{n_2 R}{d' + R} - \sin^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) - \theta \quad (4)$$

图 2、3 是利用上述公式作出的各种曲线。

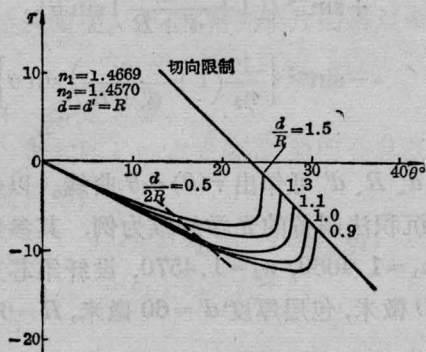


图 2 不同的激光器-透镜距离 $\frac{a}{R}$ 值, 纤维内的偏折角 r 和纤维的光线角 θ 之间的关系

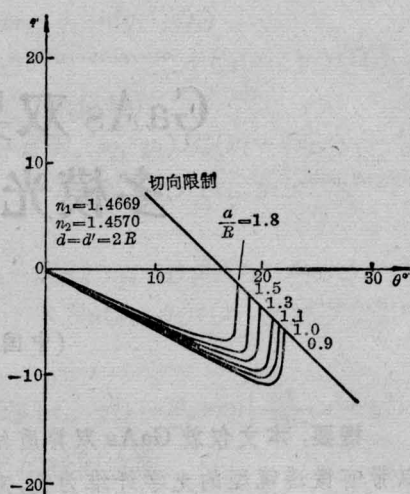


图 3 不同的激光器-透镜距离参数 $\frac{a}{R}$ 值, 纤维内的偏折角 r 和纤维的光线角 θ 之间的关系

如果在形成微透镜时, 包层材料并不形成透镜的外层, 如塑料包层纤维, 或者是一般石英包层纤维在烧球透镜前经过化学腐蚀去掉包层的, 公式 (1)、(3)、(4) 可分别简化为:

$$r(\theta) = \sin^{-1} \left\{ \left(1 + \frac{a}{R} \right) \sin \theta \right\} - \sin^{-1} \left\{ \frac{\left(1 + \frac{a}{R} \right) \sin \theta}{n_1} \right\} - \theta \quad (5)$$

$$r_p = \sin^{-1} \frac{d}{2R} - \sin^{-1} \left\{ \frac{1}{n_1} \left(1 + \frac{a}{R} \right) \sin \theta \right\} \quad (6)$$

$$r_t = 90^\circ - \sin^{-1} \left\{ \frac{1}{n_1} \right\} - \theta \quad (7)$$

如 F₄₆ 塑料包层纤维, $n_1 = 1.4570$, $n_2 = 1.3380$, 对于 $\frac{a}{R} = 1.6, 1.3, 1.2, \dots$ 利用公式 (5) 可以作出 $r(\theta) \sim \theta$ 曲线, 如图 4 中各条实线所示。设 $\frac{d}{2R} = 0.2, 0.3, 0.4, \dots$ 利用 (6) 可作出 $r_p \sim \theta$ 曲线, 如图 4 中的各条虚线所示。 $r_t \sim \theta$ 直线也画在图 4 中。

利用图 2 或图 3、4 可以确定纤维的接收角。以图 2 为例, 它是微透镜半径 R 为 60 微米的 CVD 纤维。首先计算出纤维芯内光线

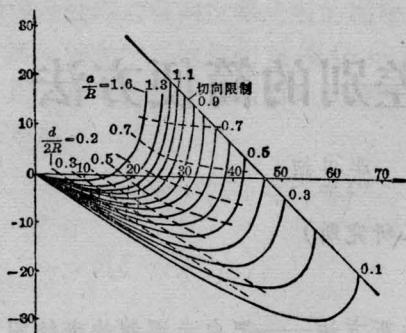


图4 F₄₆塑料包层纤维,不同 $\frac{d}{2R}$ 值、折射角 r 和入射角 θ 之间的关系

全内反射的临界角:

$$r_0 = \cos^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) = 6^\circ 48' \quad (8)$$

将 $r = \pm r_0$ 的水平线画在图2中, $|r(\theta)| < r_0$ 的光线才能在纤维芯内传播,它是由波导本身特性决定的,通常称为“波导窗”。

为了得到最大的接收角,需要选择尽可能小的 $\frac{a}{R}$,由图2可知, r 不低于 $-6^\circ 48'$ 的值是1.5, $\frac{a}{R} = 1.5$ 的切向限制 $\theta = 24.5^\circ$,而 $r = +6^\circ 48'$ 的限制大于此值。又由 $\frac{d}{2R} = 0.5$ 知道孔径限制约为 14.5° ,这些角度中最小的是 14.5° ,它就是这种纤维的最大半接收角。如果使透镜的半径减小,其他条件不变,这样可使 $\frac{d}{2R}$ 值增加,从而使接收角增大。理论计算还表明,纤维球端面有无包层材料 d' 厚度层,对接收角影响很大,如上面这种纤维,如端部没有包层材料,其半接收角约为 27° 。因而要提高耦合效率,在烧球前将端部包皮去掉是必要的。如果是石英包层,可以用氢氟酸进行腐蚀。

耦合效率的计算

知道了纤维的接收角,我们便可以计算条形 GaAs 激光器和具有球形透镜端面的多模光学纤维的耦合效率。

假定 GaAs 半导体激光器发出的光是似高斯光束,在远场结的方向,光束半宽度线性增加。

$$W = \sqrt{2} Z \tan \alpha, \quad (9)$$

W 为远场束腰, α 为半发散角。

$$\tan \alpha = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi W_0}} \quad (10)$$

现在我们来计算传入纤维接收半角为 θ 的激光功率,纤维端这个锥角所对的面积,半宽度为 θZ ,因此,进入半接收角为 θ 的多模纤维功率耦合系数 k 为^[2](高斯功率分布表达式为 $P \propto t^{-2y^2/W^2}$):

$$k = \frac{\int_0^{\theta Z} t^{-2y^2/W^2} dy}{\int_0^\infty t^{-2y^2/W^2} dy} = \frac{\int_0^{2\pi W_0 \theta / \lambda} e^{-t^2/2} dt}{\int_0^\infty e^{-t^2/2} dt} \quad (11)$$

这里

$$t = \frac{2y}{W} = \frac{2\pi W_0 y}{\lambda Z} = \frac{2\pi W_0}{\lambda} \theta \quad (12)$$

令

$$x = \frac{2\pi W_0}{\lambda} \theta \quad (13)$$

$$k = \frac{\int_0^x t^{-t^2/2} dt}{\int_0^\infty t^{-t^2/2} dt} = 2\phi(x) \quad (14)$$

其中
$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x t^{-t^2/2} dt$$

这里实验中用的激光器的半发散角 α 为 30° (垂直结平面方向), θ 为纤维的半接收角,对于 CVD 光学纤维,微透镜半径 $R = 30$ 微米和 $R = 60$ 微米时,利用图3和图2求得的半接收角分别为 17.5° 和 14.5° ,半导体激光器的波长 $\lambda = 0.85$ 微米,将 α 、 θ 、 λ 代入公式(10)和(13)可以计算出 x 值,查概率积分表可求得对应的 x 值,于是可计算出耦合系数 k 。计算结果表明,微透镜半径 $R = 30$ 微米和 $R = 60$ 微米的纤维的耦合系数分别为 54% 和 46%。考虑到纤维端面有约 10% 的反射损耗,实际上耦合到纤维中去的功率耦合系数 k' 分别为 48.6% 和 41.4%,这说明适当

(下转第 41 页)

10', 由图可知剪切量大约为 0.3 左右。

我们在二维剪切光栅干涉仪中, 将 He-Ne 激光通过被检系统后引向 40 条/毫米的光栅中, 用两块光栅相对转动来变化剪切量, 获得合适的干涉图(见图 6)。干涉图花样中心是零级非衍射光束, 周围的四个花样是由两块光栅所产生的在 x 方向的 ± 1 级和在 y 方向的 ± 1 级衍射花样交迭相干。调整光栅间的相对转动量可获得合适的剪切量。

对实验所得的互相正交的两种剪切干涉条纹进行了数据处理, 以重新构造出原始的波面。将图 5 所示的干涉图用双坐标网格板来测定(见图 7, 网格距离等于剪切距离), 大约 25 个点均匀分布在干涉图上, 对每张干涉图都用一个公共的坐标系统, 测量黑条纹(或白条纹)中心位置均可确定数据。对于每一

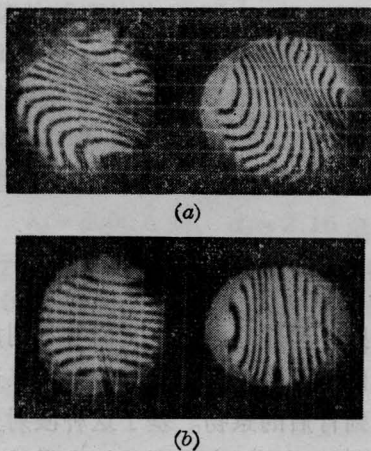
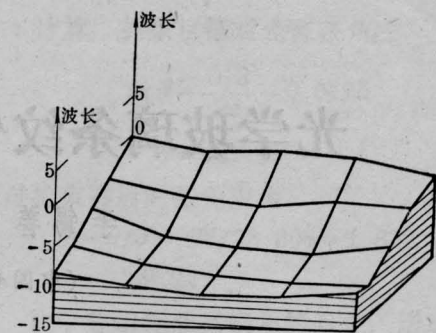


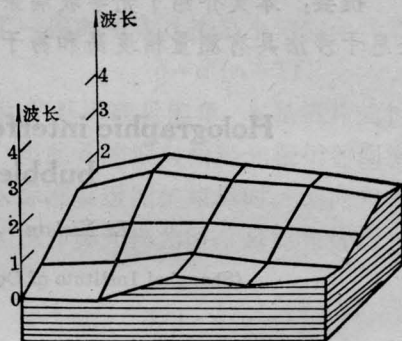
图 7 用网格板来测定干涉条纹数据的示意图

(上接第 31 页)

选择透镜半径可以大大提高耦合效率, 纤维相同, 球形半径为 30 微米的纤维其耦合效率比 $R=60$ 微米的高 8%, 计算表明, 球形半径等于纤维半径有最大接收角, 即最大耦合效率。而此种纤维平面端面的耦合效率只有 22%。F₄₆ 光学纤维, 因为折射率差和芯径都



(a) 被测系统为一块加工质量较差的光学玻璃



(b) 被测系统为被烟扰动的热气流

图 8 利用图 7 所示的干涉图数据处理所得的重新构造波面二维图示

点的测量, 必须注意条纹相对的级。图 8 为图 7 所示干涉图中数据处理获得的波面。

参 考 文 献

- [1] V. Ronchi; *Appl. Opt.*, 1964, 3, 437.
- [2] A. Cornejo, D. Malacara; *Appl. Opt.*, 1970, 9, 1897.
- [3] M. P. Rimmer; *Appl. Opt.*, 1974, 13, 623.

很大, 所以计算得到的耦合效率可达 80% 以上。

参 考 文 献

- [1] G. A. Brackett; *J. Appl. Phys.*, 1974, 45, No. 6, 2636.
- [2] *Bell. Syst. Tech. J.*, 1972, 51, No. 3, 573.