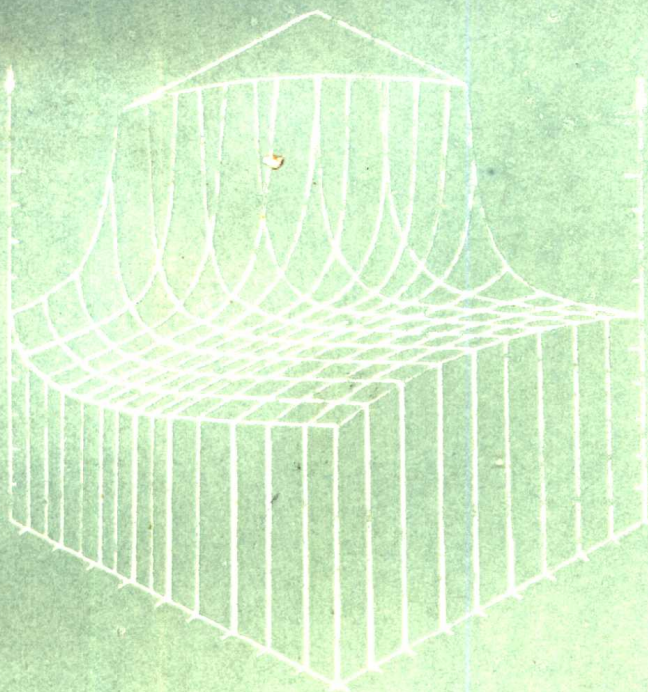


单模纤维光学

原理与应用

Luc B. Jeunhomme 著

周洋溢 译



广西师范大学出版社

单模纤维光学原理与应用

(法) Luc B. Jeunhomme 著

周洋溢 译

谭生树 校

唐玉麟

广西师范大学出版社

1988 桂林

内 容 简 介

本书全面总结了单模光纤的理论和实践,反映了八十年代前期的技术成就。深入讨论了单模光纤的理论、设计、测试和通信应用,详细介绍了无源器件、传感器和非线性光学效应。全书共九章。

读者对象是科研设计和生产单位的科研和工程技术人员、高等院校有关专业的教师和高年级学生。

单模纤维光学原理与应用

(法) Luc B. Jeunhomme 著

周洋溢 译

谭生树 唐玉麟 校

广西师范大学出版社出版发行

(广西桂林市育才路3号)

桂林空军高炮学院印刷厂印刷

开本787×1092 1/32 印张11.5 字数249千字

1988年8月第1版 1988年8月第1次印刷

印数: 0 001—2 000

ISBN7-5633-0125-9/G·113

定价: 3.60元

目 录

译序.....	(1)
前言.....	(3)
第一章 基础理论.....	(5)
§ 1.1 引言.....	(5)
§ 1.2 理想突变型光纤	(14)
§ 1.3 渐变型光纤	(37)
§ 1.4 包层折射率变化的光纤	(46)
附录1.1 $J_0(x)$ 和 $J_1(x)$ 的近似公式.....	(64)
附录1.2 等效突变型光纤不同方法之间的 比较.....	(64)
参考文献.....	(69)
第二章 双折射特性.....	(72)
§ 2.1 引言.....	(72)
§ 2.2 固有双折射	(74)
§ 2.3 感生双折射	(88)
§ 2.4 传播效应	(93)
参考文献.....	(106)
第三章 衰减.....	(110)
§ 3.1 引言	(110)
§ 3.2 材料衰减	(110)

§ 3.3 波导衰减·····	(115)
§ 3.4 制造的影响·····	(135)
参考文献·····	(138)
第四章 信号畸变·····	(141)
§ 4.1 引言·····	(141)
§ 4.2 双折射色散的影响·····	(141)
§ 4.3 色度色散的影响·····	(145)
§ 4.4 极限比特率·····	(169)
参考文献·····	(176)
第五章 特性·····	(178)
§ 5.1 引言·····	(178)
§ 5.2 结构参数·····	(178)
§ 5.3 静态传输参数·····	(187)
§ 5.4 动态传输参数·····	(208)
§ 5.5 本章小结·····	(217)
附录5.1 线性双折射单模光纤双折射主轴的 确定·····	(217)
参考文献·····	(219)
第六章 无源器件·····	(223)
§ 6.1 引言·····	(223)
§ 6.2 光纤-光纤耦合器·····	(223)
§ 6.3 波导-光纤耦合器·····	(240)
§ 6.4 光纤器件·····	(245)
参考文献·····	(254)
第七章 通信应用·····	(258)

§ 7.1 引 言	(258)
§ 7.2 光纤参数最佳化	(259)
§ 7.3 数字传输系统	(272)
§ 7.4 其他系统	(291)
参考文献	(308)
第八章 传感器应用	(313)
§ 8.1 引 言	(313)
§ 8.2 温度和压力传感器	(313)
§ 8.3 电流传感器	(323)
§ 8.4 旋转传感器	(327)
参考文献	(332)
第九章 非线性光学效应	(335)
§ 9.1 引 言	(335)
§ 9.2 受激喇曼散射	(336)
§ 9.3 受激布里渊散射	(341)
§ 9.4 自相位调制	(343)
§ 9.5 功率极限	(346)
参考文献	(349)
符号表	(351)
索引	(354)

译 序

八十年代，光纤通信技术发展到了一个新阶段。由于技术的突破，单模光纤通信系统已投入商用，在世界光纤总产量中，单模光纤已超过多模光纤，单模光纤不仅在技术上，而且在经济上都要比多模光纤更加优越。作为光学的一个新兴的重要分支——单模纤维光学正日趋成熟，人们相信，在未来的包括通信应用在内的许多应用领域中，它必将发挥越来越大的作用。我国对单模光纤的研究和开发正在展开，为适应科研、生产和教学的需要，介绍一本包括单模光纤的理论基础、工程设计和实际应用的参考书是十分必要的。

法国国家电信研究中心 Luc B. Jeunhomme 所著《single-Mode Fiber Optics》一书比较全面综合了单模光纤的理论和实践，反映了八十年代前期的技术成就，展望了未来的前景。本书主要特点是理论联系实际，通过对物理概念和基本理论的分析 and 讨论，使我们对单模光纤特性有了透彻的理解；深入讨论了单模光纤的参数和测试方法，无源器件和传感器，以及系统设计和工程应用，为我们提供了解决实际问题的依据。本书实为从事单模光纤设计、制造和测试，及通信应用等方面的科学研究和工程技术人员以及高等院校的教师和高年级学生不可缺少的参考书。

在译文中，我们尽可能采用标准的名词术语。对原文中某些混用的名词或不确切之处，已作适当处理。对尚无标准

译名的术语，译校者只好择其善者从之，或自定译名，以应急需。

本书的出版得到电子工业部第三十四研究所有关部门领导的支持，情报室林金昌主任作了大量组织工作并对译文提了有益意见，麦焕平、曹国芬同志描绘了全部插图，谷小兰、杨玉兰同志提供了复印照相帮助，译校人员谨向他们以及对本书的翻译出版给予帮助的所有同志表示衷心感谢。

译校者还对广西师范大学出版社的同志们致以谢意。

译文中如有不当之处，望读者指正。

译校者

1987年11月于桂林

前 言

过去几年，由于巨大的商业开发和应用，使以多模光纤为基础的光通信系统成为现实。正当这个时候，单模光纤受到全世界许多研究实验室日益增长的注意。在通信和传感器领域，研究结果和早期的实验系统，已显示出单模光纤对许多应用是很有希望的，并将迅速达到工业生产和开发应用的阶段。现在虽有大量的科学资料可资利用，但都分散在各种杂志上，因此似有必要提供一本包括单模光纤科学技术和工程原理的基础性教科书。

以往几年，已经出版了有关光波导、多模光纤和光通信系统的各种专著，以之作为本书的一般性基础知识。从以前描述的一般性原理开始，第一章提供单模光纤性能和特点的简单分析性描述，其中大部分计算可用袖珍计算器近似完成。这一章的简要介绍为非专业读者提供有关波导的简单描述，所以这一章几乎是独立的。第二到第四章确定单模光纤的传输特性，第五到第七章描述专门特性的测量方法、无源器件和通信应用。这几章对单模光纤的具体特性作了广泛的讨论，而对单模光纤和多模光纤共同的问题（例如制造技术和陆地光缆等等）只作简单的叙述，这些问题的完整讨论可以在以前出版的书籍中找到。第八章专门描述单模光纤传感器，现正在寻找它的重要应用，并引起人们日益增长的兴趣。最后，第九章处理经常遇到的非线性光学效应，这种效应限制了单模光纤可容许的功率，然而，将来会在各种宽波

段光源方面找到它的实际应用。

在理论章节，从事实际工作的工程师和大学生们可以找到光波导易于理解的介绍和有关单模光纤所需的全部理论材料、直接有用的数字和图表，以及对物理现象的基础性描述，所需计算大多可用袖珍计算器完成。在应用章节，熟悉多模光纤的工程师们可以找到有关单模光纤的专用器件及其应用的简要论述，从而扩展自己对单模光模专门特性的科学和技术基础知识。应用章节还分析了某些体现技术发展水平的实验性应用，但因为应用方面的进展很快，主要还是致力于提供一些推断未来发展的参考依据，因此，重点放在未来的应用中总要出现的基本特性，而不详细描述目前的实验系统。

Luc B. Jeunhomme

第一章 基础理论

§ 1.1 引言

本章旨在广泛阐述单模光纤的光传播理论。但由于用有关数学方法来处理圆形芯单模光纤问题，使最终的物理意义有些含糊，因此在处理这种光纤之前，本节先讨论片状介质波导的一般传导特性。这种情况很少涉及复杂的数学方程，因而可以对模的主要特性进行较好的物理讨论。这些模和圆形芯光纤的模定性相似。因此，对不熟悉圆形介质波导模的读者，可以把本节看作本章电磁场体系的引言。

已经熟悉介质波导理论的读者可以直接跳到 § 1.2 节，该节详细研究理想突变型光纤头两阶模。§ 1.3 节在评述了严密的理论以后，借助于等效突变型光纤来处理渐变型单模光纤。最后，§ 1.4 节研究了包层折射率变化的光纤。因此，本章为以后各章研究各种单模光纤的传输特性提供了全部必要的材料。

1.1.1 对称片状介质波导的模

图 1.1 示出一种对称片状介质波导的典型例子。它由一片折射率为 n_1 、厚度为 $2a$ 的材料，夹在两片折射率为 n_2 ($< n_1$) 的无限大材料之间构成。下面假设这种结构在 y 和 z 方向是无限的，材料各向同性，而且没有损耗（介电常数为实数和标量）。可以写出沿 z 方向传播的纯单色波的电场（或

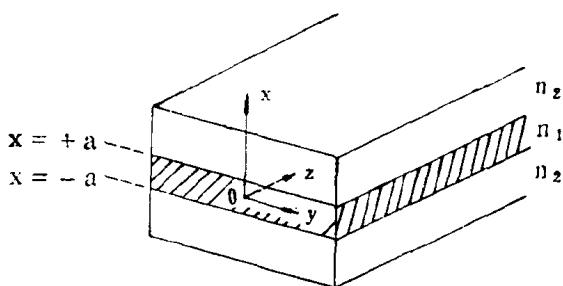


图1.1 片状介质波导的实例：由一片折射率为 n_1 、厚度为 $2a$ 的材料，夹在两片折射率为 n_2 ($< n_1$) 的材料之间构成。

磁场) 方程

$$\mathbf{E}(\text{或} \mathbf{H})(x, y, z) = \mathbf{E}(\text{或} \mathbf{H})(x) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (1.1)$$

式中 ω 是光角频率， β 是波的传播常数， (x, y, z) 是图1.1所示通常的笛卡儿坐标。因为假设结构沿 oy 无限延伸，式(1.1)右边的场与 y 无关。

电场矢量和磁场矢量的各分量 (E_x , E_y , $E_z \dots$) 应遵循熟知的麦克斯韦方程，对不存在电荷或电流的情况，这里可以写为

$$\beta E_y = -\omega \mu_0 H_x \quad (1.2a)$$

$$i\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega \mu_0 H_y \quad (1.2b)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega \mu_0 H_z \quad (1.2c)$$

$$\beta H_y = \omega \epsilon_0 n_j^2 E_x \quad (1.2d)$$

$$i\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega \epsilon_0 n_j^2 E_y \quad (1.2e)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega \epsilon_0 n_j^2 E_z \quad (1.2f)$$

式中 μ_0 是真空的磁导率, ϵ_0 是真空的介电常数, n_j 等于 n_1 或 n_2 , 取决于所考虑的场所在的片层。详细研究式(1.2), 可以得到两类独立的解。第一类解只包含 E_y , H_x 和 H_z , 并称为横电(TE)解, 因为电场完全包含在横跨传播方向的平面内($E_z = 0$)。类似地, 第二类解只包含 H_y , E_x 和 E_z , 并称为横磁(TM)解。对这两种情况, 麦克斯韦方程(1.2)简化为

$$\text{TE: (1.2a) + (1.2c),}$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = -(k^2 n_j^2 - \beta^2) E_y \quad (1.3)$$

$$\text{TM: (1.2d) + (1.2f),}$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = -(k^2 n_j^2 - \beta^2) H_y \quad (1.4)$$

式中 $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ 是真空中平面波的传播常数(c 和 λ 分别为真空中的光速和光波长)。显然, 在 $k^2 n_j^2$ 大于 β^2 的区域, 场沿 ox 的变化总是显示正弦特性(振荡场); 在 $k^2 n_j^2$ 小于 β^2 的区域, 场显示指数特性(瞬逝场)。更一般地说, 甚至在折射率分布更复杂得多的波导中, 在纵向传播常数小于平面波传播常数的区域, 电磁场也是振荡的, 而在其他区域, 电磁场则是具有似指数特性的瞬逝场。要求记住这个非常重要的特性, 因为这是关于模截止和弯曲损耗的概念的基础。

可以推论，有实际意义的模（携带的功率不为零）只能在传播常数小于 kn_1 的情况下存在（因为其他情况，模处处是瞬逝的）。另一方面，传播常数小于 kn_2 相应的场处处是振荡的，因此在 $x \rightarrow \pm \infty$ 处不会消失，这些是这种结构不传导的辐射模（因为它们从侧向辐射功率）。因此，传导模的传播常数大于 kn_2 ，小于 kn_1 ，即

$$kn_2 \leq \beta \leq kn_1 \quad (1.5)$$

下面采用横向传播常数 u/a 和横向衰减常数 v/a ，其定义为

$$\beta^2 = k^2 n_1^2 - \frac{u^2}{a^2} = k^2 n_2^2 + \frac{v^2}{a^2} \quad (1.6)$$

（在没有损耗的普遍情况下，由于这种波导结构对于 yoz 平面有对称性，所以选择 u 和 v 都大于零。）

据式 (1.6)，可以定义一个无量纲参数 V ，它正比于光频率，因而称为归一化频率，

$$V^2 = u^2 + v^2 = a^2 k^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad (1.7)$$

这个归一化频率只取决于波导特性和光波长（或频率）。

从式 (1.3) — (1.7) 看来，在中心层内 ($|x| \leq a$)，场 (TE 模的 E_y 和 TM 模的 H_y) 是 $\cos(ux/a)$ 和 $\sin(ux/a)$ 的线性组合，在中心层外，场是指数衰减的形式， $x \geq a$ 为 $\exp(-vx/a)$ ， $x \leq -a$ 为 $\exp(vx/a)$ 。因为根据数学的观点，TM 模和 TE 模的特性非常相似，所以下面只集中讨论 TE 模。

现在考虑位于 $x = \pm a$ 介质不连续处场的切向分量的连续性。在这两个表面， E_y 、 H_y 、 E_x 和 H_x 是连续的。当这

个条件和上面指出的一般解及式(1.2a)、(1.2c)和(1.3)结合时,得到两种解

偶TE模:

$$\left. \begin{aligned} E_y, H_x &\propto \cos\left(\frac{ux}{a}\right) \\ H_z &\propto \sin\left(\frac{ux}{a}\right) \end{aligned} \right\} |x| \leq a \quad (1.8a)$$

$$E_y, H_x, H_z \propto \exp\left(-\frac{v|x|}{a}\right) \quad |x| \geq a \quad (1.8b)$$

$$v = u \operatorname{tg}(u) \quad (1.8c)$$

奇TE模:

$$\left. \begin{aligned} E_y, H_x &\propto \sin\left(\frac{ux}{a}\right) \\ H_z &\propto \cos\left(\frac{ux}{a}\right) \end{aligned} \right\} |x| \leq a \quad (1.9a)$$

$$E_y, H_x, H_z \propto \exp\left(-\frac{v|x|}{a}\right) \quad |x| \geq a \quad (1.9b)$$

$$v = -\frac{u}{\operatorname{tg}(u)} \quad (1.9c)$$

在这方面,用式(1.8c)或(1.9c)和式(1.7)进行比较表明:这种波导结构只能保持分立的模(即 u 、 v 和 β 只能取分立的值)。其特性可以用图1.2的图解法求出。各种模的 u 和 v 的解可以从半径为 V 的圆[相应于笛卡儿坐标中式(1.7)]和式(1.8c)及(1.9c)所代表的曲线的交点求出。

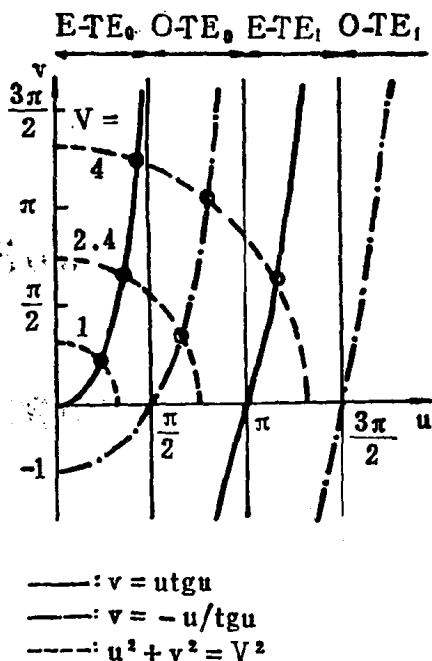


图1.2 为确定图1.1的介质波导TE模的参数 u 和 v ，对式(1.7)、(1.8c)和(1.9c)的图解。小圆圈代表归一化频率 V 值相应的各种解。

1.1.2 截止特性分析

如果从零光频($V=0$)或无限大波长开始，我们看到，至少总有一种传导模，即偶TE₀模，它是这种结构的最低阶模或基模(事实上，同时有一种偶TM₀模)。图1.2表明，只要 $V < \pi/2$ ，随着 u 和 v 的增加，仍然只有这种传导模。当 V 达到 $\pi/2$ 时，奇TE₁模开始传导，从而出现二阶模。在 $V = \pi$ 时出现三阶模(偶TE₁模)，等等。 V 每次达到 $\pi/2$ 的整数倍

时, 新的模就达到截止。可以看到, 这种模相应于 $v=0$, 因而 $\beta = kn_2$ 。在外层介质中截止点的模保持不变, 而不是指数减少。

1.1.3 传播常数和色散

我们集中研究偶 TE₀ 模的传播常数随光频的展开。图 1.2 清楚显示, 在零光频时 $\beta = kn_2$ 。下面假设没有材料色散, 即 n_1 和 n_2 与光频无关。当光频增加时, V 按比例增加, 图 1.2 显示 u 趋于渐近值 $\pi/2$ 。和式 (1.6) 比较表明, β 趋于 kn_1 。因此, 可以画出如图 1.3 所示的 $\beta(\omega)$ 图形。

目前, 在许多应用中, 波导不是用纯单色光而是用与时间相关的信号照射, 这种信号的场可以写成傅里叶展开式的形式

$$E_z(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e(\omega) \exp(i\omega t) d\omega$$

通过长度为 L 的波导传播后, 各分量的相位改变量为 $\beta(\omega)L$ 。如果假设, 和光载波的中心频率 $\omega_0/2\pi$ 比较, 信号的谱线宽度很小, 输出的场就可以写为

$$E_o(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e(\omega) \exp \left\{ i \left[\omega t - \beta_o L - (\omega - \omega_o) \beta_o' L - \frac{(\omega - \omega_o)^2}{2} \beta_o'' L \right] \right\} d\omega$$

式中

$$\beta_o = \beta(\omega_o)$$

$$\beta_o' = d\beta/d\omega, \text{ 在 } \omega = \omega_o$$

$$\beta_o'' = d^2\beta/d\omega^2, \text{ 在 } \omega = \omega_o$$