第 2 章　光纤:结构、导波原理和制造

光纤的工作特性决定着光传输系统的综合性能。与光纤有关的问题是:

1. 光纤具有何种结构;
2. 光在光纤中如何传播;
3. 光纤是由何种材料制作的;
4. 光纤是如何制造的;
5. 多根光纤是如何置入光缆结构的;
6. 光纤中信号的损耗或衰减机理是什么;
7. 信号在光纤中传输时为什么会有畸变, 以及信号畸变的度量。

本章中将回答前 5 个问题, 以使读者对光纤的实际结构及导波特性有一个很好的了解。后两个问题将在第 3 章中回答。本章论述的是传统的石英玻璃光纤和光子晶体光纤。

纤维光学技术涵盖了光的发射、光的传输和光的检测等原理, 所以我们首先讨论光的性质, 回顾光学中的几个定律和定义[1], 紧接着描述光纤的结构, 并用两种方法讲解光纤导光机理。第一种方法是应用几何光学或射线光学(即光的反射和折射概念)建立传播机理的直观图像; 第二种方法是将光作为电磁波来处理, 而电磁波在光纤中以导波形式传播, 这种方法就是在圆柱坐标系中求解麦克斯韦方程组, 并使场解满足光纤圆柱界面上的边界条件。

2.1　光的性质

有关光的性质的一些概念, 在物理学发展历史中几经变化。直到 17 世纪初, 一般认为光是由光源发出的微粒流构成的。这些微粒可以解释光的直线传播, 并假定光可贯穿透明材料而在非透明材料表面反射。这种理论在解释大尺寸光学现象(如反射和折射)时是成功的, 但无法解释小尺寸光学现象(如干涉和衍射)。

有关光的衍射的正确解释是 1815 年由菲涅尔做出的。菲涅尔认为光的近似直线传播特性可以通过假设光是一种波动来解释, 而衍射阴影也可详细考虑。此后, 1864 年麦克斯韦的论文从理论上认定了光波在本质上是电磁波。观察偏振效应指出光波是横波(也就是构成波的场量振动方向与波的传播方向相垂直)。按照波动光学或物理光学观点, 由一个小的光源辐射出的电磁波可以用图 2.1 所示的中心光源发出的一系列球面波前表示。波前定义为波列中具有相同相位的点的集合。通常要画出波前所经历的波的最大和最小取值, 例如正弦波的峰值和波谷。因此波前(也称为相前)是以一个波长为间隔的。

如果光在传播过程中遇到其尺寸比光波波长大得多的物体(或开口), 则光波的波前对此物体(或开口)以直线形式出现。此种情形下光波可以看成是平面波, 其传播方向可以用光射线代表, 此射线与波前或相前垂直。所以大尺寸的光效应(例如反射和折射)可以用简单射线轨迹的几何方法分析, 这种光学观点即是所谓的射线光学或几何光学。光射线指明了光束能量流动的方向, 是一个十分有用的概念。

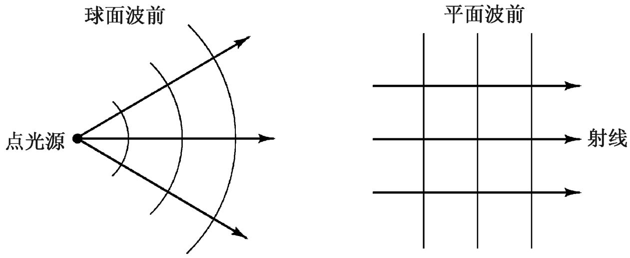

图 2.1 球面波和平面波的波前及其相关的射线表示

2.1.1 线偏振

一列沿 $\boldsymbol{k}$ 方向传播的平面线偏振电磁波的电场或磁场，一般可以表示为

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t)=\boldsymbol{e}_i A_0 \exp[\,\mathrm{j}(\omega t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})] \tag{2.1}$$

式中 $\boldsymbol{r}=x\boldsymbol{e}_x+y\boldsymbol{e}_y+z\boldsymbol{e}_z$ 表示空间任意一点的位置矢量，$\boldsymbol{k}=k_x\boldsymbol{e}_x+k_y\boldsymbol{e}_y+k_z\boldsymbol{e}_z$ 表示波的传播矢量。A_0 是波的最大振幅，$\omega=2\pi\nu$，而 ν 是光的频率，波矢量 $\boldsymbol{k}$ 的模值为 $k=2\pi/\lambda$，即我们熟知的传播常数，λ 为光的波长，$\boldsymbol{e}_i$ 是平行于 i 轴方向的单位矢量。

需要注意的是，物理上可测量的电磁场分量必是实数量，因而实际的电磁场量是由式(2.1)取实部得到的。如果令 $\boldsymbol{k}=k\boldsymbol{e}_z$，而 $\boldsymbol{A}$ 代表电场强度 $\boldsymbol{E}$，其方向沿 x 轴方向，即 $\boldsymbol{e}_i=\boldsymbol{e}_x$，则可实际测量的电场为

$$\boldsymbol{E}_x(z,t)=\mathrm{Re}(\boldsymbol{E})=\boldsymbol{e}_x E_{0x}\cos(\omega t-kz)=\boldsymbol{e}_x E_x \tag{2.2}$$

式(2.2)代表一个沿 z 轴方向传播的可变简谐平面波。这里 E_{0x} 是沿 x 轴的波的最大幅度，E_x 是给定 z 值时的幅度。之所以用指数形式的表达式，理由是其比正弦函数和余弦函数在数学处理上更简单。顺便指出，根据简谐函数的基本理论，任何一个波形都可利用傅里叶方法表示为正弦波的叠加。

一系列平面电磁波在某一给定时刻的电场和磁场分布如图 2.2 所示，这些波沿矢量 $\boldsymbol{k}$ 指出的方向传播。根据麦克斯韦方程组，很容易证明 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 都垂直于波的传播方向[2]，这种波称为横波。这个条件定义了一个平面波，即电场的波动在所有点上都是相互平行的。因此，电场形成了一个平面，称为振动面。同样地，波的磁场分量在另一个振动平面上。$\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 也相互垂直，所以 $\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{H}$ 和 $\boldsymbol{k}$ 构成一个正交的坐标系。

式(2.2)给出的平面波例子，其电场矢量始终指向 $\boldsymbol{e}_x$ 方向，这样的波就是线偏振波，其偏振矢量为 $\boldsymbol{e}_x$。波的偏振的普遍表示方法，可以通过引进另一个与第一种完全独立但与之正交的线偏振波来描述，这个正交的线偏振波为

$$\boldsymbol{E}_y(z,t)=\boldsymbol{e}_y E_{0y}\cos(\omega t-kz+\delta)=\boldsymbol{e}_y E_y \tag{2.3}$$

式中 δ 是这两个线偏振波之间的相对相位差。与式(2.2)类似，E_{0y} 是沿 y 轴的波的最大幅度，E_y 是给定 z 值时的幅度。合成波可以表示为

$$\boldsymbol{E}(z,t)=\boldsymbol{E}_x(z,t)+\boldsymbol{E}_y(z,t) \tag{2.4}$$

如果 δ 为零或 2π 的整数倍，则两个波同相位，式(2.4)表示一个线偏振波。偏振矢量与 $\boldsymbol{e}_x$ 的夹角为

$$\theta=\arctan\frac{E_{0y}}{E_{0x}} \tag{2.5}$$

其振幅为

$$E = \left(E_{0x}^2 + E_{0y}^2\right)^{1/2} \tag{2.6}$$

这种情形如图 2.3 所示。任意两个正交的平面波可以合成一个线偏振波。反之,任意的一个线偏振波也可以分解为两个独立的相互正交、同相位的平面波。

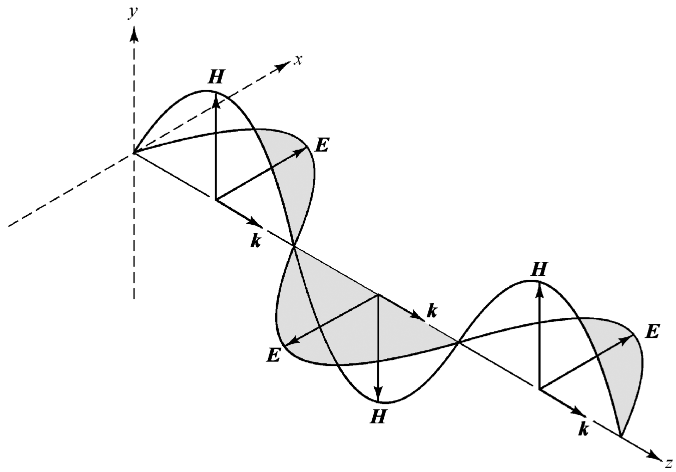

图 2.2　在给定时刻平面电磁波的电场和磁场分布

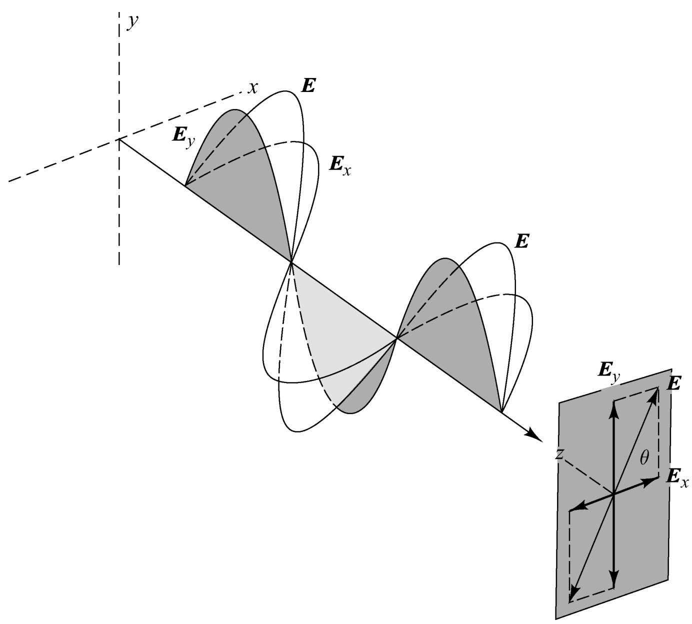

图 2.3　相对相位差为零的两个线偏振波的叠加

例 2.1　电磁波的通用表达式为

$$\begin{aligned} y &= (\text{以}\,\mu\text{m}\,\text{为单位的幅度}) \times \cos(\omega t - kz) \\ &= A\cos\left[2\pi(\nu t - z/\lambda)\right] \end{aligned}$$

对于特定的平面电磁波 $y = 12\cos[2\pi(3t - 1.2z)]$,请给出:(a)幅度;(b)波长;(c)角频率;(d)在 $t = 0$ 和 $z = 4\ \mu\text{m}$ 时的位移。

解:从以上的表达式可以得到:

(a)幅度 = 12 μm;

(b)波长:$1/\lambda = 1.2\ \mu m^{-1}$,则$\lambda = 833$ nm;

(c)角频率 $\omega = 2\pi v = 2\pi(3) = 6\pi$;

(d)在 $t = 0$ 和 $z = 4$ μm 时,位移

$$\begin{aligned} y &= 12\cos[2\pi\times(-1.2\ \mu m^{-1})\times 4\ \mu m] \\ &= 12\cos[2\pi\times(-4.8)] = 10.38\ \mu m \end{aligned}$$

2.1.2 椭圆偏振和圆偏振

δ 有任意取值时,式(2.4)给出的是椭圆偏振波。合成场矢量 $\boldsymbol{E}$ 将会旋转,同时其大小也将作为角频率 ω 的函数而发生变化。由式(2.2)和式(2.3)消去($\omega t - kz$),可以证明对任意的 δ 值有

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)\cos\delta = \sin^2\delta \tag{2.7}$$

这是一个一般形式的椭圆方程。正如图 2.4 所示,$\boldsymbol{E}$ 的端点在指定点上的轨迹将在空间描出一个椭圆。椭圆的轴与 x 轴之间形成的夹角 α 由下式给出:

$$\tan 2\alpha = \frac{2E_{0x}E_{0y}\cos\delta}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \tag{2.8}$$

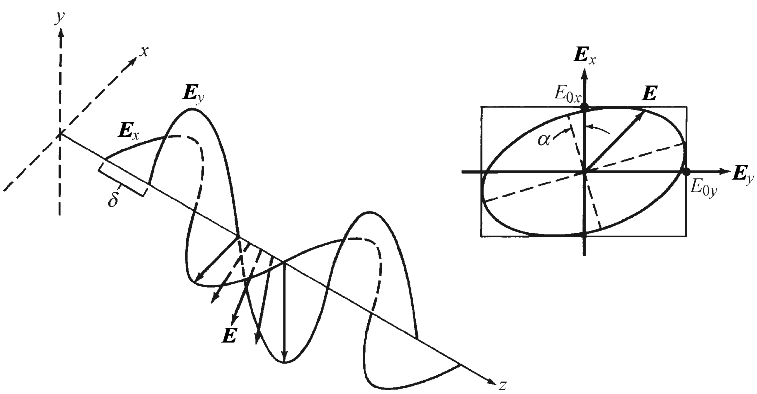

图 2.4 两个振幅不相等、相位差不为零的线偏振波叠加形成椭圆偏振光

为了得到由式(2.7)给出的更好的图形,可以将椭圆主轴与 x 轴对准,使 $\alpha = 0$,这等价于 $\delta = \pm\pi/2, \pm 3\pi/2, \cdots$,此时式(2.7)成为

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 = 1 \tag{2.9}$$

这是一个中心位于坐标原点,半轴分别为 E_{0x} 和 E_{0y} 的一个椭圆的标准方程。

当 $E_{0x} = E_{0y} = E_0$,相对相位差 $\delta = \pm\pi/2 + 2m\pi$,而 $m = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots$ 时,即可得到圆偏振光,此时式(2.9)可以简化成

$$E_x^2 + E_y^2 = E_0^2 \tag{2.10}$$

式(2.10)定义了一个圆。如果 δ 取正号, 则式(2.2)和式(2.3)成为

$$\boldsymbol{E}_x(z,t)=\boldsymbol{e}_x E_0\cos(\omega t-kz) \tag{2.11}$$

$$\boldsymbol{E}_y(z,t)=-\boldsymbol{e}_y E_0\sin(\omega t-kz) \tag{2.12}$$

在这种情形下, 在指定位置上, $\boldsymbol{E}$ 的端点在空间中的轨迹是一个圆, 如图 2.5 所示。为了说明这一特点, 假设有一观察者位于任意一点 z_{ref} 朝着波运动的方向, 为了方便, 在 $t=0$ 时刻取定的 z_{ref} 点为 $z=\pi/k$, 则由式(2.11)和式(2.12)可得

$$\boldsymbol{E}_x(z,t)=-\boldsymbol{e}_x E_0 \quad \text{和} \quad \boldsymbol{E}_y(z,t)=0$$

也就是说, $\boldsymbol{E}$ 在负 x 轴方向, 如图 2.5 所示。在一个稍后的时间, 例如 $t=\pi/2\omega$, 则电场矢量将旋转 90°在 z_{ref} 处到达正 y 轴方向。当时间进一步增加, 波朝观察者运动, 则观察者看到合成电场矢量 $\boldsymbol{E}$ 以角速度 ω 沿顺时针方向旋转, 当波前进一个波长时, 场矢量旋转一周。这种光波称为右旋圆偏振波。

如果 δ 取负号, 则电场矢量为

$$\boldsymbol{E}=E_0[\boldsymbol{e}_x\cos(\omega t-kz)+\boldsymbol{e}_y\sin(\omega t-kz)] \tag{2.13}$$

此时 $\boldsymbol{E}$ 呈反时针方向旋转, 这个波就是左旋圆偏振波①。

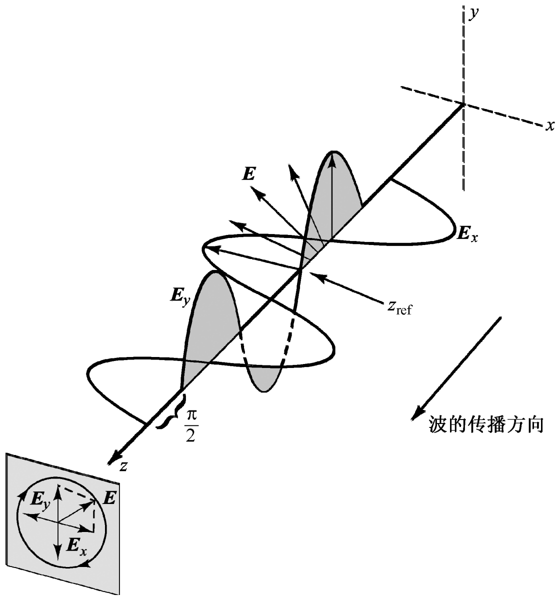

图 2.5　两个振幅相等、相对相位差为 $\delta=\pi/2+2m\pi$ 的线偏振波叠加形成右旋圆偏振波

2.1.3　光的量子特性

光的波动理论可以很好地解释与光传播相联系的所有现象。但在处理光与物质的相互作用, 例如光的色散、光的发射和光的吸收等问题时, 无论是波的粒子学说还是波动学说都是近似的。为此, 必须求助于量子理论, 量子理论指出光辐射具有波粒二象性。光的粒子性来源于对以下现象的解释: 光能量的发射与吸收总是以称为光量子或光子的离散单位实现的。在所

① 注意:这里关于左旋、右旋的定义与光学教科书一致, 而国内电磁场教科书中的定义刚好与此相反! ——译者注

有验证光子存在的实验中，发现光子能量仅与频率 ν 有关，而频率只有在观察光的波动特性时才能测量。

正如 1.2.1 节中描述的那样，如图 1.2 所示，光子的物理特性可以由波长、能量或频率进行测量。光子的能量 E 与频率 ν 之间的关系为

$$E = h\nu \tag{2.14}$$

式中，$h = 6.625 \times 10^{-34}$ J·s 是普朗克常量。当有光入射到原子上时，一个光子可以将其能量交给原子中的电子并将电子激发到较高的能级。在这个过程中没有任何一个光子只是部分地将能量交给电子，电子吸收的能量必然严格地与它跃迁到较高能级所需要的能量相等。通常，激发态的电子也可能跃迁至较低的能级并辐射一个光子，此光子的能量 $h\nu$ 必然严格等于这两个能级的能量差。

训练题 2.1 利用式(2.14)可知，功率为 0.95 eV 和 0.80 eV 的光子，其波长分别为 1310 nm 和 1550 nm。

2.2 基本的光学定律和定义

本节将回顾一些与光纤传输技术相关的基本光学定律和定义。这些定律和定义包括斯涅尔定律，材料折射率的定义以及反射、折射和偏振的概念。

2.2.1 折射率

材料的最基本的光学参数是它的折射率。在自由空间光以速度 $c = 3 \times 10^8$ m/s 传播，光的速度 c、频率 ν 和波长 λ 之间的关系为 $c = \lambda\nu$。当光进入电介质或非导电媒质时，将以速度 s 传播，s 与材料的特性有关而且总是小于 c。真空中的光速度与材料中光传播速度之比即为材料的折射率 n，其定义式为

$$n = \frac{c}{s} \tag{2.15}$$

表 2.1 列出了不同材料的折射率。

表 2.1 不同材料的折射率

材料	折射率
丙酮	1.356
空气	1.000
钻石	2.419
普通酒精	1.361
熔融石英(SiO_2)：随波长变化	1.453@850 nm
砷化镓(GaAs)	3.299（红外区域）
玻璃，冕牌	1.52 ~ 1.62
甘油	1.473
有机玻璃(PMMA)	1.489
硅(随波长变化)	3.650@850 nm
水	1.333

2.2.2 反射和折射

关于光的反射和折射概念，利用与平面波在介质材料中传播相联系的光射线概念是最易

于解释的。当光射线碰到两种不同媒质的边界面时，光射线的一部分反射回第一种材料，其余部分则进入第二种材料并发生弯折（或折射）。如果 $n_2 < n_1$ 则反射和折射情形如图 2.6 所示。在界面上光射线发生弯折或折射是由于两种材料中光的速度不同，也就是说它们有不同的折射率。在界面处光射线之间的方向关系就是众所周知的斯涅尔定律，其表达式为

$$n_1 \sin \phi_1 = n_2 \sin \phi_2 \tag{2.16}$$

与之等效，公式为

$$n_1 \cos \theta_1 = n_2 \cos \theta_2 \tag{2.17}$$

式中的角度如图 2.6 的定义，图中的角 ϕ_1 是入射光线与界面法线间的夹角，称为入射角。

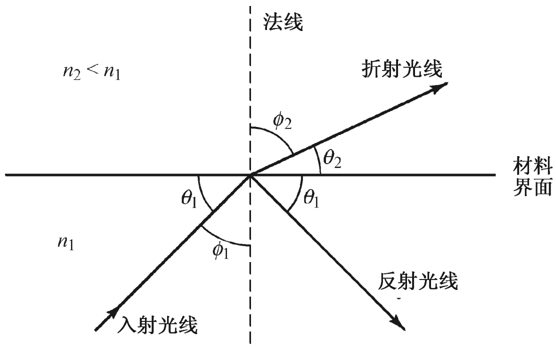

图 2.6　不同材料边界面上光线的折射和反射

根据反射定律，入射光线与界面间的夹角 θ_1 与反射光线与界面间的夹角是完全相等的。另外，入射光线、界面的法线、反射光线位于同一平面内，这个平面是与两种材料的界面相垂直的，这个平面被称为入射面。通常而言，光被光密材料（也就是折射率较大的媒质）反射的过程称为外反射，而被光疏材料反射（例如光在玻璃中传播时被玻璃与空气的界面反射）的过程称为内反射。

当光密材料中光线的入射角 ϕ_1 增大时，折射角 ϕ_2 也增大。当 ϕ_1 大到某一特定值时，ϕ_2 达到 $\pi/2$。当入射角进一步增大时将不可能有折射光线，这时光线被“全内反射”。全内反射的所需条件可以由式（2.16）所示的斯涅尔定律决定。图 2.7 所示为玻璃与空气的界面，根据斯涅尔定律，进入空气的光射线向玻璃表面弯折，当入射角 ϕ_1 增大到某一值时，空气中的光射线将趋于与玻璃表面平行，这个特殊的入射角就是众所周知的临界入射角 ϕ_c。如果光射线的入射角 ϕ_1 大于临界角，全内反射条件得到满足，则光射线全部反射回玻璃，因而没有光射线从玻璃表面逃逸（这是一种理想情形，实际上总有一些光能从表面泄漏出去，这可用光的电磁波理论加以解释。有关光的电磁理论将在 2.4 节讲述）。

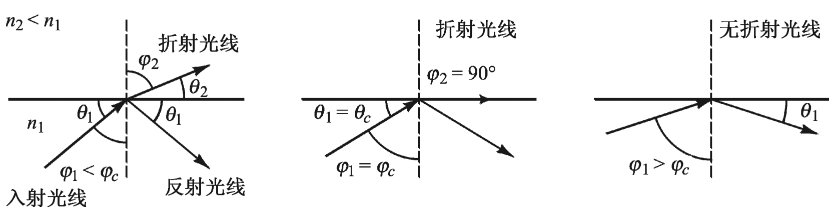

图 2.7　临界角和玻璃–空气界面上全内反射的示意图（n_1 为玻璃折射率）

作为一个例子，考虑图2.7所示的玻璃-空气界面，当空气中的光射线与玻璃表面平行时，$\phi_2 = 90°$，所以 $\sin\phi_2 = 1$，玻璃中的临界角为

$$\sin\phi_c = \frac{n_2}{n_1} \tag{2.18}$$

例2.2 考虑在玻璃折射率 $n_1 = 1.48$，空气折射率 $n_2 = 1.00$ 界面处，请问当光在玻璃中传输时的临界角是多少？

解：从式(2.18)可以得到光在玻璃中传输的临界角为

$$\varphi_c = \arcsin\frac{n_2}{n_1} = \arcsin 0.676 = 42.5°$$

因此玻璃中所有以大于42.5°的入射角 ϕ_1 入射到界面的任何光射线(参见图2.7)，都将全部反射回玻璃中。

例2.3 在空气($n_1 = 1.00$)中传输的光入射到一个光滑平板的冕牌玻璃($n_2 = 1.52$)上。如果入射光与法线的角度 $\varphi_1 = 30.0°$，那么在该玻璃中的折射角 φ_2 是多少？

解：从式(2.16)的斯涅尔定律可以得到

$$\sin\varphi_2 = \frac{n_1}{n_2}\sin\varphi_1 = \frac{1.00}{1.52}\sin 30°$$
$$= 0.658 \times 0.5 = 0.329$$

从而得到 $\varphi_2 = \arcsin(0.329) = 19.2°$。

训练题2.2 假设反射介面为折射率 $n_1 = 3.299$ 的GaAs材料，空气折射率 $n_2 = 1.000$，可计算得出在GaAs中传输的临界角 $\varphi_c = 17.6°$。

此外，当光发生全内反射时，反射光将会产生一个相位变化 δ，这个相位变化与角度 $\theta_1 < \pi/2 - \phi_c$ 之间的关系为[1]

$$\tan\frac{\delta_N}{2} = \frac{\sqrt{n^2\cos^2\theta_1 - 1}}{n\sin\theta_1} \tag{2.19a}$$

$$\tan\frac{\delta_p}{2} = n\frac{\sqrt{n^2\cos^2\theta_1 - 1}}{\sin\theta_1} \tag{2.19b}$$

式中 δ_N 和 δ_p 分别是电场波与入射面垂直和与入射面平行分量的相位移，而 $n = n_1/n_2$。对玻璃-空气界面($n_1 = 1.5$，$\phi_c = 42.5°$)，这两个相移如图2.8所示，其取值范围在从临界角(此时 $\theta_1 = \pi/2 - \phi_c$)时的0°到掠入射($\theta_1 = 0°$)时的180°之间。

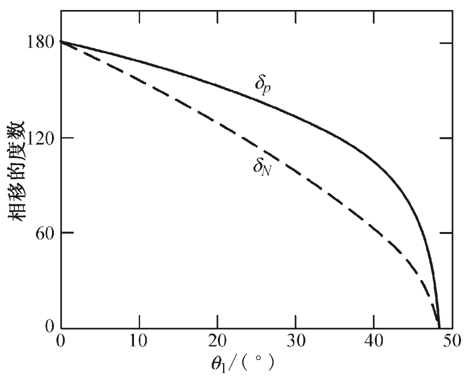

图2.8 波的反射分量与入射面垂直的相移 δ_N 以及与入射面平行的相移 δ_p

2.2.3 光的偏振分量

普通的光波是由很多沿不同的方向振动的横电磁波组成的(多个平面)，这称为非偏振光。然而，我们可以将任何一个随意的振动方向表示成为一个平行振动和垂直振动的组合，如图2.9所示。因此，可以将非偏振光看成是两个正交的平面偏振分量的组合，一个位于入射平面(这个平面包含入射光和反射光)，另一个位于与入射平面垂直的面上，它们分别是

平行偏振分量和垂直偏振分量。当不同横波的所有电场平面被调整到互相平行时，此时的光波是线偏振。这是偏振最简单的形式，如 2.1.1 节所述。

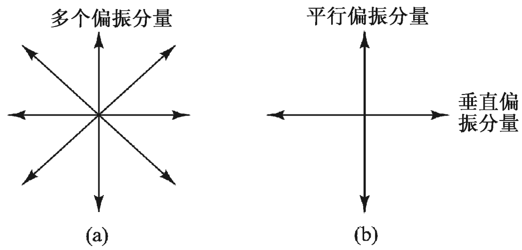

图 2.9　偏振态可以表示为一个平行振动和一个垂直振动的组合

当光通过非金属表面发生反射，或光从一种材料到另一种材料发生折射时，都可以将非偏振光分成单独的偏振分量。如图 2.10 所示，当一束在空气中传输的非偏振光入射到非金属表面(如玻璃上)时，部分光被反射，部分光折射进入玻璃中。在图 2.10 中，圆内加点和双箭头分别表示垂直偏振和平行偏振分量。反射光为部分偏振光，当入射角为特定角度(即布儒斯特角)时，反射光完全垂直偏振。折射光束的平行分量全部进入玻璃，而垂直分量部分地折射。折射光的偏振量取决于光与界面所成的角度以及材料的成分。

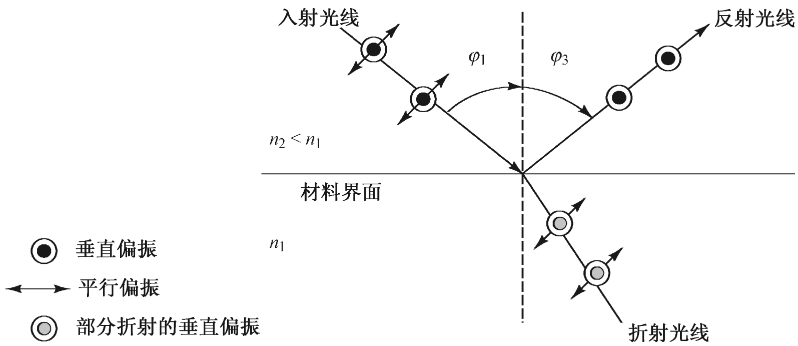

图 2.10　非偏振光入射到空气和非金属表面时的情况

2.2.4　偏振敏感材料

当检验光隔离器和光滤波器这些器件的特性时，光的偏振特性就显得非常重要。这里介绍三种偏振敏感材料或器件，分别是起偏器、法拉第旋转器和双折射晶体。

起偏器是只允许一种偏振分量通过，而阻止另一种分量的器件。比如，当非偏振光进入具有垂直偏振轴的起偏器时，如图 2.11 所示，那么只有垂直偏振分量能够通过器件。这个概念的一个类似的例子就是利用偏振太阳镜降低来自于路面或水面的部分偏振太阳反射光产生的目眩。但当用户的头偏向一边时就会出现很多的刺目点。当头部保持正常位置时，太阳镜中的偏振滤波功能就会阻止这些刺目点的偏振光。

法拉第旋转器是一种旋转偏振态的器件，当光通过它时，光的偏振态(SOP)会旋转一定的角度。例如，通常的器件将偏振态顺时针旋转 45°或四分之一波长，如图 2.12 所示。

这个旋转与输入光的偏振态无关，但旋转角度根据光通过器件的方向而不同，即旋转过程是非互易性的。在这个过程中，输入光的偏振态在旋转后保持不变。例如，如果输入到 45°法拉第旋转器的光是一个沿垂直方向的线偏振光，那么从晶体中出来的旋转光仍是线偏振光，角

度为45°。法拉第旋转器的材料通常是不对称的晶体，比如钇铁石榴石(YIG)，旋转的角度与器件的厚度成正比。

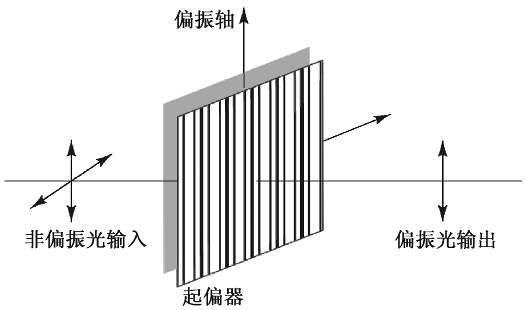

图2.11　只有垂直偏振分量能够通过垂直定向的起偏器

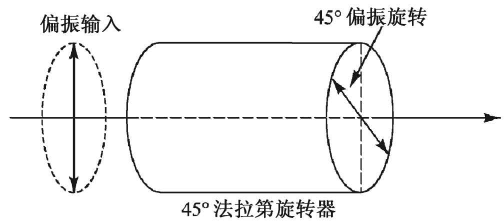

图2.12　法拉第旋转器是一种旋转光偏振态的器件,例如顺时针旋转45°或四分之一波长

双折射晶体有一个称为双重折射的特性。这意味着沿晶体的两个正交的轴的折射率有细微的不同，如图2.13所示。用这种材料做成的器件称为空间分离偏振器(SWP)。SWP将入射进其中的光信号分成两个正交偏振的光束：一束称为寻常光或o光，因为它遵循晶体表面的斯涅尔折射定律；另一束光称为非寻常光或e光，因为它的折射角偏离斯涅尔定律标准形式的预期值。这样，这两个正交的偏振分量之一以不同的角度折射，如图2.13所示。举例而言，如果非偏振光以与器件表面垂直的角度入射，则o光能够直接穿过器件而e光分量将偏离一个很小的角度，这样它将从不同路径通过材料。

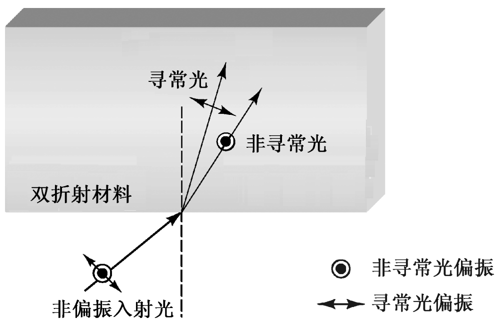

图2.13　双折射晶体将进来的光信号分成两个正交的偏振光束

表2.2列出了一些光通信器件中常用的双折射晶体的寻常折射率 n_o 和非寻常折射率 n_e，并给出了这些双折射晶体的一些应用。

表2.2　常见双折射晶体及其应用

晶体名称	符号	n_o	n_e	应用
方解石	$CaCO_3$	1.658	1.486	偏振控制器和分束器
铌酸锂	$LiNbO_3$	2.286	2.200	光信号调制器
金红石	TiO_2	2.616	2.903	光隔离器和光环形器
钒酸钇	YVO_4	1.945	2.149	光隔离器、光环形器以及光束移位器

2.3　光纤模式和结构

在详细了解光纤的特性之前，本节首先对理解光纤模式和光纤结构的概念做一个简要的回顾。2.3节到2.7节讨论传统的光纤，包括固体电介质结构。2.8节叙述光子晶体光纤，它可以制作成各种各样的内部微结构。第3章讲述这两种光纤的工作性能。

2.3.1　光纤分类

所谓光纤，就是以光频工作的介质波导。光纤波导通常是圆柱形的。光纤可以将光波形态的电磁能量约束于波导表面以内,并导引电磁能量沿光纤轴方向传播。光波导的传输特性取

决于它的结构特性，这些结构特性将决定光信号在光纤中传播时所受到的影响。光纤的结构基本确定了它的信息承载容量并影响光纤对周围环境微扰的响应。

沿波导传播的光可以用导引电磁波来描述，通常称被导引的电磁波为导波模。这种导波模就是所谓波导中的“有界”模式或“收集”模式。每一个传导模都有一个电场和磁场分布的场图，场的分布沿光纤长度方向周期性地重复。在波导中仅有有限个离散的模式可以传播。2.4 节中将看到这些电磁波导模式都满足光纤中的齐次波动方程和波导表面的边界条件。

尽管在文献 3 中已讨论过大量不同结构的光波导，但最常用的结构是单一固体电介质圆柱，其半径为 a，折射率为 n_1，如图 2.14 所示。这个介质圆柱被称为纤芯，纤芯周围是折射率为 n_2 的电介质包层，而且 $n_2 < n_1$。从原理上讲，光在纤芯中传播时包层并不是必需的，之所以采用包层结构是基于以下几种考虑:首先，包层可以减小散射损耗，而散射损耗是由纤芯表面介质的不连续造成的;其次，包层可增加光纤的机械强度，包层还可防止光纤在与外界接触时纤芯可能受到的污染。

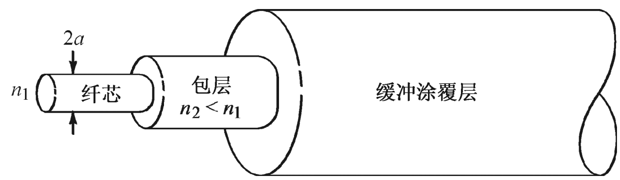

图 2.14　常用的石英玻璃光纤结构示意图，纤芯折射率为 n_1，包层折射率为 n_2(小于 n_1)。弹性的塑料缓冲涂覆层包封着光纤

标准光纤一般用高纯度的石英玻璃(SiO_2)作为纤芯材料，纤芯被玻璃包层所包围。高损耗的塑料芯光纤其包层也为塑料，塑料光纤同样有广泛的用途。另外，大多数光纤都包封在一层富有弹性、耐磨蚀的塑料材料中。这一层材料可进一步增加光纤的强度，保护或减缓因小的几何不规则、形变和相邻表面粗糙所造成的机械损伤。这些微扰有可能导致光纤随机微小弯曲，从而产生散射损耗，当光纤成缆或置于其他支撑结构中时，这些微小弯曲是难以避免的。

改变纤芯材料组成，可以得到图 2.15 所示的两种常用的光纤类型。第一种情形下，纤芯折射率是均匀的，在纤芯与包层的界面有折射率突变(或阶跃)，这类光纤称为阶跃折射率光纤。第二种情形下，纤芯折射率作为从光纤中心向外的径向距离的函数而呈现渐变，这类光纤称为梯度折射率光纤或渐变折射率光纤。

阶跃型和梯度型折射率光纤，可以进一步分成单模光纤和多模光纤。顾名思义，单模光纤只允许一个模式传播，而多模光纤可包容成百上千的模式。图 2.15 给出了单模光纤和多模光纤的几个典型尺寸，以便读者建立关于光纤尺寸的基本概念。与单模光纤比较，多模光纤有如下几个优点:在第 5 章中将看到，多模光纤较大的纤芯半径使得它较容易将光功率注入光纤并且易于将相同的光纤连接在一起；它可以用发光二极管(LED)作为光源，并易于将其光功率注入多模光纤。而单模光纤一般说来必须用半导体激光器激励。尽管 LED 的输出光功率比半导体激光器小(第 4 章中将予以讨论)，但它易于制造、价格便宜，不需要复杂的电路，而且寿命也长于半导体激光器，使得 LED 更适合于一些特定的应用领域。

多模光纤的主要缺点是它存在模间色散，将在第 3 章中详细讨论这一效应。在这里对模间色散可以扼要地做如下说明：当一个光脉冲注入光纤后，脉冲的光功率将分配给所有(或大

多数)光传播模，而多模光纤中的每一个模式都以略为不同的速度传播，这就意味着同一光脉冲分配到不同模式中的各部分信号能量将在不同的时刻到达光纤的末端，这就导致光脉冲在光纤中传播时在时域中被展宽，这种效应就是所谓模间色散。如果纤芯采用梯度折射率分布，则可减小模间色散，这就使得梯度折射率光纤的传输带宽(数据速率传输容量)要大得多。由于不存在模间色散，单模光纤有更大的传输带宽

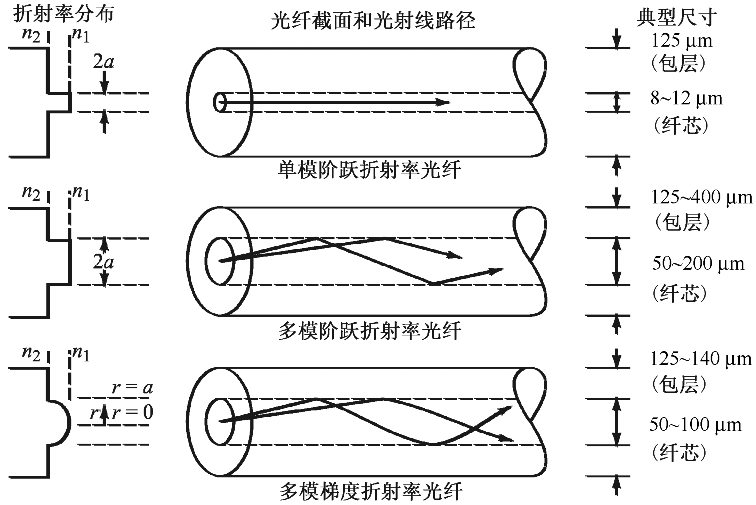

图 2.15 单模光纤、多模光纤、阶跃折射率光纤、梯度折射率光纤的比较

2.3.2 光纤结构的变化

除了图 2.14 中的标准光纤结构外，还有两种不同的光纤结构被试用于电信系统中。第一种是光子晶体光纤(PCF)，将在 2.8 节和 3.5 节中有详细描述，它的包层和纤芯(某些情况下)中包含有空气孔，这些空气孔在整个光纤长度上都存在。根据光纤的设计，空气孔的排列有多种不同的形状、大小以及分布模式。由于在光纤中纤芯和包层的材料特性决定了光传输的特性，PCF 中空气孔的排列可以产生内部微结构，这为控制光的特性(比如色散、非线性以及双折射)提供了一个新的维度。PCF 主要分为两种类型，折射率导引型光纤和光子带隙光纤。折射率导引型光纤中光的传输机制类似于传统光纤，高折射率的纤芯被低折射率的包层环绕。然而，对于 PCF，包层的有效折射率取决于波长、空气孔的大小，以及空气孔之间的间距。而在光子带隙光纤中，纤芯是中空的或者微结构型，周围环绕着微结构包层，光受其产生的光子带隙效应作用而传播。位于带隙中的波长不能进入包层，因此被限制在折射率低于周围材料的纤芯区间中传播。光子带隙光纤的基本原理就是类似于半导体中周期晶格的作用，阻止电子占据能带隙区域。

第二种是多芯光纤，将在 3.6 节详细描述，它具有两个或多个纤芯，用于在空分复用系统中传输光。比如，一根多芯光纤[4]有 7 个 8 μm 直径的纤芯，排列成六边形阵列，纤芯和纤芯之间间距为 38 μm。研制多芯光纤的目的是减轻光缆管道中光纤的拥塞，尤其是在使用无源局域网(PON)的接入网中。接入网包含了中心办公区和单独住户以及商业区域(见第 13 章)之间的链接。急速增长的通信容量需求则要求接入网中的一些光缆管道具备大量的光纤。这种情势就要求在这些网络中采用低成本、高光纤数量、高密度的光缆。多芯光纤为解决光缆拥塞问题提供了一个途径。

2.3.3　光射线和模式

由光纤传导的光频电磁场可以用光波导中的有界模式或收集模式的叠加表示。每一种导波模都由一系列简单的电磁场分布组成。一个单色光场，如果角频率为 ω，沿正 z 轴方向(光纤轴方向)传播，则必有一个与时间和 z 坐标有关的因子，即

$$e^{j(\omega t-\beta z)}$$

其中因子 β 是波的传播常数 $k=2\pi/\lambda$的 z 方向分量，它是用来描述光纤模式的一个最主要的参数。对于导波模，可以假定 β 仅能取离散的值。β 值可由如下条件决定：模式场必须满足麦克斯韦方程组和纤芯包层界面上的电磁场边界条件，这一问题将在 2.4 节中讲述。

研究光纤中光的传播特性的另一种方法是几何光学方法或称射线轨迹方法。在光纤的半径与波长之比很大时，由几何光学方法可以得到光纤传输特性公认的很好的近似结果，这就是所谓的“短波长极限”。尽管射线方法仅在零波长极限时才严格成立，但对于多模光纤这样包含有大量导波模的非零波长系统，射线方法仍可提供相当精确的结果，而且是极有价值的。与严格的电磁波(模式)分析比较，射线方法的优点是可以给出光纤中光传播特性的更为直观的物理解释。

由于光射线与模式是截然不同的概念，所以在这里仅仅定性地看一下二者之间有何联系(二者相互关系的详细数学描述超出本书讨论范畴，但读者可阅读文献 5 ~ 7)。一个沿 z 方向(光纤轴方向)传播的导波模可以分解为一系列平面波的叠加，这就导致在光纤轴的横方向上形成驻波分布。或者说，这些平面波的相位关系导致平面波的集合形成的包络呈稳定状态。由于任意的一个平面波都可以与其相前垂直的射线相联系，所以与某一特定模式相对应的平面波族形成了一个称为射线汇的射线族。这个特别的射线族中的每一条射线与光纤轴之间有相同的夹角。这里应注意的是，在光纤仅有有限的 M 个离散的导波模，因而与之相应的射线与光线轴之间可能的夹角也必然只有 M 个。尽管根据简单的射线描述，只要入射角大于临界角的任何射线都可在光纤中传播，但如果在射线描述中引进驻波形成的相位条件，则允许传输的角度就只有有限个了，这将在 2.3.6 节中进一步讨论。

尽管几何光学方法是很有用的，但与严格的模式分析方法相比，它还是有很多局限性和不足之处。首先，一个重要的问题，也就是单模光纤或很少模光纤的分析，就必须用电磁理论处理；其次，像相干性、干涉现象等问题，也只能用电磁理论方法解决。另外，当需要了解各个模式的场分布时，必须采用模式分析方法。这里举一些这样的例子，其中之一是分析单个模式的激励问题，其二是分析非理想波导中模式之间的功率耦合问题(第 3 章中将讨论这一问题)。

几何光学的另一个不足之处是它不能处理光纤有一曲率半径为常数的均匀弯曲时的传播问题，这样的问题只能借助于模式分析。第 3 章中将会看到，波动光学正确地指出弯曲光纤的每个模式都会呈一定程度的辐射损耗。但射线光学错误地指出，部分光线在弯曲处仍然满足全内反射条件，仍然为无损耗传导。

2.3.4　阶跃折射率光纤结构

我们从阶跃折射率光纤开始光波导中光传播问题的讨论，实际的阶跃折射率光纤的纤芯折射率 n_1 的典型值是 1.48，半径为 a，纤芯周围的包层折射率 n_2 略小一些，n_2 为

$$n_2=n_1(1-\Delta) \tag{2.20}$$

参数 Δ 称为纤芯–包层相对折射率差，或者简称为折射率差。n_2 取值的大小通常使 Δ 为 0.01 左右。多模光纤 Δ 的典型值在 1% ~3% 之间，而单模光纤 Δ 的典型值在 0.2% ~1% 之间。由于纤芯折射率大于包层折射率，所以光频电磁能量通过纤芯–包层界面的内反射，完成在光纤波导内传播。

2.3.5 射线光学描述

由于多模光纤的纤芯尺寸比工作光波长(约为 1 μm)大得多，所以理想的阶跃折射率多模光波导中光传播机理的直观图像很容易用简单的射线(几何)光学进行描述[6~11]。为简单起见，这里的分析仅考虑代表一个光纤模式的光射线汇中的一个特殊的射线。光纤中可以传播两种射线：子午光线和斜光线。子午光线是经过光纤对称轴(光纤轴)的子午平面内的射线。由于子午光线位于单一的平面内，所以它在光纤中传播路径很容易跟踪。子午光线又可以分成两类:约束光线，即由几何光学定律约束在纤芯内沿光纤轴线方向传播的光线；非约束光线，这类光线将折射到纤芯外面。

斜光线不在单一平面内，而是沿一条类似于螺旋形的路径在光纤中传播，斜光线的传播路径如图 2.16 所示。由于斜光线沿光纤传播时，不在同一平面内，所以要跟踪斜光线是更困难的。尽管导波光线中的大多数是斜光线，但要获得光纤中射线传播的一般特性时并不需要分析斜光线，仅对子午光线的研究即可达此目的。当然，包括斜光线在内的详细考虑可以获得具有更高认可程度的表达式，可以处理光在光波导中传播时的功率损耗问题。

如果考虑斜光线，则将产生更大的功率损耗。这是因为由几何光学定律，有相当一部分的斜光线可将其纳入漏泄光线而受到衰耗[6,12,13]。这类漏泄光线仅仅部分地被约束于圆形光纤的纤芯内，当光沿光纤传播时会被衰耗。这种部分反射无法用纯射线理论单独解释，这类射线导致的辐射损失只能用模式理论解释，这将在 2.4 节中进一步讲解。

阶跃光纤中的子午光线，如图 2.17 所示。光线从折射率为 n 的媒质中进入光纤纤芯，光线与光纤轴之间的夹角为 θ_0，进入纤芯后以入射角 ϕ 投射到纤芯与包层的界面上，如果此入射角满足全内反射条件，则子午光线经内全反射后在纤芯内沿锯齿状路径传播，而且每一次反射以后都与波导轴线相交。

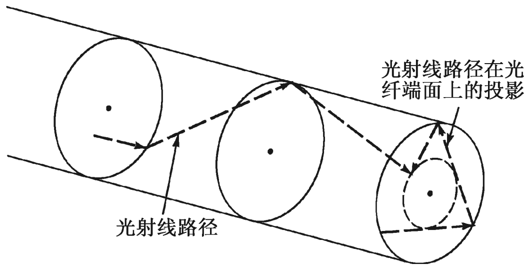

图 2.16 射线光学表示阶跃折射率光纤纤芯中斜光线的传播

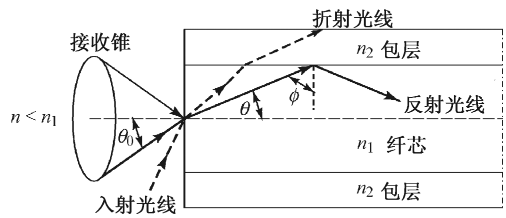

图 2.17 子午射线光学表示理想的阶跃折射率光波导中光线传播机理

根据斯涅尔定律，子午光线产生全内反射的最小入射角 ϕ_c，为

$$\sin \phi_c = \frac{n_2}{n_1} \tag{2.21}$$

如果光线以小于 ϕ_c 的入射角投射到纤芯包层的界面上，则将折射出纤芯进入包层而损失

掉。将斯涅尔定律应用于空气–光纤端面界面，根据式(2.21)可以得到空气中光线的最大入射角 $\theta_{0,\max}$（称为接受角 θ_A）所满足的关系式：

$$n\sin\theta_{0,\max}=n\sin\theta_A=n_1\sin\theta_c=\left(n_1^2-n_2^2\right)^{1/2} \tag{2.22}$$

式中 $\theta_c=\pi/2-\phi_c$。也就是说，所有以小于 θ_A 的角度 θ_0 投射到光纤端面的光线，都将入纤芯并在纤芯包层界面上进行全内反射。因此 θ_A 定义了光纤的接收圆锥角。

式(2.22)同时定义了阶跃折射率光纤中子午射线的数值孔径(NA)，即

$$\mathrm{NA}=n\sin\theta_A=\left(n_1^2-n_2^2\right)^{1/2}\approx n_1\sqrt{2\Delta} \tag{2.23}$$

上式的近似在式(2.20)定义的 Δ 远小于 1 时成立。由于数值孔径与接收角有关，因而它常用于描述光纤的光接收或集光的能力，以及用来计算光源与光纤间的功率耦合效率，这将在第 5 章详述。数值孔径是一个小于 1 的无量纲的量，其数值通常在 0.14 ~ 0.50 之间。

例 2.4　考虑一个多模石英玻璃光纤，纤芯折射率 $n_1=1.480$，包层折射率 $n_2=1.460$，求：(a)临界角；(b)数值孔径；(c)接收角。

解：(a)从式(2.21)可以求得临界角

$$\varphi_c=\arcsin\frac{n_2}{n_1}=\arcsin\frac{1.460}{1.480}=80.5°$$

(b)从式(2.23)可以计算出数值孔径

$$\mathrm{NA}=\left(n_1^2-n_2^2\right)^{1/2}=0.242$$

(c)从式(2.22)中求得在空气中($n=1.00$)的接收角为

$$\theta_A=\arcsin\mathrm{NA}=\arcsin 0.242=14°$$

例 2.5　考虑一个多模光纤，纤芯折射率为 1.480，包层折射率差为 2%($\Delta=0.020$)。求：(a)数值孔径；(b)接收角；(c)临界角。

解：从式(2.20)可以求得包层折射率为 $n_2=n_1(1-\Delta)=1.480\times0.980=1.450$。

(a)从式(2.23)可以得到数值孔径

$$\mathrm{NA}=n_1\sqrt{2\Delta}=1.480(0.04)^{1/2}=0.296$$

(b)用式(2.22)计算出在空气中($n=1.00$)的接收角为

$$\theta_A=\arcsin\mathrm{NA}=\arcsin 0.296=17.2°$$

(c)从式(2.21)可求得在包层界面的临界角

$$\varphi_c=\arcsin\frac{n_2}{n_1}=\arcsin 0.980=78.5°$$

训练题 2.3　假设纤芯包层的折射率分别为 n_1 和 n_2，如果 n_2 比 n_1 小 1%，当 $n_1=1.450$ 时，$n_2=1.435$，可计算得到光在纤芯中的传输临界角 $\varphi_c=81.9°$。

2.3.6　介质平板波导中的波动描述

参照图 2.17，射线光学理论指出，只要以大于临界角 ϕ_c 的任意角 ϕ 入射的光线都可以在光纤中传播，但如果考虑射线与平面波的相位的作用，则可以看到，仅有一些以大于或等于 ϕ_c

的特定离散角度入射的波才可能沿光纤传播。

为说明这一特点,考虑波在厚度为 d 的无限大介质平板波导中的传播问题。介质平板波导的折射率 n_1 大于波导上面和下面的材料的折射率 n_2。如果光波在上下界面处的入射角满足式(2.22)所给的条件,则波在这个波导内经多次反射向前传播。

图 2.18 即为波在材料界面上反射的几何描述。在此考虑两条光线,这两条光线为同一波,记为光线 1 和光线 2。两条光线以 $\theta<\theta_c=\pi/2-\phi_c$ 的角度入射到材料界面上,在图 2.18 中光线的路径用实线表示,而与之相联系的等相位面用虚线表示。

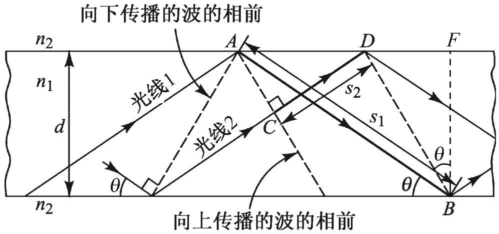

图 2.18 光波沿光纤波导的传播,波在光纤材料中传播和在界面上反射而产生波的相位变化

介质平板波导中,波可以传播的必要条件是同一等相位面上所有各点必须是同相位的。这意味着,光线 1 从 A 点传播到 B 点的相位变化,与光线 2 从 C 点传播到 D 点的相位变化的差值应是 2π的整数倍。随着波在材料中传播,波产生的相位移 Δ 为

$$\Delta=k_1s=n_1ks=n_12\pi s/\lambda$$

式中,k_1 = 折射率为 n_1 的材料中的传播常数;$k=k_1/n_1$是自由空间的传播常数;s = 波在媒质中的传播距离。

波的相位变化不仅包含因传播而引起的相移,而且还应包括介质界面上反射时引起的相位变化,反射引起的相位变化在 2.2 节中已有论述。

光线 1 在材料中从 A 点到 B 点的传播距离为 $s_1=d/\sin\theta$,并在上、下两个反射点上经历两次相位突变 δ,光线 2 从 C 到达 D 未经反射,为确定光线 2 的相位变化,注意到从 A 点到 D 点的距离 $\overline{AD}=(d/\tan\theta)-d\tan\theta$,于是得到 C 点到 D 点的距离为

$$s_2=\overline{AD}\cos\theta=(\cos^2\theta-\sin^2\theta)\,d/\sin\theta$$

于是波的传播条件可以写成

$$\frac{2\pi n_1}{\lambda}(s_1-s_2)+2\delta=2\pi m \tag{2.24a}$$

式中 $m=0,1,2,3,\cdots$,将 s_1 和 s_2 的表达式代入式(2.24a)得到

$$\frac{2\pi n_1}{\lambda}\left\{\frac{d}{\sin\theta}-\left[\frac{(\cos^2\theta-\sin^2\theta)d}{\sin\theta}\right]\right\}+2\delta=2\pi m \tag{2.24b}$$

上式又可化简为

$$\frac{2\pi n_1 d\sin\theta}{\lambda}+\delta=\pi m \tag{2.24c}$$

仅仅考虑波的电场分量垂直于入射面的情形,根据式(2.19a),因反射产生的相移为

$$\delta = -2\arctan\left[\frac{\sqrt{\cos^2\theta - \left(n_2^2/n_1^2\right)}}{\sin\theta}\right] \tag{2.25}$$

式中的负号是必需的，因为在介质中波必定是一个迅衰波而不是增长波。将此式代入式(2.24c)得到

$$\frac{2\pi n_1 d\sin\theta}{\lambda} - \pi m = 2\arctan\left[\frac{\sqrt{\cos^2\theta - \left(n_2^2/n_1^2\right)}}{\sin\theta}\right] \tag{2.26a}$$

或者

$$\tan\left(\frac{\pi n_1 d\sin\theta}{\lambda} - \frac{\pi m}{2}\right) = \left[\frac{\sqrt{n_1^2\cos^2\theta - n_2^2}}{n_1\sin\theta}\right] \tag{2.26b}$$

由此可知，只有入射角 θ 满足式(2.26)所给出的条件的那些波，才可以在介质平板波导中传播(参见习题 2.13)。

2.4　圆波导的模式理论

为了更好地理解光纤中光功率的传播机理，必须在满足纤芯和包层圆柱形界面上边界条件的情况下求解麦克斯韦方程组。这一问题已在大量的著作中进行了详尽而广泛的讨论[6,10,14-18]。由于对这一问题的完整讨论超出本书的范畴，这里仅给出一个一般性的简化分析(但仍然复杂)。

在对圆光纤的基本模式理论进行详细讨论之前，2.4.1 节中将首先对波导中的模式概念做一个定性的描述。其次，2.4.2 节中将给出由 2.4.3 节直至 2.4.9 节中的详细分析所得到的最主要结果的一个简要概括，这样便可以使得对麦克斯韦方程不熟悉的人可以跳过带星号的各节，而不至于失掉连续性。

在求解空心金属波导麦克斯韦方程组时，则只能得到横电(TE)模式和横磁(TM)模式。但在光纤中纤芯和包层边界条件导致电场和磁场分量之间相互耦合，形成了混合模式，这使得对光波导的分析比起对金属波导的分析更为复杂。根据横向电场(E 场)和横向磁场(H 场)哪一个更大一些，可以将混合模区分为 HE 模和 EH 模。两个最低阶模式分别记为 HE_{11} 模和 TE_{01} 模。脚注用来表示光场传播可能的模式。

尽管光纤中光的传播理论已十分成熟，但要对光纤中的传导模和辐射模做一个完整的描述仍然是相当复杂的，这是因为一个混合电磁场模式中包含有 6 个场分量，而每一个场分量都有很复杂的数学表达式。实际上，这些表达式可以简化[19-23]，这是因为通常的光纤结构使得纤芯包层折射差非常小，也就是 $n_1 - n_2 \ll 1$。由此假设，光纤仅有 4 个场分量需要考虑，而且它们的表达式变得相当简单，这些场分量称为线偏振(LP)模，并记为 LP_{jm}，式中 j 和 m 是用以标识模式场解的整数。在这样的模式系列中，其低阶模式组 LP_{0m} 中的每一个模式可由 HE_{1m} 模导出，而每一个 LP_{1m} 则由 TE_{0m}、TM_{0m} 和 HE_{0m} 模构成。由此可知主模式 LP_{01} 模相当于 HE_{11} 模。

尽管这种分析方法需要做出一些简化，但它仍是相当完整的，有关的结果是理解光纤工作原理的关键。在2.4.3节到2.4.9节中，我们将首先求解阶跃折射率圆波导麦克斯韦方程组，并讲述这些低阶模场解。

2.4.1 模式概述

在展开讨论圆光纤中的模式理论之前，先定性地考查图2.19所示的平板介质波导中的模式场。这种波导的芯是由折射率为 n_1 的介质平板构成的，波导芯被夹在折射率为 $n_2 < n_1$ 的两层介质层之间，n_2 是包层介质折射率。这种结构代表最简单的一种光波导，以它作为模型可以帮助我们理解光纤中光的传播。事实上，平板波导的剖面与沿光纤轴切开光纤得到剖面是相同的。图2.19给出了几个低阶横电(TE)模的场分布图(这些模式是麦克斯韦方程在平板波导中的解[7-10])，模式的阶数与波导横方向上场量的零点个数是相同的。模式阶数同时也和这个模相应的光线与波导平面(或光线轴)所成的角度相关，光线仰角越大，模式的阶数就越高。场分布曲线表明，导波模的电场并不完全限制在中心介质板中(在波导-包层界面上场量不为零)，而是部分进入包层中。场量在折射率为 n_1 的波导区域中按简谐函数变化，而在波导芯区之外按指数衰减。低阶模被严格地集中在平板中心附近(或光纤轴线附近)，只有少量能量进入包层区域。但对高阶模场更趋向于向波导芯区边缘分布，从而有较多的能量进入包层区。

求解波导中的麦克斯韦方程组表明，除了支持有限个传导模式之外，在光纤波导中还有无限多具有连续谱的辐射模。辐射模不会收集在波导芯中受波导传导，但它们也是同一边界值问题的解。辐射场的存在是由于光纤外部的入射光入射角度超过最大允许值，导致光在波导表面产生折射的结果。由于包层的半径是有限的，所以从纤芯中辐射出的部分光被包层所俘获形成所谓包层模。当纤芯模及包层模同时沿光纤传播时，就会出现包层模和高阶纤芯模之间的耦合。之所以会出现这种耦合，是因为传导的纤芯模并不完全局限于芯内，与包层模类似，它们也有部分能量进入包层(见图2.19)。由耦合引起的纤芯模和包层模间功率的来回传播，一般说来会引起纤芯模的功率损耗。

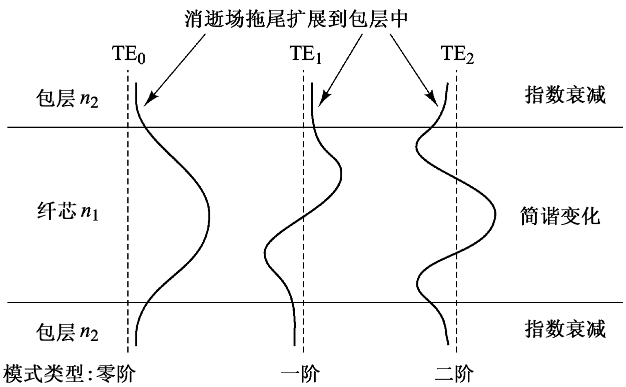

图2.19 对称平板波导中几个低阶传导模的电场分布

当 β 满足条件 $n_2k < \beta < n_1k$ 时，光纤中存在的是传导模。在 $\beta = n_2k$ 时，这个模式将不再能被传导，称为截止。因此当频率低于截止点，即 $\beta < n_2k$ 时，会出现非传导模或辐射模。然后，对于某些模式，由于辐射所导致的部分能量损耗被纤芯-包层界面的角动量屏障所阻止，因此它们在截止点以下仍能够传播[17]。这类传播状态特点仅是部分地被约束于纤芯内，而不像