

集成光学

上册

《光学技术》编辑部 主编

金 锋 范俊清 编著



国防工业出版社

集成光学

上册

《光学技术》编辑部 主编

金 锋 范俊清 编著

国防工业出版社

内 容 简 介

《集成光学》一书由浅入深地论述了介质光波导的理论，并用耦合模理论统一论述了光波导器件的原理。全书共分三册。

本书是《集成光学》的上册，共两章。第一章是介质光波导，重点分析了平板波导的基本性质。第二章是耦合模理论，这是研究集成光学器件的重要理论和方法。本章研究了利用耦合模理论处理光波导模式耦合的一般问题。

本书可供从事集成光学和光纤通讯专业的科技人员和大专院校有关专业的师生参考。

集 成 光 学

上 册

《光学技术》编辑部 主编

金 锋 范俊清 编著

*

国防工业出版社 出版

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

*

787×1092¹/₃₂ 印张 3¹/₄ 66 千字

1981年1月第一版 1981年1月第一次印刷 印数：0,001—3,800册

统一书号：15034·2133 定价：0.35元

前 言

集成光学是光电子学的一个新兴分支，于六十年代末才出现，是一门与光学、电子学和固体物理有关的综合性的边缘学科。由于它是以介质薄膜波导引导和控制光频波段的相干电磁波（激光）能量为基础的，故又称薄膜光电子学。

集成光学的研究内容大致可分为导波光学和集成光路两大类。导波光学是研究在介质薄膜中相干光引导波的产生、调制、耦合、传播、损耗、放大、探测和参量相互作用等物理现象和与此类现象有关的薄膜光波导器件，故导波光学又称薄膜光波物理。集成光路类似集成电路，主要研究如何把许多薄膜光波导器件集成在同一材料衬底上以实现其功能，并研究由此构成的集成化微型光学系统和网络。此外，利用导波光学原理和技术，改进和提高各种分立光学器件和光学仪器的性能也是集成光学的研究内容之一。

近百年的光学系统，包括六十年代开始出现的激光系统均是由固定在共用光学底座上的分立光学器件组成的。这样的光学系统具有体积大、笨重、易受环境干扰、光束的对准和准直困难、造价昂贵等缺点。为了使激光系统避免这些缺点和更加适应小型化、集成化、批量生产和多路复用等现代工艺的发展趋势，为了充分发挥激光在信息传输和信息处理方面比电子学优越的潜在能力，以适应现代光纤通讯和光信息处理方面的更高目标，人们于六十年代末在微波、激光、半

导体物理、薄膜光学和集成电路的理论和技術基础上正式开辟了集成光学这一崭新的研究领域。人们期望能利用薄膜光波导器件和集成光路的激光系统具有信息容量大、速度快、体积小、重量轻、功耗低、工作可靠、抗电磁干扰、容易与集成电路连接、适合批量生产和成本低等优点。

由于通讯容量的拥挤和光纤传输损耗的迅速降低（目前已达到低于1分贝/公里），大容量光纤通讯已发展成为集成光学的主要推动力。光纤通讯首先要实现多模光纤系统，这样的系统需要采用功能不依赖于波导模式的多模集成光路（又称微型光路）；远期要实现长距离、大容量、单模光纤系统，这种系统需要采用单片集成的单模集成光路。集成光学在光信息处理和光计算机方面也有广泛的应用前景。现在已有薄膜光波导形式的逻辑单元、傅里叶频谱分析、全息存贮、数据处理、相关卷积、数模转换、双稳态等方面的研究工作。此外，集成光学的发展，对于物理学、材料科学和半导体工艺等也将起很大的推动作用。

经过近十年的大量研究工作，导波光学已初步建立了理论体系、实验方法和工艺手段。人们已探索了各种各样的薄膜光波导材料和制作工艺，并且研制出了大量适合于光纤通讯系统和光信息处理系统所需要的薄膜光波导器件，现在人们大多数精力花在新型薄膜光波导器件的设计和制作上。在已研制出各种分立的光波导器件基础上，已经研制出若干简单的集成化功能件。根据现有技术水平估计，一定规模的集成光路是可以实现的。集成光学研究工作如此迅速发展，决不是偶然的事情。众所周知，基于集成电路的微型电子学技术引起了电子工业的一大飞跃。现代电子学是以集成电路为标

志的，它与集成电路的发展水平息息相关。同样，集成光学的提出和近十年的发展已经为光学和光学工程开辟了新的发展时期，集成光学可能成为现代光学的发展基础。集成光路和集成电路互为补充，发挥各自的优越性，给人们展现出现代光电子学的美好前景。

集成光学是正在迅速发展的具有光明前景的新兴学科，进入这个领域工作的人也越来越多。为使准备或刚刚从事集成光学（包括光纤通讯）研究工作的科技人员及大专院校有关专业的师生更快地掌握集成光学的基础理论，我们编写了《集成光学》一书，分上、中、下册出版。本书由浅入深地叙述了介质光波导理论，用耦合模理论统一论述了光波导器件的原理。内容包括：介质波导、耦合模理论、光波导损耗、光波耦合器、无源光波导器件、光波导调制器、光波导激光器和探测器、集成光学应用等。

编著者

目 录

第一章 介质光波导	1
§ 1.1 光线、折射和反射	2
§ 1.2 用几何光学来研究平面波导	9
§ 1.3 平板波导的传播常数	24
§ 1.4 渐变折射率波导的传播常数	34
§ 1.5 用电磁理论来研究平板波导	45
§ 1.6 条形波导	57
§ 1.7 平面波导的制作原理	64
第二章 耦合模理论	72
§ 2.1 规则波导的本征模和模展开式	73
§ 2.2 耦合振幅方程	78
§ 2.3 两个导模的耦合	85
§ 2.4 导模与辐射模的耦合	92

第一章 介质光波导

介质光波导（简称光波导）是在光波导器件和集成光路中用以限制和传导光波的基本光学回路，类似集成电路中的回路。用于集成光路中的介质波导大体可分为两大类：平面波导和条形波导。平面波导只在横截面内的一个方向上限制光波，而条形波导可在横截面内的两个方向上限制光波。在平面波导中，横向折射率分布为阶梯状的波导叫作平板波导；横向折射率分布为渐变形的波导叫作渐变折射率波导。条形波导也有若干种结构。在集成光路的光波导中，平板波导是结构最简单最常用的光波导。

平板波导的结构如图 1.1 所示，它是由夹在低折射率衬底和包层之间的高折射率薄膜构成的。薄膜、衬底和包层的折射率分别为 n_1 、 n_2 和 n_3 ，且 $n_1 > n_2 \geq n_3$ 。包层通常为空气，即 $n_3 = 1$ 。薄膜和衬底折射率之差一般为 $10^{-3} \sim 10^{-1}$ ，薄膜厚度一般为几微米，可与光波长比较。由于平板波导沿 y 方向的尺寸比较大，所以在理论上认为平板波导的几何结构和折射率分布沿 y 方向是不变的。如图 1.1 所示，当光在薄膜-衬底界面（简称上界面）和薄膜-包层界面（简称下界面）上不断发生全反射时，光波能够限制在薄膜内以锯齿形光路传播。因此，光波在平板波导中沿 z 方向传播时，光波只在 x 方向受限制，但在 y 方向不受限制。与平板波导不同的条形波导，其光波在 x 和 y 方向上均受限制。任何类型的光波导

都和平板波导一样，它们之所以能够限制和传导光波是因为光波在波导界面上发生全反射的缘故。

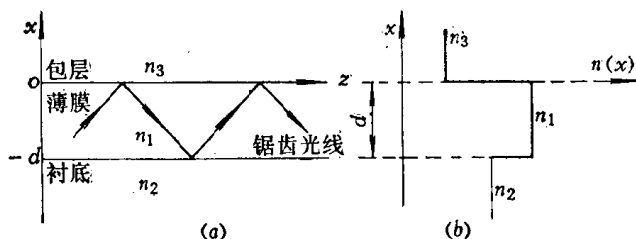


图 1.1 平板波导

(a) 横截面图；(b) 横向折射率分布 $n(x)$ 。

由上面的初步讨论可以看出，深入研究平板波导有助于了解结构比较复杂的光波导的传播特性。因此，在这一章里我们着重研究平板波导的基本性质，并在此基础上再研究渐变折射率波导和条形波导。为形象起见，我们先从几何光学入手讨论光在平面波导中传播的道理，使读者对光波导有一基本了解。然后再利用光的电磁理论较详细地处理光波导模式及其有关性质，为以下各章打下理论基础。此外，在本章末扼要介绍光波导制备原理。

在这一章里，我们始终假定光波是单一频率的，并假定光波导是由无损耗、各向同性、非磁性和无源介质构成。关于这一章的内容，读者可以参看文献〔1.1〕～〔1.5〕。

§ 1.1 光线、折射和反射^{〔1.6〕}

在正式讨论光波导以前，我们首先简要地回顾一下几何光学中的光线、折射和反射等概念，以便由几何光学的观点研究光波导。

几何光学用光线这一抽象的概念直观地描述光的传播，即用光线表示光波能量的传播路线。直观上可把光线理解为极细的光束。

因为光是一种电磁波，我们可把光线所代表的电磁波的电矢量和磁矢量分别表作：

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) \exp[-jk\varphi(\vec{r})] \quad (1.1.1)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_0(\vec{r}) \exp[-jk\varphi(\vec{r})] \quad (1.1.2)$$

式中，忽略了与时间 t 有关的因子 $\exp(-j\omega t)$ ，其中 ω 是电磁波的角频率， $j = \sqrt{-1}$ 是虚数单位； $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ 是光波在真空中的传播常数，其中 λ 是真空中光波长， c 是真空中光速； \vec{r} 是位置矢量，在笛卡儿坐标系中 $\vec{r} = x\vec{e}_x + y\vec{e}_y + z\vec{e}_z$ ，其中 \vec{e}_x 、 \vec{e}_y 和 \vec{e}_z 分别为沿 x 、 y 和 z 方向的单位矢量； $\varphi(\vec{r})$ 为光程， $\Phi(\vec{r}) = k\varphi(\vec{r})$ 是相位，它们都是 \vec{r} 的实标函数； \vec{r} 的复矢函数 $\vec{E}_0(\vec{r})$ 和 $\vec{H}_0(\vec{r})$ 分别为电场和磁场的振幅矢量。

在式 (1.1.1) 和 (1.1.2) 可知，光波的能量方向就是玻印廷矢量 $\vec{S} = \vec{E}_0 \times \vec{H}_0$ 的方向。由于光线表示光波能量传播的路线，所以光线是这样一些定向曲线，它们的方向处处与玻印廷矢量方向重合，而电矢量和磁矢量在光线的每一点上都和光线垂直，且相互垂直。

另一方面，当 φ 为常数时，决定的曲面是电磁波的几何波阵面（又称波前或等相位面）。几何波阵面的传播方向用垂直于几何波阵面的波矢量表示。波矢量可表作：

$$\vec{K}(\vec{r}) = k\nabla\varphi(\vec{r}) \quad (1.1.3)$$

$$|\vec{K}(\vec{r})| = n(\vec{r})k \quad (1.1.4)$$

式中, $\nabla = \vec{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \vec{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z}$; $n(\vec{r})$ 是介质的折射率; $n(\vec{r})$ 和 $\vec{k}(\vec{r})$ 均是 \vec{r} 的实函数。在均匀介质中, 光程 φ 与波矢量 \vec{k} 有如下关系:

$$\varphi = \frac{1}{k} (\vec{k} \cdot \vec{r}) = n \vec{k}_0 \cdot \vec{r} \quad (1.1.5)$$

式中, \vec{k}_0 是沿 \vec{k} 方向的单位矢量。一般, 波矢量 \vec{k} 和玻印廷矢量 \vec{S} 的方向不同, 但在各向同性介质中, \vec{k} 的方向和 \vec{S} 的方向重合。在这种情况下, 光线也是波矢量的传播路线。图 1.2 表示在各向同性介质中光线、几何波阵面和电磁波的场矢量图。

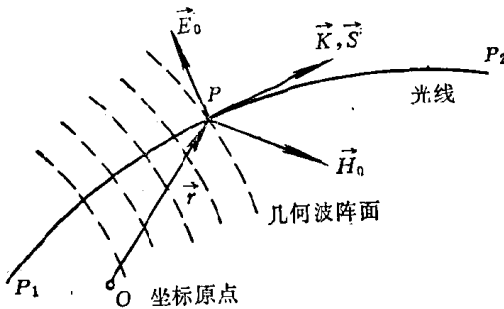


图 1.2 光线、几何波阵面和电磁波的场矢量图

如图 1.2 所示, 如果某一条光线的起点和终点分别是 P_1 和 P_2 , 则从 P_1 到 P_2 的光程可表为

$$\varphi = \int_{P_1}^{P_2} n ds \quad (1.1.6)$$

式中, s 是从 P_1 到 P_2 的光线弧长, ds 是光线上的一个微分段。在均匀介质中, 有 $\varphi = ns$, 即光程就是折射率 n 和光实际传播距离 s 的乘积。在 P_1 和 P_2 之间, 光线不能是任

意一个曲线，而是服从费马 (Fermat) 原理的曲线。这一原理是：一条实际光线在任何两点 P_1 和 P_2 之间的光程比连接这两点的任何其他曲线的光程都要短。也就是说，实际光线和其他曲线的区别在于积分 $\int_{P_1}^{P_2} n ds$ 取最小值 (即稳定值)。

实际光线满足如下方程

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \nabla n \quad (1.1.7)$$

根据这一光线方程可以证明：在均匀介质中，光线的形状是直线；在非均匀介质中，光线的形状是曲线，且光线从低折射率处弯向高折射率处。在均匀介质中， \vec{E}_0 、 \vec{H}_0 和 \vec{K}_0 均是常矢量，几何波阵面是一个平面，因此直的光线代表均匀平面波；而在非均匀介质中， \vec{E}_0 、 \vec{H}_0 和 \vec{K}_0 均与 \vec{r} 有关，几何波阵面是一个曲面，因此弯曲的光线代表非均匀本地平面波，即在局部的很小区域内是一个平面波。

和平面波一样，光线在两种介质界面处服从折射定律和反射定律。图 1.3 表示光线在两种介质界面处的

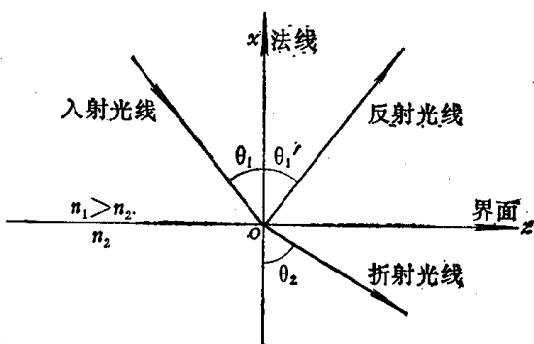


图 1.3 光线的折射和反射

反射和折射。两种介质的折射率分别为 n_1 和 n_2 ，且 $n_1 > n_2$ 。入射角、反射角和折射角分别为 θ_1 、 θ_1' 和 θ_2 。 x 轴和 z 轴分别平行于法线和界面。光线的反射定律和折射定律分别由如

下两个方程表示:

$$\theta_1 = \theta_1' \quad (1.1.8)$$

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.1.9)$$

如果入射波和反射波的复振幅分别为 A 和 B , 则它们之间有如下关系:

$$B = \gamma A \quad (1.1.10)$$

式中, γ 叫作反射系数, 其值取决于入射角和光波的偏振态。电场矢量垂直于入射面, 而磁场矢量位于入射面的偏振态叫作 TE 偏振, 对应的光波叫作 TE 波; 磁场矢量垂直于入射面而电场矢量位于入射面的偏振态叫作 TM 偏振, 对应的光波叫作 TM 波。反射系数由菲涅耳 (Fresnel) 公式给出, 对于 TE 波

$$\begin{aligned} \gamma_{TE} &= (n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2) / (n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2) \\ &= [n_1 \cos \theta_1 - (n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1)^{1/2}] / [n_1 \cos \theta_1 \\ &\quad + (n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1)^{1/2}] \end{aligned} \quad (1.1.11)$$

对于 TM 波

$$\begin{aligned} \gamma_{TM} &= (n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2) / (n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2) \\ &= [n_2^2 \cos \theta_1 - n_1 (n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1)^{1/2}] / [n_2^2 \cos \theta_1 \\ &\quad + n_1 (n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1)^{1/2}] \end{aligned} \quad (1.1.12)$$

全反射临界角 θ_c 由下式给出:

$$\sin \theta_c = n_2 / n_1 \quad (1.1.13)$$

对于 $\theta_1 < \theta_c$, 只有部分反射, γ 为小于 1 的实数。对于 $\theta_1 > \theta_c$, $|\gamma| = 1$, 即发生全反射。显然, 发生全反射时的 γ 取复数, 并且反射光相对入射光产生一相移。因此, 全反射时的反射系数可写为:

$$\gamma = \exp(2j\Phi) \quad (1.1.14)$$

式中, 2Φ 是全反射相移。

由式 (1.1.11) 和式 (1.1.12) 可以推得与 TE 和 TM 波相对应的全反射相移公式

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Phi_{TE} &= (n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2)^{1/2} / n_1 \cos \theta_1 \\ &= (\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} / (n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (1.1.15)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Phi_{TM} &= \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 (n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2)^{1/2} / n_1 \cos \theta_1 \\ &= \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 (\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} / (n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (1.1.16)$$

式中,

$$\beta = n_1 k \sin \theta_1 \quad (1.1.17)$$

β 是平面波在 n_1 介质中的波矢量 \vec{k}_1 的 z 分量 (即 K_{1z}), 通常叫作沿 z 方向的传播常数。波矢量 \vec{k}_1 可表作

$$|\vec{k}_1| = n_1 k = (\beta^2 + K_{1x}^2)^{1/2} \quad (1.1.18)$$

$$K_{1x} = n_1 k \cos \theta_1 \quad (1.1.19)$$

K_{1x} 是波矢量 \vec{k}_1 的 x 分量。对于 $\theta_1 = \theta_c$ (即 $\beta = n_2 k$), $\Phi_{TE} = \Phi_{TM} = 0$; 对于 $\theta_1 = \pi/2$ (即 $\beta = n_1 k$), $\Phi_{TE} = \Phi_{TM} = \pi/2$; 一般 $\Phi_{TE} < \Phi_{TM}$ 。也就是说, 入射角从临界角 θ_c 增加到 $\pi/2$ 时, 全反射相移从零单调地增加到 π , 并且在一般情况下 TE 波的全反射相移小于 TM 波的全反射相移。

从波动光学的观点来看, 全反射时入射波和反射波在 n_1 介质中迭加后形成沿 x 方向的驻波, 而在 n_2 介质中形成场振幅沿 x 方向指数衰减的消失场。

如前所述, 在非均匀介质中光线在一定的起始条件下要发生弯曲。图 1.4 表示光线在非均匀介质中的弯曲行为。其中我们假定: 介质的折射率 $n(x)$ 是 x 的函数 (与 z 无关)

且随 x 的增加而变大；光线以确定的初始角从高折射率区域入射到低折射率区域。这时，入射光线必然要在某拐点弯向高折射率区域，如图 1.4 所示。入射光波经过拐点时也有相移，这种相移叫作弯曲相移^[1.9]。

为了分析弯曲相移，我们把坐标原点选在光线的拐

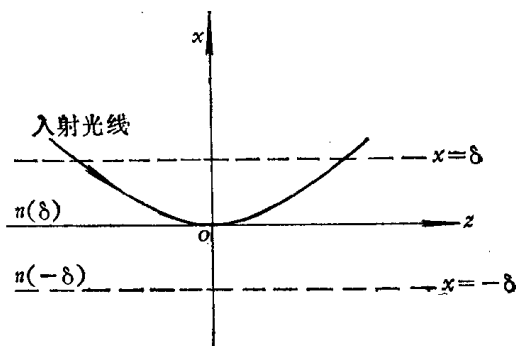


图 1.4 光线在非均匀介质中的弯曲

点处(见图 1.4)，并画出 $x = \delta$ 和 $x = -\delta$ 两条直线。当 δ 很小时， $\delta > x > 0$ 和 $0 > x > -\delta$ 区域可近似看成是折射率分别为 $n(\delta)$ 和 $n(-\delta)$ 的两个均匀介质区域，从而弯曲的光线可看作是在 $x = 0$ 界面上发生全反射的光线。对于 TE 波，由式 (1.1.15) 得到全反射的半相移为：

$$\bar{\Phi}_{TE} = \text{tg}^{-1} \{ [\beta^2 - n^2(-\delta)k^2]^{1/2} / [n^2(\delta)k^2 - \beta^2]^{1/2} \} \quad (1.1.20)$$

式中， $n(\delta)$ 和 $n(-\delta)$ 近似为

$$n(\delta) = n(0) + \delta \frac{dn}{dx}(0) \quad (1.1.21 a)$$

$$n(-\delta) = n(0) - \delta \frac{dn}{dx}(0) \quad (1.1.21 b)$$

在拐点处波矢量没有 x 分量，只有 z 分量，所以

$$\beta = n(0)k \quad (1.1.22)$$

将式 (1.1.21 a)、(1.1.21 b) 和式 (1.1.22) 代入式

(1.1.20), 并对 $\delta \rightarrow 0$ (取极限), TE 波光线在拐点处的半相移为:

$$\Phi_{TE} = \lim_{\delta \rightarrow 0} \bar{\Phi}_{TE} = \text{tg}^{-1}(1) = \pi/4 \quad (1.1.23)$$

类似地, 对 TM 波也有

$$\Phi_{TM} = \pi/4 \quad (1.1.24)$$

于是我们证明了 TE 波和 TM 波的光线在非均匀介质中发生弯曲的拐点处的相移均为 $\pi/2$ 。

光线的拐点又叫作光学隧道点。从波动光学的观点来看, 光线在图 1.4 中的拐点以上区域形成沿 x 方向振荡的波, 在拐点以下区域形成场振幅沿 x 方向衰减的消失场。

§ 1.2 用几何光学来研究平面波导

我们具备了有关光线、折射和反射方面的基本知识, 就可以比较直观地讨论平板波导和渐变折射率波导的导波原理了。

(1) 平板波导的模式

我们首先讨论平板波导的模式。为此, 我们考虑各种可能的光线在平板波导中的传播情形, 如图 1.5 所示。图中 n_1 、 n_2 和 n_3 的意义同图 1.1, θ 是光线与薄膜法线 (x 轴) 的夹角。当 $n_2 = n_3$ 时, 平板波导叫作对称的, 反之叫作非对称的。因为前者是后者的特殊情形, 所以我们只研究非对称平板波导, 即 $n_1 > n_2 > n_3$ 的情形。在这种情形下, 光线在下界面的全反射临界角为 $\theta_{12} = \sin^{-1}(n_2/n_1)$, 而在上界面的全反射临界角为 $\theta_{13} = \sin^{-1}(n_3/n_1)$ 。如图 1.5 所示, 当 θ 从零增加到 $\pi/2$, 有三种不同的情况发生。当 $\theta_{13} > \theta > 0$ (即 $n_3 k >$

$\beta > 0$) 时, 由衬底一侧入射的光折射入薄膜内后, 又通过薄膜上界面折射到包层中; 反之, 由包层一侧入射的光通过薄膜折射到衬底中〔见图 1.5(a)〕。这时, 光波能量未限制

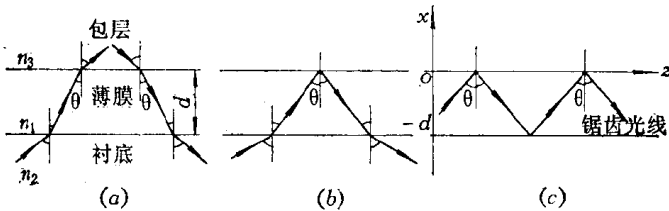


图 1.5 平板波导模式的几何光学模型

(a) 包层模; (b) 衬底模; (c) 导模。

在薄膜内, 而是辐射在衬底和包层这两个半无限空间中, 与此对应的电磁波叫作包层模。应注意, 包层模指分别由衬底和包层入射的两个平面波迭加而成的模, 它在薄膜、衬底和包层中均形成沿 x 方向的驻波。

当 $\theta_{12} > \theta > \theta_{13}$ (即 $n_2 k > \beta > n_3 k$) 时, 由衬底一侧入射的光在薄膜下界面折射入薄膜内, 在薄膜上界面受到全反射后又折射到衬底中。这时光波能量也未能限制在薄膜内, 而是辐射在衬底半无限空间中〔见图 1.5(b)〕, 与此对应的电磁波叫衬底模。衬底模在薄膜和衬底中形成沿 x 方向的驻波, 而在包层中形成场振幅沿 x 方向指数衰减的消失场。包层模和衬底模通称辐射模。

当 $\pi/2 > \theta > \theta_{12}$ (即 $n_1 k > \beta > n_2 k$) 时, 射入薄膜内的光在薄膜上、下界面上不断地遭受全反射, 从而在薄膜内沿锯齿形光路传播。这时, 光波能量基本上限制在薄膜内沿 z 方向传播, 与此对应的电磁波叫作导模〔见图 1.5(c)〕。