



集成光学和薄膜光波导

韩全生

(中国科学技术大学物理系)

一、引言

随着近代科学技术的发展,在光学、激光和电子学技术的基础上,人们正在开拓光电子学的一个新领域——集成光学。与六十年代初期电子技术的集成化相似,于六十年代末有人提出光路集成的设想^[1,2]。几年来,已进行了不少的实验和理论的研究,发展很快,并且也取得了一些初步的成果。

所谓集成光学,简单说来,就是在光波段把相干光波的振荡、放大、传输、耦合、变频、调制等功能集成一起,实现光学器件和回路的集成化、小型化。如果研制成完整的光集成回路,象透镜、棱镜、反射镜、滤光器、调制器、以至激光器等这些常用的光学器件都将一一被取代。这将为在实际上应用相干光技术于通讯、雷达、讯息处理、自动控制、计算机等领域创造条件。

截至目前为止,在一切光学系统中都是使用透镜、棱镜、反射镜、激光器、调制器、接收器等孤立的元件和器件,把它们按照一定的空间排列,组成一个完整的光学回路,从而实现光能量和光信号的产生、传递和接收。这就不可避免地要受振动、温度、气流、声、光等等外界条件的影响,因而工作稳定性常是很大问题。为了解决这一问题,一些光学设备往往需要采取一些技术复杂,耗费巨大的措施,例如恒温恒湿房间、精密防震设备、笨重的底座与外罩等等。这就使得光电子学的广泛应用遇到了困难。光路集成化将在很大程度上克服了这些困难,给光学技术的发展打开了新的道路。

和电子技术集成化一样,光路集成化的最大优越性就是它的稳定性和小型化。由于光波的传播几乎全部限制在介质波导之中,因而很少受外界环境中机械、热学、光学等条件的影响。又因为介质波导的尺寸很小,其横截面尺寸一般在几微米到几十微米的范围,允许弯曲半径可以小至几百微米,因而可以构成小于一毫米的单位回路。

在集成回路中,由于光波在介质波导中传播,可以方便地利用波导的各种特性对光波进行处理。例如实现光波的耦合、滤波、分频、调制,使光路弯曲和聚会等等。

又由于光能量高度集中于微小的波导中,光能密度很大,这就使得在低功率下应用非线性作用并使其

元件化成为可能。

如果集成回路中包括有受激发射源,由于激活介质就是传输介质,无需使用耦合器,从而减少了光能的损失。同时,由于减少了工作物质与散热器的间距,因此有利于激活器件热量的散发。

作为光集成回路基本构件的介质波导,目前主要有薄膜和纤维两种形式。前者多用于集成回路,后者多用于长距离传输。几年来,人们为了实现光学集成的目标,主要的工作是集中于薄膜波导。它们可以做成无源回路,也可以做成有源回路。到目前为止,一些研究成果已经充分说明,这种介质波导在光波的振荡与放大、光信号的处理与传输、非线性光学的应用、以及实现电、磁、声、光全集成化等方面具有巨大的潜力。

二、光波导和波导模

因为光波本质上就是波长在特定范围内的电磁波,所以人们很自然地想到通过光波导来处理光学信号。1969年米勒(Miller)^[2]提出了通过光波导来处理光波的几种简单方案,随后马卡蒂利(Marcatili)和戈耳(Goell)等人^[3-6]对矩形光波导进行了理论分析。

图1给出了几种理想的矩形波导的几何构形。折射率为 n_1 的介质叫导波介质,折射率为 n_2 和 n_4 的介质叫衬垫介质。如果 $n_1 > n_2 \geq n_4$,则介质 n_1 可以有效地束缚光能量,并使光波按一定形式在其内传播。

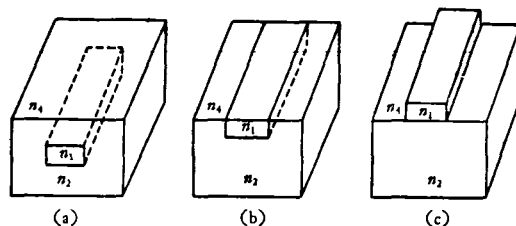


图1 几种矩形光波导的构型

为了使分析更具有普遍性,可先假设波导是由导波介质(n_1)和几种不同的衬垫介质(n_2, n_3, n_4, n_5)所构成。图2(a)表示其截面。

按麦克斯韦理论对波导中的电磁场进行分析,可以证明,和微波情况一样,光在波导中形成一定的传输模式。在沿着波导的方向(z),一定的模以一定的速

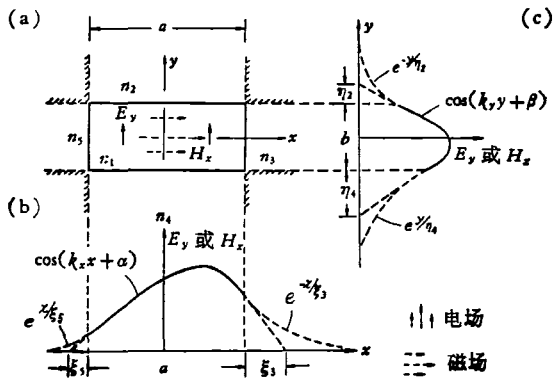


图2 矩形波导的截面和场分布

度向前传播;在垂直于波导的方向 \$(x, y)\$, 形成近似正弦式的驻波场分布。我们以 \$E_{pq}^z(TM_{pq})\$ 和 \$E_{pq}^x(TE_{pq})\$ 来表示这些模式, \$p\$ 和 \$q\$ 分别表示在 \$x\$ 和 \$y\$ 方向上场分布的极大值的数目。对于给定材料和构型的光波导, 可以传导某一波长光波的模式数目是一定的。只允许单一模式传播的波导叫单模波导, 反之称多模波导。对于 \$E_{pq}^z\$ 模, 沿 \$x\$ 和 \$y\$ 方向上的光波传播常数 \$k_x\$ 和 \$k_y\$, 满足如下超越方程:

$$k_x a = p\pi - \text{tg}^{-1} k_x \xi_3 - \text{tg}^{-1} k_x \xi_5, \quad (1)$$

$$k_y b = q\pi - \text{tg}^{-1} \frac{n_2^2}{n_1^2} k_y \eta_2 - \text{tg}^{-1} \frac{n_4^2}{n_1^2} k_y \eta_4. \quad (2)$$

其中

$$\xi_{3,5} = \frac{1}{|k_{n_3,5}|} = \frac{1}{\left[\left(\frac{\pi}{A_{3,5}}\right)^2 - k_x^2\right]^{1/2}}, \quad (3)$$

$$\eta_{2,4} = \frac{1}{|k_{n_2,4}|} = \frac{1}{\left[\left(\frac{\pi}{A_{2,4}}\right)^2 - k_y^2\right]^{1/2}}, \quad (4)$$

$$A_{2,3,4,5} = \frac{\pi}{(k_1^2 - k_{2,3,4,5}^2)^{1/2}} = \frac{\lambda}{2(n_1^2 - n_{2,3,4,5}^2)^{1/2}}. \quad (5)$$

\$k_\nu = k_{n_\nu} = \frac{2\pi}{\lambda} n_\nu (\nu = 1, 2, \dots, 5)\$ 为平面波在各个介质中的传播常数。沿 \$x\$ 方向的光波传播常数为

$$k_x = (k_1^2 - k_y^2 - k_z^2)^{1/2}. \quad (6)$$

可以看出, \$\xi_{3,5}\$ 是表示场分量在介质 3 和 5 中沿 \$x\$ 方向指数地衰减, 在距界面 \$\xi_{3,5} = \frac{1}{|k_{n_3,5}|}\$ 处衰减到 \$\frac{1}{e}\$。\$\eta_{2,4}\$ 在 \$y\$ 方向有同样的意义。因此我们说它们分别代表场在各个衬垫介质中的穿透深度。当 \$n_2 \approx n_4, n_3 \approx n_5\$, 横截面上的场分布和穿透深度在 \$x\$ 和 \$y\$ 方向上是不对称的, 如图 2(b) 和 2(c) 所示。而 \$A\$ 的物理意义是: 当选择波导 \$a = \infty, n_2 = n_4\$ (即对称薄膜波导) 时, 单模波导的最大厚度就是 \$A\$。

对于完好的波导模, 其能量绝大部分是限制在导波介质内, 因此可以假定:

$$\left(\frac{k_x A_{3,5}}{\pi}\right)^2 \ll 1, \quad \left(\frac{k_y A_{2,4}}{\pi}\right)^2 \ll 1 \quad (7)$$

在此条件下, 可以求出超越方程 (1) 和 (2) 的近似的闭合形式解:

$$k_x = \frac{p\pi}{a} \left(1 + \frac{A_3 + A_5}{\pi a}\right)^{-1}, \quad (8)$$

$$k_y = \frac{q\pi}{b} \left(1 + \frac{n_2^2 A_2 + n_4^2 A_4}{\pi n_1^2 b}\right)^{-1}. \quad (9)$$

代入方程 (3) 和 (4) 和 (6), 即可求出 \$\xi_{3,5}, \eta_{2,4}\$ 和 \$k_x\$ 的显表达式:

$$\xi_{3,5} = \frac{A_{3,5}}{\pi} \left[1 - \left(\frac{p A_{3,5}}{a} \frac{1}{1 + \frac{A_3 + A_5}{\pi a}}\right)^2\right]^{-1/2}, \quad (10)$$

$$\eta_{2,4} = \frac{A_{2,4}}{\pi} \left[1 - \left(\frac{q A_{2,4}}{b} \frac{1}{1 + \frac{n_2^2 A_2 + n_4^2 A_4}{\pi n_1^2 b}}\right)^2\right]^{-1/2}, \quad (11)$$

$$k_x = \left[k_1^2 - \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2 \left(1 + \frac{A_3 + A_5}{\pi a}\right)^{-2} - \left(\frac{\pi q}{b}\right)^2 \left(1 + \frac{n_2^2 A_2 + n_4^2 A_4}{\pi n_1^2 b}\right)^{-2}\right]^{1/2}. \quad (12)$$

对于 \$E_{pq}^x\$ 模也可以得出类似的结果。因此, 由一定介质构成的确定几何形状的波导, 我们可以作出 \$k_x\$ 与波导尺寸的曲线。图 3 即表示一矩形波导, 当

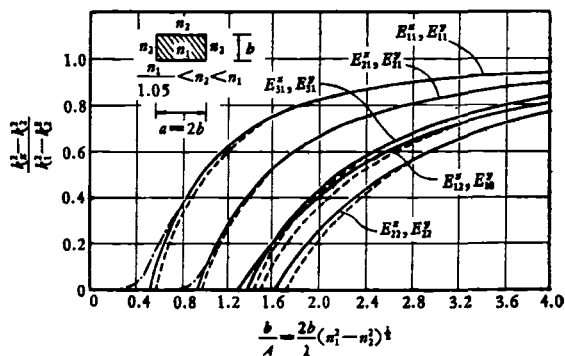


图3 矩形波导 (\$a = 2b\$) 中各个模的传播常数
——超越方程解; ---近似闭合形式解; ····支耳计算机解^[6]。

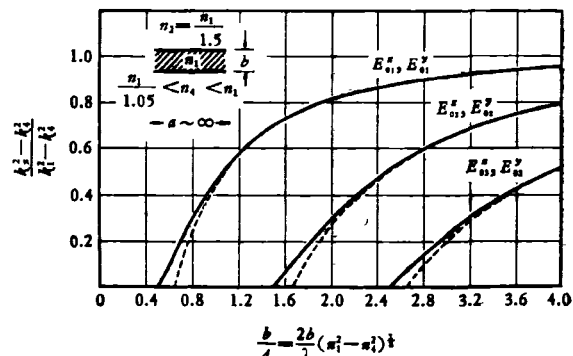
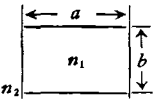


图4 薄膜波导中各个模的传播常数

表 1 几种单模矩形波导的(最大)尺寸

	$\frac{n_1}{n_2} = 1.001$	$\frac{n_1}{n_2} = 1.01$	$\frac{n_1}{n_2} = 1.05$	$\frac{n_1}{n_2} = 1.5$	$\frac{n_1}{n_2} = 1.5 \left(\begin{smallmatrix} n_1 = 1 \\ \lambda = 1\mu \end{smallmatrix} \right)$
$b = a$	15.3*	4.9	2.25	0.92	0.61 μ
$b = a/2$	9.5	3.05	1.4	0.61	0.41 μ
$b = a/4$	6.7	2.1	0.95	0.39	0.26 μ

* 全部乘以 λ/n_1

$a = 2b$, $\frac{n_1}{1.05} < n_2 < n_1$ 时, 归一化的传播常数 $\frac{k_1^2 - k_2^2}{k_1^2 - k_2^2}$ 和归一化的波导高度 $\frac{b}{A} = \frac{2b}{\lambda} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ 的关系曲线。而图 4 表示薄膜波导的同类曲线。

根据上面的分析, 并利用这类关系曲线, 可以求出单模波导的限制尺寸。例如表 1 列出了以 $\frac{n_1}{n_2}$ 为参数, 截面在不同比例下, 矩形的单模波导的最大尺寸。

表中最末一行给出了 $\frac{n_1}{n_2} = 1.5, n_2 = 1, \lambda = 1\mu$ 时的单模波导尺寸。当然, 这样小的尺寸(零点几微米)会给制造工艺带来困难。减小 $\Delta n (= n_1 - n_2)$ 可以放宽这些尺寸。

在 $\Delta \left(= 1 - \frac{n_2}{n_1} \right) \ll 1$ 的情况下, 薄膜形式的单模波导的最大厚度由 (5) 式可以得出

$$b_m \approx \frac{1}{2\sqrt{2\Delta}} \frac{\lambda}{n_1} \quad (13)$$

例如当 $\Delta = 0.001, \lambda = 0.6\mu, n_1 = 1.5$ 时, $b_m \approx 4\mu$ 。

利用介质光学波导的波导模具有穿透模的这一重

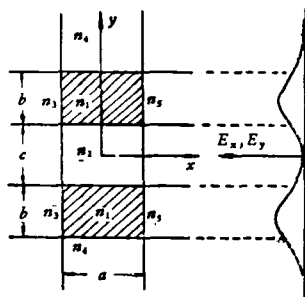


图 5 两矩形波导的定向耦合

要特点还可以实现两波导之间的定向耦合^[3]。如图 5 所示的两个平行矩形波导, 为使一个波导中的传输能量全部耦合到另一波导中所必须的耦合长度为

$$L = \frac{\pi k_2 b (1 + k_3^2 \eta_2^2) e^{c/n_2}}{4k_3^2 \eta_2} \quad (14)$$

其中 c 为两波导的间距。例如, 取 $n_1 = 1.5, n_2 = n_3 = n_4 = n_1 = \frac{1.5}{1.01}$; 为确保单模起见, 在图 3 中取

$\frac{2b}{\lambda} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = 0.75$, 即 $b = 1.77\lambda, a = 2b = 3.54\lambda$; 并取 $c = \frac{a}{4} = 0.88\lambda$, 按 (14) 式算出耦合长度

$L = 262\lambda$ 。随着 c 的增加, 这一长度将要指数地增大。对于 1cm 长的两个平行波导, 如果 $c = 2.5a$, 则它们之间的耦合仅有 -40db , 这就完全可以忽略了。

在实际应用中往往需要波导弯曲。允许弯曲的程度要受到两个因素的限制: 一是能量辐射损失; 一是波导模的变换损失。对于单模开式波导, 能量辐射损失是主要因素; 随着模数的增多, 模的变换损失将逐渐上升为主要因素。对于单模开式波导, 经过近似计算^[3], 可以找出一适宜的弯曲半径

$$R_t = \frac{1}{c_2} \lg c_1, \quad (15)$$

其相应的辐射损失为 1 奈培/米, 当 $R > R_t$ 时, 损失很小, 而当 $R < R_t$ 时, 损失很大。 c_1 和 c_2 是两个不依赖于 R 的常数, 表 2 给出了对于 $\lambda = 0.6328\mu$ 的 c_1, c_2 计算值。图 6 画出了表 2 中第一列情况下辐射衰减系数 α_R 随 R 的变化曲线。可以看出, 当 $R > 1\text{mm}$ 时, 辐射损失完全可以忽略, 而当 R 小于其一半 (0.5mm) 时, 辐射损失将不能容许。

表 2 常数 c_1 和 c_2 值

n_1	n_1/n_2	$b(\mu)$	c_1 (奈培/米)	c_2 (米 ⁻¹)	$R_t(\alpha_R = 1 \text{ 奈培/米})$
1.5	1.5	0.198	2.57×10^6	3.47×10^6	4.25 μ
1.5	1.01	1.04	1.04×10^3	1.46×10^4	0.79mm
1.5	1.001	1.18	5.4×10^3	81.4	0.106m

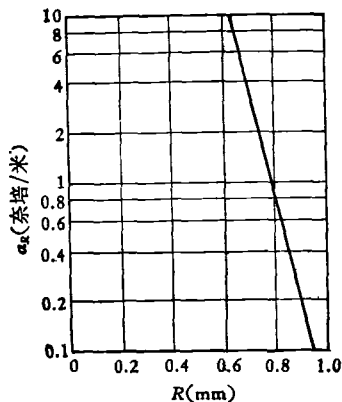


图6 辐射衰减与弯曲半径关系曲线

从表2中还可以看出,随着 Δn 的减小,允许的弯曲半径很快地增大;因此当要求波导有一定的弯曲时, Δn 不能过小。

三、波导模的激发

早先,人们用透镜将激光光束聚焦到薄膜的端头,直接使光波射入波导,实现波导模的激发。但是由于薄膜很薄,边缘不可能很平整,因而散射损失很大,能量的耦合效率很低。

1969年谭(Tien)等人^[7]成功地设计了棱镜-薄膜耦合器,变端点直接耦合为棱镜与薄膜之间的连续耦合(耦合的区间比波长大 10^2 到 10^3 倍),从而大大地提高了效率。其后有不少人在这方面做了实验和理论分析工作。

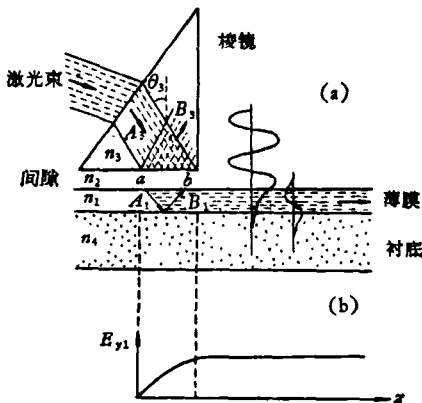


图7 棱镜-薄膜耦合器作用原理

棱镜-薄膜耦合器的作用原理如图7所示。一激光束入射到棱镜中,经棱镜底面反射后形成一驻波场,其穿透场通过空气隙(为了有效地耦合,空气隙的厚度应在 $1/8$ — $1/4$ 光学波长范围)穿透到薄膜中去,从而在薄膜中激发起光波。如果棱镜中某一入射方向(θ_1)使其底部的波矢沿 z 方向的分量正好等于薄膜中某一波

导模的水平分量,则这个模就被有效地激发,我们称这一入射的激光束和这个波导模处于同步方向。原则上说,可以用改变 θ_1 和偏振方向的办法激发起任意一个 (TE 或 TM) 波导模。当然,这要求棱镜的折射率 n_3 应大于薄膜的折射率 n_1 。

一旦波导模被激发起来之后,也有一渐近于零的穿透场[如图7(a)],它与棱镜中驻波场的穿透场在空气隙重叠(它们沿 z 方向是同相的)构成能量的连续耦合。象图7所示,若以 a_1 和 b_1 、 a_1 和 b_1 分别表示棱镜和薄膜中的人射波和反射波的场振幅,一方面棱镜中的人射波能量从 a 点起连续地输入进薄膜,因为麦克斯韦方程对场振幅是线性的,可以认为沿着 z 方向, a_1 是按照 a_1 线性地增加;而另一方面,波导模建立起来之后,能量要通过 B_1 波连续地射入棱镜,因此 a_1 同时也在 z 方向上按照自身大小线性地减小。结果得出

$$\frac{da_1}{dz} = T a_1 - S a_1, \quad (16)$$

这里的耦合常数 T 和 S 取决于波导的结构和材料。在 a 点 ($z = 0$),因 $a_1 = 0$, $\frac{da_1}{dz}$ 决定于 $T a_1$,也就是说,波导模的能量一开始是线性上升的。随着 a_1 的上升,(16)中的第二项增大,因而 a_1 的上升速度减慢,当 z 在某一点时, $S a_1 = T a_1$,这时, $\frac{da_1}{dz} = 0$,也就是 a_1 的增加达到了饱和。因此不能简单地用增大耦合长度的办法来无限地增加波导模的能量。

选择适当的耦合长度,使 a_1 的增加达到饱和,并使耦合的末端 (b 点)正好是直角棱镜的直角顶点(即,使 $z > l$ 时,耦合终止),这时激发起来的波导模获得最大的能量,其能量分布如图7(b)所示。可以证明^[8],棱镜的耦合效率在 $0 \rightarrow l$ 间为

$$\eta = 2/S l [1 - e^{-S l}]^2. \quad (17)$$

由 $\frac{d\eta}{dl} = 0$ 可以求出最佳耦合长度 $l = \frac{1.25}{S}$ 和最佳耦合效率 $\eta = 81\%$ 。耦合常数 S 可由实验测定,也可进行理论计算。

根据上面的分析,还可以用改变耦合强度分布,即增强 a 点耦合、减小 b 点耦合的办法来提高耦合效率^[9]。如图8所示,(a)是用一刀口在衬底下 a 点处

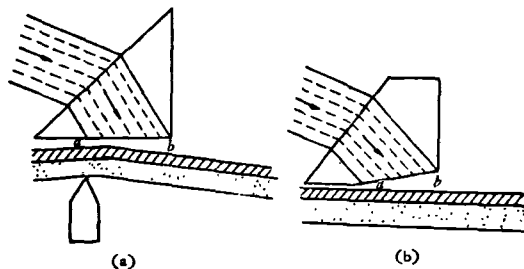


图8 劈隙棱镜-薄膜耦合器

压紧薄膜,使薄膜与棱镜间隙有一倾斜;(b)是在棱镜底面磨出一斜度。实验中使用这种劈隙薄膜-棱镜耦合器已经达到 88% 的耦合效率。

具有和棱镜-薄膜相同效果而且更适合于光学集成要求的另一种设计是光栅耦合器^[9],它可以用光致抗蚀剂或二色性明胶借全息照象术在薄膜上做成,如图 9 所示。一激光束以 θ 角入射到光栅上,其相位在 z 方向上按 $\exp[i(2\pi/\lambda_0)(\sin \theta)z]$ 变化。光束通过光栅后就产生一附加的相位调制 $\Delta \Phi \sin(2\pi z/d)$, $\Delta \Phi$ 是光栅的相调制振幅,或叫相深度, d 是光栅周期。光波到达薄膜表面时,其总的相位变化为 $\exp\{i(2\pi/\lambda_0) \cdot [\sin \theta + m(2\pi/d)]z\}$, 如果其中某一傅里叶分量正好与某一波导模相匹配,则光束能量就会有效地耦合到这一模中去。

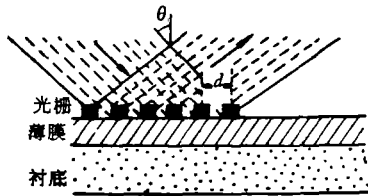


图 9 光栅耦合器

为了有效地耦合能量,除了要求制作光栅的材料损耗很小之外,还要求抑制不必要的光栅衍射序。这可以用两种办法来实现:一是使用厚的光栅和布拉格入射,由布拉格效应抑制其他的衍射序;二是减小光栅周期 d ,以增大衍射角,从而截止不必要的衍射序。

对于光栅耦合器,如果仅仅存在一个衍射序,可以用与棱镜-薄膜耦合器相似的方法进行分析,只是计算常数 T 和 S 的方法不同。其最大耦合效率和棱镜一样,为 81%。

目前,这种光栅耦合器已推广为多种形式的周期性耦合器,其基本原理都是一致的。

此外,为了适应某些特定的情况,人们还研究了作为激发波导模和光能输出耦合器的其他一些形式。例如尖劈薄膜耦合器,就是利用薄膜端头形成的尖劈形状实现光能的有效耦合。由于这种耦合器就是波导的一部分,对于折射率很高的介质层(如 GaAs)的研究很有意义,因为这时很难找到折射率更高的透明介质来作耦合器。

也有人再次研究用高斯激光束直接激发薄膜波导。为了减少端点的散射损失,可将介质波导端置于衬垫介质之内,激发的光束从衬垫介质中直接照射波导端点。

总之,为了有效地激发波导模和耦合出导波,可以采取不同形式的耦合机构。一般说来,这种耦合机构要符合两点要求:一是要有高的耦合效率;一是要适应集成化的要求。

四、波导中的受激发射

为实现有源回路的光学集成,就要设法使活性物质与导波介质统一起来。对于激光器来说,就是要在介质波导中实现受激发射。近几年人们在这方面进行了不少的研究^[10]。

我们知道,一般说来,一种激光器都是由两部分构成:一是活性介质,提供受激发射过程中必要的增益;二是共振器,提供为建立起振荡所必须的反馈。为实现波导中的受激发射,可以通过在波导介质中注入活性物质(如活性染料、铷离子等)来获得增益。而为了获得反馈,由于存在波导模的输入输出耦合问题,外部反馈器不能适用,这时可采用内反射的办法。如图 10 所示的那样,设法在波导介质内部形成两列一定间距的高折射率的横断面,以起部分反射和选频作用^[11]。实际上,可以将这种集中的反馈作用连续地分散到全部波导介质,这就是所谓的分布反馈(DFB)激光器。1971 年科格耳尼克(Kogelnik)和香克(Shank)首先在掺有染料若丹明 6G 的明胶薄膜中做成了这样的激光器^[10]。

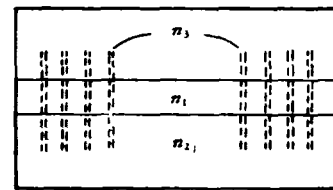


图 10 具有内反射面的介质波导

假设一薄膜波导,其折射率 n 和(或)增益常数 α 沿导波的传播方向周期性地变化:

$$n(z) = n + n_1 \cos 2\beta_0 z, \quad (18)$$

$$\alpha(z) = \alpha + \alpha_1 \cos 2\beta_0 z, \quad (19)$$

其中 $\beta_0 = \frac{\pi}{\Lambda}$, Λ 是空间变化的周期(见图 11), n 和 α 是介质参量的平均值, n_1 和 α_1 是其调制振幅。实际上这就是空间衍射光栅结构。按照布拉格条件,振荡波长 λ_0 (指真空波长)须满足

$$\frac{\lambda_0}{2n} = \Lambda. \quad (20)$$

这就意味着在波导中只有波长等于介质参数调制周期

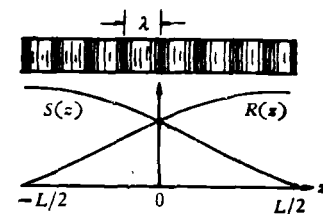


图 11 具有周期性结构的波导

一倍的光波是相互加强的,其他则相消。

可以认为波导中有两列反向传播的波 $S(x)$ 和 $R(x)$, 其中每一列波都为另一列波的反布拉格散射波所加强,但起始时都为零,即 $S(L/2)=R(-L/2)=0$, 如图 11 中曲线所示。因此波导中总的场分布可用下列形式表示:

$$E(x) = R(x)e^{-i\beta_0 x} + S(x)e^{i\beta_0 x}. \quad (21)$$

通过线性分析,对于高增益的工作物质,即增益因子 $G = e^{\alpha L}$ 比较大,可以近似地求出起始振荡条件:

$$4\alpha^2 G = (\pi n_1/\lambda)^2 + \alpha_1^2/4. \quad (22)$$

当增益 G 在中心频率超过临界值的一倍时,达到阈值的光谱宽度近似为

$$\Delta\lambda/\lambda_0 = (\lambda_0/4\pi n_1 L) \ln G. \quad (23)$$

例如,当 $L = 10\text{mm}$, $G = 100$, $\lambda_0 = 0.63\mu$ 时,如果仅有折射率调制 ($\alpha_1 = 0$),可以求出起始振荡的折射率调制振幅 $n_1 \geq 10^{-3}$. 这在实际中是容易做到的。近似的光谱宽度为 $\Delta\lambda \sim 0.1 \text{ \AA}$ 。

利用 He-Cd 激光的两束紫外相干光的干涉条纹 ($\Delta \sim 0.3\mu$) 对淀积在玻璃衬底上的二色性明胶薄膜进行曝光,然后经全息照相技术处理,即可形成折射率的空间变化。再将它放在若丹明 6G 的溶液中浸泡,使染料掺进多孔的明胶层,就可制成 DFB 染料激光器。用氮激光的紫外束从横向进行泵浦,当泵浦强度超过 10^6 W/cm^2 时,在薄膜两端观察到 0.63μ 的激光输出。

进一步可以用两相干光束的干涉条纹直接泵浦有机激光染料薄膜,由于这种物质的折射率和增益是随着光照强度而变的,因此泵浦的过程同时也就形成了折射率和增益的空间调制^[11,12]。

实际上,公式 (20) 中的 n 应该是波导中波型相速度的表征,它随波长 λ 的函数关系对于不同的模是不同的,我们称它为模的有效折射率 $n_e(\lambda)$, 由波导参数和光频率决定。图 12 给出了在确定波导参数情况下 (衬底折射率 $n_s = 1.516$, 薄膜折射率 $n_f = 1.560$, $b = 3.3\mu$, $2\Lambda = 3920 \text{ \AA}$) 对于不同的模的色散曲线。图中阴影部分给出了染料若丹明 6G 能够提供增益的波长区域,同时也画出 $\lambda = 2\Lambda n_e(\lambda)$ 的直线。从图中可以看

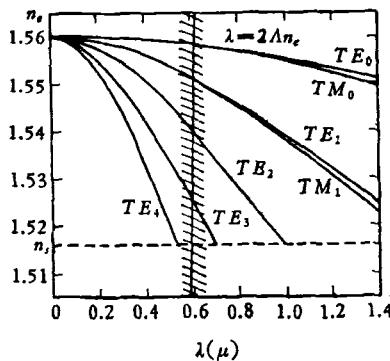


图 12 多模光波导中 DFB 振荡图解

出,对于多模波导,在同一调制周期 Λ 下,不同的模在不同的波长振荡(单模时,相应于一种偏振只能有一个振荡频率);而对于不同的 Λ , 振荡波长是 Λ 的连续函数,因而可以实现输出波长的连续缓慢的调节。

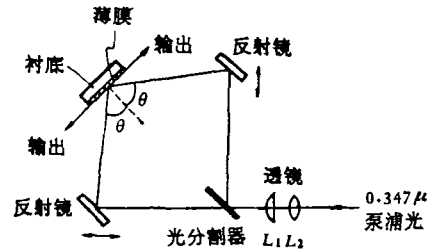


图 13 可调的光致 DFB 激光实验

如图 13 所示,将一束单模巨脉冲红宝石激光的二次谐波辐射 (0.347μ) 用石英透镜 L_1 和 L_2 聚焦 (L_1 是柱形, L_2 是球形,目的是使在薄膜处产生一长窄条的泵浦光)。然后通过光分割器分成近似相等的两束相干光,再经过反射,重迭照射到薄膜表面上(泵浦的区域 $\sim 1.6\text{cm} \times 0.3\text{mm}$),产生干涉条纹的间隔为

$$\Lambda = \frac{\lambda_p}{2\sin\theta}, \quad (24)$$

λ_p 是泵浦光的波长 (0.347μ), θ 是泵浦光在薄膜上的人射角。考虑到布拉格条件 (20), 则有

$$\lambda = \frac{\lambda_p}{\sin\theta} n_e(\lambda). \quad (25)$$

由此可见,改变波导的有效折射率 n_e (通过改变波导的任一参数都可) 或泵浦光的入射角 θ 都可以有效地调节激光输出的波长。图 14 画出了单模 DFB 波导中激光输出波长和角度 θ 的关系,曲线是 (25) 式的计算值,点是实验观察值。角度的调速 $\frac{d\lambda}{d\theta} \approx 80 \text{ \AA/度}$ 。

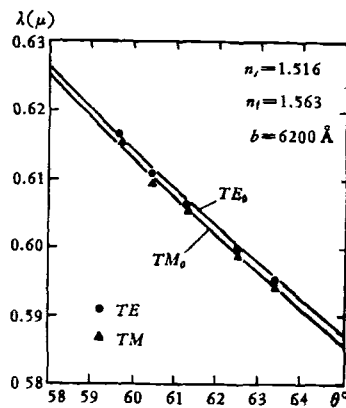


图 14 单模 DFB 波导激光的调节曲线

利用高序布拉格散射 ($\Lambda = \frac{m\lambda}{2n}$) 可以降低 DFB 结构的分辨率要求。实验上已观察到高序 DFB 振荡。

如果以各向异性晶体作衬底,利用晶体光轴的不同取向可以实现DFB结构中TE模或TM模的抑制,也可以在一定范围内调节振荡的频率。

利用光波导的可弯曲性,还可以在环形结构中实现光波的连续馈给和放大。1971年韦伯(Weber)和乌耳尼克(Ulrich)首先做出了这种类型的激光器^[13]。

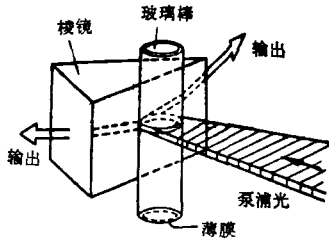


图15 环形薄膜激光器

如图15所示,在一圆玻璃棒上($\phi \sim 5\text{mm}$, $n_2 = 1.47$),涂一层掺有染料若丹明6G的聚氨基甲酸乙酯薄膜($n_1 = 1.55 \pm 0.01$, $b \sim 0.8\mu$),以 $\lambda = 3371\text{\AA}$ 的 n_2 激光束聚焦成窄的光带(宽 $\sim 5\text{mm}$,高 $\sim 0.2\text{mm}$)来泵浦圆柱上的一窄圆周。环形振荡器内的受激发射通过棱镜-薄膜耦合器输出。用峰值功率约15kW的10ns脉冲激光来泵浦(相应的泵浦密度 $\sim 1.5\text{MW}/\text{cm}^2$),在棱镜两边观察到 $\lambda = 6200\text{\AA}$ 的约100W的输出。

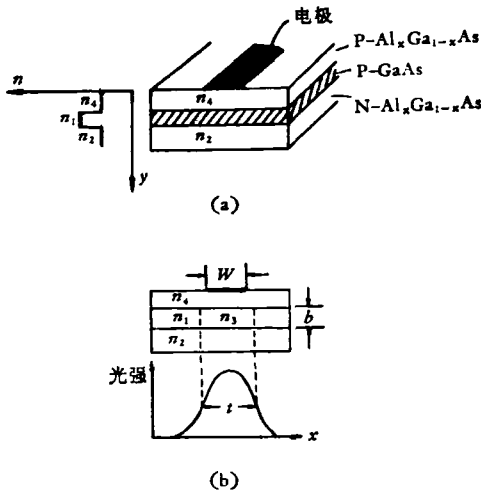


图16 双异质结半导体激光器的导波机理

实现波导激光的另一有意义的途径是使用双异质结半导体激光器^[13]。如图16所示的GaAs-Al_xGa_{1-x}As双异质结,由于铝镓砷的折射率 n_2 、 n_3 比砷化镓的折射率 n_1 低,因此产生激光的GaAs层也就是导波层。在电极区,由于通电流时有高的载流子密度和光子的存在,因而折射率稍许增大(n_3),形成近似的矩形波导。利用指状电极,可以期望在导波层形成折射率的周期性变化,从而实现其内部分布反馈。

另外,在波导中实现光放大也有不少研究。

总之,至今已在光波导中以几种不同的方式实现了激射与放大。其中,周期性分布反馈结构因适应波导的特性而受到了广泛的重视与研究,而双异质结半导体注入式激光,由于它是电-光直接转换,且易于调制,因此是制作有源集成光学器件的有希望的一种途径;环形振荡机构也给在波导中实现振荡与放大提供了有用的方式。

五、光波的调制

由于薄膜波导本身的特性,使它在实现光波调制的功能上具有独到的优越性。

1. 由于导波介质同时是调制物质,因此消除了调制器的损耗,且可以利用波导材料的各种性能实现多种调制;

2. 由于薄膜波导不受衍射的限制,其厚度很薄,只要外加很小的电压就可以提供相当高的调制电场,因此需要的调制功率很小。带宽为 B 、调制率为 m 的最小调制功率 P 为

$$P_{\min} = \frac{\pi \lambda_0^3 \epsilon_m \epsilon_0}{4 n^6 r^2} \frac{ab}{l} m^2 B, \quad (26)$$

ϵ_m 是在调制频率的介电常数, n 是调制材料的折射率, r 是其电-光系数, a 、 b 是其截面尺寸, l 是其长度。在块状调制器中 $\frac{ab}{l}$ 要受到衍射的限制($\frac{\lambda}{4n}$),而对薄膜则无此限制,可以小两三个数量级。这就可能使得在集成光路中实现大容量数据处理和低能快速开关;

3. 由于波导中导波有一定模式的限制,因此易于实现模的转换、截止和开关等。

1. 电-光调制

最简单的是在电-光直接转换的双异质结半导体激光器中,利用外加电压直接作增幅和减幅调制。图17示出这种调制的机构。

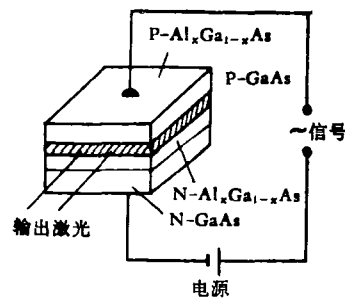


图17 半导体激光器的电源调制

已知,在介质波导中可能传播的模式、导波的相速度都是与波导材料的折射率有关,因此,原则上说,利用单晶薄膜或晶体衬底的一次电-光效应(普克尔效应)

进行相位调制、振幅调制、截止调制都是可能的。这类研究已有相当的成功^[14]。例如图 18 表示, 在外延的 GaAs 单模波导中, 利用 GaAs 的线性电-光效应而引起的折射率变化, 通过反偏压来控制最低模 TE_0 (或 TM_0) 的截止和传播。

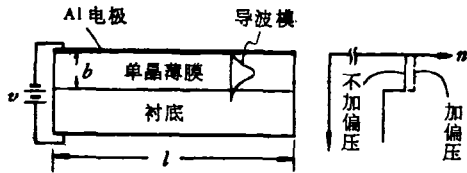


图 18 最低模的截止和传播

2. 磁-光调制

和在激光技术中一样, 可以利用磁-光材料的法拉第效应实现对光波的调制和开关。当然, 由于有波导模的限制, 对于磁-光薄膜来说, 很大程度上不同于块状的磁-光调制器。

用来制作磁-光调制器的材料必须既有很好的磁-光性能, 又能制作质量良好的单晶薄膜, 铁石榴石是目前比较好的材料。利用生长在 $a\{1, 1, 1\}Gd_3Ga_5O_{12}$ 衬底上的 $Y_3Ga_{1-x}Sc_{0.4}Fe_{3-x}O_{12}$ 磁性薄膜有效地实现了磁-光调制和开关^[15], 其实验结构如图 19 所示。利用薄膜和衬底之间晶格常数的失配以及热膨胀引起薄膜磁的

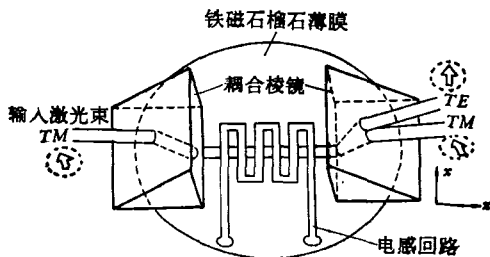


图 19 磁-光调制和开关实验结构

各向异性, 其易磁化轴平行于薄膜平面。因此, 用一小的外加磁场就能容易地使磁化矢量 M 在膜的平面内旋转。利用光刻技术在两个耦合棱镜之间刻制一个小的螺旋回路 (电感量 $< 0.1 \mu H$)。将 $\lambda = 1.152 \mu$ 的 He-Ne 激光束以 TM_0 (或 TE_0) 模耦合进波导。由于磁-光效应, 会使它部分地变到 TE_0 (或 TM_0) 模。因为磁-光效应是正比于磁化矢量 M 在光波传播方向 (z) 的分量, 若置一直流磁场与 z 和 x 成 45° 角, 将螺旋回路通以射频电流, 则沿 z 方向的射频交变磁场使 M 产生趋近和偏离 z 轴的变化, 因而增强和减弱磁-光效应, 两个波导模的强度就随着回路中的电流实现了射频调制。使用具有高双折射的金红石棱镜, 使 TM 和 TE 波分别作为棱镜的寻常光和非常光, 就可以在棱镜的输出处观察到分开的两束调制的偏振光。实际上, 调制频率

已达 80MHz 以上。

如果使用两个回路分别在 x 和 z 方向上产生交变磁场, 就可以实现对 TM (或 TE) 波的开关。

3. 声-光调制

我们知道, 当超声波通过某些材料时会使材料发生弹性变形, 引起折射率的变化, 从而显示出声-光效应。此效应亦已用于导波的调制^[16]。

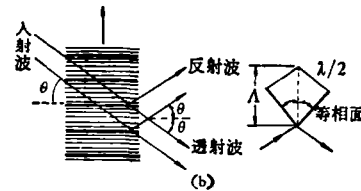
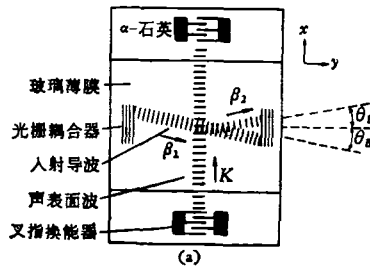


图 20 表面声波引起光导波的偏转

图 20(a) 表示声表面波使光波偏转的实验。利用叉指换能器, 通过压电晶体产生的超声波沿着薄膜表面横过传导的光波。当超声波频率足够高时 (50—100 兆周以上), 就会产生明显的布拉格效应, 即以布拉格角入射的光在声波引起的周期性结构中产生反射, 如图 20(b) 所示。因而光波产生了二倍布拉格角的偏转。因为存在 $\sin \theta = \frac{\lambda}{2A}$ 关系, 故改变声波频率可以改变光波的偏转角。理想的情况, 偏转率可达 95%; 实验上, 用 0.18W 的表面声波已达到 66% 的偏转率。

图 21 表示声波和光波共轴的情况。这时超声波的作用可使波导模变换。由于相匹配的要求, 变换前后, 光波模的波数 (k_w) 和声波波数 (k_a) 必须满足 $k_w + k_a = k_w$ 的关系。因此调节声波频率可以达到不同的模的变换。

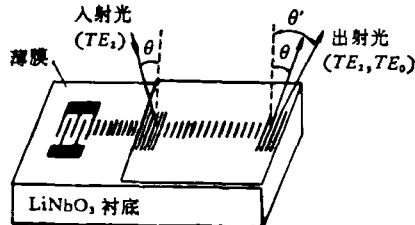


图 21 纵向超声波使波导模变换

六、非线性效应

一开始我们提到,薄膜光波导宜于实现非线性光学作用,并在应用中使其元件化。这也是由于它有如下的特点:

1. 由于薄膜很薄,并能有效地束缚光能,因此可以在其内部的一个相当长的距离内保持很高的光能密度,因而有利于低能下实现非线性作用。而用一般的透镜聚焦高斯束,光能在聚焦点将会迅速散开;

2. 由于波导中导波的相速度依赖于导波的波型以及波导的材料和尺寸,因此我们可以选择适当的波导和模式来实现非线性作用中的相匹配,而无需一定要使用双折射晶体。这就使得诸如 GaAs、GaP、ZnS、ZnTe 等一大类晶体(它们具有较大的非线性系数,但是很少有甚至没有双折射),都可以用来作非线性材料;

3. 非线性相互作用可以在导波介质中产生,也可以在衬底介质中产生,也可以在两者同时产生。因而有利于设计各种非线性元件、克服制备单晶薄膜和获得长相干长度上的困难。同时,由于波导材料就是非线性材料,因而减少了光能损失。

我们之所以对薄膜波导的非线性作用感兴趣,更主要的还是因为它适合于光学集成化的目的。光波导中的非线性作用目前已在产生二次谐波混频作用,参量放大等方面获得了一定的成功^[14]。

要在波导中有效地实现非线性作用,必须采用合适材料制备高质量的单晶薄膜,并获得长相干长度,也就是说,要求波导材料的折射率和薄膜厚度具有高度的均一性。例如,对于 ZnO 单晶衬底上的 ZnS 薄膜,为获得 1.06μ 和它的二次谐波 0.53μ 的 1mm 相干长度就要求薄膜的厚度为 $(0.314 \pm 0.006)\mu$ ^[15]。要做出厚度误差不超过 0.006μ 的薄膜尚有困难。即使做到这个水平,因为 ZnS 薄膜的单模有效传播长度至少可达 2.5cm ,利用率也只有 $1/25!$ 目前,在红外已获得了几个 mm 的相干长度。为了进一步克服这一问题,除了提高制造工艺之外,人们还研究了其他的途径。

一种办法是利用切伦可夫辐射的形式来产生二次谐波辐射^[17]。如图 22(a)所示,用单晶 ZnO 作衬底,在其上淀积多晶 ZnS 薄膜,非线性相互作用在衬底中产生。ZnO 的 c 轴取 x 方向,基波和谐波都是在平行于 c 轴方向偏振。用 1.06μ 的激光通过耦合棱镜激发 ZnS 薄膜的 $m=0$ 模作为基波。它的传播形式假定为 $\exp[-i\omega^{(1)}b + i\beta z]$, 则 $n_0^{(1)} < \beta/k < n_0^{(1)}$ 。基波在衬底中的穿透场通过 ZnO 单晶的 d_{33} 非线性系数激发起一个二次非线性极化波,如图 22(b)所示。这是一个受迫振动,按 $\exp[-i\omega^{(2)}b + 2i\beta z]$ 规律传播。因为 ZnO 是正常色散, $n_0^{(2)} > n_0^{(1)}$, 所以可以选择薄膜的厚度 b , 使其有效折射率满足 $n_0^{(1)} < \beta/k < n_0^{(2)}$, 这时二次非线

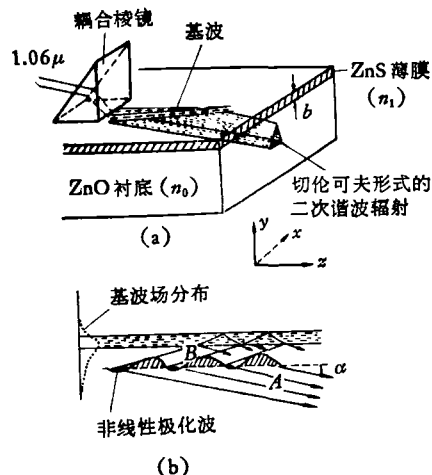


图 22 以切伦可夫辐射形式产生二次谐波辐射

性极化波在 ZnO 中的相速度 $V^N = \omega^{(2)}/2\beta$ 就要大于其中自由传播的二次谐波辐射的相速度 $V^{(2)} = \frac{c}{n_0^{(2)}}$ 。故在衬底中二次谐波辐射就以切伦可夫辐射的形式发出。辐射方向与薄膜平面成切伦可夫角 α :

$$\cos \alpha = \frac{V^{(2)}}{V^N} = \beta/kn_0^{(2)} \quad (27)$$

以这种切伦可夫辐射形式产生二次谐波虽不如波导中完全相匹配时非线性作用有效,但它可在整个波导长度内实现其作用。

利用所谓“非临界”相匹配的办法^[14],也可望克服使用高序模时由于波导边界不均匀而引起模的散射。它是改变波导介质的折射率以调整相匹配条件来补偿波导的厚度误差。

此外,利用周期性结构来实现相匹配^[17],利用透镜薄膜波导实现相匹配,也是可能的途径。

七、光波导的材料和制备

对于制作光波导的材料,一般地说,有如下几点要求:

1. 光学质量好,散射损失小;
2. 导光性能好,在工作的波段透明;
3. 便于薄膜或半导体技术的处理制作,有利于光路的集成;
4. 机械上具有大的非弹性,化学上具有高的稳定性。
5. 对于制作有源集成器件的材料应具有良好的电-光、磁-光、声-光等性能,具有大的非线性系数,具有高的增益等全面或部分的功能。

目前所使用的材料已经遍及到无机玻璃、有机材料、半导体、介质晶体和液体等方面^[19],最近还有人利

表3 制作光波导的材料和方法

材 料	制作方法 ¹⁾	波导损耗 ²⁾	优 点	缺 点
无机玻璃	1,3,4,6,9	0.4—0.07 dB/cm	材料较易制备, 有比较好的光学质量和导光性能, 机械性能好, 易于薄膜的制作。	没有电-光、磁-光等性能, 不宜制作有源光集成回路。
有机材料	1,4,	0.03 dB/cm	均匀性好, 便于薄膜技术和光刻技术处理, 可掺杂活性材料提供增益。	机械性能和耐久性较差, 也不宜制作调制元件。
半 导 体	1,2,4,6,7,8	1 dB/cm	能电光直接转换, 有良好的电-光效应, 宜于制作有源集成元件; 可用多种技术制作波导。	损耗还比较大。
晶 体	7,8	n dB/cm	具有良好的电-光、磁-光、声-光性能和较大的非线性系数, 有比较好的光导性, 宜于制作有源集成回路和非线性器件。	生长高质量的单晶薄膜还比较困难, 目前制成的波导损耗还比较大。
液 体	10	0.1 dB/cm ³⁾	光导性、均匀性好, 有电-光性能, 可以掺入激活物质, 制作简单。	机械性能很差, 必须要固体材料封闭。
液 晶		1 dB/cm	有极好的电-光性能。	

- 1) 1. 高频溅射; 2. 真空蒸发; 3. 离子交换; 4. 离子注入; 5. 放射性照射 (热或化学效应); 6. 沉淀沉积; 7. 外延法; 8. 扩散法; 9. 电诱导迁移; 10. 浸入法。
 2) 指目前一般所能达到的最好水平。
 3) 是液芯光学纤维的损耗。

用向列液晶来制作光波导。各种材料在制作波导时, 依据不同的特性和要求又有多种不同的方法。大体上可以归纳为表3。

八、集成光学器件的几个方案

根据以上的讨论, 利用介质光波导并结合其他功能元件, 我们就可以设计出各种集成光学器件和回路。图23至图27给出了几个设计方案的例子。

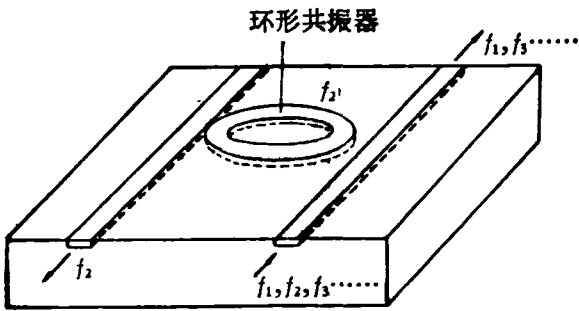


图23 波导陷波滤波器^[4]

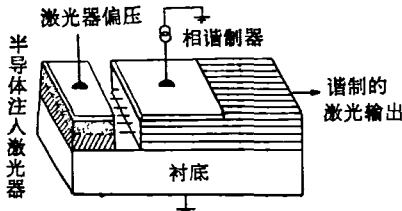


图24 激光器、光波导和调制器的集成器件

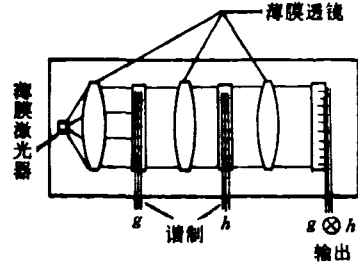


图25 一元傅立叶变换^[10]

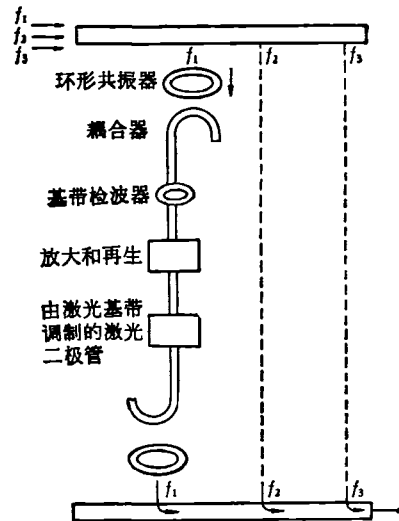


图26 多路传输系统的脉码调制增音器

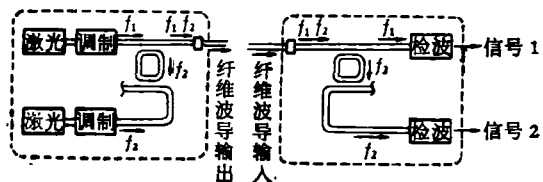


图27 多路光通讯的集成化

九、结 束 语

近几年来,在光学集成方面广泛地开展起多途径的探索研究,并且已经取得了很大进展。可以期望集成光学研究将使光学在近代电子技术的一些领域中的应用取得实际的完全的成功。还应当指出,集成光学的发展势必要和电子学、磁学、光学等领域的最新技术成就进一步相结合,从而实现电、磁、声、光全面的集成化。

当然,目前有关集成光学研究还是很初步的,研究的成果离实际的应用还有距离。例如,无源波导的导波和耦合效率还低,损失还大;有源器件也存在范围窄、效率低和如何实现集成问题;一些其他功能器件也是多数处于设计和试验阶段。当前研究工作的任务是:一方面提高工艺技术水平,寻求新的更好的工艺和材料,使得满足集成光路制作上的高精度高质量的要求;另一方面在理论上探索出新的更有效的途径,设计出具有多种功能,适合多种用途的集成光学器件。随着科学实验的不断发展和理论工作的相继深入,这些问题都是不难解决的。

参 考 文 献

- [1] R. Shubert & J. H. Harris, *IEEE Trans., MTT-16* (1968), 1048.
- [2] S. E. Miller, *Bell Syst. Tech. J.*, 48 (1969), 2059.
- [3] E. A. J. Marcatili, *Bell Syst. Tech. J.*, 48 (1969), 2071.
- [4] 同上 p. 2103.
- [5] 同上 p. 2161.
- [6] J. E. Goell, *Bell Syst. Tech. J.*, 48 (1969), 2133.
- [7] P. K. Tien et al., *Appl. Phys. Lett.*, 14 (1969), 291.
- [8] P. K. Tien, *Appl. Opt.*, 10 (1971), 2395.
- [9] M. L. Dakss et al., *Appl. Phys. Lett.*, 16 (1970), 523.
- [10] 柏木宽、矢崎弘义,《应用物理》, 42 (1973), 34.
- [11] H. Kogelnik & C. V. Shank, *Appl. Phys. Lett.*, 18 (1971), 152.
- [12] H. Kogelnik & C. V. Shank, *J. Appl. Phys.*, 43 (1972), 2327.
- [13] H. P. Weber & R. Ulrich, *Appl. Phys. Lett.*, 19 (1971), 38.
- [14] David Hall et al., *Opt. Commun.*, 1 (1970), 403.
- [15] P. K. Tien et al., *Appl. Phys. Lett.*, 21 (1972), 394.
- [16] L. Kuhn, *Topical Meeting on Integrated Optics, Digest of Technical Papers*, (1972), TuB2.
- [17] P. K. Tien et al., *Appl. Phys. Lett.*, 17 (1970), 447.
- [18] W. K. Burns & R. A. Andrews, *Appl. Phys. Lett.*, 22 (1973), 143.
- [19] 末松安晴,《电子通信学会誌》, 55 (1972), 120.