

全反射现象及其在集成光学中的应用

洪佩智

(沈阳工业学院物理教研室)

当光从光密介质 n_1 射向光疏介质 n_2 ($n_1 > n_2$), 入射角 θ_1 逐渐增大到临界角 $\theta_c = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$ 时, 继续增大 θ_1 , 使 $\theta_1 > \theta_c$, 光线将全部被反射回入射光所在的介质, 此时, 光疏介质中完全没有折射光产生。这就是我们所熟知的光的全反射现象。

全反射是一种普通常见的光学现象。由于全反射时, 入射光的全部能量完全被反射而没有折射损失, 所以许多光学仪器都利用全反射来改变光线的传播方向和使象倒转; 在新兴的光学领域——纤维光学和集成光学中也利用全反射来传导光能量。

然而, 全反射现象的实际过程是相当复杂的, 远非几何光学中所描述的那么简单。尽管全反射时, 全部光能都被反射回第一介质; 但是, 入射光在分界面上的行为如何, 有无光波透入第二介质, 均无说明。为了对光的全反射现象有一个全面的认识, 对全反射现象在集成光学等新兴学科中的应用机制有一个透彻的理解, 搞清这些问题是必要的。

一、透射场的存在及其特点

根据光的电磁理论, 光波是一种电磁波。当光在两种透明介质的交界面上入射时, 描述光波的电磁场量应当满足电磁场的边界条件, 即电磁场不可能中断在两种介质的交界面上, 而应当满足连续性条件。因此, 在第二介质中一定会存在着透射场, 只是在全反射情况下, 这个透射场有着特殊的性质。为简便起见, 本文以光波的电矢量垂直入射面的振动为例进行讨

论。

设一束光波(波矢量 \mathbf{K}_1)从光密介质(折射率为 n_1)射向光疏介质(折射率为 n_2), 如图 1 所示。 θ_1 为入射角, θ_2 为折射角。光波的电矢量复数形式可表示为

$$E = E_0 e^{i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}. \quad (1)$$

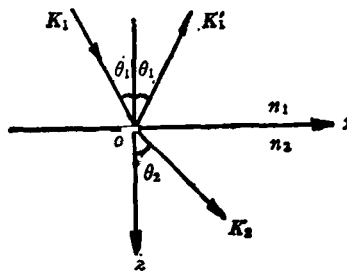


图 1

对于透射波(用下脚标 2 表示),

$$\mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{r} = K_2 x \sin \theta_2 + K_2 z \cos \theta_2,$$

则透射场电矢量的复数形式可表示为

$$E_2 = E_{20} e^{i(K_2 x \sin \theta_2 + K_2 z \cos \theta_2 - \omega t)}, \quad (2)$$

式中 ω 为入射光波的频率, $K_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2}$, λ_2 为光波在第二介质中的波长。由斯涅耳 (Snell) 定律可知:

$$\begin{cases} \sin \theta_2 = \frac{\sin \theta_1}{n}, \\ \cos \theta_2 = -i \sqrt{\left(\frac{\sin \theta_1}{n}\right)^2 - 1}, \end{cases} \quad (3)$$

式中 $n = \frac{n_2}{n_1}$, $\cos \theta_2$ 为虚数。因为在全反射情况下 $\sin \theta_1 > \sin \theta_c = n$, 故此时只须将 θ 定义到复数域, 斯涅耳定律仍然适用。

将(3)式代入(2)式, 并利用 $\frac{K_2}{K_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = n$,

于是全反射时，透射场电矢量的复数形式可表示为

$$E_2 = E_{20} e^{-i\omega t} \cdot e^{-(K_1 \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n^2})x} \cdot e^{iK_1 z \sin \theta_1} \quad (4)$$

式中 $e^{-(K_1 \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n^2})x}$ 称为振幅因子， $e^{iK_1 z \sin \theta_1}$ 称为位相因子。(4)式表示一个沿 x 方向传播，场振幅在 z 方向按 e 指数衰减的光波场，这个场称为瞬逝场 (evanescent wave)。

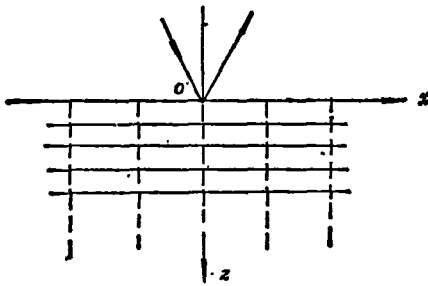
瞬逝场的等幅面方程为

$$(K_1 \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n^2}) \cdot x = \text{常量} \quad (5)$$

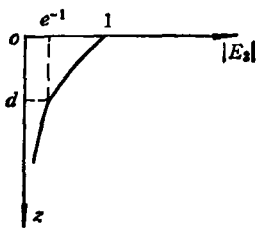
等相位面方程为

$$K_1 x \sin \theta_1 = \text{常量} \quad (6)$$

这里，等幅面是一系列平行于 xoy 面的平面，等相位面则是另外一系列垂直于界面且平行于 $yo z$ 面的平面，如图 2(a) 所示，场振幅按 $e^{-(K_1 \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n^2})x}$ 的规律衰减，如图 2(b) 所示。



(a)



(b)

图 2

(实线表示等幅面，虚线表示等相位面)

由于瞬逝场的等相位面和等幅面互不平行，所以波矢量 K_2 的方向与该波的坡印廷矢量 S_2 的方向不一致，即瞬逝场是个非均匀场；而且因为其等相位面垂直于界面，所以界面薄层内瞬逝场的波矢量 K_2 有平行于界面的分量存在，这

就形成了所谓瞬逝波，也叫光表面波。

瞬逝波的衰减系数 α 定义为

$$\alpha = K_1 \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n^2} \quad (7)$$

通常把场振幅减少到为界面振幅的 e^{-1} 倍时，瞬逝波渗透到光疏介质的深度定义为有效渗透深度，用 d 表示：

$$d = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda_1}{2\pi \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n^2}} \quad (8)$$

由(8)式可知，在全反射时，对应不同波长的人射光波有不同的渗透深度，若用白光入射，那么红光的渗透深度最大，衰减最慢；另外，对应不同的人射角也有不同的渗透深度，即入射角 θ_1 愈接近 θ_c ，则衰减愈慢。

如果用 6328 \AA 的 He-Ne 激光以 50° 入射角由玻璃 ($n_1 = 1.50$) 入射到玻璃-空气 ($n_2 = 1$) 交界面上，可算得渗透深度 d 为

$$\begin{aligned} d &= \frac{\lambda_1}{2\pi \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n^2}} \\ &= \frac{\lambda_2}{2\pi \sqrt{\left(\frac{\sin \theta_1}{n}\right)^2 - 1}} \\ &= \frac{6328}{2\pi} [(1.5 \sin 50^\circ)^2 - 1]^{-\frac{1}{2}} \\ &= 1780 \text{ \AA} \end{aligned}$$

可见瞬逝波的有效渗透深度 d 与入射光波长同数量级。

综上所述，光在全反射时，尽管入射光能全部返回第一介质，但这只是光强的全反射，并不是场强的全反射；而且，全反射时第二介质中必定存在着透射场即瞬逝场。瞬逝场的场振幅沿 x 方向按指数规律 $e^{-\alpha x}$ 急剧衰减，有效渗透深度约为入射光波长数量级；瞬逝波在光疏介质中沿平行于界面的方向 (x 方向) 流动，约流动半个波长后再返回第一介质。

二、全反射时的能量问题

由菲涅耳公式可知，光全反射时，反射波与入射波的振幅之比为

$$\frac{E'_{10}}{E_{10}} = \frac{-\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} = \frac{\sin\theta_2 \cos\theta_1 - \sin\theta_1 \cos\theta_2}{\sin\theta_1 \cos\theta_2 + \cos\theta_1 \sin\theta_2}. \quad (9)$$

将(3)式代入(9)式,得

$$\frac{E'_{10}}{E_{10}} = \frac{\cos\theta_1 + i\sqrt{\sin^2\theta_1 - n^2}}{\cos\theta_1 - i\sqrt{\sin^2\theta_1 - n^2}}. \quad (10)$$

因为 $\frac{E'_{10}}{E_{10}}$ 为复数,故(10)式可写成

$$\frac{E'_{10}}{E_{10}} = \left| \frac{E'_{10}}{E_{10}} \right| e^{i2\phi_{12}}. \quad (11)$$

因 $\left| \frac{E'_{10}}{E_{10}} \right| = 1$, 故可得

$$e^{i2\phi_{12}} = \frac{\cos\theta_1 + i\sqrt{\sin^2\theta_1 - n^2}}{\cos\theta_1 - i\sqrt{\sin^2\theta_1 - n^2}}. \quad (12)$$

显然,式中 $2\phi_{12}$ 为界面上反射波相对入射波的位相差,这个位相差可由下式决定:

$$\operatorname{tg} \phi_{12} = \frac{\sqrt{\sin^2\theta_1 - n^2}}{\cos\theta_1}. \quad (13)$$

同理,对 E 矢量平行于入射面的振动也有 $\left| \frac{E'_{10}}{E_{10}} \right| = 1$.

由此可知,全反射时,反射波和入射波的振幅相等,说明两者的平均能流密度值相等,而反射波相对入射波发生了位相变化,说明两者能流密度的瞬时值不等,即能量并非不透过界面。

由电磁学可知,电、磁场量的关系为

$$\mathbf{H} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} (\mathbf{K}_0 \times \mathbf{E}), \quad (14)$$

式中 ϵ , μ 分别为介质的介电常数和磁导率,

$\mathbf{K}_0 = \frac{\mathbf{K}}{|\mathbf{K}|}$ 为光波在传播方向上的单位波矢量。

由此可知瞬逝波的电、磁场量为

$$\begin{aligned} E_{2y} &= E_2 \\ &= E_{20} e^{-i\omega t} \cdot e^{-\alpha x} \cdot e^{iK_{1x} \sin\theta_1}, \\ \left\{ \begin{aligned} H_{2x} &= \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} \frac{K_{2x}}{K_2} E_{2y} \\ &= \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} \frac{\sin\theta_1}{n} E_{2y}, \end{aligned} \right. \quad (15) \end{aligned}$$

$$\left\{ \begin{aligned} H_{2x} &= -\sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} \frac{K_{2x}}{K_2} E_{2y} \\ &= -i\sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} \sqrt{\left(\frac{\sin\theta_1}{n}\right)^2 - 1} E_{2y}. \end{aligned} \right.$$

由坡印廷矢量的平均值表达式

$$\bar{\mathbf{S}} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\mathbf{E}^* \times \mathbf{H}),$$

可求得瞬逝波的平均能流密度为

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{S}_{2x} &= \frac{1}{2} \operatorname{Re}(E_{2y}^* \cdot H_{2x}) \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} |E_{20}|^2 \left(\frac{\sin\theta_1}{n}\right) e^{-2\alpha x}, \\ \bar{S}_{2z} &= -\frac{1}{2} \operatorname{Re}(E_{2y}^* \cdot H_{2z}) = 0. \end{aligned} \right. \quad (16)$$

由(16)式可知瞬逝波的平均能流密度值只有 x 分量,而沿 z 方向的分量为零,但瞬逝波能流密度的瞬时值并不为零,而是在界面层内来回振荡。

在光频段,电磁场的变化频率在 10^{15}Hz 数量级,所以能流密度 S 值的变化也异常迅速。人眼和任何其它仪器都不可能接收到它的瞬时值,而只能接收到它的平均值。所以,在全反射情况下,入射波能量全部被反射,透射波能量为零指的是光波能流密度 S 的平均值而不是它的瞬时值为零,即在光疏介质中,虽然有透射场存在,但不形成折射光束。在此意义上说,瞬逝波的存在与反射波带走全部光能的结论并不矛盾,能量守恒定律在全反射现象中仍然成立。

三、瞬逝波存在的理论、实验依据

由光源的相干性可知,实际光波都具有一定的频率谱宽和空间谱宽,即可看成一个波包。为使讨论简单,我们把 n_1 介质中平面波矢 \mathbf{K} 的 x 分量 K_{1x} 叫做光波沿 x 方向的传播常数,用 β 来表示,即

$$\beta = K_{1x} = n_1 K_1 \sin\theta_1.$$

于是,我们可以认为实际光波是由两个频率相差极小、传播常数相差极小、振幅相同的两个单色光波组成的波包。

先考虑入射光波是由入射角略有差别的两个单色平面波组成的波包, 则这两个平面波的传播常数分别为 $(\beta + \Delta\beta)$, $(\beta - \Delta\beta)$ 。当入射光入射到两介质交界面上时, 入射光波在两介质交界面上 ($z = 0$) 的复振幅为

$$E_1(x) = e^{i(\beta+\Delta\beta)x} + e^{i(\beta-\Delta\beta)x} \\ = 2e^{i\beta x} \cdot \cos(\Delta\beta x). \quad (17)$$

当 $\Delta\beta$ 很小时, 这两个平面光波在交界面上进行全反射时, 发生的相位变化 $2\phi_{12}$ 可分别近似表示为

$$2\phi_{12}(\beta + \Delta\beta) = 2\phi_{12}(\beta) \\ + 2 \frac{d\phi_{12}}{d\beta} \Delta\beta, \quad (18)$$

$$2\phi_{12}(\beta - \Delta\beta) = 2\phi_{12}(\beta) \\ - 2 \frac{d\phi_{12}}{d\beta} \Delta\beta, \quad (19)$$

式中

$$\phi_{12} = \arctg \frac{\sqrt{\sin^2\theta_1 - n^2}}{\cos\theta_1} \\ = \arctg \frac{\sqrt{\beta^2 - n^2 K_1^2}}{\sqrt{n^2 K_1^2 - \beta^2}}$$

于是反射光波在交界面上 ($z = 0$) 的复振幅可写为

$$E'_1(x) = e^{i[(\beta+\Delta\beta)x+2\phi_{12}(\beta+\Delta\beta)x]} \\ + e^{i[(\beta-\Delta\beta)x+2\phi_{12}(\beta-\Delta\beta)x]} \\ = 2e^{i(\beta x+2\phi_{12})} \\ \cdot \cos[(x + 2x_2) \cdot \Delta\beta]. \quad (20)$$

比较(20)与(17)式, 可以看出, 反射光相对入射光沿 x 方向产生了侧向位移 $2x_2$, 其中 x_2 可由下式决定:

$$x_2 = \frac{d\phi_{12}}{d\beta} = \frac{\operatorname{tg}\theta_1}{\sqrt{\beta^2 - n^2 K_1^2}} \quad (21)$$

反射光相对入射光沿 x 方向产生的侧向位移表明入射光越过了两介质交界面且渗透到 z_2 距离后才被反射。相应的渗透深度 z_2 可由图 3 的几何关系决定:

$$z_2 = x_2 / \operatorname{tg}\theta_1 = \frac{1}{\sqrt{\beta^2 - n^2 K_1^2}} \quad (22)$$

全反射时, 既然入射光在渗透到光疏介质 z_2 深度后才被反射, 那么与此相对应, 一定也存在一个相应的时间延迟。为此我们考虑由角频率略有差别的两个平面光波组成的波包。设这两平面波的角频率分别为 $(\omega + \Delta\omega)$ 和 $(\omega - \Delta\omega)$ 。这时入射光波在两介质交界面上 ($z = 0$) 的复振幅为

$$E_1(t) = e^{-i(\omega+\Delta\omega)t} + e^{-i(\omega-\Delta\omega)t} \\ = 2e^{-i\omega t} \cdot \cos(\Delta\omega t). \quad (23)$$

当 $\Delta\omega$ 很小时, 这两个平面光波在界面上进行全反射时, 发生的相位变化 $2\phi_{12}$ 可分别近似表示为

$$2\phi_{12}(\omega + \Delta\omega) = 2\phi_{12}(\omega) \\ + 2 \frac{d\phi_{12}}{d\omega} \Delta\omega, \quad (24)$$

$$2\phi_{12}(\omega - \Delta\omega) = 2\phi_{12}(\omega) \\ - 2 \frac{d\phi_{12}}{d\omega} \Delta\omega. \quad (25)$$

所以反射光波在交界面上 ($z = 0$) 的复振幅为

$$E'_1(t) = e^{-i[(\omega+\Delta\omega)t-2\phi_{12}(\omega+\Delta\omega)]} \\ + e^{-i[(\omega-\Delta\omega)t-2\phi_{12}(\omega-\Delta\omega)]} \\ = 2e^{-i(\omega t-2\phi_{12})} \\ \cdot \cos[\Delta\omega(t - 2\tau_2)], \quad (26)$$

$$\tau_2 = \frac{d\phi_{12}}{d\omega}. \quad (27)$$

比较(26)与(23)式可知, 在交界面上, 反射光波相对入射光波有一个时间延迟 $2\tau_2$, τ_2 正是入射光波从两介质交界面上渗透到光疏介质 z_2 距离时所经历的时间。

由上所述, 光波在两透明介质交界面上全反射时, 反射光相对入射光沿 x 方向要发生侧向位移和相应的时间延迟, 即发生所谓的古斯-汉欣 (Goos-Hänchen) 位移。因此, 当入射光束极窄时, 反射光束实际上从几何光学所预言的位置上沿 x 方向移动了一个极小的位移, 即在图 3 中对应入射光束 PO 的反射光束不是 OQ , 而是平移到 SR 。

进一步深入的研究指出, 光在两透明介质交界面上的反射与折射实际上是光波的电磁场与介质相互作用的结果。当光入射到两介质交

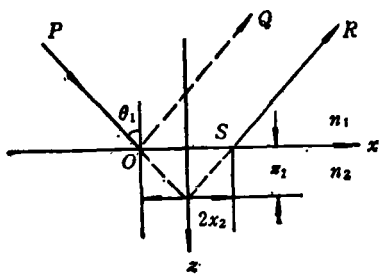


图 3

界面上，首先是光能透射到第二介质的一个薄层内且完全地被吸收，所吸收的能量激起了介质中分子、原子电矩的受迫振荡，形成振荡偶极子而辐射出次波，这些次波和入射波相干的结果，在特征方向上互相加强，形成干涉极大，这就是通常所见的折射光和反射光。所以说，在任何情况下总是透射为第一性，没有透射就谈不上反射。即使在全反射情况下，也不是真正的“完全反射”，而首先必须透射，在不同的条件下，产生不同的渗透深度；同时，全反射出来的光在不同的条件下，经历着不同的位相突变，这就是对全反射现象微观本质的定性解释。

全反射时光疏介质存在瞬逝波的结论可用如图 4 所示的实验来验证。将 NaCl 晶体(岩盐)制成的两个全反射稜镜叠放在一起(岩盐能透过红外线)，两稜镜之间用薄金属箔垫片使两稜镜表面 BC 和 B'C' 之间有一层很薄的空气层。如果金属箔的厚度约为 $5\mu\text{m}$ ，则由于空气层的厚度大于可见光的波长，因而可见光在 BC 表面上将沿虚线方向发生全反射，但波长足够长的红外线则穿过这一空气层而透入稜镜 A'B'C'，并能为温差热电偶记录下来。若空气层的厚度减少到十分之几微米时，则可见光甚至也能透入稜镜 A'B'C'。

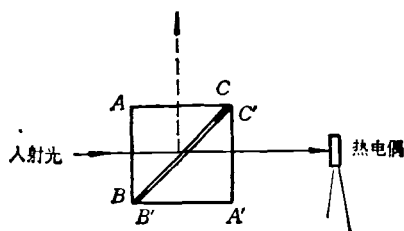


图 4

以上实验表明，在光密和光疏介质的界面附近有瞬逝波存在，而且还表明当光疏介质薄层厚度远小于该瞬逝波理论渗透深度时，瞬逝波就能以可观的振幅穿过光疏介质，伸展到附近的一个高折射率的介质区域，能量就能穿过间隙流动，这个过程叫做受抑光全内反射。也就是说，如果越过间隙的瞬逝波能量仍然足够强，足以使邻近高折射率介质中的电子作受迫振动，那么，由此产生的次波就会显著地改变瞬逝场的形态而允许能量流动，此过程非常类似于量子力学中的势垒贯穿或隧道效应，故又称为光学隧道效应。

四、全反射在集成光学中的应用

对全反射现象的全面认识应当包括光强的全反射和瞬逝波的存在这样两个方面。六十年代末期出现的一门崭新学科——集成光学的兴起促使人们对光的全反射现象产生了新的兴趣，同时对“全反射时不存在折射光”这个显而易见的现象进行了重新的考虑和深入的研究，使得全反射现象的客观本质越来越被人们清楚地认识到。

全反射现象在集成光学中得到了全面的应用。光强的全反射被用来控制和引导光波导中的光能量。光波导是集成光学中的基本元件，它是由夹在低折射率衬底和包层(通常用空气)之间的高折射率介质薄膜构成的，如图 5 所示。当光在薄膜-衬底界面和薄膜-包层界面上下不断发生全反射时，光波就能够被限制在薄膜介质波导内以锯齿形光路传播。

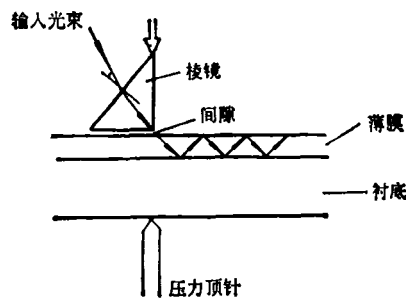


图 5

瞬逝波在集成光学中的应用是集成光学实验研究阶段的一个重要成果之一。在集成光学发展初期, 实验研究中一个关键问题是如何把外来激光束的能量有效地耦合到光学薄膜波导中, 使之激发起其中的导模。1969年, P. K. Tien 等人首先提出并在实验中使用了一种称为“稜镜-薄膜耦合器”的耦合装置, 较好地解决了这个问题, 这个耦合器就是根据光受抑全内反射的原理设计的。稜镜-薄膜耦合器装置如图 5 所示。

在一个专用夹具上, 将一块高折射率稜镜平压在薄膜波导表面, 在稜镜底和薄膜波导之间留一层很薄的空气隙, 其厚度约在 $\lambda/2 \sim \lambda/8$ 范围内, 可用顶针调节。当激光束在稜镜-空气界面上实现全反射时, 则在稜镜和薄膜波导之间的空气隙中形成瞬逝场。当空气隙的厚度满足光受抑全内反射条件, 同时光波还必须满足电磁场的边界条件, 即稜镜中光波矢量的水平分量恰好等于波导中某导模沿 x 方向的传播常数时, 我们称此时入射光的入射角满足同步条件, 于是稜镜中的激光束, 就通过光学隧道效应把能量有效地耦合到光波导中, 从而激发起确定的导模。适当改变激光束的入射角, 就有可能在薄膜波导中激发起任意一个可能存在的导模。

由上所述, 直角稜镜既然可以把激光束通过瞬逝场耦合到光波导中去, 那么改变稜镜的位置也可以把光波能量通过瞬逝场从波导重新

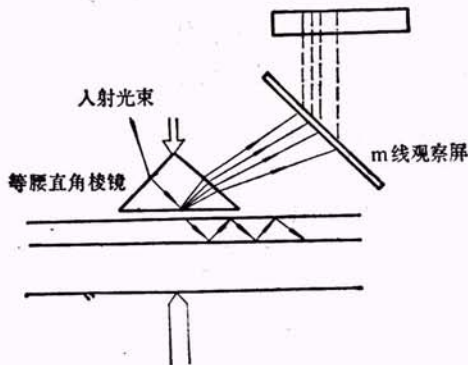


图 6

耦合回稜镜后再出射。等腰直角稜镜耦合器可同时实现这两种目的, 其实验装置如图 6 所示。一方面稜镜把来自光源的激光束通过瞬逝场耦合到薄膜波导中, 激发起其中某一模式, 此模式的能量很快被散射到其他模式中, 然后, 通过瞬逝场被耦合回到稜镜中再出射。此时, 由稜镜出射的光波将由波导所能允许存在的若干模式组成, 每一模式在各自相应的同步角方向出现, 故在屏上可观察到一系列亮线, 称为 m 线, 如图 7 所示。每一亮线代表一个波导模式, 这些亮线的角位置可用来测定并计算薄膜的折射率和厚度; 此外, 还可以从 m 线的宽度确定波导的损耗。集成光学中, 稜镜-薄膜耦合器是一种十分有效的耦合工具, 理论上证明耦合效率几乎可达 100%, 实验上已实现 88%。

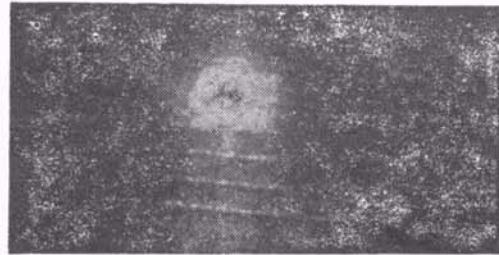


图 7

对全反射现象的全面认识将随着它在现代光学中应用的扩大而逐步得到加深, 从微观水平上来认识和掌握其中的规律是一些与之有关的新兴学科发展的需要, 也是人们逐渐完善对全反射现象客观认识的途径之一。

致谢: 在本文写作过程中, 得到中国科学院长春物理研究所于荣金副研究员和沈阳工业学院杜谦副教授的帮助, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] T. Tamir, *Integrated Optics*, Springer-Verlag Beilin Heidelberg, New York (1975), Chap. 2.
- [2] P. K. Tien, *Appl. Opt.*, **10** (1971), 2395.
- [3] G. R. 福尔斯著, 现代光学导论, 上海科技出版社, (1980).
- [4] E. 赫克特, A. 赞斯著, 光学, 人民教育出版社, (1980).