

固体激光技术基础丛书之四

光学薄膜



上海人民出版社

74.60116

固体激光技术基础丛书之四

光 学 薄 膜

《光学薄膜》编写组

上海人民出版社

光 学 薄 膜

(固体激光技术基础丛书)

光学薄膜编写组

上海人民出版社出版

(上海·绍兴路5号)

兵书书店上海发行所发行 上海市印刷四厂印刷

开本 787×1092 1/32 印张 5.25 字数 112,000

1976年6月第1版 1976年6月第1次印刷

统一书号: 15171·225 定价: 0.32 元

毛主席语录

列宁为什么说对资产阶级专政，这个问题要搞清楚。这个问题不搞清楚，就会变修正主义。要使全国知道。

在生产斗争和科学实验范围内，人类总是不断发展的，自然界也总是不断发展的，永远不会停止在一个水平上。因此，人类总得不断地总结经验，有所发现，有所发明，有所创造，有所前进。停止的论点，悲观的论点，无所作为和骄傲自满的论点，都是错误的。

前 言

光学薄膜在国民经济和国防建设中有着广泛的应用。各种类型的增透膜、反射膜、干涉滤光片、偏振膜、分光膜早已成为各种光学仪器中必不可少的部件。激光出现后给光学薄膜带来新的生命,它对光学薄膜提出了新的要求,从而促进了它的发展,出现了专为各种激光器配用的所谓“激光薄膜”。

解放前,光学薄膜在我国还是一项空白;解放以后,随着祖国光学事业的发展,光学薄膜也从无到有逐渐发展起来。但是,由于刘少奇修正主义路线的干扰和破坏,光学事业的发展也受到一定影响。在无产阶级文化大革命以前,全国除少数单位外,一般只能做一些简单的单层膜,至于激光只是局限在少数人的实验室里。无产阶级文化大革命摧毁了刘少奇、林彪两个资产阶级司令部,批判了修正主义科研路线,大大促进了我国光学事业的发展。现在,激光正在为广大工农兵所掌握,光学薄膜也已在全国遍地开花。

随着激光工作的普及和推广,从事这方面工作的一些同志希望对激光及其单元技术有更多的了解。本文正是为了适应这种需要而编写的,着重介绍一下光学薄膜的基本原理,基本工艺及其在固体激光中的应用。因为本文是“固体激光技术基础丛书”的一部分,所以在叙述时尽量注意到固体激光对薄膜的特殊要求和特殊作用。同时,从光学薄膜本身出发,也照顾到它的系统性。光学薄膜和其他事物一样,也是不断前进,

不断发展的,文中的某些结果和某些结论,或受时间的局限性,或受实验条件的局限性,或受对问题认识深度的局限性,可能是不正确的或不全面的,希望读者和我们一起进行讨论,为加速光学薄膜的发展而努力。

目 录

第一章 薄膜光学的基本原理	1
第一节 光在两种介质界面上的行为	1
第二节 多层介质膜的光学性质	14
第三节 光学薄膜中的驻波场	27
第二章 光学薄膜的真空淀积和光学性质的测量	34
第一节 真空的获得和测量	34
第二节 光学薄膜材料和材料的选择	41
第三节 光学薄膜的真空蒸发技术	46
第四节 淀积条件对光学薄膜性质的影响	54
第五节 薄膜的均匀性	62
第六节 光学薄膜的厚度控制	66
第七节 光学薄膜的测量	75
第三章 光学薄膜的牢固性	82
第一节 薄膜的附着力	82
第二节 薄膜的应力和机械强度	85
第三节 薄膜的抗激光强度	97
第四章 光学薄膜在固体激光中的应用	110
第一节 高反射膜	110
第二节 增透膜	124
第三节 干涉滤光片	139
第四节 薄膜偏振片	153

第一章 薄膜光学的基本原理

光学薄膜是激光技术中不可缺少的元件。象激光谐振腔中的腔片,扩孔、缩孔时用的望远镜,发射时用的反射镜,接收时用的干涉滤光片,起偏或检偏时用的偏振片等等,都是光学薄膜在激光技术中的应用。所以在研究激光技术时必须研究薄膜技术,使之适应激光发展的需要。在这一章里,主要讨论一下薄膜光学的基本原理,使我们对光学薄膜的光学性质有一个基本的概念。这样在研究薄膜的一些具体应用时便比较容易掌握也比较容易深入。薄膜光学涉及的范围是比较广的,在这里我们仅就制备激光薄膜所涉及到的基本问题,作一概略的讨论。

第一节 光在两种介质界面上的行为

1. 光在两种透明介质界面上的反射和折射

光是一种电磁波,它的行为可以用电矢量 E 和磁矢量 H 加以描述。对单色平面波而言由波动方程可以得到:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\left\{i\left[\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda}(\alpha x + \beta y + \gamma z)\right]\right\} \quad (1.1)$$

式中

ω ——振动的角频率;

n ——介质的折射率;

α, β, γ ——平面波传播方向在直角坐标系中的方向余弦。

光的能流密度可以用坡印廷矢量表示

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{H} = \frac{c}{4\pi} n E^2 \mathbf{K} \quad (1.2)$$

式中 \mathbf{K} —— 光传播方向的单位矢量。

下面讨论光在两种不同物质界面上所发生的现象。为方便起见, 首先讨论两种物质都是各向同性无吸收介质的情况。

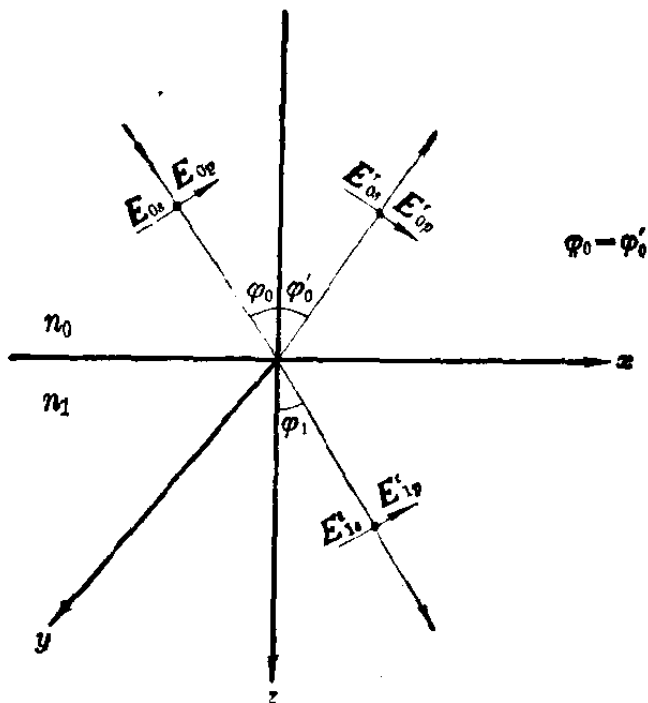


图1 光在两种介质界面上的反射和折射

如图1所示, 设一束沿着 xz 平面传播的单色平面光, 由折射率为 n_0 的介质入射到折射率为 n_1 的介质上, 其界面为 xy 平面, 入射角为 φ_0 , 则光束在界面上发生反射和折射。这时入射光、反射光和折射光的电矢量分别为:

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_{oi} \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{2\pi n_0}{\lambda} (x \sin \varphi_0 + z \cos \varphi_0) \right] \right\} \quad (1.3)$$

$$\mathbf{E}_r = \mathbf{E}_{or} \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{2\pi n_0}{\lambda} (x \alpha_r + y \beta_r + z \gamma_r) \right] \right\} \quad (1.4)$$

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_{it} \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{2\pi n_1}{\lambda} (x \alpha_t + y \beta_t + z \gamma_t) \right] \right\} \quad (1.5)$$

因为在两种物质的界面上 E 的切向分量是连续的, 所以对界面 $z=0$ 来说, E 在任意的 x 、 y 值都应该是连续的, 这时它们的位相因子必须恒等

$$\begin{aligned} n_0 \beta_r &= n_1 \beta_t = 0 \\ \alpha_r &= \sin \varphi'_0 = \sin \varphi_0 \end{aligned}$$

所以

$$\varphi'_0 = \varphi_0 \quad (1.6)$$

$$n_1 \alpha_t = n_1 \sin \varphi_1 = n_0 \sin \varphi_0 \quad (1.7)$$

这就是我们熟知的反射定律和折射定律, 它们确定了反射光和入射光的方向。

因为电磁波是横波, 它的电矢量 E , 磁矢量 H 和波矢量 K 之间满足关系式

$$H = n[K \times E] \quad (1.8)$$

这就是说磁矢量的振动方向与电矢量垂直, 其振幅等于电矢量乘以介质的折射率。

对于一束单色平面光, 总可以把它的电矢量和磁矢量分解为两部分, 一部分的振动方向与入射面垂直, 分别表示为 E_s 和 H_s , 称为 s 分量; 另一部分的振动方向与入射面平行, 分别表示为 E_p 和 H_p , 称为 p 分量。

考虑到电磁波在两种介质界面上电矢量和磁矢量切向分量的连续性: 即

$$\left. \begin{aligned} E_{0\text{切向}} &= E_{1\text{切向}} \\ H_{0\text{切向}} &= H_{1\text{切向}} \end{aligned} \right\}$$

则有方程式

$$\left. \begin{aligned} E_{0p} \cos \varphi_0 + E'_{0p} \cos \varphi_0 &= E'_{1p} \cos \varphi_1 \\ n_0(E_{0p} - E'_{0p}) &= n_1 E'_{1p} \end{aligned} \right\} \quad (1.9)$$

$$\left. \begin{aligned} E_{0s} + E_{0s}^r &= E_{1s}^t \\ n_0 \cos \varphi_0 (E_{0s} + E_{0s}^r) &= n_1 \cos \varphi_1 E_{1s}^t \end{aligned} \right\} \quad (1.10)$$

式中 E_{0s} 、 E_{0s}^r 和 E_{1s}^t ——分别表示入射光、反射光和折射光电矢量中 s 分量的振幅；

E_{0p} 、 E_{0p}^r 和 E_{1p}^t ——分别表示入射光、反射光和折射光电矢量中 p 分量的振幅。

经过简单运算，即可得到：

$$r_{1p} = \frac{E_{0p}^r}{E_{0p}} = \frac{n_0 \cos \varphi_1 - n_1 \cos \varphi_0}{n_0 \cos \varphi_1 + n_1 \cos \varphi_0} \quad (1.11)$$

$$t_{1p} = \frac{E_{1p}^t}{E_{0p}} = \frac{2n_0 \cos \varphi_0}{n_0 \cos \varphi_1 + n_1 \cos \varphi_0} \quad (1.12)$$

$$r_{1s} = \frac{E_{0s}^r}{E_{0s}} = \frac{n_0 \cos \varphi_0 - n_1 \cos \varphi_1}{n_0 \cos \varphi_0 + n_1 \cos \varphi_1} \quad (1.13)$$

$$t_{1s} = \frac{E_{1s}^t}{E_{0s}} = \frac{2n_0 \cos \varphi_0}{n_0 \cos \varphi_0 + n_1 \cos \varphi_1} \quad (1.14)$$

式中 r_{1p} 、 r_{1s} 、 t_{1p} 、 t_{1s} ——分别表示 p 分量和 s 分量的反射系数和透射系数，称为菲涅耳系数。

表示式(1.11)~(1.14)称为菲涅耳公式。

菲涅耳公式是薄膜光学中最基本的公式之一，因为光在光学薄膜中的行为，实际上是光波在分层介质的诸界面上的菲涅耳系数相互迭加的结果，所以在分析薄膜的光学性质时，首先要考虑菲涅耳系数。下面我们利用光在两种透明介质界面上的光学行为，解释几种常见的光学行为。

(1) 全反射现象

由(1.7)式可知，当光由光密媒质(折射率较高的介质)进入光疏媒质(折射率较低的介质)时，总有一个入射角 φ_{0A} ，使

$$\sin \varphi_1 = \frac{n_0}{n_1} \sin \varphi_{0A} = 1$$

则 $\sin \varphi_{0A} = n_1/n_0$ (1.15)

φ_{0A} 称为全反射角。当 $\varphi_0 \geq \varphi_{0A}$ 时光不再产生折射而全部返回入射介质。全反射角的这种特性可用来做成各种类型的全反射棱镜, 它们在光学仪器中有着广泛的应用。

利用光的传播特性, 可以对全反射行为进行更确切的描述。当 $\varphi_0 > \varphi_{0A}$ 时

$$\sin \varphi_1 > 1$$

$$\cos \varphi_1 = \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_1} = i \sqrt{\sin^2 \varphi_1 - 1} \quad (1.16)$$

折射角 φ_1 是一个虚角, 意味着光流根本不进入折射介质。当然, 绝对的不进入是不存在的。由(1.5)式这时在折射介质里的光波的振幅为

$$\begin{aligned} E_t = E_{0t} \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{2\pi n_1}{\lambda} (x \sin \varphi_1) \right] \right\} \\ \times \exp \left(- \frac{2\pi n_1 z}{\lambda} \sqrt{\sin^2 \varphi_1 - 1} \right) \end{aligned} \quad (1.17)$$

这说明在折射介质里, 光波振幅随着厚度的增加而指数衰减, 致使光流不能深入折射介质而只能在界面附近沿界面移动, 而后重新返回入射介质。进入折射介质的波叫做衰波。如果折射介质足够薄(波长数量级)且与折射介质临接的介质折射率足够高(破坏全反射条件), 则衰波就会穿过折射介质进入另一介质, 衰波的这种特性, 可用来设计薄膜光导的耦合系统。所以说全反射不是绝对的, 是在折射介质足够厚的情况下产生的。而且即使在发生全反射的情况下也不可能全部能量返回入射介质, 因为光在折射介质中振幅衰减就一定要损耗能量。

在全反射的情况下, 反射光对入射光将会发生一个位相变化, 由(1.11)式和(1.13)式应考虑到 $\cos \varphi_1$ 为虚数, 可以得到:

$$\text{对于 } p \text{ 分量, } \operatorname{tg} \delta_{rp} = \frac{2n_0^2 \cos^2 \varphi_0 \sqrt{\sin^2 \varphi_0 - (n_1/n_0)^2}}{-(n_0^4/n_1^2)[\sin^2 \varphi_0 - (n_1/n_0)^2] + n_1^2 \cos^2 \varphi_0} \quad (1.18)$$

$$\text{对于 } s \text{ 分量, } \operatorname{tg} \delta_{rs} = \frac{2 \cos \varphi_0 \sqrt{\sin^2 \varphi_0 - (n_1/n_0)^2}}{\cos^3 \varphi_0 - [\sin^2 \varphi_0 - (n_1/n_0)^2]} \quad (1.19)$$

从上式可以看出, 全反射光中的 p 分量和 s 分量所产生的位相变不相等, 也就是说, 反射光中的 p 分量和 s 分量也有一个位相差, 利用这个现象可以通过全反射把线偏振光变成圆偏振光或椭圆偏振光。

(2) 布儒斯特角

由(1.11)式可知, 当 $\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{n_1}{n_0}$ 时, $r_{1p} = 0$, 这时在反射光中的 p 分量偏振, 也就是说在反射光中只有 s 分量。这时的 φ_0 称为布儒斯特角。其表达式为

$$\varphi_{0B} = \operatorname{tg}^{-1} \frac{n_1}{n_0} \quad (1.20)$$

布儒斯特角又叫做偏振角。通常用它来产生偏振光。同时也可利用这种特性来测定薄膜材料的光学常数。

(3) 位相跃变

由(1.13)式可知, 当 $n_0 < n_1$ 时, $r_{1s} < 0$ 。这意味着, 当光由光疏媒质进入光密媒质时, 反射光对入射光将有一个 180° 的位相变化, 这种现象叫做反射光的位相跃变。对光在两种透明介质界面上的菲涅耳系数进行分析可以发现, 反射光中的位相变化不仅与入射介质的光密光疏有关, 也与入射角有关。

当 $n_0 < n_1$ 时: 对 s 分量, 不管入射角为多少反射光总有 180° 的位相变化; 对 p 分量, 当入射角小于布儒斯特角时反

射光产生 180° 位相变化, 而入射角大于布儒斯特角时不产生位相变化。

当 $n_0 > n_1$ 时: 对 s 分量, 当入射角小于全反射角时, 反射光不产生位相变化, 当入射角大于全反射角而小于 $\frac{\pi}{2}$ 时, 产生一异于 0 和 π 的位相变化; 对 p 分量, 当入射角小于布儒斯特角时, 反射光不产生位相变化。当入射角大于布儒斯特角而小于全反射角时, 产生 π 位相变化, 当入射角大于全反射角而小于 $\frac{\pi}{2}$ 时, 产生异于 0 和 π 的位相变化。

在反射光中, s 分量和 p 分量的位相变化对入射角的依赖关系如图 2 所示。

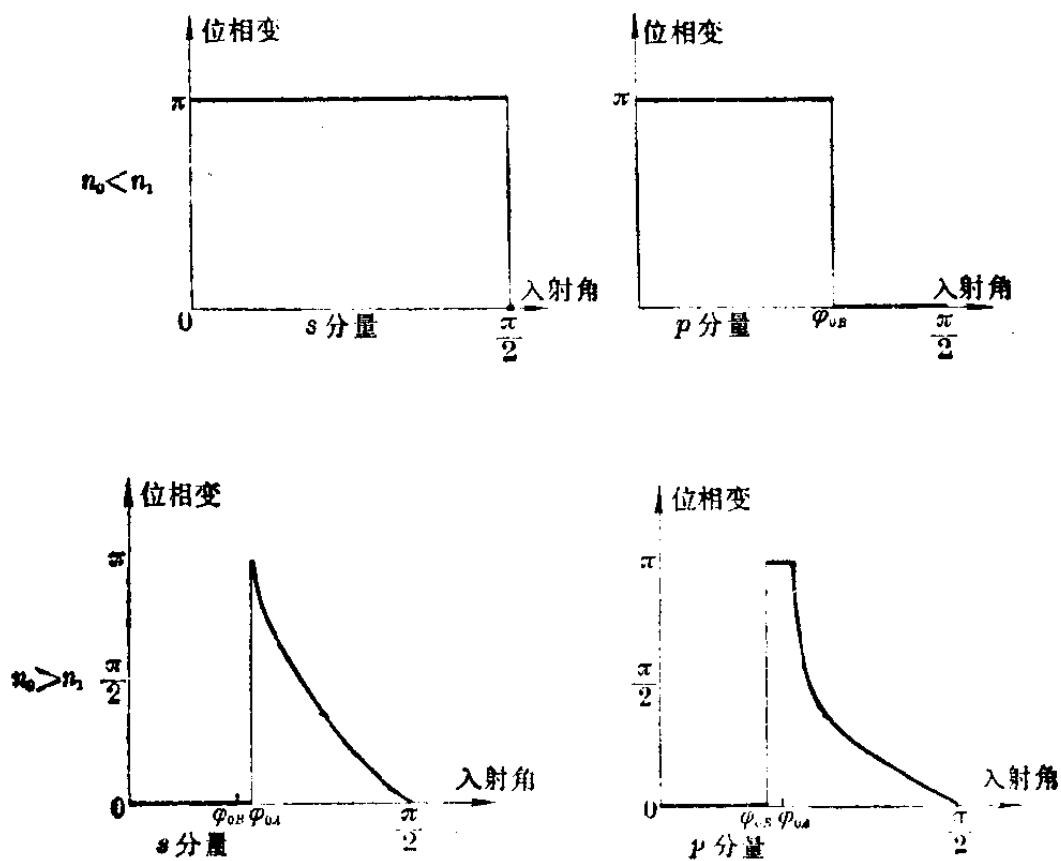


图 2 反射光中两个偏振分量的位相变化

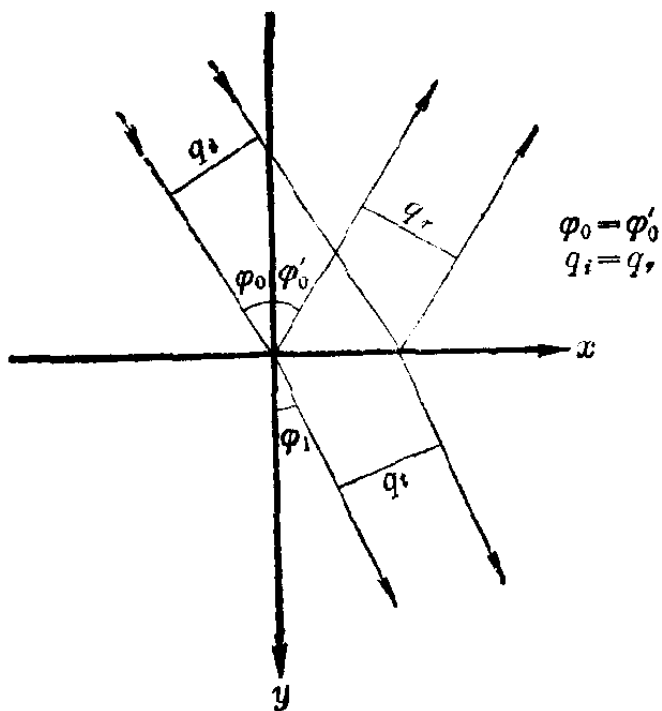


图 3

(4) 反射率和透

率

光学薄膜的光学性质，常常用薄膜的透过率和反射率来标志。反射率定义为

$$R = \frac{W_r}{W_i} \quad (1.21)$$

透过率定义为

$$T = \frac{W_t}{W_i} \quad (1.22)$$

两式中的 W_i 、 W_r 、 W_t

分别表示入射光、反射光、透射光的能量。

如图 3 所示，设 q_i 、 q_r 、 q_t 分别表示入射光束、反射光束及透射光束的截面积，则

$$q_t = q_r$$

$$q_t = \frac{\cos \varphi_1}{\cos \varphi_0} q_i$$

引入玻印廷矢量，则得到

$$W_i = q_i |\bar{S}|_i$$

$$W_r = q_r |\bar{S}|_r$$

$$W_t = q_t |\bar{S}|_t = \frac{\cos \varphi_1}{\cos \varphi_0} q_i |\bar{S}|_t$$

式中 $|\bar{S}|$ —— 玻印廷矢量的时间平均值。

考虑到玻印廷矢量与电矢量的关系，则可以得到反射率和透过率与非涅耳系数之间的关系：

$$R_p = r_{1p}^2 \quad (1.23)$$

$$R_s = r_{1s}^2 \quad (1.24)$$

$$T_p = \frac{n_1}{n_0} \frac{\cos \varphi_1 t_{1p}^2}{\cos \varphi_0} \quad (1.25)$$

$$T_s = \frac{n_1}{n_0} \frac{\cos \varphi_1 t_{1s}^2}{\cos \varphi_0} \quad (1.26)$$

当光垂直入射时, p 、 s 分量重合, 这时反射率和透过率为

$$R = \left(\frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \right)^2 \quad (1.27)$$

$$T = \frac{4n_1 n_0}{(n_0 + n_1)^2} \quad (1.28)$$

2. 光在透明介质和金属界面上的反射和折射

以上公式给出了光在两种透明介质界面上的行为。当光由透明介质进入导电介质时, 菲涅耳公式仍具有原来的形式, 不过这时的 n_1 和 φ_1 不再是实数, 而变为复数, 我们用 n_1^* 、 φ_1^* 表示, 这时菲涅耳公式变为:

$$r_{1s} e^{i\delta_{rs}} = \frac{n_0 \cos \varphi_0 - n_1^* \cos \varphi_1^*}{n_0 \cos \varphi_0 + n_1^* \cos \varphi_1^*} \quad (1.29)$$

$$r_{1p} e^{i\delta_{rp}} = \frac{n_0 \cos \varphi_1^* - n_1^* \cos \varphi_0}{n_1^* \cos \varphi_1^* + n_1 \cos \varphi_0} \quad (1.30)$$

$$t_{1s} e^{i\delta_{ts}} = \frac{2n_0 \cos \varphi_0}{n_0 \cos \varphi_0 + n_1^* \cos \varphi_1^*} \quad (1.31)$$

$$t_{1p} e^{i\delta_{tp}} = \frac{2n_0 \cos \varphi_0}{n_0 \cos \varphi_1^* + n_1 \cos \varphi_0} \quad (1.32)$$

这里 r_{1s} 、 r_{1p} 、 t_{1s} 、 t_{1p} 都是复数, δ_{rs} 、 δ_{rp} 分别为反射光中 s 分量和 p 分量的位相变化。 δ_{ts} 、 δ_{tp} 分别表示透射光中 s 分量和 p 分量的位相变化。

下面, 讨论光在金属表面反射时的反射光强和位相变化。当光在导电介质内传播时, 其电矢量为:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = E_0 e^{i\mathbf{K}^* \cdot \mathbf{r}} \quad (1.33)$$

\mathbf{K}^* 为复数波矢量, 其数值

$$|\mathbf{K}|^2 = \frac{\omega^2 \mu}{c^2} \left(\varepsilon + \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right) \quad (1.34)$$

式中 ω ——光的角频率;

c ——真空中光速;

μ ——导磁率;

ε ——介电常数;

σ ——电导率。

令

$$\mathbf{K}^* = \mathbf{K}' + i\boldsymbol{\tau}$$

则

$$\mathbf{E}(x, y, z) = E_0 e^{-\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{r}} e^{i\mathbf{K}' \cdot \mathbf{r}} \quad (1.35)$$

由公式可以看出: 电矢量 $\mathbf{E}(x, y, z)$ 的振幅在 $\boldsymbol{\tau}$ 方向随着距离的增长而作指数衰减。当 $r \cos(\boldsymbol{\tau}, \mathbf{r}) = \frac{1}{\tau}$ 时, 其振幅衰减为 E_0 的 $\frac{1}{e}$, 这时的 $r \cos(\boldsymbol{\tau}, \mathbf{r})$ 称之为衰减厚度。

我们称 $\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{r} = \text{常数}$ 为等幅面。

一般等幅面和等相面是不重合的。

令

$$\mathbf{K}^* = n^* \mathbf{K}; \quad \mathbf{K} = \frac{\omega^2}{c^2}$$

为真空中的波矢量, 则

$$n^{*2} = \left(\varepsilon \mu + i \frac{4\pi\sigma\mu}{\omega} \right) \quad (1.36)$$

n^* 为导电介质的复数折射率, 由

$$\mathbf{K}^* = \mathbf{K}' + i\boldsymbol{\tau}$$

$$K^{*2} = K'^2 - \tau^2 + 2i\mathbf{K}' \cdot \boldsymbol{\tau}$$

$$= K'^2 - \tau^2 + 2iK'\tau \cos^2(\mathbf{K}' \cdot \boldsymbol{\tau}) \quad (1.37)$$