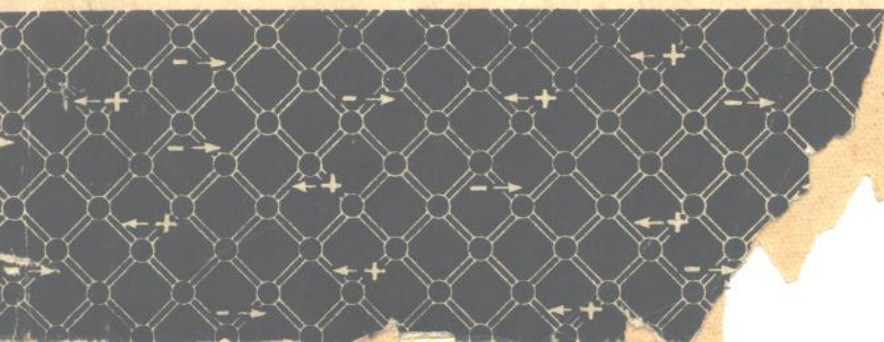


半导体光学性质

T.S. 莫斯著 鮑友恭 · 何宜生 等譯



內 容 提 要

本书是专論半导体光学性质的参考用书。全书分十六章，前六章对光学性质作一般性的討論，并介紹有关理論；后十章則对各种具有光学性质的半导体材料作具体介紹。作者根据大量专著論文編成本书，内容丰富是其特点。

本书可供在物理学，特别是电子学方面，进行研究、学习和生产时的参考。

本书由何宜生、袁长江、金世璜、陈遙白、郑慕周、郑步京、胡文偉、黄永葆、曾紹箕、鮑友恭、謝宝树合譯，何宜生、鮑友恭校。

OPTICAL PROPERTIES OF SEMI-CONDUCTORS

T. S. Moss

Butterworths Scientific Publications · 1959

半 导 体 光 学 性 质

鮑友恭 何宜生 等譯

上海科学技术出版社出版 (上海瑞金二路450号)

上海市书刊出版业营业許可証出 093 号

上海市印刷四厂印刷 新华书店上海发行所发行

开本 850×1168 1/32 印张 9 6/32 排版字数 215,000

1963年3月第1版 1963年3月第1次印刷 印数 1—6,000

統一书号 13119·495 定价(十四) 1.55 元

KG10/19
KG10/28
序 言

近数年来,在科学研究和工业生产方面,有志于从事半导体工作的日益广泛,从而发表的有关半导体各方面的論著也不断增加。目前这方面的文献已很多,急須整理汇编,得以显示已取得的成就。

有关半导体的书籍尚較少,而且偏于一般叙述。現在某些内容已有新的发展,更須专门书籍进行詳細介紹。为此,作者編了这本册子。

本书首先百分之四十部分探討了导电媒质的光学性质的理論、吸收及发射过程、光学常数的內在关系、磁光效应以及所有内光电效应。本书其余百分之六十介紹了許多最常用的半导体的性质。

半导体的技术,随着科学研究工作的加速和发展,表现出日新月异,因此本书内容应力求新穎,作者不遺余力尽力滿足这项要求。其中最主要的几章,第一次成稿于1958年,今年又修訂了全部章节,并包括了1958年8月国际半导体委员会在Rochester會議决定的若干重要結論。

本书出版的目的是,主要为了从事半导体的科学研究或工厂工作的技术人員,以及为了提高专业知識的优秀学生,他們可能在不久将从事于半导体的专业工作。

最后,謹向我妻子表示謝意,感謝她协助本书的出版,特別在准备原稿,校正公式的推导及編制索引等方面。

T. S. 莫斯

1958年9月

目 录

序言

1. 导电媒质光学性质的理論	1
1.1 波的傳播	1
1.2 导电表面的行为	3
1.3 空气-导体分界面的反射率	7
1.4 导电表面的折射	10
1.5 光的干涉現象及 n 和 k 的測量	11
2. 色散理論	16
2.1 电介质	16
2.2 光学常数的 Argand 图	19
2.3 吸收和反射率的理論变化	21
2.4 光学常数的內在关系	24
2.5 金属或自由載流子的吸收	30
3. 半导体中的吸收过程	35
3.1 直接和間接光学跃迁	35
3.2 吸收及反射光譜的特征	39
3.3 吸收限的压力和温度依賴关系	44
3.4 吸收限的杂质濃度关系	46
3.5 磁場引起的吸收限移动	47
3.6 本征激子吸收	47
3.7 禁帶和其他物理参量的相互关系	48
3.8 局部杂质的吸收	50
3.9 紅外吸收帶	51
3.10 振动晶格吸收帶	51
4. 光电效应	53
4.1 概述	53
4.2 內光电效应	53
4.3 Dember 效应或光扩散效应	61

2.....

4.4	光电磁效应	63
4.5	光机效应或光动势	74
4.6	$p-n$ 結中的光效应	76
5.	磁光效应	83
5.1	法拉第效应	83
5.2	回旋加速共振	88
5.3	振荡磁光效应	90
6.	半导体辐射的发射	92
6.1	复合辐射	92
6.2	复合辐射的光谱分布	94
6.3	間接和直接的复合	98
6.4	場致发光	99
6.5	光电发射	99
6.6	半导体的热辐射发射	100
7.	硼	103
7.1	导言	103
7.2	透射和吸收	104
7.3	折射率	105
7.4	光效应	106
8.	金剛石	108
8.1	载流子迁移率和光谱移动	108
8.2	激活能	112
8.3	碳硅混合物	113
9.	硅	115
9.1	一般性质	115
9.2	能带的结构	115
9.3	电学性质	116
9.4	折射率和介电常数	117
9.5	硅的本征吸收	118
9.6	本征光电导性	124
9.7	复合辐射	125
9.8	掺杂的硅中的吸收	125

	3
9.9 掺杂硅中的光电导性	128
10. 锗	132
10.1 一般性质	132
10.2 能带结构	132
10.3 电性能	133
10.4 折射率和介电常数	134
10.5 锗的本征吸收	136
10.6 本征光导性	143
10.7 复合辐射	145
10.8 掺杂的锗	146
10.9 锗硅合金	151
11. 硒	153
11.1 导言	153
11.2 非晶型硒中的吸收	154
11.3 非晶型硒的折射率	157
11.4 非晶型硒中的光电导性	159
11.5 六角系硒	161
11.6 硒的反射率	163
11.7 讨论	164
11.8 硒碲混合物或硒硫混合物	165
12. 碲	168
12.1 导言	168
12.2 吸收	168
12.3 吸收同温度和压力的关系	169
12.4 折射率	171
12.5 长波长吸收	172
12.6 能带理论	174
12.7 光电效应	176
13. 其他元素	180
13.1 灰锡	180
13.2 铋	181
13.3 碘	181

4.....

14. 硫化鉛, 硒化鉛和碲化鉛	182
14.1 一般性质	182
14.2 吸收	183
14.3 反射測量	188
14.4 光学常数的內在关系	192
14.5 光效应	192
15. 鋅、鎘和汞的硫属元素化合物	201
15.1 制备和一般性质	201
15.2 电学性质	202
15.3 光学性质	203
15.4 光电导率	205
15.5 硫化鋅	207
15.6 硫化鎘	213
15.7 碲化鎘	221
16. 銻化銻和其他 III-V 族化合物	223
16.1 导言	223
16.2 一般概述	223
16.3 銻化銻的一般性质	226
16.4 銻化銻的能帶結構	227
16.5 銻化銻中的短波吸收和激活能	228
16.6 激活能的濃度关系	231
16.7 晶格吸收(余輝帶)	234
16.8 銻化銻的折射率和色散	235
16.9 复合輻射及发射	238
16.10 銻化銻的紅外法拉第效应	239
16.11 銻化銻中的光效应	241
附录	243
A. 在两种介质分界面的过渡层理論	243
B. 光学常数的內在关系	243
C. 在强照度下的光电导	247
参考文献	251
索引	280

1 导电媒质光学性质的理論

1.1 波的傳播

导电材料中电磁波的傳播理論是基于麦克斯韦(电磁)場方程,它們可以写成下面的形式:

$$\text{curl } \tilde{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \tilde{H}}{\partial t}; \quad (1.1a)$$

$$\text{curl } \tilde{H} = \sigma \tilde{E} + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t}; \quad (1.1b)$$

$$\text{div } \tilde{H} = 0; \quad (1.1c)$$

$$\text{div } \tilde{E} = 0; \quad (1.1d)$$

式中, ε_0 和 μ_0 是自由空間的介电常数和磁导率; ε 和 μ 是媒质的介电常数和相对磁导率; 其他的符号都有习用的意义. 由于在导电媒质中不可能有恒定的电荷密度,所以式(1.1d)取为零.

由于

$$\text{curl curl } \tilde{E} = -\mu\mu_0 \left(\sigma \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} \right),$$

但

$$\text{curl curl } \tilde{E} = \text{grad div } \tilde{E} - \nabla^2 \tilde{E},$$

所以

$$\nabla^2 \tilde{E} - \sigma\mu\mu_0 \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} - \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.2)$$

对于 $\tilde{H}$ 可获得类似的方程.

$\tilde{E}$ 或 $\tilde{H}$ 的一个分量的解可以写成

$$U_s = U_0 \exp i\omega(t - x/v). \quad (1.3)$$

若

$$\frac{1}{v^2} = \mu \varepsilon \mu_0 \varepsilon_0 - i \sigma \mu_0 \mu / \omega, \quad (1.4)$$

則这解将满足方程式。式 (1.3) 表示在 x 方向上以速度 v 傳播的波。这里 $v = c/N$; c 是真空中光速; N 是媒质的折射率。因此

$$N^2 = c^2 (\mu \varepsilon - i \sigma \mu / \omega \varepsilon_0) \mu_0 \varepsilon_0; \quad (1.5)$$

在自由空间中, $N=1$, $\varepsilon=1$, $\mu=1$ 以及 $\sigma=0$, 得

$$1 = c^2 \varepsilon_0 \mu_0 \quad \text{或者} \quad c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}},$$

所以

$$N^2 = \mu \varepsilon - i \sigma \mu / \omega \varepsilon_0. \quad (1.6)$$

显然, 当电导率不等于零时, 折射率为复数, 可用

$$N = n - ik \quad (1.7)$$

来表示, 由此得出

$$U_x = U_0 \exp i \omega t \exp(-i \omega n x / c) \exp(-\omega k x / c).$$

这样, 这个表式就可看成表示一个频率为 $\omega/2\pi$ 的波, 它以速度 c/n 傳播, 且遭受衰减或吸收。

从式 (1.6) 及 (1.7) 可以得到

$$n^2 - k^2 = \mu \varepsilon, \quad 2nk = \sigma \mu / \omega \varepsilon_0.$$

就光学性质說来, 具有实际意义的情况中, 我們可以取 $\mu=1$, 这样

$$\left. \begin{aligned} n^2 - k^2 &= \varepsilon, \\ 2nk &= \sigma / \omega \varepsilon_0, \end{aligned} \right\} \quad (1.8)$$

由此得出

$$\left. \begin{aligned} 2n^2 &= \varepsilon [1 + (1 + \sigma^2 / \omega^2 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2)^{\frac{1}{2}}], \\ 2k^2 &= \varepsilon [1 - (1 + \sigma^2 / \omega^2 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2)^{\frac{1}{2}}]. \end{aligned} \right\} \quad (1.9)$$

应该指出, σ 是有关光頻的电导率, 而且一般不等于直流或低频电导率 σ_0 .

显然, 当 $\sigma \rightarrow 0$ 时, $k \rightarrow 0$ 及 $n^2 \rightarrow \epsilon$. 实验证明: 后者关系式成立的前提是, n 及 ϵ 须在相同的频率测量; 如果测量是在不同的频率进行, 那么在两者之间应无吸收频带的存在.

媒质吸收系数 K 相当于波的能量在 $1/K$ 距离时减弱为 $e:1$. 由于能流以坡印廷矢量表示, 因此正比于电场及磁场矢量振幅的乘积. 由于两者都有 $\exp(-\omega kx/c)$ 项, 因此衰减为 $\exp(-2\omega kx/c)$, 而吸收系数为

$$K = 2\omega k/c = 4\pi k/\lambda; \quad (1.10)$$

式中, λ 是自由空间的波长. 测量透过不同厚度的样品的透射率, 可以直接确定 K 及 k .

正如式(1.8)所表明, 一般 $n^2 \neq \epsilon$. 这里还应指出, 波速是以 c/n 而非 $c/\epsilon^{1/2}$ 来表示的. 因此, 测量一些单由波速决定的性质, 就能直接得到 n 值.

通常在上述类型的实验中, 只能在一些吸收微弱的材料, 也就是, 当样品的厚度只是 $1/K$ 的几倍时, 才能分别确定 n 及 k . 对于一些吸收性强的、光学性质近似金属而不近似电介质的材料说来, 就必须测量偏振光的反射, 以列出含有 n 及 k 的一组联立方程.

1.2 导电表面的行为

如两种媒质之一为导体, 则平面波在两者之间截面上的行为就变得相当复杂. 虽然斯涅耳定律和非涅耳定律仍然成立, 但由于折射角为虚数以及折射波中的等相位面和等振幅面不再重合, 使定律的阐述变得复杂.

设想在折射率为 N 的电介质中传播一平面波, 入射到复数折射率 N'' 的导电媒质的界面上. 磁导率 μ_1 和 μ_2 都是 1. 使媒质的分界面在 $z=0$ 平面上, 而入射波在 xz 平面. 将波的电强度 E_0 分解为垂直和平行入射面的分量 E_n 和 E_p . 这样 E_n 就在 y 方向

上, 而 E_p 就分別有分量 $E_p \cos \phi$ 和 $-E_p \sin \phi$ 在 x 和 z 方向上; 其中 ϕ 是表面法綫和入射波所构成的交角。入射波可以写成:

$$\left. \begin{aligned} E_y &= E_n \exp i\omega [t - N(x \sin \phi + z \cos \phi)/c], \\ E_x \sec \phi &= -E_z \operatorname{cosec} \phi \\ &= E_p \exp i\omega [t - N(x \sin \phi + z \cos \phi)/c]. \end{aligned} \right\} \quad (1.11)$$

相应的磁場分量可从式(1.1a)求得:

$$\tilde{H} = -\frac{\operatorname{curl} \tilde{E}}{i\omega\mu_0}. \quad (1.12)$$

类似地, 对于反射波为

$$\left. \begin{aligned} E'_y &= E'_n \exp i\omega [t - N(x \sin \phi' + z \cos \phi')/c], \\ E'_x \sec \phi' &= -E'_z \operatorname{cosec} \phi' \\ &= E'_p \exp i\omega [t - N(x \sin \phi' + z \cos \phi')/c]; \end{aligned} \right\} \quad (1.13)$$

对于折射波为

$$\left. \begin{aligned} E''_y &= E''_n \exp i\omega [t - N''(x \sin \phi'' + z \cos \phi'')/c], \\ E''_x \sec \phi'' &= -E''_z \operatorname{cosec} \phi'' \\ &= E''_p \exp i\omega [t - N''(x \sin \phi'' + z \cos \phi'')/c]. \end{aligned} \right\} \quad (1.14)$$

显然在分界面, 即 $z=0$ 平面, 所有 E 和 H 的分量按 x 的相同函数变化, 所以

$$N \sin \phi = N \sin \phi' = N'' \sin \phi''. \quad (1.15)$$

从式(1.15)可直接推出斯涅耳定律^{*)}, 也就是: (i) 反射, $\phi = \pi - \phi'$, 即入射角等于反射角; (ii) 折射, $N \sin \phi = N'' \sin \phi''$.

关于反射波和折射波振幅值的菲涅耳定律也是从边界条件中推导出来的, 也即磁場和電場的切向分量在通过 $z=0$ 平面时保持不变。所以对電場說来,

$$\left. \begin{aligned} E_p \cos \phi + E'_p \cos \phi' &= E''_p \cos \phi'' = (E_p - E'_p) \cos \phi, \\ E_n + E'_n &= E''_n. \end{aligned} \right\} \quad (1.16)$$

同样, 从磁場通过 $z=0$ 平面时必须連續的边界条件可求得

^{*)} 更为詳細的討論見 Stratton (1941).

$$\left. \begin{aligned} (E_n - E'_n) N \cos \phi &= E''_n N'' \cos \phi'', \\ (E_p + E'_p) N &= E''_p N''. \end{aligned} \right\} \quad (1.17)$$

解出上列四式, 就能得到反射波振幅:

$$E'_p = E_p \frac{N'' \cos \phi - N \cos \phi''}{N'' \cos \phi + N \cos \phi''} = E_p \frac{\tan(\phi - \phi'')}{\tan(\phi + \phi'')}, \quad (1.18a)$$

$$E'_n = E_n \frac{N \cos \phi - N'' \cos \phi''}{N \cos \phi + N'' \cos \phi''} = E_n \frac{\sin(\phi'' - \phi)}{\sin(\phi + \phi'')}; \quad (1.18b)$$

折射波振幅为

$$E''_p = E_p \frac{2N \cos \phi}{N \cos \phi'' + N'' \cos \phi} = E_p \frac{2 \sin \phi'' \cos \phi}{\sin(\phi + \phi'') \cos(\phi - \phi'')}, \quad (1.19a)$$

$$E''_n = E_n \frac{2N \cos \phi}{N'' \cos \phi'' + N \cos \phi} = E_n \frac{2 \sin \phi'' \cos \phi}{\sin(\phi + \phi'')}. \quad (1.19b)$$

这就是菲涅耳方程。对磁场矢量也能获得相应的方程式。利用式(1.15)还可将折射角 ϕ'' 消去。

如果波的传播方向垂直于表面, 反射波振幅可简化为

$$E' = E'_p = E'_n = E(N'' - N)/(N'' + N). \quad (1.20)$$

能流是以坡印廷复矢量的实数部分来表示的, 所以在初始波中, 在入射波的传播方向,

$$S_0 = \frac{1}{2} E_0 \times H_0^* = \frac{1}{2} N E_0^2;$$

同样, 对于反射和透射部分:

$$S_r = \frac{1}{2} N (E')^2, \quad S_t = \frac{1}{2} N'' (E'')^2.$$

现在规定反射系数和透射系数为垂直于表面的能流比值, 所以

$$T = (E''/E)^2 \cos \phi'' / \cos \phi,$$

$$R = (E'/E)^2.$$

当电矢量垂直于入射平面时,

$$\left. \begin{aligned} R_n &= \frac{\sin^2(\phi'' - \phi)}{\sin^2(\phi + \phi'')}, \\ T_n &= \frac{\sin 2\phi \sin 2\phi''}{\sin^2(\phi + \phi'')} \end{aligned} \right\} \quad (1.21)$$

以及当电矢量平行于入射平面时，

$$\left. \begin{aligned} R_p &= \frac{\tan^2(\phi - \phi'')}{\tan^2(\phi + \phi'')}, \\ T_p &= \frac{\sin 2\phi \sin 2\phi''}{\sin^2(\phi + \phi'') \cos^2(\phi - \phi'')} \end{aligned} \right\} \quad (1.22)$$

由于能流的法向分量在分界面上必须是连续的，可以看出在所有情形下 $R+T=1$ 。

在无吸收性媒质的简单情形， T 及 R 的表式为实数，而且就可用它们现有的形式。当入射线垂直于折射率为 n_1 及 n_2 的媒质的分界面时，表式可简化为

$$\left. \begin{aligned} R &= R_p = R_n = (n_2 - n_1)^2 / (n_2 + n_1)^2, \\ T &= T_n = T_p = 4n_2 n_1 / (n_2 + n_1)^2. \end{aligned} \right\} \quad (1.23)$$

另外一个有意义的特殊情形是 $\phi + \phi'' = 90^\circ$ ，因为这时 $R_p = 0$ 。这一条件可以用 $\tan \phi = N''/N$ 来表示；对无吸收性的媒质， ϕ 是一实数角，也就是布儒斯特角。因此对纯粹电介质的折射率，可以用平面偏振光束（电矢量平行于入射平面）落于电介质表面，调节入射角直至反射消失的方法来直接测量。以后可以看到，当第二媒质是导体时， R_p 不再消失，尽管电导率低，在入射角接近 $\tan^{-1}(N''/N)$ 处，仍然有显著的极小值。还应指出，当 $\phi + \phi''$ 经过 90° 值时，在反射波中有一个 180° 的位相跃变。

1.2.1 垂直于导电表面的反射

假定第一媒质为空气，其折射率 $N=1$ ；第二媒质的折射率为 $N''=n-ik$ 。这时式(1.23)成立，并得

$$R = (n - ik - 1)^2 / (n - ik + 1)^2,$$

經有理化后成为

$$R = [(n-1)^2 + k^2] / [(n+1)^2 + k^2]. \quad (1.24)$$

对吸收性弱的材料, k 比較小, 而 R 比純粹电介质的稍大; 但是当 k 增大时, 材料就具有金属的特性, 同时反射率也就趋近于 1.

对于垂直入射的反射率, 式(1.24)可改写为

$$k^2 + \left(n - \frac{1+R}{1-R} \right)^2 = \frac{4R}{(1-R)^2}.$$

此式可以看作是以 $n = (1+R)/(1-R)$ 为圓心和以 $2R^{1/2}/(1-R)$ 为半径的一系列圓族。在图 1.1 上就是这一系列曲綫。

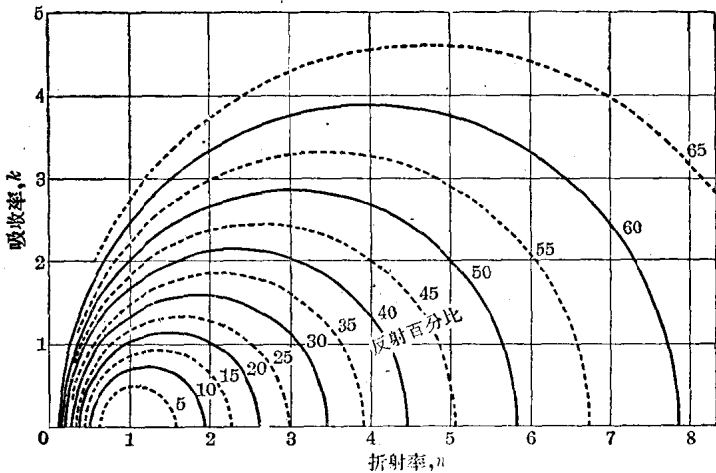


图 1.1 垂直反射和光学常数之关系

1.3 空气-导体分界面的反射率

以下的处理方法是和垂直入射的情形相同的 (仅更为繁瑣), 也就是: 在式(1.21)及(1.22)中, 引入 $N=1$ 及 $N''=n-ik$, 并进行有理化。这些解表明: 通常反射波一般不再是平面偏振, 而是椭

圓偏振。令

$$N'' \cos \phi'' = [(N'')^2 - \sin^2 \phi]^{\frac{1}{2}} = \alpha + i\beta; \quad (1.25)$$

式中,

$$\alpha^2 - \beta^2 = n^2 - k^2 - \sin^2 \phi, \quad \alpha\beta = -nk. \quad (1.26)$$

于是,从式(1.15),

$$\begin{aligned} R_n &= \left| \frac{\sin(\phi'' - \phi)}{\sin(\phi'' + \phi)} \right|^2 = \left| \frac{\cos \phi - N'' \cos \phi''}{\cos \phi + N'' \cos \phi''} \right|^2 \\ &= \frac{(\alpha - \cos \phi)^2 + \beta^2}{(\alpha + \cos \phi)^2 + \beta^2}. \end{aligned} \quad (1.27)$$

从式(1.16),

$$\begin{aligned} R_p &= \left| \frac{\sin(\phi'' - \phi)}{\sin(\phi'' + \phi)} \frac{\cos(\phi'' + \phi)}{\cos(\phi'' - \phi)} \right|^2 \\ &= R_n \left[\frac{(\alpha - \sin \phi \tan \phi)^2 + \beta^2}{(\alpha + \sin \phi \tan \phi)^2 + \beta^2} \right]. \end{aligned} \quad (1.28)$$

对于一些半导体,在大多数有意义的情形中, n 数倍于1,而 k 大約接近于1或略小些。因此, $n^2 \gg k^2$ 以及 $n^2 \gg \sin^2 \phi$ 。从而推出, $\alpha \sim n$; $\beta \sim k$ 。于是 R_n 就可看作是 ϕ 的緩变函数,它从垂直入射时 $\sim 30\%$ 的典型值,增大至掠入射时的100% (见图1.2)。当 $\phi = 0$ 时, R_p 和 R_n 有相同的值,但是当接近 $\alpha = \sin \phi \tan \phi$ 时,也就是 $\tan \phi \sim n$ 时, R_p 经过一极小值;随后当 $\phi = 90^\circ$ 时, R_p 又迅速增至100%。对于3—6之間的 n 值,极小反射率的角位在 $71^\circ - 81^\circ$ 之間。

假定 ϕ 已經测得,則式(1.27)及(1.28)中仅有两个未知数(α 及 β),因此任何二次測量就能确定它們的数值(从而获得 n 及 k)。式(1.27)是較易分析的一个,只是它随 n 及 k 的变化緩慢,因此不具备固有的良好准确度。 R_p 的优点是在 $\phi = \tan^{-1} n$ 附近随 n 及 k 迅速地变化,并且在这角度附近的測量可能获得很准确的 n 及 k 。測量比值 R_p/R_n 就使計算大为簡化;此外,还因为这比值較单独的

R_p 更为迅速地随入射角而变化(见图 1.2), 实验的准确度也得到改善, 并且也不再需要测量绝对反射率^{*}). 这一方法曾为 Avery^[31,32] 所采纳. 他利用 R_p/R_n 值的几组曲线解决了冗长的计算问题. 这些 R_p/R_n 值是以两三个特选的入射角的 n 及 k 的数值计算而得的. 这些角应该选择成: 一个恰好小于极小反射率的角, 而另一个恰好大于这角, 例如: 65° 及 83° ; 或许再利用必然极近临界角的第三个中值角. 对两个角的测量仅能得 n 及 k 的估计值; 对三个角的测量就可以求得 n 及 k 的平均值. 三个 n 及 k 值的一致性将是实验准确性的可靠标志.

假如 k 值小, R_p/R_n 在准布儒斯特角就有一尖锐的极小值. 这角度是 $\sin^2 \phi \tan^2 \phi = \alpha^2 + \beta^2$, 非常接近于

$$\tan^2 \phi \doteq n^2 + k^2; \quad (1.29)$$

此外, 对于高折射率的材料,

$$(R_p/R_n)_{\min} = \beta^2 / 4\alpha^2 \doteq k^2 / (4n^2 - 4). \quad (1.29a)$$

对入射平面的电矢量的绝对反射率, Miller 等^[577] 获得一个极小值:

$$(R_p)_{\min} = k^2 (1 - 2/n^2) / 4n^2. \quad (1.29b)$$

自图 1.2 可看出这表式必须小于式 (1.29a) 的值.

式 (1.29b), 或更好是式 (1.29a) 的测量对于求低 k 值, 同偏振光反射实验可能同样适用. 即使这样, 如果把 $(R_p/R_n)_{\min} = 1\%$ 作为准确测量的合理极限, 这就相当于 $n=3$ 时的 $k=0.6$. 这些数字明显地说明了: 依据分析反射偏振光的测量方法是不能用来确定极小于 1 的 k 值.

反射测量方法的另一限制是受材料表面状况的影响. 按 Houston^[403], 在电介质反射测量中, 仅 $\sim \lambda/50$ 厚度的表面层受作用

^{*}) 原则上可用适当的分析器来测量入射及反射光束的相位差以及测量比值 R_p/R_n , 来获得光学常数^[220].

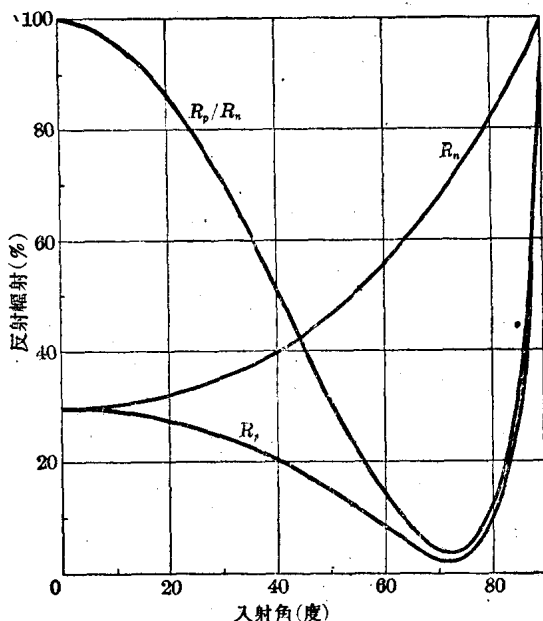


图 1.2 $n=3, k=1$ 理論上的反射辐射曲线

(見附录 A)。已經发现;只須有 $\lambda/200$ 厚度的表面膜存在,就会引起玻璃在布儒斯特角上的反射率,从它的理想值零增至 $R_p \sim 10^{-4}$, 这就相当于反射光中 1% 的椭圆率数^[925]。因此保持表征整块材料的样品表面不被油脂或氧化层所占污,或不受光学抛光引起的应变或畸变是极其重要的。

1.4 导电表面的折射

正如前述,折射綫的行为仍然被斯涅耳定律的广义式

$$N \sin \phi = N'' \sin \phi''$$

所描述。对上述的空气-导体的分界面,則

$$\sin \phi = (n - ik) \sin \phi''; \quad (1.30)$$

式中 $\sin \phi''$ 为复数。在第二媒质中的傳播方向正交于該媒质中的