

光 电 子 器 件

南开大学 王君容 薛召南 等编

国防工业出版社



内 容 简 介

本书较全面地介绍了光电子器件及其最新发展。前四章为基础理论部分,包括物理光学概述、半导体物理基础、半导体光电导和光电发射;后五章着重讲述光电倍增管、变象管和象增强器、摄像器件、半导体光电器件和电致发光器件等光电子器件的工作原理、结构、性能和参数,并对其应用作了简单介绍。

本书系工科高等院校电子类电真空器件及电子物理技术专业的统编教材,也可供研制、应用光电子器件的科技人员参考。

光 电 子 器 件

南 开 大 学

王君容 薛召南 等编

*

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

*

787×1092¹/₁₆ 印张20 465千字

1982年6月第一版 1982年6月第一次印刷 印数:0,001—5,000册

统一书号:15034·2403 定价:2.05元

前 言

本书系工科高等院校电子类电真空器件和电子物理技术专业的统编教材之一,也可供研制和应用光电子器件的科学技术人员参考。

根据我国光电技术的发展要求和工科院校当前的教学实际,本书在编写中加强了对基础理论、基本原理和基本概念的阐述,并力求反映出国内外光电子器件的先进技术和发展方向,其中也编入了我们自己的一些工作成果。前四章(约34学时)包括物理光学概述、半导体物理基础、半导体光电导和光电发射,用了较多的篇幅讲授光电子器件所涉及的基础理论,各校在使用时可根据先修课程的内容作适当调整。后五章(约46学时)着重介绍各种光电子器件,包括光电倍增管、变象管和象增强器、摄像器件、半导体光电器件和电致发光器件的工作原理、结构、性能和参数,对它们的应用情况也作了简单介绍。

本书编写人员有:薛召南(第一、二、三章和§7.1~§7.4),王君容(第四、五、六章),贾友群(第八章),邵淑敏(第九章),穆宝芬(§7.5)和刘友婴、周清等同志。

全书由浙江大学主审,参加审稿工作的有:陈秀峰,李志能,谢志行,张兴义,辛学耕和北京大学,南京工学院,华南工学院,西安交通大学的有关同志。在编写中,成都电讯工程学院,四机部一四三一所,北京261厂等单位的同志审阅了部分章节。编者对他们提出的宝贵意见和帮助,谨表示深切的谢意。

《光电子器件》是为适应当前电真空器件和电子物理技术专业发展的趋势而开设的一门新课。由于过去国内没有此类教材可资借鉴,编者缺乏这方面的教学经验,加之水平有限,时间仓促,错误和编排不当之处在所难免,殷切希望各兄弟院校和读者批评指正,以便今后修改、补充、提高。

编 者

目 录

第一章 物理光学概述	1	2.3.1 半导体的表面势和表面能级的 弯曲	52
§ 1.1 光的电磁理论及其数学表示	1	2.3.2 热电子发射和表面电导	54
§ 1.2 光波和光源	5	2.3.3 表面能级	55
1.2.1 光的单色性	5	2.3.4 表面复合	56
1.2.2 自然光与偏振光	5	§ 2.4 半导体的 P-n 结 金属和 半导体的接触	58
1.2.3 相速和群速	7	2.4.1 P-n 结的形成和接触电势差	58
§ 1.3 光的干涉和衍射	7	2.4.2 理想 P-n 结的电流-电压特性	60
1.3.1 光的干涉	7	2.4.3 突变结的势垒宽度及耗尽层电容	61
1.3.2 光的衍射	10	2.4.4 结的击穿	62
§ 1.4 光在介质表面的反射、折射 及光的吸收	11	2.4.5 半导体异质结	64
1.4.1 光在两透明介质分界面上的 反射和折射	11	2.4.6 理想肖特基势垒	65
1.4.2 光在导电介质中的传播和光的 吸收	14	2.4.7 注入接触和欧姆接触	66
§ 1.5 光与物质的相互作用—— 光的吸收、色散和散射	15	§ 2.5 半导体对光的吸收	67
1.5.1 光的吸收和色散	15	2.5.1 本征吸收	67
1.5.2 光的散射	17	2.5.2 其它吸收过程	68
§ 1.6 黑体辐射	18	2.5.3 光吸收、光发射和载流子复合 之间的关系	70
§ 1.7 光子及光的波粒二重性	21	第三章 半导体光电导	72
第二章 半导体物理基础	24	§ 3.1 半导体光电导的概念	72
§ 2.1 半导体的能带及载流子密度	25	3.1.1 光电导	72
2.1.1 晶体的构造	25	3.1.2 金属与光电导体的接触	74
2.1.2 半导体的能带结构	27	§ 3.2 直线性和抛物线性光电导	75
2.1.3 热平衡条件下的载流子密度	32	§ 3.3 光电导材料的惰性和 光谱分布	77
2.1.4 半导体的掺杂 P 型、n 型半导体	35	3.3.1 光电导材料的惰性	77
§ 2.2 载流子的输运现象及 非平衡过程	37	3.3.2 本征光电导的光谱分布	78
2.2.1 载流子的漂移、扩散和弛豫过程	37	§ 3.4 光生伏特效应及其应用	81
2.2.2 霍尔效应	40	§ 3.5 丹倍效应和光电磁 (PEM) 效应	83
2.2.3 非平衡过程	41	3.5.1 载流子的“双极性”扩散	83
2.2.4 非平衡载流子的复合	44	3.5.2 丹倍效应	84
2.2.5 陷阱效应	50	3.5.3 光电磁 (PEM) 效应	86
§ 2.3 半导体的表面	52	第四章 光电发射	90

§ 4.1 金属的光电发射	90	5.5.1 负电子亲和势发射材料在 光电倍增管中的应用	167
4.1.1 光电发射的基本定律	90	5.5.2 通道式光电倍增管	167
4.1.2 光电子的能量分布	91	第六章 变象管与象增强器	172
4.1.3 表征外光电效应的几个参数	94	§ 6.1 变象管和象增强器的原理和 结构	173
4.1.4 金属光电阴极的光谱响应特性 选择性光电效应	95	6.1.1 红外变象管	173
4.1.5 金属光电发射的福勒理论	97	6.1.2 快速开关式变象管	176
§ 4.2 半导体的光电发射	100	6.1.3 串联式象增强器	176
4.2.1 半导体光电发射的基本过程	100	6.1.4 级联式象增强器	177
4.2.2 半导体光电发射体的量子效率	104	§ 6.2 特性和参数	178
§ 4.3 实用光电阴极	106	6.2.1 光谱响应特性和光谱匹配	178
4.3.1 光电阴极制备工艺	108	6.2.2 增益特性	180
4.3.2 银氧铯 (S-1) 光电阴极	112	6.2.3 暗背景和附加背景亮度	183
4.3.3 铯铯光电阴极	117	6.2.4 放大率和畸变	184
4.3.4 多碱光电阴极	120	6.2.5 分辨力和调制传递函数	185
§ 4.4 负电子亲和势 (NEA)		§ 6.3 象增强器的发展情况	192
光电阴极	123	6.3.1 近贴管	192
4.4.1 NEA光电阴极的表面模型	124	6.3.2 倒象管	193
4.4.2 NEA 光电阴极中电子的 传输过程	125	6.3.3 负电子亲和势光电阴极在象增强器 上的应用——第三代象增强器	195
4.4.3 NEA光电阴极的量子效率	126	§ 6.4 X射线象增强器	196
4.4.4 实用NEA光电阴极	129	6.4.1 X射线象增强器的结构 及工作原理	197
第五章 光电倍增管	135	6.4.2 参数及其测量	200
§ 5.1 二次电子发射体	135	6.4.3 X射线象增强器的发展	202
5.1.1 二次发射系数	135	第七章 摄像器件	205
5.1.2 二次电子的能量分布和角度分布	139	§ 7.1 摄像器件的工作方式、功能及 分类	205
5.1.3 实用二次电子发射体	141	7.1.1 摄像器件在电视中的作用 及其工作方式	205
§ 5.2 光电倍增管的结构	146	7.1.2 摄像器件的功能及分类	206
5.2.1 光电阴极	146	§ 7.2 摄像管的一般工作原理及特性	208
5.2.2 电子光学输入系统	146	7.2.1 信号的存贮及读取	208
5.2.3 电子倍增系统	148	7.2.2 摄像管电子光学系统的 结构和特点	212
5.2.4 阳极	151	7.2.3 摄像管的特性参数	215
§ 5.3 光电倍增管的特性和参数	151	§ 7.3 光导型摄像管	221
5.3.1 光电倍增管的静态特性和参数	151	7.3.1 光导摄像管靶面的一般工作原理 和特性	221
5.3.2 光电倍增管的动态特性和参数	156		
§ 5.4 光电倍增管的噪声	159		
5.4.1 统计过程与生成函数	160		
5.4.2 光电阴极的噪声	161		
5.4.3 倍增系统的噪声	163		
5.4.4 整管的噪声	164		
5.4.5 高速率计数时光电倍增管的噪声	165		
§ 5.5 光电倍增管的发展	167		

7.3.2 注入型光导摄像管靶面的 结构和特性	228	8.3.1 光电池的几个重要参数	263
7.3.3 阻挡型光导摄像管的靶面结构 和特性	229	8.3.2 几种主要的光电池	265
7.3.4 硅二极管阵列光导摄像管 (Telecon)	233	§ 8.4 光电二极管	269
§ 7.4 移象型摄像管	238	8.4.1 耗尽层光电二极管	269
7.4.1 超正析象管	238	8.4.2 雪崩光电二极管	275
7.4.2 二次电子传导 (SEC) 摄像管的 结构、工作原理和特性	241	§ 8.5 红外光电探测器	277
7.4.3 硅电子倍增 (SEM) 摄像管的 结构和工作原理	244	8.5.1 红外光电探测器的特性	277
§ 7.5 电荷耦合成像器件	245	8.5.2 本征半导体红外探测器	280
7.5.1 MOS 结构及 CCD 器件的传输原理	246	8.5.3 多元系本征半导体红外探测器	281
7.5.2 CCD 器件的主要参数及制造工艺	248	8.5.4 非本征半导体红外探测器	283
7.5.3 电荷耦合摄像器件的工作原理	252	第九章 电致发光器件	286
7.5.4 电荷耦合摄像器件的具体参数	254	§ 9.1 电致发光的三种形态	286
7.5.5 电荷耦合摄像器件的发展	256	§ 9.2 注入式半导体发光器件的 效率	287
第八章 半导体光电器件	257	§ 9.3 发光二极管	291
§ 8.1 半导体光电器件的种类和 应用	257	9.3.1 发光二极管的特性	291
§ 8.2 光敏电阻	257	9.3.2 发光二极管的应用	297
8.2.1 光敏电阻的原理和构造	257	§ 9.4 半导体激光器	299
8.2.2 几种主要的光敏电阻	260	9.4.1 激光的产生	300
§ 8.3 光电池	262	9.4.2 P-n 结型二极管注入式激光器	305
		9.4.3 异质结激光器	309
		§ 9.5 电致发光屏	310
		9.5.1 交流电致发光屏	310
		9.5.2 交流电致发光屏的应用	312

第一章 物理光学概述

很久以前，人们就对光学现象进行了研究，认识到光有直线传播的特点，结合对光在介质表面反射与折射性质的了解，掌握了成象的基本规律。这些都属于几何光学的范围。

牛顿为了说明光的本性，提出光是由光源飞出的微粒流的假说，并以这个观点对反射和折射定律作了解释。随着生产和科学技术的发展，又发现了许多用光的直线传播概念不能解释的较为复杂的光现象，如光的干涉、衍射及偏振等。于是惠更斯、杨氏和费涅耳等提出了光的波动学说；但光到底是一种什么波动，概念还是不清的。1860年麦克斯韦电磁理论建立后，才认识到光是一种电磁波，如表 1.1 所示。由表 1.1 可见，在整个电磁波频谱中，可见光只占有很狭的范围。利用麦克斯韦理论能很好地说明光在传播过程中的反射、折射、干涉、衍射、偏振以及光在各向异性介质中的传播等现象。但在光与物质的互相作用方面，如物质对光的吸收、色散和散射等，上述理论仍不能给出令人满意的解释。1900年普朗克在研究黑体辐射的能量按波长分布这一问题时认为，谐振子辐射是不连续的，提出了辐射的量子论。1905年

表1.1 电磁波按波长的分类及各波长区域的名称

能量 $E=h\nu$ (eV)	频率 ν (1/s)	波长 λ (m)	名称	辐射源
10^{-10}	10^2 (kHz)	10^5	低频	交流发电机
			长波	电子管及半导体器件的振荡电路
	10^5 (MHz)	km	中波	
			短波	
		1 m	甚高频	
			超高频	
10^{-5}	10^{10} (GHz)	cm	(微波)	
		10^{-3} mm	(毫米波)	
			远红外线	
			近红外线	热辐射
1	10^{15}	10^{-6} μ m	可见光	分子光谱 原子光谱 固体发光 电子加速器
			紫外线	X光管
		10^{-10} A	软X射线	核辐射及宇宙线
10^5 (MeV)	10^{20}		X射线	
		10^{-13} X.U. (X射线单位)	硬X射线	
			超硬X射线	
(GeV)	10^{25}		Y射线	

爱因斯坦在解释光电发射现象时提出了光量子的概念，从而使人们对光的本性有了进一步的认识，认识到光具有波粒二重性。当然这种认识仍然是近似的，但它更接近客观实际了。

本章首先从麦克斯韦电磁理论出发来研究光在传播过程中的一些现象，然后简单讨论一下光的量子学说。

§ 1.1 光的电磁理论及其数学表示

由麦克斯韦方程知道，迅速变化着的电磁场必定要向四周传播而形成电磁波。光波也

是一种电磁波，因此可以用麦克斯韦方程来描写。由于通常讨论的是光在透明介质中的传播，这时不存在自由电荷及传导电流，于是微分形式的麦克斯韦场方程组可写成

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1.3)$$

而且有

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (1.4)$$

这里用的单位制是厘米·克·秒制中的高斯制，即电学量采用绝对静电单位 (CGSE)，磁学量采用绝对电磁单位 (CGSM)，而真空中的电学常数 (介电常数) ε_0 和磁学常数 (导磁系数) μ_0 ，都取为等于 1 的无因次的量。 $\mathbf{E}$ 称为电场强度； $\mathbf{D}$ 为电位移矢量； $\mathbf{H}$ 为磁场强度，单位是奥斯特，符号是 Oe； $\mathbf{B}$ 为磁感应强度，单位是高斯，符号是 G； c 为 CGSM 电流强度单位与 CGSE 电流强度之比，称为电动力常数。

(1.2) 式矢乘 ∇ ，并利用 (1.1) 式得

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}) = -\frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.5)$$

对于任何矢量场 $\mathbf{A}$ ，有

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.6)$$

因此 (1.5) 式中的左边可化为

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$$

再利用 (1.3) 式得

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.7a)$$

同样可得

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.7b)$$

此二式是典型的波动方程，表示电磁场以波动的形式传播，在介质中的传播速度为

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \quad (1.8)$$

在光学中，把 $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$ 称为介质的折射率。真空中 $\varepsilon_0 = 1$ ， $\mu_0 = 1$ ，此时光波速度 $v = c$ 。

(1.7) 式具有平面波形式的解：

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \delta_0)} \quad (1.9a)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \delta_0)} \quad (1.9b)$$

其中， $\mathbf{r}$ 代表所讨论的点在空间的位矢。此平面波在光学中相当于一束单色的平行光。

下面，首先讨论光波的一些特征量。

$$\text{频率} \quad \nu = \frac{\omega}{2\pi} \quad (1.10)$$

ω 称为圆频率。

$$\text{周期} \quad T = \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi}{\omega} \quad (1.11)$$

$$\text{波长} \quad \lambda = \frac{v}{\nu} = vT \quad (1.12)$$

(1.9) 式中的 $\mathbf{k}$ 称为波矢, 此波矢所指的方向就是光波传播的方向, 其数值大小为

$$k = \frac{n}{c} \omega = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.13)$$

方程 (1.9) 中的 $-(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \delta_0)$ 称为位相, 它决定了在空间任一点任一时刻电磁场的强度值, 其中 δ_0 称为初位相。

光波不论在什么介质中传播, 其周期或频率总是不变的。但由 (1.8) 式可知, 在不同介质中, 光波的传播速度是不同的, 因而同一频率的光在不同介质中将有不同的波长。设 λ_0 和 λ 分别表示频率为 ν 的光波在真空中和在折射率为 n 的介质中的波长, 则由 (1.12) 及 (1.8) 式可得

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu} = \frac{c}{v} \lambda = n\lambda \quad (1.14)$$

除非特别指明, 今后凡提到光的波长, 通常均指真空中的波长。

把 (1.9) 式代入 (1.3) 式, 得

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (1.15)$$

由此可知

$$\mathbf{k} \perp \mathbf{E}, \quad \mathbf{k} \perp \mathbf{H}$$

这表明电磁波的电矢量 $\mathbf{E}$ 或磁矢量 $\mathbf{H}$ 的振动方向与波的传播方向 $\mathbf{k}$ 互相垂直, 因此电磁波是横波。

把 (1.9) 式代入 (1.1) 式得

$$\mathbf{E} = \frac{c}{\epsilon \omega} \mathbf{k} \times \mathbf{H} \quad (1.16)$$

因此

$$\sqrt{\epsilon} E = \sqrt{\mu} H \quad (1.17)$$

由 (1.16) 及 (1.15) 式可知, 电矢量 $\mathbf{E}$ 、磁矢量 $\mathbf{H}$ 、波矢 $\mathbf{k}$ 三者两两垂直。

图 1.1 表示沿 x 轴方向传播的光波在某一时刻 t_0 其电矢量 $\mathbf{E}$ (在 xy 平面内) 和磁矢量 $\mathbf{H}$ (在 xz 平面内) 的空间分布。

电磁波是电磁场的传播, 而电磁场具有能量, 因而波的传播过程也就是电磁能量的传播过程。光源发光就是光能不断地从光源向外辐射。

电磁场中任一点的能量密度为

$$w = \frac{1}{8\pi} (\epsilon E^2 + \mu H^2) \quad (1.18)$$

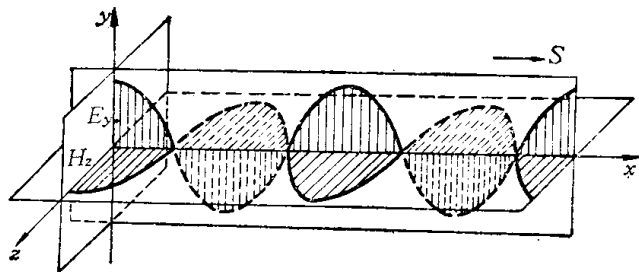


图1.1 在某一时刻 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的空间分布

这种能量随着电磁波一起传播, 传播速度在真空中为 c , 在介质中为 $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ 。为表明能量的传播情况, 通常引进能量流密度矢量 $\mathbf{S}$ (简称能流密度或坡印亭矢量) 的概念, 其大小表示单位时间内通过垂直于传播方向的单位面积的能量值, 其方向在各向同性介质中与电磁波的传播方向相同。由上述定义可知, 能流密度的大小可表示成

$$S = wv = \frac{v}{8\pi} (\epsilon E^2 + \mu H^2) \quad (1.19)$$

利用 (1.8)、(1.17) 式, 上式可写成

$$S = \frac{c}{4\pi} EH \quad (1.20)$$

由于波的传播方向、电矢量和磁矢量三者互相垂直, 所以上式可写成矢量形式:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (1.21)$$

在光学中, 能流密度值实际上就是光强 I 的大小。在物理光学中, 通常注意的是各点光强的相对值, 因此光强可表示为

$$I = \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* = E_0^2 \quad (1.22)$$

这里的 E^* 是 E 的共轭复数。

最后解释一下与位相有关的两个重要概念, 即波阵面和位相差。

(1) 波阵面 波阵面又称波前, 是由波中等位相的点所构成的面。对单色平面波来说, 其波阵面是垂直于传播方向的平面。若 x 轴为波传播的方向, 则 yz 平面以及与它平行的平面都是波阵面。

若单色平面波沿空间的 s^0 方向传播, 这时波阵面是与 s^0 垂直的平面 F , 如图 1.2 所示。在 s^0 方向上, 矢径为 r_0 的点 P_0 处, 电振动可表示为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - k r_0 + \delta_0)}$$

由于波阵面上各点都有相同的位相, 因此在同一波阵面 F 上, 任一点 P 的电振动均可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - k r_0 + \delta_0)} \\ &= \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \delta_0)} \end{aligned}$$

与 (1.9) 式相同, 其中 $\mathbf{r}$ 为 P 点的位矢。

若 s^0 与三个坐标轴之间的夹角分别为 α 、 β 、 γ , 则

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = k s^0 \cdot \mathbf{r} = k (x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma) \quad (1.23)$$

(2) 位相差和光程差 设在光波所及的范围内, 有任意两点 P_1 和 P_2 , 它们的矢径分别为 $\mathbf{r}_1$ 和 $\mathbf{r}_2$ 。在同一瞬间, 这两点的位相差

$$\delta = \mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) = \frac{\omega}{c} n s^0 \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \quad (1.24)$$

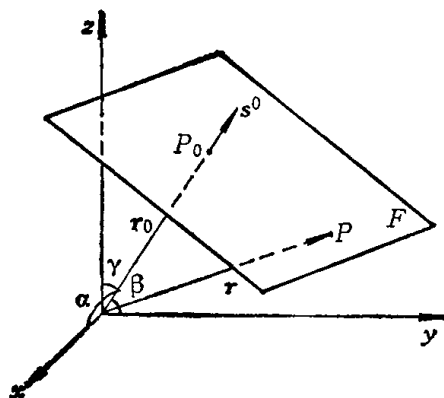


图1.2 波的传播方向和波阵面

其中 $ns^0 \cdot (r_2 - r_1)$ 称为光程差, 用 Δ 表示, 即

$$\Delta = ns^0 \cdot (r_2 - r_1)$$

若 r_1, r_2 与 s^0 方向一致, 则

$$\Delta = n(r_2 - r_1)$$

于是

$$\delta = -\frac{\omega}{c} \Delta \quad (1.25)$$

§ 1.2 光波和光源

1.2.1 光的单色性

(1.9) 式表示的是理想的单色平面波, 即振幅不变, 波长为 λ , 沿 k (或 s) 方向传播的无限长的单色光波。实际上, 任何光源发的光都不是这种理想的光波。

光源发光的过程, 取决于光源内微观发光中心 (原子, 分子, 离子等) 的能级跃迁。一般光源, 如钨丝灯、日光灯、电弧等都属于自发跃迁, 即发光时光源内部大量的发光中心各自发生无秩序的跃迁。各个发光中心所发的光, 彼此方向不同, 频率不同 (多色), 位相不同。又由于每一个发光中心只在有限的时间内 (约 10^{-8} 秒) 产生辐射, 因此光波实际上是由一些有限长波列叠加而成的, 各波列之间无固定的位相关系。

与自发辐射光源相比, 激光是一种受激辐射, 其发光中心受到严格控制, 因此所辐射的光波, 不仅方向、频率、位相基本相同, 而且波列的长度也要比一般光源的波列长得多 (约长几十万到几亿倍)。因此, 激光束很接近理想的单色光波, 它是由许多波列无限长的同位相单色平面光波组成的。

任何实际的“单色光”都可以用分光仪器分解成一些不同波长的光。这说明, 实际光波都是由在某一波长 λ_0 附近一定范围内的许多不同波长的正弦波按一定强度分布叠加而成的, 见图 1.3。强度下降到最大值一半处的两波长之差 $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, 称为谱线的半宽度。因此, $\Delta\lambda$ 越小, 单色性越好, 这时的分布曲线就越窄。普通单色光源的谱线半宽度约在 $1 \text{ \AA}$ 的数量级。在自发辐射光源中, Kr86 的 $6057.8 \text{ \AA}$ 线的单色性最好, 谱线半宽度为 $4.7 \times 10^{-3} \text{ \AA}$ 。而 He-Ne 激光器 $6328 \text{ \AA}$ 线的谱线半宽度只有 $10^{-7} \text{ \AA}$ 。由此可见, 激光的单色性远远超过任何自发辐射单色光源。实际的单色光, 既可以看成由波列组成, 也可以看成由 λ_0 附近许多连续分布的单色光组成, 在数学上可以证明这两种说法是一致的。

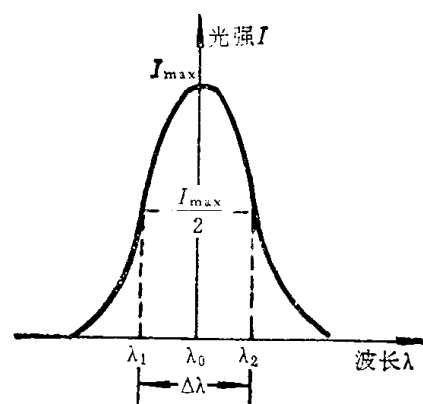


图1.3 实际单色光中, 光强随波长的分布

1.2.2 自然光与偏振光

自发辐射光源各发光中心所发的光, 其电矢量的方向没有任何内在的联系, 因此在垂直于光波传播方向的平面内, 电矢量在所有方向上的时间平均值都相等, 这样的光称为自

然光。对任一取向的电矢量，均可分解为在相互垂直的两个方向（如图 1.4(a) 中的 y 、 z 方向）上的分量；所有取向的电矢量，分解在这两个方向上的时间平均值彼此相等。因而自然光可用相互独立的、有相同振幅的 y 方向的振动和 z 方向的振动来表示（图 1.4(b)）。要注意的是，由于自然光中各电矢量间无固定的位相关系，因此其中任何两个取向的电矢量不能合成为一个电矢量。

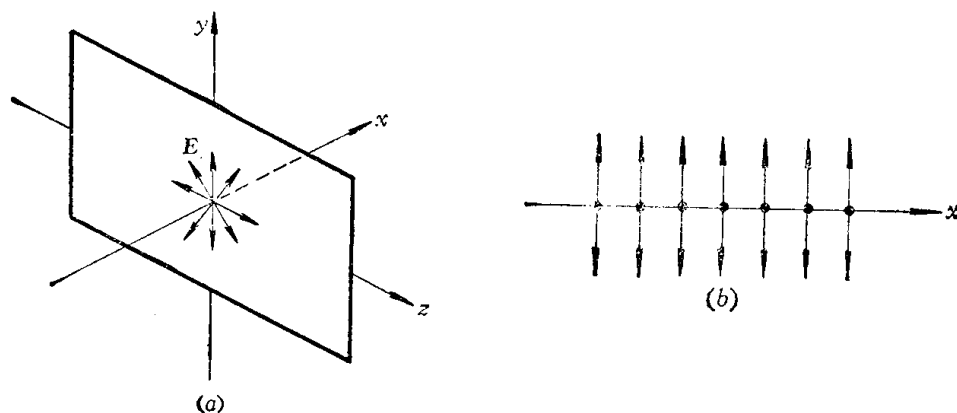


图1.4 自然光电矢量的表示

图 1.1 所示光波的电矢量的振动有一确定的方向（只限于在 yx 平面内）。这种电矢量只限于在某一个平面内振动的光称为平面偏振光。这种光的电矢量末端的轨迹，在垂直于传播方向的平面内的投影是一条直线，因此也称为线偏振光。电矢量与光的传播方向构成的平面称为振动面。常用图 1.5 表示线偏振光，其中图 (a) 表示电矢量垂直于图面的线偏振光；图 (b) 表示电矢量在图面内的线偏振光。

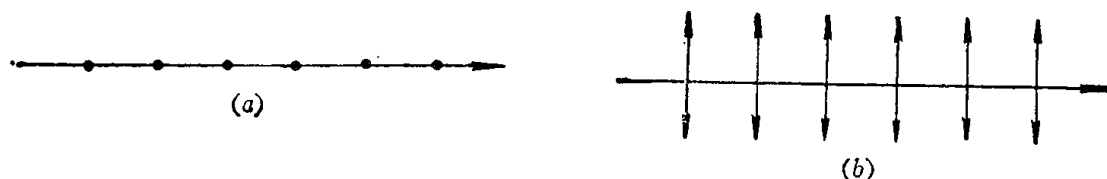


图1.5 平面偏振光的表示

除线偏振光外，还有一种偏振光，其电矢量末端的轨迹在垂直于传播方向的平面上的投影呈圆形或椭圆形。这样的偏振光称为圆偏振光和椭圆偏振光。

介于线偏振光和自然光之间，还有这样一种光，其电矢量在某一确定的方向较强，即有较多的电矢量取此方向。这样的光称为部分偏振光，某些实际光源发出的光，具有这种性质。可以把部分偏振光看成是完全偏振光和非偏振光（自然光）的组合。在部分偏振光的总强度中，完全偏振光所占的比例叫做偏振度。如有一束部分偏振光，其总强度为 $I_p + I_u$ ，其中 I_p 是完全偏振光的强度， I_u 为非偏振光的强度，则偏振度

$$P = \frac{I_p}{I_p + I_u} \quad (1.26)$$

一般所见到的偏振光的 P 值都小于 1，即都是具有不同偏振度的部分偏振光。虽然我们并不能控制光源中发光中心所产生的电矢量的取向，但有很多从自然光产生偏振光的方法。如在一定条件下把自然光投射到折射率不同的二介质分界面上，反射光即为一束偏振光。

1.2.3 相速和群速

由 (1.7) 和 (1.8) 二式所得到的单色光的传播速度 v ，实际上是具有一定位相的波阵面的移动速度，因此称为相速。任何实际的单色光都是有一定谱线半宽度的，即可看作由 (1.9) 式所表示的正弦波按一定强度分布叠加而成。合成波的传播速度是由合成波上任一点的位移速度所决定的，在介质中，此速度与单色光的相速 v 不同，通常称为群速。可以证明，群速

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} = \frac{d\omega}{dk}$$

若写成矢量的形式，则有

$$\mathbf{u} = \nabla_{\mathbf{k}} \omega(\mathbf{k}) \quad (1.27)$$

在介质中，不同频率的光的相速是不同的，即合成波的形状随传播的距离而变化，此现象称为色散（详见 § 1.5）。只有在真空中，合成波的波形才是不变的，即所有的单色光以同一相速传播，因此群速等于相速，均等于光速 c 。

在测光速的实验中所用的单色光都不是理想的单色光，由这些实验所测得的光在介质中的传播速度，实际上都是群速。

由上面的讨论知道，虽然光是一种电磁波，一般可用 (1.9) 式表示的平面波来描写单色光，但由于实际的光波与 (1.9) 式所描写的单色光不同，因此往往要用到一些光学所特有的方法来描写光学现象，而不能只依靠麦克斯韦场方程组。这是由于光线组分的复杂性，采用场方程在数学上不能得到简单的解析解。但激光的单色性极好，可以把它看成理想的单色平面波，因此完全可以用 (1.9) 式描写。

§ 1.3 光的干涉和衍射

由光的电磁理论出发，能很成功地说明干涉和衍射现象。在对光本质的认识过程中，正是干涉和衍射给光的波动说提供了有力的证据，因为只有波动才会有这些现象。

1.3.1 光的干涉

在图 1.6(a) 所示的装置中，由 He-Ne 激光器发出的光，经一倒转的望远系统将光束截面积扩展，得到一宽束平面光波。再利用有微小夹角的两反射镜 M_1 和 M_2 的反射，将

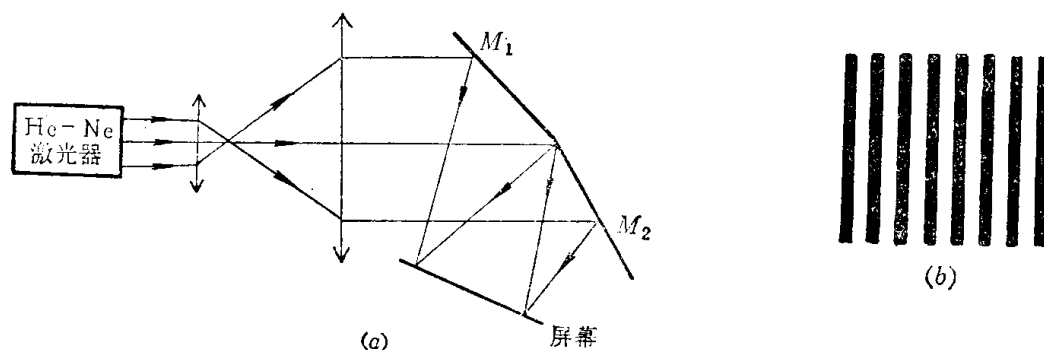


图1.6 光波的干涉
(a) 干涉装置；(b) 干涉条纹。

光波的波阵面分为两部分, 然后使两者在屏幕相遇, 在屏上就呈现出明暗相间的直条纹, 即屏幕上不同位置处有不同的光强分布, 如图 1.6(b) 所示。把由同一光源发出的光, 用适当的方法分成两部分, 并使它们经不同的光程后相遇, 相遇区各点的光强在某极大值和极小值之间变化 (其极大值可超过两部分光的强度之和, 其极小值可以是零), 这种现象称为光的干涉。能产生干涉的两部分光称为相干光, 明暗相间的条纹称为干涉条纹。

下面简单地讨论一下双光束干涉的光强分布。如图 1.7 所示, 取 xy 平面为屏幕平面, xz 平面为两光波的入射平面。光波 E_1 传播方向的单位矢量 s_1^0 与 x , y , z 坐标轴的夹角分别为 $-\frac{\pi}{2} - \theta$, $\frac{\pi}{2}$ 和 $\pi - \theta$, 其相应的方向余弦为 $\sin \theta$, 0 和 $-\cos \theta$ 。由 (1.23) 和 (1.9) 式可知, 光波 E_1 在空间任一点引起的振动可表示为

$$E_1 = E_{10} e^{-i(\omega t - k(x \sin \theta - z \cos \theta))} \quad (1.28)$$

同理, 可得光波 E_2 的表示式为

$$E_2 = E_{20} e^{-i(\omega t - k(-x \sin \theta - z \cos \theta) + \delta)} \quad (1.29)$$

式中, E_{10} 和 E_{20} 代表两光波电矢量的振动方向 (通常用此矢量代表光矢量的振动方向) 及振幅。在图 1.7 中, y 方向即为光的振动方向; δ 代表两光波在 o 点处的位相差。只要在 xy 平面适当选择 o 点的位置, 可使 $\delta = 0$, 这时两光波在 o 点处位相相同。

两光波单独存在时, 由 (1.22) 式可知, 在空间任一点的光强分别为

$$I_1 = E_1^2, \quad I_2 = E_2^2 \quad (1.30)$$

若两相干光波同时存在, 由于它们有相同的振动方向, 按波的叠加原理, 在空间某点所产生的合振动为

$$E = E_1 + E_2 \quad (1.31)$$

因此两光波在空间某点产生的光强为

$$I = E \cdot E^* = (E_1 + E_2)(E_1^* + E_2^*) \quad (1.32)$$

将 (1.28) 和 (1.29) 式代入上式, 得

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(2kx \sin \theta) \quad (1.33)$$

可见当两相干光波同时存在时, 在屏幕上 P 点处的光强并不是两光波单独存在时在该点产生的光强之和, 而与 P 的位置 x 有关。对于某些 x 值, $\cos(2kx \sin \theta) = +1$, 而对另一些 x 值, $\cos(2kx \sin \theta) = -1$, 因而相应地在某些地方有最大光强, 在另一些地方则光强最小, 呈现出光的干涉现象。

现在来分析一下 $2kx \sin \theta$ 的物理意义。

前已假定两光波在 o 点处有相同的位相, 因此具有相同位相的波阵面 I 和 II 同时到达 o 点 (如图 1.8 所示)。但对于屏幕上任一点 P 而言, 波阵面 II 已越过此点, 距 P 点的光程为 $x \sin \theta$; 此时波阵面 I 尚未到达 P 点, 离 P 点的光程也是 $x \sin \theta$ 。于是两光波在 P 点的光程差为

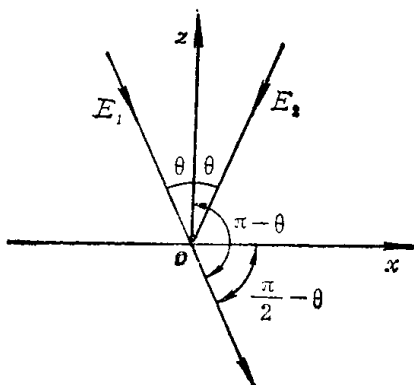


图 1.7 双光束干涉

$$\Delta = 2x \sin \theta$$

相应地, 由 (1.25) 式可知, 两光波在 P 点的位相差

$$\delta = \frac{\omega}{c} 2x \sin \theta = 2kx \sin \theta \quad (1.34)$$

即 $2kx \sin \theta$ 表示两光波在相遇点的位相差。因此 (1.33) 式可改写成

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (1.35)$$

在实际应用中, 总是尽量使两光波有相同的光强, 即 $I_1 = I_2$, 这样便有

$$I = 2I_1(1 + \cos \delta) = 4I_1 \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (1.36)$$

此时 I 的最大值和最小值分别为

$$I_{\max} = 4I_1, \quad I_{\min} = 0 \quad (1.37)$$

即在 $\delta = 2kx \sin \theta = m \cdot 2\pi$ 时, 有干涉极大值, 而在 $\delta = 2kx \sin \theta = (2m + 1) \cdot 2\pi$ 时, 有干涉极小值, 其中 $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 。在屏幕上, 两相邻条纹之间的间隔为

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (1.38)$$

光的干涉虽然不难实现, 但并非任意两光波相遇都能产生干涉现象。实验证明, 由两个独立的光源发出的光, 是会产生干涉现象的, 这是由于两光波在相遇点的位相差 δ 不固定, 而随时间作无规则的迅速的变化。这样引起的光强变化是无法观察到的, 实际上只能观察到在某一时间间隔中的光强平均值, 它与两光波在该点单独产生的光强之和并无区别, 因而没有干涉现象。只有同一光源所发出的两个光波才有相同的频率, 并且在相遇点有固定的位相关系, 才能发生稳定的干涉现象。因此两光波产生干涉即相干的第一个条件是, 两光波在相遇点有固定的位相差。

又由波叠加原理知道, 两光波在相遇点的振动方向也需一致, 否则两光波叠加后得不到 (1.35) 式那样的光强分布, 即得不到上述的干涉现象。这是两光束相干的第二个条件。

这两个条件是产生干涉现象的必要条件, 只满足此两个条件还不一定就能产生干涉现象。为确保产生明显的干涉, 还须满足以下两个补充条件:

(1) 两光波在相遇点所产生的振动的振幅相差不悬殊。若两光波在相遇点振幅相差很远, 如 $E_{01} \gg E_{02}$, 则该点的合成振动的振幅 $E_0 \approx E_{01}$, 因而观察不到干涉现象。

(2) 两光波在相遇点的光程差不太大。实际光源所发出的光波, 是由一系列有限长的波列组成的。当两光波在相遇点的光程差很小时, 两光波中有固定位相差的波列几乎同时作用于一点, 能产生清晰的干涉。当光程差很大时, 一光波的波列早已通过, 而另一相应的波列尚未到达, 两相应的波列间无重叠, 因而无干涉现象出现。当光程差为中等程度时, 两相应波列部分重叠, 将出现不很清晰的干涉条纹。

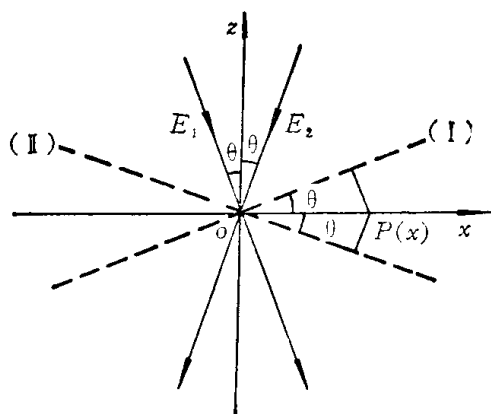


图1.8 两相干光在不同位置的光程差

1.3.2 光的衍射

由于光是一种波动，因此当光在传播途中遇到障碍物时，就会绕过它而继续前进；当障碍物的大小和光波波长可以比较时，这种现象尤其明显。这种在传播过程中产生拐弯的现象称为光的衍射或绕射。

由电动力学知道，对于具有 $\psi = \psi(x, y, z)e^{-i\omega t}$ 形式的定态电磁波来说，空间某一点 $P(x_1, y_1, z_1)$ 的波动可以用包围此点的任一封闭曲面 S 上的已知函数 ψ 来表示，即

$$\psi(P) = \frac{1}{4\pi} \oint_S \left[\frac{e^{ikr}}{r} \nabla \psi - \psi \nabla \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] \cdot d\mathbf{S} \quad (1.39)$$

这就是克希霍夫衍射公式，它表明 P 点的场强是由封闭曲面上传播来的，传播所需要的时间 $\frac{r}{c}$ 反映在积分因子 e^{ikr} 中。各个元面积 $d\mathbf{S}$ 处的场对 P 点的贡献随距离 r 的增加而减少，而且与方向有关，方向性反映在 $\nabla \psi$ 、 $\mathbf{r}$ 与 $d\mathbf{S}$ 之间的夹角中。当一部分光被屏挡住时，屏可以看作 S 的一部分，但这些位置的 $\psi = 0$ ， $\nabla \psi = 0$ ，因此只有未被挡住的开口处对 P 点的光强有贡献。

按照光源和考察点 P 到障碍物的距离，可将衍射现象分为费涅耳衍射（光源和考察点到障碍物的距离为有限远）和夫琅和费衍射（光源和考察点距障碍物无限远）。

下面简单地讨论一下夫琅和费圆孔衍射。

图 1.9 中的 AB 代表半径为 a 的圆孔。自无限远处光源发出的平行光受到此圆孔的限制，只露出与圆孔相应的一部分波阵面。此圆孔形的平面波阵面在与圆孔屏法线成 θ 角的无限远处或光学系统焦面上的一点 P 所产生的光强，应用 (1.39) 式经过适当的计算，可表示成

$$\begin{aligned} I &= C'^2 \pi^2 a^4 \left[\frac{J_1(2m)}{m} \right]^2 \\ &= C'^2 \pi^2 a^4 \left[1 - \frac{1}{2}m^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{m^2}{2!} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{m^3}{3!} \right)^2 + \frac{1}{5} \left(\frac{m^4}{4!} \right)^2 - \dots \right] \end{aligned} \quad (1.40)$$

其中 $J_1(2m)$ 是一阶贝塞尔函数，而 $m = \pi a \sin \theta / \lambda$ 。此式对任意 m 值都是收敛的，因而在任意 θ 方向上，光强均有一定值。对于 $\theta = 0^\circ$ 的点，(1.40) 式有最大值。令方括号项对 m 的一阶导数为零，可求得 I 的次最大值及相应的 m 值。对应于各最大值之间的某些 m 值，上式为零。以 $\theta = 0^\circ$ 的点的光强度为 1，表 1.2 给出了前三个最大和最小（零）光强及其相应的位置。

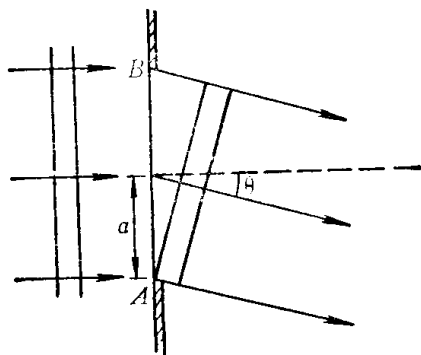


图1.9 夫琅和费圆孔衍射

表1.2 光强最大和最小值的位置及强度

极 值	$-\frac{m}{\pi}$	相 对 光 强 度
第一最大	0	1
第一最小	0.61	0
第二最大	0.81	0.0174
第二最小	1.116	0
第三最大	1.333	0.0041
第三最小	1.619	0

以 m/π 为横轴, I/I_0 为纵轴, 可由 (1.40) 式得到如图 1.10 所示的曲线。它表明通过圆孔的光由透镜或反射镜会聚于焦面上时, 得到的不是一个象点而是一个衍射图样, 中心光强最大, 四周有若干个最小和次最大光强形成的圆环。此衍射图的中心亮盘称为爱里盘, 其直径对圆孔中心的半张角为

$$\theta_0 = \arcsin \frac{0.61 \lambda}{a}$$

由于通常 $a \gg \lambda$, 因此一般可写成

$$\theta_0 = \frac{0.61 \lambda}{a} \quad (1.41)$$

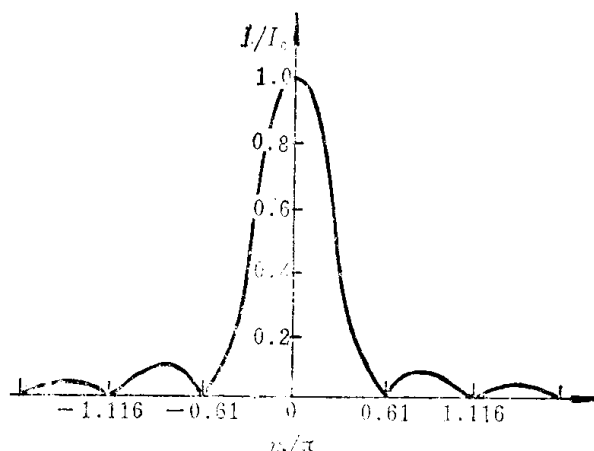


图1.10 圆孔衍射的光强分布

由此可见, 任何实际的光学系统, 即使已完全消除象差, 由于象点处呈现衍射图样, 最小象点必大于或等于相应的爱里盘而得不到真正的象点。尽管一般 a 远大于 λ , 爱里盘不很大, 但正是这个爱里盘决定着光学仪器的分辨本领 (分解力)。

§ 1.4 光在介质表面的反射、折射及光的吸收

1.4.1 光在两透明介质分界面上的反射和折射

这里要讨论的是, 当光通过两透明介质分界面时, 反射光和折射光的传播方向与入射光入射角的关系 (即光的反射和折射定律)、反射光和折射光的相对强度及电矢量的取向等问题。

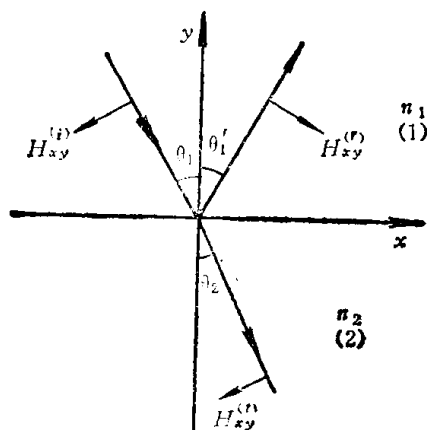


图1.11 s 分量在界面上的反射和折射

可以把任何一个线偏振入射光的电矢量分解成与入射面 (由入射光和界面法线所构成的平面) 相垂直和平行的两个分量。第一个分量称为 s 分量, 第二个分量称为 p 分量。这种分类对自然光同样适用, 因为自然光可以用任意两个互相垂直的相等分量来表示。

先讨论入射光的电矢量垂直于入射面, 即 s 分量的情况, 如图 1.11 所示。把 xy 平面作为入射面, xz 平面为透明介质 (1) 和 (2) 之间的分界面, 则入射光的电矢量在 z 方向, 其磁矢量在入射面 (即 xy 平面) 内。

若光波的入射角、反射角和折射角分别为 θ_1 、 θ'_1 、 θ_2 , 入射光、反射光和折射光分别用注码 i 、 r 和 t 表示, 则三光波电矢量的表示式分别为

$$\left. \begin{aligned} E_z^{(i)} &= E_{0z}^{(i)} e^{-i[\omega t - k_1(s_i^0 \cdot \mathbf{r})]} \\ E_z^{(r)} &= E_{0z}^{(r)} e^{-i[\omega t - k_1(s_r^0 \cdot \mathbf{r})]} \\ E_z^{(t)} &= E_{0z}^{(t)} e^{-i[\omega t - k_1(s_t^0 \cdot \mathbf{r})]} \end{aligned} \right\} \quad (1.42)$$