

近代光学

A. K. 伽塔克 K. 谢伽拉扬

高等教育出版社

近代光学

A. K. 伽塔克 K. 谢伽拉扬 著

袁一方 等译

王兆永 汪镇藩 校

11/215/101

1485223

高等教育出版社

内 容 简 介

本书讨论了近代光学领域中受到人们极大关注的几个问题,如光信息处理、全息术和光通讯的基础理论,包括光线光学、象差理论、衍射、相干、傅里叶光学、全息术、自聚焦、梯度折射率光波导、消失波理论等。本书可作为大学高年级学生和研究生的一门教科书,也可作为有关专业的教师、科研人员和技术人员的参考书。

A. K. Ghatak and K. Thyagarajan
CONTEMPORARY OPTICS
Plenum Press, 1978

近 代 光 学

A·K·伽塔克 K·谢伽拉扬 著

袁一方 等译

王兆永 汪镇藩 校

责任编辑 曹建庭

*

高等教育出版社出版

新华书店上海发行所发行

上海市群众印刷厂印装

*

开本 850×1168 1/32 印张 12.5 字数 299,000

1987年12月第1版 1988年9月第1次印刷

印数 00,001-3,160

ISBN 7-04-001636-2/O·685

定价 4.25 元

译 者 的 话

自六十年代激光问世以来，使光学的发展迈入了一个新的阶段。近代光学领域中，受到人们极大关注的一些问题如光信息处理、全息术、光通讯和集成光学等都得到了迅速发展。本书对我们理解这些概念会有很大益处。

书中第一到第三章论述了几何光学，介绍了光线追迹和象差计算。在讨论标量波方程的基础上，从第四章到第八章讨论了近代物理光学方面的几个重要内容：衍射、相干、傅里叶光学和全息术。由于高功率激光器的出现，人们研究了大量的非线性光学现象。第九章详细讨论了与此有关的稳态光束自聚焦。最后两章讨论了纤维光学和集成光学中十分重要的问题，梯度折射率光波导和消失波理论。

本书可以作为有关专业的大学高年级学生和研究生的教材，对从事这方面的工作者也是一本很好的参考书。书中一些已经发现的错误都作了改正，参加本书翻译工作的还有包学诚、王宝、徐维铮、程永海等。王兆永进行了全稿初校，汪镇藩又着重从文字方面进行了复校。

作 者 序

自从激光器问世以来,激光器的许多应用如光信息处理、全息术和光通讯都有了进展。这些应用对于科学家和工程师从事光学研究是必不可少的。本书打算作为大学四年级学生和研究生一年级的教材,介绍了为理解这些应用所需要的基本概念。本书是我们在新德里印度理工学院为硕士研究生讲授应用光学所用的讲稿修改而成的。

书中第一章到第三章论述了几何光学,在这里我们介绍了追迹光线的理论并进行了象差计算。象差公式是从第一原理(指费马原理——译者注)导出的。我们采用从哈密顿方程出发的龙贝格(Luneberg)论述方式,因为我们认为这种方法容易理解。

从第四章到第八章讨论了近代物理光学中最重要的一些问题,即衍射、相干、傅里叶光学和全息术。讨论的基础是标量波方程。对空间频率滤波和全息术的一些应用也作了论述。

由于能够得到高功率激光束,人们对大量的非线性光学现象进行了研究。在各种非线性现象中,介电常数与强度的非线性关系所引起的光束自聚焦(或散焦)也得到了重视。在第九章我们将详细讨论光束的稳态自聚焦。

在第十章我们将相当详细地讨论梯度折射率光波导。因为激光束将用于通讯系统,所以这个课题特别引人注意。虽然讨论的重点是折射率呈抛物线型变化的波导,但是这种分析也阐明了波导的许多显著特征。

消失波在电磁理论中是十分重要的,将在第十一章中讨论,并特别强调古斯-汉欣位移。

• 主 •

这方面还有许多令人感兴趣的课题,但是由于篇幅所限,没有安排。

已解题和未解题构成本书的重要部分。有些现象与其分段论述倒不如编成习题,使读者可以跳读(如果愿意的话)而不失去其连贯性。

我们打算涉及原始文献,而是引用最新综述,专著和研究报告,这些资料通常在大多数图书馆里都能找到,并能使读者就该课题学到更多内容。(以下略)

新德里

A. K. 伽塔克

K. 谢伽拉扬

目 录

第一章 傍轴光学	1
§ 1.1. 引言	1
§ 1.2. 费马原理	2
§ 1.3. 拉格朗日表述	8
§ 1.4. 哈密顿表述	15
§ 1.5. 应用哈密顿表述研究傍轴透镜光学	17
§ 1.5.1. 单折射面	18
§ 1.5.2. 薄透镜	21
§ 1.5.3. 厚透镜	22
§ 1.6. 程函近似法	24
§ 1.6.1. 程函方程式的推导	24
§ 1.6.2. 程函方程式与费马原理	26
§ 1.7. 波动光学是量子化的几何光学	28
第二章 三级象差的几何理论	31
§ 2.1. 引言	31
§ 2.2. 三级象差的表示式	31
§ 2.3. 系数 A 、 B 、 C 、 D 和 E 的物理意义	40
§ 2.3.1. 球面象差	41
§ 2.3.2. 慧差	42
§ 2.3.3. 象散和象场弯曲	44
§ 2.3.4. 畸变	47
§ 2.4. 用折射率变量表示系数 H_{ij}	50
§ 2.5. 梯度折射率媒质的象差	51
§ 2.6. 折射率具有有限间断的系统的象差	56
§ 2.6.1. 玻璃平面的象差	60
§ 2.6.2. 薄透镜的象差	61

§ 2.7. 色差	67
第三章 特征函数	73
§ 3.1. 引言	73
§ 3.2. 点特征函数	73
§ 3.2.1. 定义和性质	73
§ 3.2.2. 阿贝正弦条件	78
§ 3.3. 混合特征函数	80
§ 3.3.1. 定义和性质	80
§ 3.3.2. 旋转对称系统的三级象差	84
§ 3.4. 角特征函数	87
§ 3.5. 特征函数的直接计算	88
§ 3.5.1. 折射平面的混合特征函数	88
§ 3.5.2. 折射球面的角特征函数	90
第四章 衍射	92
§ 4.1. 引言	92
§ 4.2. 球面波	93
§ 4.3. 亥姆霍兹-基尔霍夫积分定理	93
§ 4.4. 菲涅耳-基尔霍夫衍射公式	96
§ 4.5. 夫琅和费菲涅耳衍射	100
§ 4.6. 矩形孔的夫琅和费衍射	104
§ 4.7. 圆孔的夫琅和费衍射	108
§ 4.8. 爱里图样的强度分布	113
§ 4.9. 圆孔的菲涅耳衍射	114
§ 4.10. 单缝菲涅耳衍射	117
§ 4.11. 沿波阵面具有振幅分布的波的衍射	128
§ 4.12. 巴俾涅原理	133
§ 4.13. 周期排列的孔	134
§ 4.14. 焦平面附近的强度分布	137
§ 4.15. 光学共振腔	142
第五章 部分相干光	157

§ 5.1. 引言	157
§ 5.2. 复数表示	160
§ 5.3. 互相干函数和相干度	161
§ 5.4. 准单色光源	164
§ 5.5. 范希泰特-塞尼克定理	170
§ 5.6. $I_{12}(\tau)$ 满足的微分方程式	179
§ 5.7. 部分偏振	181
§ 5.7.1. 相干矩阵	181
§ 5.7.2. 偏振度	185
§ 5.7.3. J 的诸元素的测量	187
§ 5.7.4. 光学元件	188
第六章 傅里叶光学 I. 空间频率滤波	191
§ 6.1. 引言	191
§ 6.2. 夫琅和费和非涅耳衍射近似式	192
§ 6.3. 薄透镜对入射场分布的影响	194
§ 6.4. 透镜作为傅里叶变换元件	197
§ 6.5. 空间频率滤波及其应用	211
§ 6.5.1. 相衬显微术	214
§ 6.5.2. 互相关	216
§ 6.5.3. 特征识别	218
§ 6.5.4. 多通道运算	222
§ 6.5.5. 矩阵乘法	225
第七章 傅里叶光学 II. 光学传递函数	227
§ 7.1. 引言	227
§ 7.2. 点扩散函数	227
§ 7.3. 薄透镜的点扩散函数	232
§ 7.4. 频谱分析	235
§ 7.5. 相干性和分辨率	246
第八章 全息术	249
§ 8.1. 引言	249

§ 8.2.	基本原理	250
§ 8.3.	两个平面波之间的干涉	254
§ 8.4.	点源全息图	256
§ 8.5.	物体的漫射照明	263
§ 8.6.	傅里叶变换全息图	265
§ 8.6.1.	菲涅耳和傅里叶变换全息图的分辨率	268
§ 8.6.2.	无透镜傅里叶变换全息图	271
§ 8.7.	体积全息图	273
§ 8.8.	全息术的应用	277
§ 8.8.1.	三维象的再现	277
§ 8.8.2.	干涉量度学	277
§ 8.8.3.	显微镜	284
§ 8.8.4.	通过象差媒质成象	285
第九章	自聚焦	287
§ 9.1.	引言	287
§ 9.2.	自聚焦的基本理论	288
§ 9.3.	自聚焦的更严密理论	292
§ 9.4.	激光束的热自聚焦和散焦	297
§ 9.5.	弱非线性的标量波方程的解	301
§ 9.6.	非线性介电常数计算中的一般问题	305
第十章	梯度折射率的光波导	308
§ 10.1.	引言	308
§ 10.2.	模分析	310
§ 10.3.	通过自聚焦光纤的传播	315
§ 10.3.1.	沿轴对称发射的高斯光束的传播	317
§ 10.3.2.	由离轴点发出的平行于轴的高斯光束的传播	320
§ 10.4.	脉冲传播	327
§ 10.5.	光纤制造	335
第十一章	消失波和古斯-汉欣效应	338
§ 11.1.	引言	338

§ 11.2.	消失波的存在	340
§ 11.3.	有界光束的全内反射	345
§ 11.4.	古斯-汉欣位移的物理解释	351
§ 11.5.	平面波导中的古斯-汉欣效应	354
§ 11.6.	棱镜-薄膜耦合器	359
附录		360
A.	狄喇克 δ 函数.....	360
B.	傅里叶变换.....	361
C.	方程式(10.2-12)的解	365
参考文献		368
索引		377

第一章 傍轴光学

§ 1.1. 引言

光是一种电磁波，由于电磁波是用麦克斯韦方程组完全地描述，因此原则上，似乎可用麦克斯韦方程组的解来得到所有光的传播定律。通常这类问题是难以求解的，而且仅仅对一些简单的系统①才可以得到严格的解。这就促使我们考虑一些近似方法，它既能给出易于理解的解，又能很好地描述光学现象。其中一种近似方法利用了这样的事实：当光的波长远小于和它相互作用的系统的线度时，作为很好的近似，可以忽略波长的有限大小。诚然，波动光学的零波长近似就是通常所说的几何光学。

几何光学应用了光线的概念，光线定义为在波长 $\lambda \rightarrow 0$ 时能量传播的方向。正如第四章中所述，由衍射引起的光束扩散完全是因波长不趋于零所造成的。但是当假设波长趋于零时，这些衍射效应也就趋于零，因此能够作出一个无限细的光束，把这样的光束定义为光线。

在 § 1.2 中，我们将介绍作为极值原理的费马原理，根据这个原理，可以在一般媒质中进行光线的追迹。这个原理是经典力学中哈密顿变分原理的光学模拟。我们将举出光线在两点之间的光程为最大值、最小值或稳定值的例子。

从费马原理我们能引伸出两种并列的方法：拉格朗日方法 (§ 1.3) 和哈密顿方法 (§ 1.4)。后者将在第二章中用于讨论象差。

① 例如：平面电磁波被电介质的平表面反射和折射，就不是一个难以求解的问题；另一方面，平面波被曲面反射，它的解是相当困难的。（1974 年 Snyder 和 Mitchell 讨论了弯曲圆柱表面反射的一般规律。）

拉格朗日方法将用于建立光线方程式。我们将解这个方程式，以得到光线在非均匀媒质（即折射率随空间位置变化的媒质）中的路径。

在 § 1.6 中，我们将采用短波长近似法求解标量波方程，以得到程函方程式，这种近似法称为程函近似，它类似于量子力学里的 WKB 近似。然后我们将程函方程式转换为光线方程式。同时也将由程函方程式导出费马原理。在 § 1.7 中，我们将采用与从经典力学到量子力学的过渡相类似的方法，来讨论从几何光学到波动光学的过渡。

§ 1.2. 费马原理

如同在经典力学里有哈密顿最小作用原理 [参阅 Goldstein (1950 年)，第二章] 一样，在光学中有费马原理。从这原理出发，我们能够导出全部几何光学的规律。象经典力学那样，可从变分原理推导出两种相关联的方法，一种方法涉及拉格朗日函数，另一种涉及哈密顿函数。

在引进费马原理之前，必须介绍光程的概念。给定任意两点 P 和 Q 及连结这两点的曲线 O ，就可以把两点间的几何路程定义为这两点之间的曲线长度，即 $\int_P^Q ds$ ，其中积分是沿着曲线 O 从 P 到 Q ，而 ds 表示无穷小的弧长。光程定义为

$$\boxed{\text{光程} = \int_{P \xrightarrow{O} Q} n(x, y, z) ds.} \quad (1.2-1)$$

式中 $n(x, y, z)$ 为折射率函数，而积分也是沿曲线 O 进行的。在均匀媒质的简单情况下，光程就是几何路程乘以媒质的折射率。在一般情况下，光程除以 c （自由空间中的光速）表示光从 P 到 Q 沿着给定曲线前进所需要的时间。

我们现在可以叙述费马原理，这就是：连结两给定点 P 和 Q 可以有許多路径，而光线只遵循两点间光程为极值的路径，即

$$\delta \int_P^Q n(x, y, z) ds = 0. \quad (1.2-2)$$

式中积分的变分 δ 表示在端点 P 和 Q 固定的情况下积分路径的变化。应该指出，费马原理要求光程是一个极值，它可以是最小值（这是最常见的一种情况）、最大值、或稳定值。显然，在均匀媒质中，由于两点间最短的光程是连结两点的直线①，所以光线是直线。

在图 1.1 里，画出了光程随描述特定路径的参数而变化的曲线。第一条曲线表示极值为最小值时的情况，第二条表示极值为最大值，以及第三条表示极值为拐点。只有在极相邻光线之间才

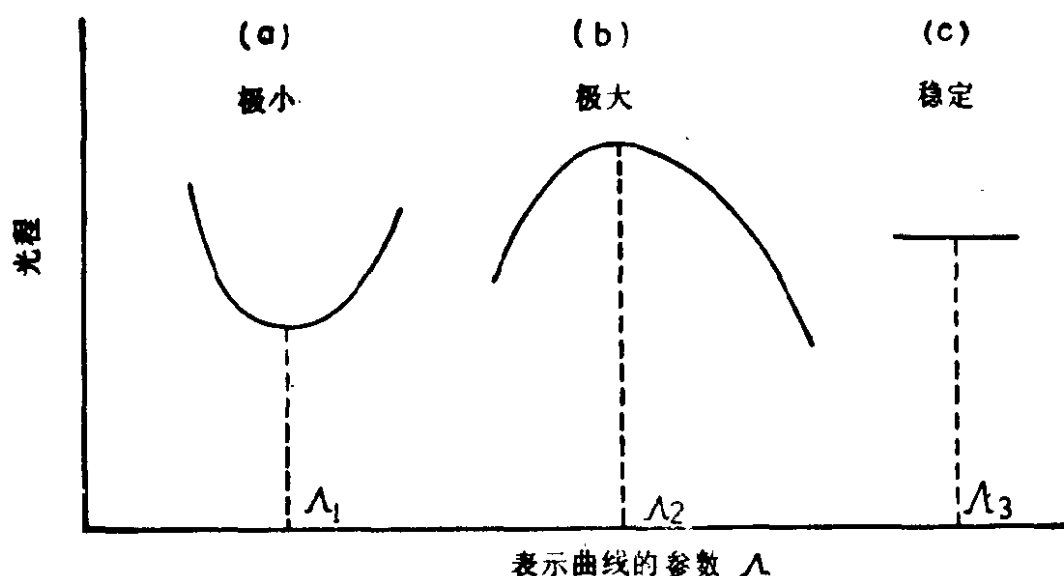


图 1.1. 两点间的光程随 Δ 的变化， Δ 表示特定路径的参数。三条曲线分别表示两点之间光程为最小值、最大值和稳定值时实际光线的三种情况。(a) 对应于 $\Delta = \Delta_1$ 的实际光路；(b) 对应于 $\Delta = \Delta_2$ 的实际光路；以及 (c) 在 $\Delta = \Delta_3$ 的周围所有光路都是允许的。

① Feynman 等在费曼物理讲义 (1965 年) 对极值原理作了精辟讨论。

能作出这一比较。它的意义可由下列例子来说明：考虑这样一个简单的情况，即当 A 、 B 两点位于反射镜 M 同侧时（图 1.2a），试找出光线从 A 到 B 的路径。能够看出，光线可以不经任何反射直接从 A 点到达 B 点，或光线经反射镜一次反射而沿着路径 APB 前进。假如按照费马原理的要求，比如说需要一个绝对最小值，那么路径 APB 是不允许的；但这并不是实际情况。在包含如路径 AQB 在内的邻近区域中，路径 APB 是最小值。“极相邻路径”这个词的意思是这些路径都位于所考察的路径附近，且与它相似。例如，路径 AQB 在 APB 的附近，且与它相似；两者都经反射镜一次反射。通常，连结两点的光线路径可以不止一条，而费马原理要求在实际路径的极相邻区域有一个极值。

我们在这里举出有代表性的例子，表明实际路径可以是最小值、最大值、或是一个拐点。

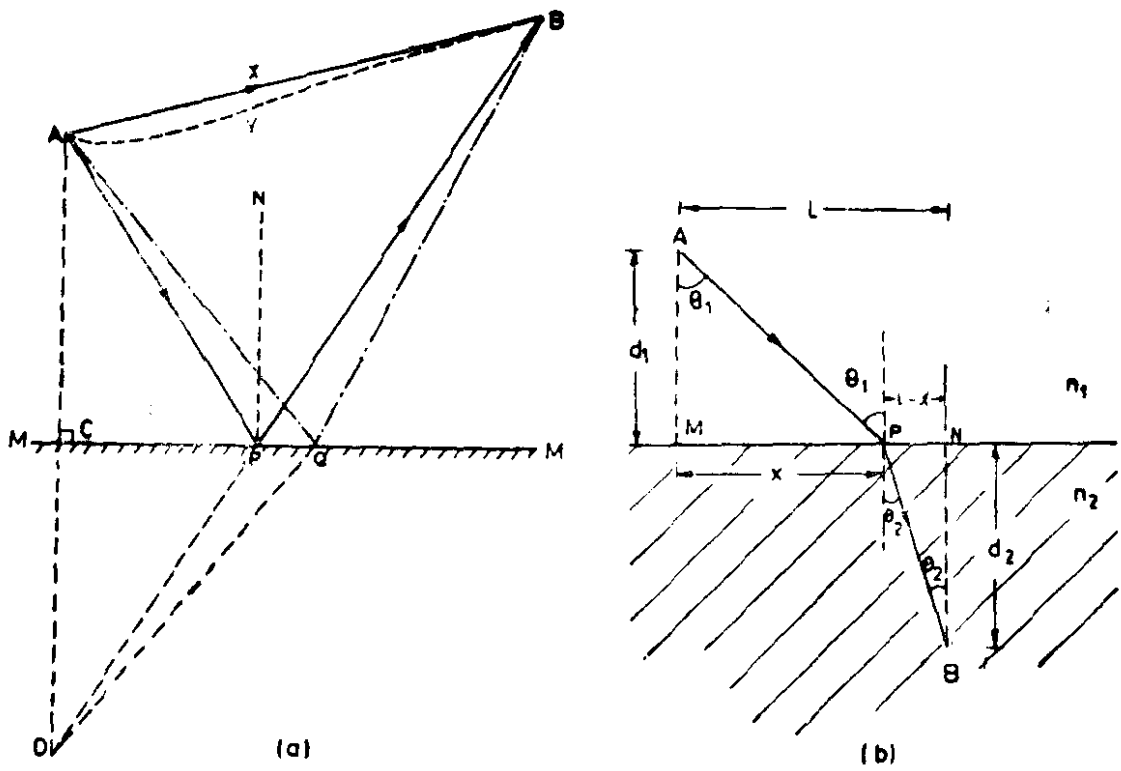


图 1.2. 光线在平面界面上的反射(a)和折射(b)。

习题 1.1. 利用费马原理导出反射和折射定律.

解: 设光路为 AQB , Q 是反射面上任意一点 (图 1.2a), 从 A 点向反射镜表面引一条垂线, 并延长到 D 点, 使 $AC=CD$; C 点是反射镜表面上的垂足. 显然, $AQ=QD$, 于是光程 $AQ+QB$ 等于 $DQ+QB$. 要使 $DQ+QB$ 为最小值, 则 Q 点必须位于 D 点和 B 点的连线上. 因此光路必定是 APB , P 点为直线 BD 与平面反射镜的交点. 显然, P 点一定位于包含 A, C, D 和 B 各点的平面内, 所以入射光线 AP , 反射光线 PB , 以及法线 PN 将处于同一平面内. 其次, 由于 $AP=PD$, 并且 DPB 为一直线, 所以入射角等于反射角.

为了得到折射定律, 设 MN 是折射率为 n_1 和 n_2 的两种媒质的分界面 (图 1.2b). 设光线起始于 A 点, 与表面相交于 P 点, 并沿着 PB 前进到 B 点. 由于 AP 和 PB 是在均匀媒质中, 所以它们一定是直线. 设 M 和 N 分别表示从 A 点和 B 点引向表面的垂足, 并设 $MN=L$. 设 x 是距离 MP , 我们必须找到使光程 APB 是最小值的 P 点. APB 的光程是

$$\Delta = n_1(d_1^2 + x^2)^{1/2} + n_2[d_2^2 + (L-x)^2]^{1/2}. \quad (1.2-3)$$

为了使 Δ 对于 x 是极值, 我们必须有

$$\frac{d\Delta}{dx} = n_1 \frac{x}{(d_1^2 + x^2)^{1/2}} - n_2 \frac{(L-x)}{[d_2^2 + (L-x)^2]^{1/2}} = 0. \quad (1.2-4)$$

如果 θ_1 和 θ_2 分别为图 1.2b 所定义的夹角, 那么

$$\sin \theta_1 = \frac{x}{(d_1^2 + x^2)^{1/2}}, \quad \sin \theta_2 = \frac{(L-x)}{[d_2^2 + (L-x)^2]^{1/2}},$$

这样, 要使光程为极值, 必须有

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2. \quad (1.2-5)$$

这就是斯涅耳定律.

习题 1.2. 当反射面或折射面不是平面而是下列方程式所给定的表面

$$f(x, y, z) = 0 \quad (1.2-6)$$

时, 试推广上述结果.

参考文献: Pegis(1961).

解: 设方程式 (1.2-6) 所给定的表面将两个折射率为 n_1 和 n_2 的媒质分隔开, 如图 1.3 所示. 首先考察折射现象. 设从点 $A(x_1, y_1, z_1)$ 出发的光线, 经表面上一点 $P(x, y, z)$ 折射后到达点 $B(x_2, y_2, z_2)$. 设 $\hat{n}$ 为表面上 P 点处的单位法线, $\hat{s}$ 和 $\hat{s}'$ 分别为沿 AP 和 PB 的单位矢量. 我们要找出 $\hat{s}$, $\hat{s}'$ 和 $\hat{n}$ 之间的关系. A 和 B 之间沿 APB 的光程 Δ 是

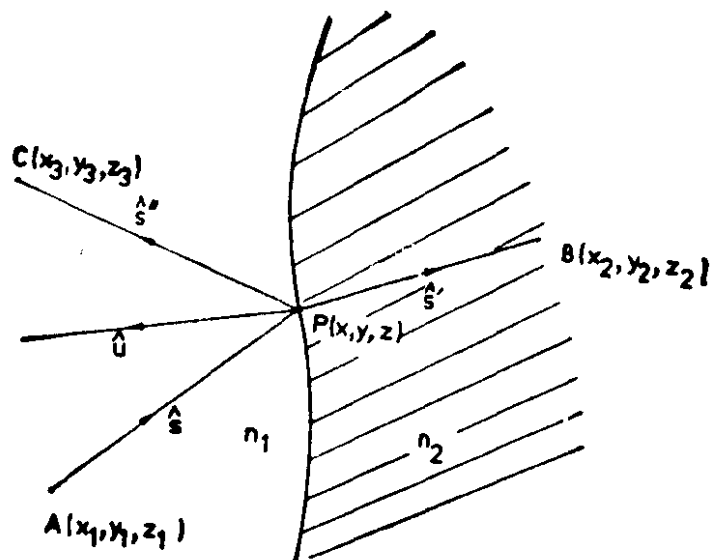


图 1.3.

$$\Delta(x, y, z) = n_1 d_1 + n_2 d_2. \quad (1.2-7)$$

式中

$$d_1 = [(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2]^{1/2},$$

$$d_2 = [(x_2 - x)^2 + (y_2 - y)^2 + (z_2 - z)^2]^{1/2}.$$

如果从点 $P(x, y, z)$ 转到点 $P'(x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z)$, 那么 Δ 的变化为

$$\delta \Delta = (n_1 \alpha_1 - n_2 \alpha_2) \delta x + (n_1 \beta_1 - n_2 \beta_2) \delta y + (n_1 \gamma_1 - n_2 \gamma_2) \delta z = 0. \quad (1.2-8)$$

式中 $\alpha_1 = [(x - x_1)/d_1]$, β_1 , γ_1 和 α_2 , β_2 , γ_2 分别表示 AP 和 PB 的方向余弦, 亦即它们是 $\hat{s}$ 和 $\hat{s}'$ 在 x, y, z 方向的分量. 其次, 在方程式 (1.2-8) 中, $\delta x, \delta y, \delta z$ 不能任意变更, 因为 $\delta x, \delta y$ 和 δz 的变更必须使 P 点仍在方程式 (1.2-6) 所给定的表面上; 从而必须有

$$\frac{\partial f}{\partial x} \delta x + \frac{\partial f}{\partial y} \delta y + \frac{\partial f}{\partial z} \delta z = 0. \quad (1.2-9)$$

如果我们将方程式 (1.2-9) 中的 δz 代入方程式 (1.2-8), 我们便得到 δx 和 δy 能任意变更的方程式. 因此, 必须使 δx 和 δy 的系数为零, 这就得到

$$\frac{n_1 \alpha_1 - n_2 \alpha_2}{\partial f / \partial x} = \frac{n_1 \beta_1 - n_2 \beta_2}{\partial f / \partial y} = \frac{n_1 \gamma_1 - n_2 \gamma_2}{\partial f / \partial z} = K, \quad (1.2-10)$$

式中 K 是常数. 由此得出

$$n_1 \alpha_1 - n_2 \alpha_2 = K \partial f / \partial x \quad (1.2-11)$$

等. 注意具有分量 $\partial f / \partial x, \partial f / \partial y, \partial f / \partial z$ 的矢量表示 ∇f 表面的法线方向, 因此

① 表面 $f(x, y, z) = \text{常数}$ 的法线由 ∇f 表示, 因此分量为 $(\partial f / \partial x, \partial f / \partial y, \partial f / \partial z)$.

$$\text{由 (1.2-8)} \Rightarrow (n_1 \hat{s} - n_2 \hat{s}') \cdot \delta \vec{r} = 0$$

$$\text{由 (1.2-9)} \Rightarrow \hat{u} \cdot \delta \vec{r} = 0$$