

普通高等教育规划教材

光电信号检测原理与技术

主编 赵 远 张 宇
参编 陈锺贤 刘丽萍
主审 吴 杰



机械工业出版社

本书主要讲述光辐射物理基础(光辐射度量、光辐射源基本特性、光辐射传输中的衰减和调制),光电探测器的工作原理、性能参数,光电直接检测与外差检测的原理和性能,光电信号的滤波、放大与信号处理技术,最后介绍几种典型光电系统的原理、性能和应用。

本书可作为相关专业学生的教学用书,也可供研究生和工程技术人员参考。

图书在版编目(悦)数据

光电信号检测原理与技术 张宇,张宇主编 北京:
机械工业出版社, 2007
普通高等教育规划教材
陈宇,张宇,张宇,张宇

I 张宇 张宇 II 张宇 III 张宇 IV 张宇
检测—高等学校—教材 IV 张宇

中国版本图书馆 悦数据核字(悦)第 悦号

机械工业出版社(北京市百万庄大街 悦号 邮政编码 悦悦悦)
责任编辑:季顺利 王小东 版式设计:霍永明 责任校对:申春香
封面设计:陈沛 责任印制:陶湛

北京铭成印刷有限公司印刷·新华书店北京发行所发行

悦悦年 悦月第 悦版第 悦次印刷

悦悦悦 悦悦悦 悦悦悦 悦悦悦 悦悦悦 悦悦悦

定价:悦悦悦元

凡购本书,如有缺页、倒页、脱页,由本社发行部调换

本社购书热线电话(悦悦)悦悦悦悦悦

封面无防伪标均为盗版

前 言

本教材以《光电信号检测》(吴杰,哈尔滨工业大学出版社,1995)为基础修订编写。为适应“光信息科学与技术”和“应用物理”专业基础教学的需要,本次编写修订,删减了原书中偏重于研究生学习参考的有关光电信号统计检测的内容,结合作者多年从事光电技术研究经验以及光电科学技术的发展,进一步介绍了近年来光电检测器件与光电检测技术的发展成果。同时加强了本科基础教学重点,原理与技术并重,并编写了习题和思考题。修订编写后更名为《光电信号检测原理与技术》。本书可作为大学的光信息科学与技术 and 应用物理专业教学用书,也可供自动控制、光机电一体化、航空航天等专业教学参考。

本书共分六章。第一章光辐射物理基础,主要介绍光辐射度的基本概念和定律,光源辐射特性、辐射在媒质中的传输特性以及光辐射调制的原理、技术和应用;第二章概述光电探测器的分类、性能参数,依次介绍光子探测器、热探测器和成像器件的工作原理和性能;第三章介绍直接检测与外差检层的原理、性能和特点;第四章讨论光电探测器的偏置,前置放大器的低噪声性能和设计,简单电子滤波的原理和设计方法;第五章讨论微弱信号的检测原理、信号处理技术和方法;第六章介绍几种典型光电信号检测系统的工作原理、性能和应用。

本书主要由赵远博士、张宇副教授编写,陈锺贤教授、刘丽萍博士参加了部分编写,并对教材体系和教学重点提出了宝贵意见。全书由吴杰教授审阅。

本书在编写过程中,参考了近年出版发表的多部有关光电检测技术的教材与著作,或采用了某些章节内容,对此作者表示真挚的感谢。

限于作者水平和经验,错误和不当之处,恳请批评指正。

作者于哈尔滨工业大学

二〇〇九年 四月

目 录

前言	
第一章 光辐射物理基础	员
第一节 光辐射的度量	员
一、基本光辐射度量	员
二、光谱辐射度量和光子辐射度量	圆
三、基本光度量	猿
四、朗伯余弦定律与小面源的辐射特性 ...	缘
第二节 温度辐射源及其辐射特性	远
一、温度辐射与黑体辐射定律	远
二、人工辐射源及目标、背景的辐射特性	园
第三节 受激辐射与激光器	员
一、激光的形成及特点	员
二、常见激光器系统及其特性	员
第四节 辐射在媒质中传输的衰减	员
一、表征辐射在媒质中衰减的物理量	员
二、大气特性及其对辐射传输的影响	员
三、材料对光辐射的反射、吸收和透射特性	员
第五节 光辐射的调制	员
一、调制的一般概念	员
二、光学调制盘	员
三、电光调制器	员
四、声光调制器	员
习题与复习题	员
参考文献	员
第二章 光辐射探测器	员
第一节 光辐射探测器的性能参数	员
一、光辐射探测器对光辐射的响应参数	员
二、光辐射探测器的噪声	员
第二节 光子探测器	员
一、光电子发射探测器	员
二、光电导探测器	员
三、光伏探测器	员
第三节 热探测器	员
一、热探测器对光辐射的温度响应	员
二、测辐射热电偶	员
三、测辐射热敏电阻探测器	员
四、热释电探测器	员
第四节 光电成像器件	员
一、光电成像器件的基本特性	员
二、像管	员
三、摄像管	员
四、视像固体摄像器件	员
习题与复习题	员
参考文献	员
第三章 光辐射的直接检测与外差检测 ...	员
第一节 直接检测	员
一、光电探测器直接检测的统计特性和平方律特性	员
二、直接检测系统的信噪比和灵敏度 ...	员
第二节 外差检测	员
一、外差检测的基本原理	员
二、外差检测系统的信噪比和灵敏度分析	员
三、外差检测系统与直接检测系统的性能比较	员
习题与复习题	员
参考文献	员
第四章 光电检测信号的前置放大和滤波	员
第一节 前置放大电路和器件噪声	员

一、放大器的噪声	页源	习题与复习题	页源
二、电路元件的噪声	页源	参考文献	页源
三、前置放大器的低噪声设计	页源		
四、探测器偏置与前置放大器电路	页源	第六章 典型光电信号检测系统	页源
第二节 光电信号滤波与有源滤波器	页源	第一节 测辐射计与温度探测系统	页源
一、网络滤波原理(滤波器的传输函数) ...	页源	一、三种表观温度及其测量原理	页源
二、二阶有源滤波器的构成	页源	二、全辐射法测辐射计	页源
三、二阶有源滤波器的设计举例	页源	第二节 激光雷达	页源
习题与复习题	页源	一、激光雷达概况	页源
参考文献	页源	二、激光测距雷达	页源
第五章 微弱信号检测	页源	三、激光测速雷达	页源
第一节 匹配滤波器	页源	四、激光目标搜索跟踪雷达	页源
一、匹配滤波器的传输函数	页源	五、激光成像雷达	页源
二、关于匹配滤波器的讨论	页源	第三节 激光多普勒测速系统	页源
第二节 相关检测	页源	一、激光多普勒测速的原理	页源
一、相关检测的原理	页源	二、多普勒信号处理	页源
二、锁相放大器	页源	三、激光多普勒测速的特点	页源
第三节 积累检测	页源	第四节 傅里叶变换红外光谱仪	页源
一、积累检测的原理	页源	一、傅里叶变换光谱仪与干涉图	页源
二、门积分器的原理分析	页源	二、傅里叶变换光谱仪的线型函数、分辨 极限和位相修正	页源
三、多点积累检测	页源	三、傅里叶变换光谱仪的特点	页源
第四节 光子计数器	页源	习题与复习题	页源
一、光子计数的原理	页源	参考文献	页源
二、光子计数系统的测量误差	页源		

第一章 光辐射物理基础

光辐射是电磁波辐射(电磁波谱如图 1-1 所示)的一部分,其辐射波长在 10^{-8} ~ 10^6 nm 之间,频率范围为 10^{16} ~ 10^{14} Hz。通常,光辐射又分为紫外辐射(波长范围在 10^{-8} ~ 10^2 nm 之间);可见光辐射(波长范围在 10^2 ~ 10^3 nm 之间)和红外光辐射(波长范围在 10^3 ~ 10^6 nm 之间)。习惯上还把波长为 10^3 ~ 10^4 nm 的红外辐射称为近红外辐射;波长为 10^4 ~ 10^5 nm 的红外辐射称为中红外辐射;波长为 10^5 ~ 10^6 nm 的红外辐射称为远红外辐射;而波长为 10^6 ~ 10^{12} nm 的红外辐射称为极远红外辐射。

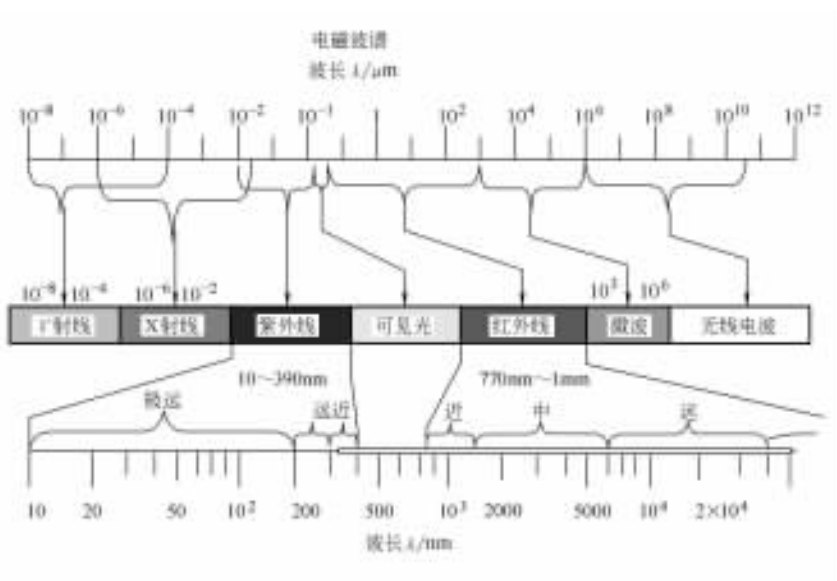


图 1-1 电磁波谱图

本章讨论光辐射的度量、光辐射产生及其传输的基本规律,介绍典型的光辐射源、常用光学材料的性质以及光辐射调制的原理和方法。

第一节 光辐射的度量

在研究光辐射的产生、传输和探测等现象时,不可避免地涉及到许多辐射量的度量,这就需要了解它们的定义、相互间关系和辐射量的计算方法。

一、基本光辐射度量

表 1-1 列出了光辐射基本度量的名称、符号、定义和单位。由于历史上的原因,对于可见光辐射的度量,已经建立了一整套光度学的概念和光度量方法,它是与人眼对入射光辐射刺激所产生的视觉为基础的,只适用于可见光波段,因此不是客观的物理学描述方法。而辐射度学的概念和方法,是建立在物理测量系统基础之上的,不受主

观视觉的限制，因此，辐出度学的概念和方法，适用于整个的电磁波谱范围。为了正确理解和使用的方便，表 5.1 列出了与辐射度量相对应的光度量的名称、符号、定义和单位。

表 5.1 基本辐射度量的名称、符号、定义和单位

名称	符号	意义	定义式	单位
辐射能	Q	以电磁波的形式发射、传输或接收的能量		允
辐射能密度	w	辐射场单位体积中的辐射能	$w = \frac{Q}{V}$	允/米 ³
辐射功率	P	单位时间内发射、传输或接收的辐射能	$P = \frac{Q}{t}$	宰
辐出度	M	辐射源单位表面面积向半球空间发射的辐射功率	$M = \frac{P}{S}$	宰/米 ²
辐射强度	I	点辐射源在某方向单位立体角的辐射功率	$I = \frac{P}{\Omega}$	宰/球面度
辐射亮度	L	扩展源在某方向单位投影面积和单位立体角发射的辐射功率	$L = \frac{P}{S \Omega}$	宰/米 ² 球面度
辐射照度	E	入射到单位接收表面上的辐射功率	$E = \frac{P}{S}$	宰/米 ²

点源与扩展源

当不使用光学系统时，相对观测者辐射源的最大尺寸小于观测距离 r 以内时，一般都可称为点辐射源，否则，即为扩展源。

当使用光学系统时，充满光学系统视场的辐射源作扩展源处理，而未充满视场的则算作点源。

立体角的定义

半径为 r 的部分球面 ΔS 的边缘各点对球心连线所包围的空间叫立体角 Ω

$$\Omega = \frac{\Delta S}{r^2}$$

如果 $\Delta S = 4\pi r^2$ ，这时的立体角称作单位立体角，叫做 1 球面度 (1 球面度)，整个球面积为 4π 球面度，所以整个球面空间立体角为 4π 球面度而半球空间对应 2π 球面度立体角。

二、光谱辐射度和光子辐射度量

包含波长从 λ_1 到 λ_2 全部光辐射的度量称为全波辐射量，对指定波长附近单位波长间隔内的辐射量，称为光谱辐射量 (表 5.2)。如光谱辐射功率

$$P_{\lambda} = \frac{dP}{d\lambda} \quad (5.2)$$

又如光谱辐出度：

$$M_{\lambda} = \frac{dM}{d\lambda} = \frac{dP}{d\lambda dS} \quad (5.3)$$

表 5.10 光谱辐射度量的名称、符号、定义和单位

名称	符号	意义	定义式	单位
光谱辐出度	\mathcal{M}_λ	在指定波长 λ 处单位波长间隔辐射源单位表面面积向半球空间发射的辐射功率	$\mathcal{M}_\lambda = \frac{\partial P}{\partial \lambda}$	瓦特每米 (W/m)
光谱辐射强度	\mathcal{I}_λ	在指定波长 λ 处单位波长间隔点辐射源在某方向单位立体角的辐射功率	$\mathcal{I}_\lambda = \frac{\partial P}{\partial \Omega \partial \lambda}$	瓦特每球面度米 (W/sr·m)
光谱辐射亮度	\mathcal{L}_λ	在指定波长 λ 处单位波长间隔扩展源在某方向单位投影面积和单位立体角发射的辐射功率	$\mathcal{L}_\lambda = \frac{\partial^2 P}{\partial \Omega \partial A \cos \theta \partial \lambda}$	瓦特每球面度平方米 (W/sr·m ²)
光谱辐射照度	\mathcal{H}_λ	在指定波长 λ 处单位波长间隔入射到单位接收表面上的辐射功率	$\mathcal{H}_\lambda = \frac{\partial P}{\partial \lambda}$	瓦特每米 (W/m)

采用单位时间发射或接收的光量子数定义的各辐射量，称为光子辐射量，并以脚标 ν 表示。如光子辐出度 \mathcal{M}_ν 就是辐射源单位面积在单位时间内向半球空间发射的光量子数。对于单色光辐射，其光谱光子辐出度为

$$\mathcal{M}_\nu = \frac{\mathcal{M}_\lambda}{\lambda} \quad (5.10)$$

对于全波长光子辐出度

$$\mathcal{M}_\nu = \int_0^\infty \mathcal{M}_\nu d\nu = \int_0^\infty \frac{\mathcal{M}_\lambda}{\lambda} d\lambda \quad (5.11)$$

其他各光子辐射量和光谱光子辐射量的定义和单位与此类同。

三、基本光度量

可见光辐射的光度量与辐射度量有类似的定义方法，但有不同的度量单位，如表 5.11 所示。

表 5.11 基本光度量的名称、符号、定义和单位

名称	符号	意义	定义式	单位
光量	\mathcal{Q}	以电磁波的形式发射、传输或接收的光能量		流泽
光能密度	ω	单位体积中的光能量	$\omega = \frac{\mathcal{Q}}{V}$	流泽每立方米 (lm ³)
光通量	Φ	单位时间内发射、传输或接收的光能量	$\Phi = \frac{\mathcal{Q}}{t}$	流
光出射度	\mathcal{M}	面光源单位表面面积向半球空间发射的光通量	$\mathcal{M} = \frac{\Phi}{A}$	流每米 (lm/m ²)
发光强度	\mathcal{I}	点光源在某方向单位立体角的光通量	$\mathcal{I} = \frac{\Phi}{\Omega}$	流每球面度 (lm/sr)
光亮度	\mathcal{L}	面光源在某方向单位投影面积和单位立体角发射的光通量	$\mathcal{L} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \Omega \partial A \cos \theta}$	流每球面度平方米 (lm/sr·m ²)
光照度	\mathcal{H}	入射到单位接收表面上的光通量	$\mathcal{H} = \frac{\Phi}{A}$	流每米 (lm/m ²)

在许多情况下，可以将可见光的能量特性转换为辐射能量特性。光谱光通量 $\Phi_v(\lambda)$ 与光谱辐射功率 $\Phi_e(\lambda)$ 间的关系是： $\Phi_v(\lambda) = K_m \Phi_e(\lambda) V(\lambda)$ 。其中 $V(\lambda)$ 是眼睛的光谱光视效能。通常人眼对 $\lambda = 0.555 \mu\text{m}$ 的绿光最敏感，具有最大灵敏度 $V_m(\lambda)$ ，所以又定义光视效率。

$$V(\lambda) = \frac{\Phi_v(\lambda)}{\Phi_e(\lambda)} \quad (1.1)$$

光视效率 $V(\lambda)$ 也称光效函数。 $V(\lambda)$ 随人而异，一般取多数人正常眼睛 $V(\lambda)$ 的算术平均值做为通用值。不同的明亮与黑暗视见情况， $V(\lambda)$ 也不相同，所以又规定了明视情况下的光视效率 $V(\lambda)$ 与暗视情况下的光视效率 $V'(\lambda)$ 。前者是光亮度大于 3 cd/m^2 时人眼的平均光视效率，后者是光亮度小于 0.01 cd/m^2 时的平均光视效率，如图 1.1 所示。表 1.1 是明视觉和暗视觉的光谱光视效率表。

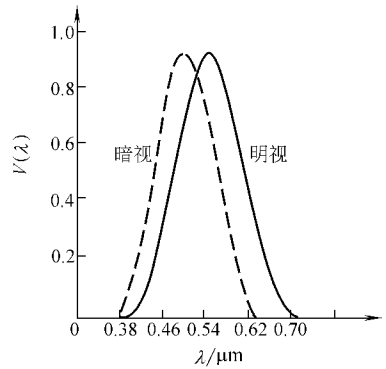


图 1.1 光视效率曲线

由图可以看出，在明视情况下，当波长为 $0.555 \mu\text{m}$ 时， $V(\lambda)$ 为 1.0，即 1 W 的辐射功率，相当于 683 lm 。而对 $0.555 \mu\text{m}$ 以外的光辐射， $V(\lambda)$ 越接近 0，即

表 1.1 明视觉和暗视觉的光谱光视效率表

波长 $\lambda/\mu\text{m}$	明视觉 $V(\lambda)$	暗视觉 $V'(\lambda)$	波长 $\lambda/\mu\text{m}$	明视觉 $V(\lambda)$	暗视觉 $V'(\lambda)$
0.38	0.0001	0.0001	0.50	0.9803	0.4068
0.40	0.0007	0.0007	0.52	0.9976	0.7081
0.42	0.0041	0.0041	0.54	0.9999	0.8446
0.44	0.0170	0.0170	0.56	0.9999	0.9032
0.46	0.0540	0.0540	0.58	0.9999	0.9370
0.48	0.1375	0.1375	0.60	0.9999	0.9543
0.50	0.2783	0.2783	0.62	0.9999	0.9583
0.52	0.4771	0.4771	0.64	0.9999	0.9583
0.54	0.6750	0.6750	0.66	0.9999	0.9543
0.56	0.8248	0.8248	0.68	0.9999	0.9457
0.58	0.9032	0.9032	0.70	0.9999	0.9329
0.60	0.9543	0.9543	0.72	0.9999	0.9164
0.62	0.9803	0.9803	0.74	0.9999	0.8967
0.64	0.9976	0.9976	0.76	0.9999	0.8743
0.66	0.9999	0.9999	0.78	0.9999	0.8496
0.68	0.9999	0.9999	0.80	0.9999	0.8231
0.70	0.9999	0.9999	0.82	0.9999	0.7954
0.72	0.9999	0.9999	0.84	0.9999	0.7670
0.74	0.9999	0.9999	0.86	0.9999	0.7383
0.76	0.9999	0.9999	0.88	0.9999	0.7098
0.78	0.9999	0.9999	0.90	0.9999	0.6829
0.80	0.9999	0.9999	0.92	0.9999	0.6580
0.82	0.9999	0.9999	0.94	0.9999	0.6356
0.84	0.9999	0.9999	0.96	0.9999	0.6161
0.86	0.9999	0.9999	0.98	0.9999	0.6000
0.88	0.9999	0.9999	1.00	0.9999	0.5878
0.90	0.9999	0.9999			0.5799
0.92	0.9999	0.9999			0.5767
0.94	0.9999	0.9999			0.5776
0.96	0.9999	0.9999			0.5821
0.98	0.9999	0.9999			0.5907
1.00	0.9999	0.9999			0.6030

四、朗伯余弦定律与小面源的辐射特性

朗伯余弦定律

辐射源单位面积向某方向单位立体角发射(或反射)的辐射功率,与该方向及表面法线的余弦成正比的规律,称为朗伯余弦定律,即

$$\Delta \Phi_{\Omega} = M \cos \theta \Delta \Omega \quad (1.10)$$

式中, M 是与方向无关的常数。

凡遵守朗伯余弦定律的辐射表面称为朗伯面,满足朗伯余弦定律的辐射源称为朗伯辐射源。

朗伯辐射源的辐射特性

朗伯辐射源是一个理想化辐射源,实际中没有严格满足朗伯余弦定律的辐射源,多数是在一定范围内十分接近朗伯余弦定律的辐射源。

朗伯辐射源的辐射亮度是一个与方向无关的常数,即

$$L = \frac{\partial \Phi_{\Omega}}{\partial \Omega} = M \quad (1.11)$$

这是因为辐射源的表现面积随表面法线方向与观测方向夹角余弦变化,而朗伯源的辐射功率的角分布又遵守余弦定律,所以观测到辐射功率大的方向,所看到的辐射源的表现面积也大。两者之比,即辐射亮度,应与观测方向无关。

朗伯辐射源的辐射亮度 L 与辐出度 M 的关系

根据 M 和 L 的定义,同时考虑对朗伯余弦体, L 与 θ 无关,故

$$M = \int_{\Omega} L \cos \theta d\Omega = L \int_{\Omega} \cos \theta d\Omega \quad (1.12)$$

由于 $\int_{\Omega} \cos \theta d\Omega = \pi$, 因此

$$M = \pi L \quad (1.13)$$

利用这个关系,可使辐射量的计算大为简化。

小面源的 L 、 M 、 Φ 的相互关系(如图 1.14 所示)

小面源上各点的亮度可近似认为与方向无关,因此近似看作为朗伯余弦体,小面积 ΔA 在 θ 方向立体角元 $d\Omega$ 内发射的辐射功率

$$\Delta \Phi_{\Omega} = L \cos \theta \Delta A d\Omega \quad (1.14)$$

整个小面积 ΔA 发射的辐射功率

$$\Delta \Phi = \int_{\Delta A} L \cos \theta d\Omega \Delta A \quad (1.15)$$

小面源的辐射强度

$$I_{\theta} = \frac{\Delta \Phi}{\Delta \Omega} = L \cos \theta \Delta A \quad (1.16)$$

由于 $I_{\theta} = L \cos \theta \Delta A$, 因此

$$I_{\theta} = L \cos \theta \Delta A \quad (1.17)$$

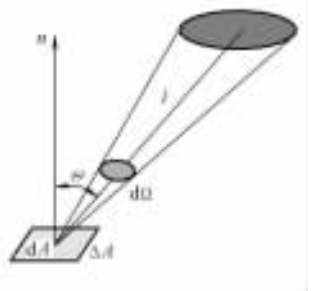


图 1.14 小面源的 L 、 M 、 Φ 的相互关系

$$E = \frac{I \cos \theta}{r^2} \quad (1.1.1)$$

点源产生的辐照度(如图 1.1.1所示)

设点源 S 的辐射强度为 I 它与被照面上面元 ΔA 的距离为 r ΔA 的法线与 SO 的夹角为 θ , 则点源在被照面产生的辐照度为

$$E = \frac{I \cos \theta}{r^2} \quad (1.1.2)$$

式中, θ 是源表面法线和 SO 的夹角; r 是源 S 和被照面 ΔA 的距离。

小面源产生的辐照度(如图 1.1.2所示)

设小面源的面积为 ΔA_1 , 辐射亮度为 L , 被照面面积为 ΔA_2 , 因为 ΔA_1 很小, 故可作为点源近似, 因此有

$$E = \frac{\Delta A_1 L \cos \theta_1}{r^2} \quad (1.1.3)$$

若 θ 为辐射源在被照面 ΔA_2 的入射角, 则小面源产生的辐照度为

$$E = \frac{\Delta A_1 L \cos \theta_1 \cos \theta_2}{r^2} = \frac{\Delta A_1 L \cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r^2} \quad (1.1.4)$$

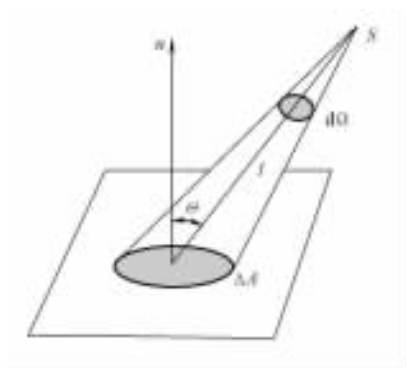


图 1.1.1 点源的辐照度

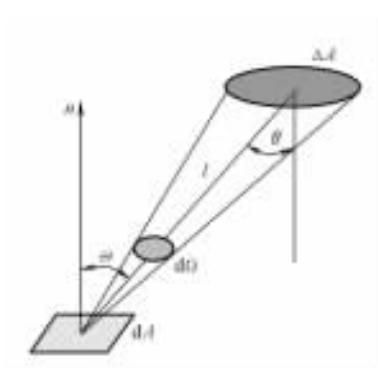


图 1.1.2 小面源的辐照度

第二节 温度辐射源及其辐射特性

一、温度辐射与黑体辐射定律

任何具有一定温度的物体都能转换本身的热能而自发地向外辐射能量, 这种辐射称为温度辐射, 也叫热辐射, 物体本身称为温度辐射体。温度辐射体所发出的电磁波谱, 是连续波谱。

(一) 基尔霍夫定律

温度辐射是一种能量交换的热平衡过程。任何温度辐射体能够辐射能量, 也能吸收辐射能量。

温度为 T 的物体吸收入射辐射功率的比率, 称为物体对辐射的吸收比, 在热平衡状态下, 物体发射的辐射功率等于吸收的辐照功率。亦即

式中, ρ 是物体在温度 T 的辐出度; α 是它的吸收比; E_0 是表面辐射照度。 ρ 和 α 都是物体辐射波长 λ 和物体温度 T 的函数, 而 E_0 与被照物体的性质无关。由(1.1.10)可直接写出

$$\frac{\rho(\lambda, T)}{\alpha(\lambda, T)} = E_0 \quad (1.1.11)$$

该式表明, 在任一给定温度的热平衡条件下, 任何物体的辐出度与其吸收比的比值等于辐射源在它上面的辐照度, 该比值与物体的温度和物体被照射的辐射波长有关, 与物体本身的性质无关, 是物体波长和温度的普适函数, 这就是基尔霍夫定律。式(1.1.11)表明, 吸收比越大的物体, 辐出度也越大, 所以好的辐射吸收体, 必然也是好的辐射发射体。

(二) 黑体、灰体和选择辐射体

能够完全吸收入射辐射功率并具有最大辐射强度的物体称为全辐射体(原称绝对黑体, 简称黑体)。绝对黑体是理想化的物体, 自然界中并不实际存在。自然界中所有具有一定温度的物体都是温度辐射体, 但不能完全吸收入射辐射的功率, 因此称它为非黑体。非黑体与同温度黑体的辐出度之比, 称为物体的发射率 ϵ , 或称为发射本领 ϵ , 即

$$\epsilon(\lambda, T) = \frac{\rho_{\text{非黑体}}(\lambda, T)}{\rho_{\text{黑体}}(\lambda, T)} \quad (1.1.12)$$

物体的发射率与材料的性质及其表面状态有关, 随物体本身的温度和辐射波长 λ 而改变, 并随观测的方向而有不同。对指定波长处单位波长间隔内物体的发射率称为光谱发射率, 如果包括整个波长范围则叫做全波发射率。对观测方位包括整个半球空间的 $\epsilon(\lambda, T)$, 称为半球发射率; 对于某方位 (θ, ϕ) 很小立体角内观测得到的 $\epsilon(\lambda, T)$, 称为方向发射率。发射率不随波长变化且小于 1 的物体叫做灰体。灰体的发射率 ϵ 也称做黑度, 自然界中很多物体都可看做为灰体。发射率随波长变化的物体称为选择辐射体, 在特定光谱波段, 选择辐射体也可近似看做为灰体。

下面是一些典型物体的发射率数据, 可供参考。

经过抛光的金属: 钢、铝、黄铜、金、银、铁, $\epsilon(\lambda, T) \approx 0.02 \sim 0.06$

经过氧化处理的钢: $\epsilon(\lambda, T) \approx 0.6 \sim 0.9$

黄铜: $\epsilon(\lambda, T) \approx 0.02 \sim 0.05$

普通红砖	$\epsilon(\lambda, T)$	0.85	人皮肤	$\epsilon(\lambda, T)$	0.95
混凝土	$\epsilon(\lambda, T)$	0.90	木材	$\epsilon(\lambda, T)$	0.80
抛光玻璃板	$\epsilon(\lambda, T)$	0.05	石墨	$\epsilon(\lambda, T)$	0.95
白漆	$\epsilon(\lambda, T)$	0.90	干土壤	$\epsilon(\lambda, T)$	0.85
退光黑漆	$\epsilon(\lambda, T)$	0.95	含饱和水土壤	$\epsilon(\lambda, T)$	0.95
水	$\epsilon(\lambda, T)$	0.95	雪	$\epsilon(\lambda, T)$	0.95

(三) 黑体的辐射特性

为了弄清一定温度下物体温度辐射功率随辐射波长变化的关系, 瑞利(瑞利)和金斯(金斯)等人沿用经典振子模型和经典统计方法, 导出了瑞利-金斯公式, 它给出了低频波段温度辐射时辐出度与波长的正确关系, 但在高频波段则与事实严重不符。而普朗克(普朗克)利用量子化模型和量子统计原理, 导出了完全符合实际规律的普朗克公式, 揭示了辐射与物质相互作用过程中辐出度与温度以及辐射波长间的依赖关系, 奠定了黑体热辐射的理论基础。根据普朗克黑体辐射定律, 可计算任何温度及波长范围内的黑体辐射量。

普朗克黑体辐射定律——绝对黑体的光谱辐出度 ρ_{λ}

普朗克根据光的量子理论，推导出描述黑体光谱辐出度与波长、热力学温度之间关系的著名公式

$$M_{\lambda} = \frac{2\pi^5 15}{15} \frac{c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (1.10)$$

或 $M_{\lambda} = \frac{2\pi^5 15}{15} \frac{c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$ 式中， M_{λ} 为黑体的光谱辐出度(单位: $W \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1}$)； λ 为波长(μm)； T 为绝对黑体的温度(K)； c 为普朗克常数， $c = 3 \times 10^8 m/s$ ； k 为玻耳兹曼常数， $k = 1.38 \times 10^{-23} J/K$ ； h 为第一辐射常数， $h = 6.626 \times 10^{-34} J \cdot s$ ； σ 为第二辐射常数， $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$ ； c_0 为真空中的光速， $c_0 = 3 \times 10^8 m/s$

图 1.10 是普朗克公式所描述的不同温度下黑体辐出度 M_{λ} 关系曲线，由图可知：
1. 光谱辐出度 M_{λ} 随波长 λ 连续变化，每条曲线只有一个极大值。

2. 对应不同温度的各条曲线彼此不相交。在任一波长上，温度 T 越高，光谱辐出度越大，反之亦然。每一曲线下方的面积等于 σT^4

3. 随着温度 T 的升高，曲线峰值所对应的波长(峰值波长)向短波方向移动，这表明黑体辐射中短波部分所占比例增大。

4. 波长小于 λ_m 部分的能量约占 5%，波长大于 λ_m 部分的能量约占 95%。

普朗克公式代表了黑体辐射的普通规律，其他一些黑体辐射定律可由它导出。例如，将普朗克公式从零到无穷大的波长范围进行积分，就得到斯忒藩玻耳兹曼定律，而对普朗克公式进行微分，求出极大值，就可获得维恩位移定律。

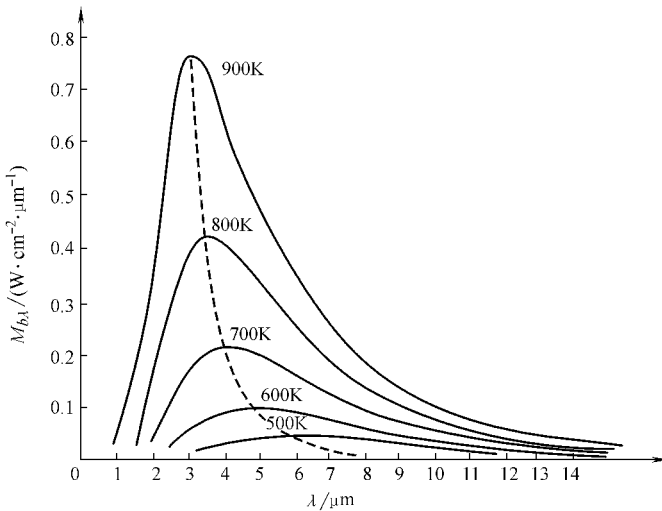


图 1.10 黑体辐出度 M_{λ} 关系曲线

斯忒藩玻耳兹曼定律——绝对黑体全波积分辐出度

由普朗克绝对黑体光谱辐出度公式(1.10)，对全波长 λ 从 0 到 ∞ 积分可得到绝对黑体的全波积分辐出度的表达式，此即斯忒藩玻耳兹曼定律

$$M = \int_0^{\infty} M_{\lambda} d\lambda = \sigma T^4 \quad [W \cdot m^{-2}] \quad (1.11)$$

式中 σ ——斯忒藩玻耳兹曼常数，

$$\sigma = \frac{15}{4} \pi^5 \frac{k^4}{15 \hbar^3 c^3} \frac{15}{16 \pi^5} \approx 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$$

该定律表明：黑体的全波辐出度与其温度的四次方成正比。因此，当黑体温度有很小的变化时，就会引起辐出度的很大变化。利用斯忒藩玻耳兹曼定律，容易计算黑体在单位时间内，从单位面积上向半球空间辐射的能量。

维恩位移定律——黑体辐射谱的移动

普朗克公式表明，当提高黑体温度时，辐射谱峰值向短波方向移动。维恩位移定律则以简单形式给出这种变化的定量关系。将通用形式的普朗克公式(1.1.10)对波长 λ 求导数并求极值，即有

$$\lambda_m T = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} \quad (1.1.11)$$

维恩位移定律表明，黑体光谱辐出度峰值对应的波长 λ_m 与黑体的热力学温度成反比。一些常见物体的辐射峰值波长见表 1.1.1 所示。

表 1.1.1 一些常见物体的辐射峰值波长

物体名称	温度 / K	峰值波长 / μm	物体名称	温度 / K	峰值波长 / μm
太阳	5760	0.48	冰	273	10.5
熔铁	1800	1.62	液氧	90	32.2
熔钢	1800	1.62	液氮	77	36.3
喷气式飞机尾喷管	1200	2.42	液氢	20	145.0
人体	310	9.35			

一般强辐射体有 1000K 以上的辐射能集中在峰值波长附近，因此， 1000K 以上的灼热金属，其辐射能大部分集中在 $10\mu\text{m}$ 以下的近红外区或可见光区。人体皮肤的辐射波长范围主要在 $1\mu\text{m}$ — $15\mu\text{m}$ 之间，其峰值波长在 $9.35\mu\text{m}$ 处，其中 $8\mu\text{m}$ — $15\mu\text{m}$ 波段的辐射能占人体总辐射能的 90% ，而温度低于 300K 的室温物体，有 90% 的辐射能集中在 $10\mu\text{m}$ 以内的红外区。

(四) 朗伯余弦定律与朗伯余弦体

一般来说，红外辐射源所发射的辐射功率，其空间角分布都很复杂，但是，在自然界中存在一类特殊的辐射源，它们的辐亮度与辐射方向无关，例如太阳、荧光屏、毛玻璃灯罩、坦克表面等都近似于这种光源。辐亮度与辐射方向无关的辐射源，称为漫辐射源。

朗伯余弦定律

设某一发射表面 ΔS 在其法线方向上的辐射强度为 I_n ，与法线成 θ 角方向上的辐射强度为 I_θ 。由于漫辐射源的辐亮度在各个方向上均相等，而根据辐亮度的定义，有

$$L = \frac{I_n}{\Delta S \cos \theta} = \frac{I_\theta}{\Delta S \sin \theta} \quad (1.1.12)$$

于是有

$$I_\theta = I_n \cos \theta \quad (1.1.13)$$

此即朗伯余弦定律。它表明，各个方向上辐亮度相等的发射表面，其辐射强度按余弦定律变化。

凡辐射强度曲线服从余弦定律(1.1.13)的光源称为朗伯光源。漫反射体的辐射强度分布遵从朗伯余弦定律；自身发射的黑体辐射源也遵从朗伯余弦定律。

朗伯辐射源的辐射特性

朗伯辐射源具有下列特点：

朗伯辐射源各方向上的辐亮度之间的关系由式(1.1.1)直接看出

$$L_{\theta} = L_0 \cos \theta \quad (1.1.1)$$

即朗伯辐射源是一个各方向上的辐亮度相等的辐射源。

朗伯辐射源的辐亮度与辐出度间的关系

由辐射强度定义 $E_{\theta} = L_{\theta} \cos \theta$ ，由式(1.1.1)可知， $E_{\theta} = L_0 \cos^2 \theta$ ，故有

$$E_{\theta} = L_0 \cos^2 \theta \quad (1.1.2)$$

所以
$$E = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L_0 \cos^2 \theta \sin \theta d\theta d\phi = L_0 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = L_0 \cdot 2\pi \cdot \left[-\frac{\cos^3 \theta}{3} \right]_0^{\pi/2} = \frac{2\pi}{3} L_0$$

又由
$$E = L_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi = L_0 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta = L_0 \cdot 2\pi \cdot \left[-\frac{\cos^2 \theta}{2} \right]_0^{\pi/2} = \pi L_0$$

故得
$$E = \pi L_0 \quad (1.1.3)$$

朗伯辐射源的辐亮度与辐射强度间的关系，由式(1.1.1)有

$$L_{\theta} = \frac{E_{\theta}}{\cos \theta} \quad (1.1.4)$$

该式表明，朗伯辐射源在法线方向上的辐射强度等于辐亮度乘以源面积。

朗伯源的辐射强度与辐射功率之间的关系

由式 $E_{\theta} = L_0 \cos^2 \theta$ 和 $E = \pi L_0$ 得出

$$E_{\theta} = \frac{E}{\pi} \cos^2 \theta \quad (1.1.5)$$

该式表明，朗伯辐射源的总辐射功率等于辐射源在法线方向上的辐射强度的 π 倍。

理想漫反射体辐亮度与辐照度之间的关系

处于辐射场中的理想漫反射体也可以视作朗伯辐射源，因为它把无论从何方向入射的全部辐射功率均毫无吸收和无透射地按朗伯余弦定律反射出去，就是说，理想漫反射体的辐出度等于它表面上的辐照度，即

$$L_{\theta} = \frac{E_{\theta}}{\cos \theta} \quad (1.1.6)$$

因此
$$L_{\theta} = \frac{E_{\theta}}{\cos \theta} = \frac{E}{\pi \cos \theta} \quad (1.1.7)$$

该式表明，理想漫反射体的辐亮度等于它的辐照度除以 π 。

黑体的各种发射率均为 1，即与方向无关，所以黑体是朗伯余弦体，对于其他辐射源，除磨光的金属外，都在某种程度上接近于朗伯辐射体。所以，一般统一使用 ϵ 表示其发射率，不再区分方向发射率、法向发射率和半球发射率。

二、人工辐射源及目标、背景的辐射特性

(一) 人工辐射源及其辐射特性

1. 人工黑体

自然界中没有自然理想的绝对黑体，只有近似理想黑体的人工黑体。一个密闭空腔中的辐射就是黑体辐射。实际上，为了从腔内取出辐射，需要把黑体腔开一个小孔，这种腔形黑体辐射源的发射率非常接近于 1

黑体辐射源通常用作辐射标准，它被用于：标定各种红外辐射源的辐射强度，标定各类红外探测器的响应率，测定红外光学系统的透射比；研究各种物质表面的热辐射特性；研究

大气或其他物质对辐射的吸收或透射性能。

衡量一个黑体辐射源性能的优劣，主要决定于空腔内有效发射率和辐射能通量的大小，以及黑体腔的工作温度。黑体辐射源的有效发射率，与开孔面积相对于腔体内表面总面积的大小、黑体腔的形状和材料表面发射率以及腔体偏离真正等温条件的程度等因素有关。黑体辐射源的辐射功率取决于辐射腔口直径及开口前所用光阑。黑体辐射源的工作温度确定按照应用目的进行选择。一般说来，除应用于研究大气吸收特性的黑体外，通常都选择大气透过率高的工作波段，这样可减少大气吸收对测量结果的影响。

黑体辐射源的类型按工作温度分有如下几种：高于 1000℃ 以上的称为高温黑体，它的辐射功率在近红外波段；300℃ - 1000℃ 的称为中温黑体，它的辐射功率在中红外波段；100℃ - 300℃ 的称为近室温黑体，它工作在远红外波段；低于 100℃ 的称为低温黑体。

理论上研究黑体腔的中心课题是计算各种腔体结构的有效发射率及其与腔体几何结构、腔壁材料及温度均匀性的关系。

在空腔理论中，哥福(Gray)理论占有重要的地位，它被人们广泛采用。哥福理论适用于球形、圆柱形和圆锥形腔体有效发射率的计算。虽然该理论的某些假设不甚严格，计算值比其他理论值偏低，但它的计算方法较简单，容易获得可靠的结果。根据哥福理论的计算，有效发射率的表达式为

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_{wall} [\epsilon_{wall} (\epsilon_{wall} \Delta A + \Delta A)]}{\epsilon_{wall} (\epsilon_{wall} \Delta A + \Delta A)}$$

式中， ϵ_{wall} 为腔内壁材料的发射率； A_{wall} 为腔内壁面积(包括开孔面积)； ΔA 为开孔面积； ΔA_{vol} 为黑体开孔面积 ΔA 所相应的立体角。

对于球形腔， $\frac{\Delta A_{vol}}{\pi} = \frac{\Delta A}{4\pi R^2}$ ，其中 A_{wall} 为球形腔的内壁面积，且球形腔的直径等于腔的长度。这时， $(\frac{\Delta A_{vol}}{\pi} + \Delta A) \approx \Delta A$ ，式(1-1)可简化为

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_{wall}}{\epsilon_{wall} + 1}$$

实际上，球形腔的制作比较困难，一般实用黑体均选用圆柱形或圆锥形腔体。

典型的腔形辐射源的结构如图 1-1 所示，它主要由包容腔体的黑体腔芯、无感加热绕组、测量和控制腔体温度计和温度控制器以及腔体外的保温绝热层等组成。黑体的前方设有光阑，其孔径小于腔口的直径。

腔形黑体源一般有三种基本腔型，即锥形腔、柱形腔和球形腔，它们的断面图如图 1-2 所示。图中， L 为腔体长度， D 为腔的圆形开口直径。

在相等的相对腔长和相同的腔体材料表面发射率的条件下，锥形腔的发射率最小，球形腔的发射率最大，而柱形腔比球形腔稍小。但是从源的体积和重量较小、易于保温、温度均匀以及加工容易等方面来看，柱形腔和锥形腔具有

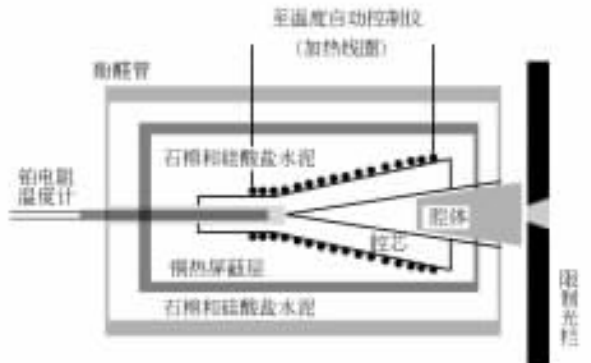


图 1-1 典型腔型黑体辐射源的结构

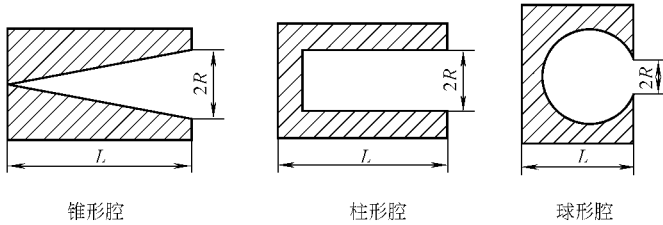


图 1-18 典型腔体结构断面示意图

较多的优点。

在制作黑体辐射源时，对源体尺寸、有效发射率、温度范围、孔径大小、加热时间、温度稳定性、控温精度、恒温区大小以及重量、体积等都有一定要求，这些均应根据使用场合和实际用途，进行合理选择和设计。

对黑体材料的一般要求是：材料表面的发射率高，并尽可能具有漫反射性能，在黑体工作温度范围内(尤其是对高温黑体源)要有好的抗氧化能力，如采用氧化发黑内腔壁，氧化层应不易脱落，可长期在空气中使用，如黑体工作温度较高，必须用高纯氮气对腔内壁进行保护；此外，为了获得均匀的温度分布，材料应具有较高的热传导性能。

对于 1000℃ 以上的高温黑体，通常选用石墨和陶瓷材料，也可用高熔点纯金属制作。为了防止氧化，常用惰性气体作为保护气氛。对于 1000℃ 以下的中温黑体，选用铬镍不锈钢最好，它经 1000℃ 氧化后，其发射率达 0.95 以上。中温黑体源也可采用石墨作腔体材料，它能在空气中工作，但其发射率不高。

为了实现腔体均匀加热，使腔壁温度分布均匀，加热线圈需合理分布，要求中间稀疏，后端稍密，越近腔口处越要加密，还可采用二组或三组加热丝以达到均匀加热的效果。若要制作温度均匀性特别好的基准黑体，可采用恒温热流法，其温度均匀性精度很高，但造价很贵。

对温度控制稳定性的要求取决于对黑体辐射精度的要求。根据斯特藩-玻耳兹曼定律，黑体辐射源的辐出度为 $E = \epsilon \sigma T^4$ ，其 ϵ 为有效发射率，它一般在 0.95 以上，所以当黑体源工作温度改变 ΔT 时，由此引起黑体辐出度的相对变化 $\frac{\Delta E}{E} = 4 \frac{\Delta T}{T}$ 。因此，如果要求黑体源的辐出度变化小于 1%，则要求黑体腔内的温度变化不超过 0.25%，对于 1000℃ 的黑体辐射源，要求温度测量和控制的精度在 0.25% 以内。又如，若要保证 0.95 的辐出度精度，则要求控制温度的精度约为 0.25%，对于 1000℃ 黑体源，要求温度测量和控制的精度达 0.25% 左右。

为了红外探测系统的辐射计量和校准的需要，研制了大面积黑体辐射源。这种平面黑体辐射源，工作温度为 1000℃ 左右，具有辐出度大和光谱域宽的特点。

为了获得高发射率、体积小的扩展辐射源，可采用近于黑体的互相接触的微型腔形阵列。研究表明，正六边形阵列可提供开口面积对内壁面积的最佳比值。为了达到所需的温度范围，可采用制冷和电加热相结合或温差电热抽运这两种方法。后者具有明显的优点，即：没有来自冷却液的污染；无振动，几乎不需维修；具有致密性；控温快；热负荷小。

另一种利用温差电控温的黑体源，工作温度范围为 1000℃ 左右，发射率为 0.95，在 1000℃ 源面积上的温度梯度很小。它用于实验室和卫星上红外光谱辐射计的绝对校准。还有