

高等学校教材

红外辐射测量基础

周书铨 编



上海交通大学出版社

高等学校教材

红外辐射测量基础

周书铨 编

上海交通大学出版社

内 容 提 要

本书介绍光学与红外辐射测量的基础理论和技术。以前沿学科有关检测中所遇到信噪比低的共同问题为核心, 阐述选用光电探测器、有关仪器和材料的原理, 以及光辐射测量中的有关新技术。

本书可作为高等院校光学、红外、激光及光电专业本科教材, 也可供有关专业研究生及科技人员参考。

高等学校教材

红 外 辐 射 测 量 基 础

出 版: 上海交通大学出版社
(淮海中路1984弄19号)

发 行: 新华书店上海发行所

印 刷: 上海交通大学印刷厂

开 本: 787×1092(毫米)1/16

印 张: 12

字 数: 290000

版 次: 1991年3月第一版

印 次: 1991年4月第一次

印 数: 1—1580

科 目: 241-260

ISBN7-313-00816-3/TN·29

定价: 3.15 元

出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定，我部承担了全国高等学校、中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力，有关出版社的紧密配合，从1978年至1985年，已编审、出版了两轮教材，正在陆续供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要，贯彻“努力提高教材质量，逐步实现教材多样化，增加不同品种、不同层次、不同学术观点、不同风格、不同改革试验的教材”的精神，我部所属的七个高等学校教材编审委员会和两个中等专业学校教材编审委员会，在总结前两轮教材工作的基础上，结合教育形势的发展和教学改革的需要，制订了1986~1990年的“七五”（第三轮）教材编审出版规划。列入规划的教材、实验教材、教学参考书等近400种选题。这批教材的评选推荐和编写工作由各编委会直接组织进行。

这批教材的书稿，是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中经院校推荐，由编审委员会（小组）评选择优产生出来的。广大编者、各编审委员会和有关出版社为保证教材的出版和提高教材的质量，作出了不懈的努力。

限于水平和经验，这批教材的编审、出版工作还会有缺点和不足之处，希望使用教材的单位，广大教师和同学积极提出批评建议，共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

机械电子工业部教材办公室

前 言

本教材系按机电部制订的工科电子类专业教材 1986~1990 年编审出版规划, 由电子物理与器件教材编审委员会激光教材编审组评选审定并推荐出版。责任编委刘贤德教授。

本教材由华中理工大学石定河副教授主审。

全书共七章。第 1 章, 热辐射理论基础。本章以普朗克辐射公式为轴心, 讨论有关的热辐射定律。第 2 章, 红外辐射源。以实际黑体为重点, 介绍实验室常用红外源。第 3 章, 电噪声基础。推导热噪声、散粒噪声、产生-复合噪声、温度噪声、光子噪声等的理论公式。最后介绍锁相放大器、Boxcar 积分器、光子计数器等微弱信号检测技术。第 4 章, 红外探测器。讨论各类红外探测器的探测原理, 导出相应的等效噪声功率 NEP 及探测率 D^* 公式。介绍如何正确使用和选择红外探测器。第 5 章, 光学薄膜与红外光学材料。讨论光学薄膜的基础理论。列出常用材料的光谱特性。第 6 章, 红外光谱仪器。以单色仪为核心, 讨论光谱仪的工作原理。对单光路及双光路方法作了比较。章末介绍拉曼光谱仪和傅里叶光谱仪。第 7 章, 红外辐射测量基础。讨论红外测温、反射比、材料发射率以及红外探测器参数等的测量原理。

本书可作为高等院校光学、红外、激光及光电专业教材, 也可供有关专业研究生及科技人员参考。凡具有高等数学和普通物理学基础的读者, 皆能阅读本书。教材参考学时数为 60 学时。书中有“容易证明”, “不难证明”, “可以证明”者, 在我们的教学中, 列为学生课外作业题, 不会影响一般读者的正常阅读。

本课程由汤定元教授倡导开设。编者承担教材编写和讲授以及主持筹建有关专业实验室。教材还编入本人部分科研实践内容。

汤定元教授、刘贤德教授、石定河副教授、方家熊研究员等为本书提出了指导性意见。本书参考了兄弟院校的有关教材。历届使用本教材的师生提出许多宝贵意见, 编者一并表示由衷感谢。

限于编者水平, 本书纲目及内容疵谬之处, 敬请读者惠予批评指正。

作者

1990 年 3 月于上海科技大学

目 录

第 1 章 热辐射理论基础	(1)
1.1 描述辐射场的基本物理量	(2)
1.2 朗伯余弦定律	(4)
1.3 辐射量计算举例	(5)
1.4 基尔霍夫定律	(7)
1.5 绝对黑体的辐射定律	(7)
1.6 非黑体辐射	(10)
1.7 光谱辐射效率和辐射对比度	(11)
参考文献	(12)
第 2 章 红外辐射源	(18)
2.1 光源相干性	(13)
2.2 实际黑体	(16)
2.3 能斯特灯	(21)
2.4 硅碳棒	(21)
2.5 钨带灯	(22)
2.6 汞灯	(23)
2.7 发光二极管	(23)
2.8 红外激光器	(24)
2.9 太阳的辐射	(25)
参考文献	(26)
第 3 章 电噪声基础	(27)
3.1 噪声的一般概念	(27)
3.2 噪声理论的数学基础	(27)
3.3 热噪声	(32)
3.4 散粒噪声	(34)
3.5 产生-复合噪声	(36)
3.6 光子噪声	(38)
3.7 温度噪声	(39)
3.8 $1/f$ 噪声	(40)
3.9 放大器的噪声	(40)
3.10 方均根电压表	(44)

3.11	噪声系数的测量	(46)
3.12	探测器噪声及信号处理	(48)
3.13	从噪声中提取信号	(53)
	参考文献	(58)
第4章	红外探测器	(59)
4.1	红外探测器的特性参数	(59)
4.2	受信号噪声限制的探测器性能	(63)
4.3	受背景辐射噪声限制的探测器性能	(64)
4.4	降低背景辐射噪声	(66)
4.5	光外差探测原理	(68)
4.6	真空光电探测器	(69)
4.7	光电导红外探测器	(73)
4.8	光伏型红外探测器	(76)
4.9	常见光子探测器性能	(78)
4.10	远红外探测器	(81)
4.11	热释电探测器	(83)
4.12	热敏电阻红外探测器	(85)
4.13	测辐射热电偶	(87)
4.14	电荷耦合器件	(92)
4.15	探测器的致冷	(93)
4.16	红外探测器光学系统	(95)
4.17	红外探测器的偏置与前置放大	(97)
4.18	红外探测器的选择	(101)
	参考文献	(102)
第5章	光学薄膜与红外光学材料	(103)
5.1	薄膜的理论基础	(103)
5.2	平面电磁波在单一界面上的反射	(105)
5.3	单层介质薄膜的反射比	(106)
5.4	增透膜	(109)
5.5	高反射膜	(111)
5.6	干涉滤光片	(113)
5.7	光束分离器	(116)
5.8	红外光学材料应具备的主要性能	(117)
5.9	常用红外光学材料特性	(117)
	参考文献	(123)
第6章	红外光谱仪器	(124)
6.1	分光原理	(124)

6.2	反射式物镜	(124)
6.3	棱镜	(127)
6.4	反射式平面光栅	(132)
6.5	狭缝	(135)
6.6	光谱仪的参数与照明	(136)
6.7	单色仪	(140)
6.8	红外分光光度计	(145)
6.9	拉曼光谱仪	(149)
6.10	傅里叶变换光谱仪	(151)
6.11	辐射计	(154)
6.12	光谱仪器的维护	(155)
	参考文献	(156)
第7章	红外基础测量	(157)
7.1	红外辐射测温	(157)
7.2	光纤温度传感器	(165)
7.3	发射率的测量	(167)
7.4	反射比的测量	(169)
7.5	光电法测量光源的光谱能量分布	(171)
7.6	积分球的原理及光源光通量的测量	(173)
7.7	红外探测器参数测定	(175)
	参考文献	(180)

第 1 章 热辐射理论基础

红外辐射是介于可见光区和微波之间的电磁辐射，其波长约在 $0.75 \sim 1000 \mu\text{m}$ 之间。它在电磁波谱中的位置如图 1.1 所示^[1.1]。因位于可见光谱的红端以外，所以俗称红外线。犹如 x 射线那样，它是人眼感觉不到的。

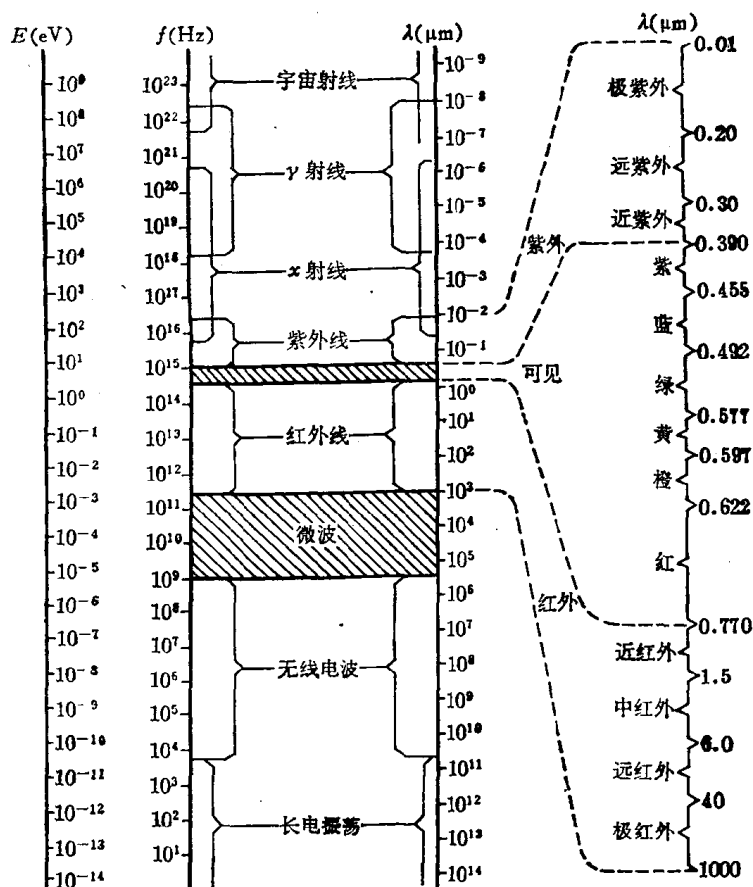


图 1.1 电磁波谱

可见光波长在 $0.4 \sim 0.75 \mu\text{m}$ 之间，约跨过一个倍频程。而红外光谱区则跨越十个倍频程。由此可见，对红外光谱区的研究和应用前景无限。

就本质而言，红外辐射与可见光一样，同属于电磁辐射，它们都是横波，在真空中以相同速度传播，同样具有波动性和粒子性。

受热物体是这类辐射的良好辐射源。在激光问世之前，红外辐射曾被称为热辐射。

光辐射测量的最终目的，是要在给定条件下，测量通过单位面积的光功率，即坡印廷矢量 S 的时间平均值。

$$P = \langle |S| \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T |S| dt = \frac{|E||H|}{2} \propto |E|^2$$

在许多情况下,实验是在均匀的介质中进行的。于是,我们有

$$P=|E|^2=EE^*$$

其中, E^* 为测量点电场强度 E 的共轭量。

作为红外辐射测量的基础知识,本章讨论有关热辐射的几条定律。

顺便指出,在红外光谱测量中,除了用波长 λ 表征外,更常用波数 $\tilde{\nu}$ 来表示。二者的关系为:

$$\tilde{\nu} = \frac{10^4}{\lambda(\mu\text{m})} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$$

显然,波数 $\tilde{\nu}$ 是指在真空中 1cm 距离所包含波的数目。例如, $\lambda=25\mu\text{m}$, 则 $\tilde{\nu}=400$ (cm^{-1})。

通常微米用记号 μm 表示, $1\mu\text{m}=10^{-4}\text{cm}$ 。

1.1 描述辐射场的基本物理量

这里我们首先引出描述辐射场的几个基本物理量的概念,定义和它们的单位,以及各辐射量之间的关系。

一、辐[射]强度

若点辐射源在给定方向的小立体角 $\Delta\Omega$ 内的辐射功率(又称辐射通量)为 $\Delta\phi$, 则 $\Delta\phi$ 与 $\Delta\Omega$ 之比的极限值,就定义为点辐射源在该方向上的辐[射]强度,即

$$I = \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta\phi}{\Delta\Omega} \right) = \frac{\partial\phi}{\partial\Omega} \quad (1.1)$$

由上式可知,点辐射源在整个空间的辐射通量为

$$\phi = \int I d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi I(\varphi, \theta) \sin\theta d\theta$$

如果辐[射]强度 I 与方向 φ, θ 无关,则

$$\phi = 4\pi I \quad (1.2)$$

由式(1.1)可知,辐[射]强度是点源在某方向上单位立体角内所发射的辐射功率,它是描述点源发射的功率对于空间分布特性的物理量,其单位是瓦/球面度,以符号 W/Sr 表示之。

由于大多数辐射源在各方向上的辐射功率不同,因此,测量辐[射]强度时,重要的是应把探测器对准所需的方向。

顺便指出,对于给定的光源,光学系统不能增加总的空间辐射通量。但它可以重新分配辐射通量的空间分布。例如,使它相对集中在某些选定的方向上,而相应减弱其它方向的辐射。

二、辐[射]出[射]度

上面我们讨论了点辐射源的情况。对于扩展源,不难想象,它的辐射功率与源的面积有关。为了描述源的这一辐射特性,我们定义辐[射]出[射]度为

$$M = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta \phi}{\Delta A} \right) = \frac{\partial \phi}{\partial A} \quad (1.3)$$

由上式可知, 辐[射]出[射]度是扩展源单位面积向半球空间所发射的功率。这个术语, 可以用于物体本身的辐射, 也可以用于物体反射的辐射。它的单位为瓦/米², 以符号 W/m² 表之。

必须指出, 这里所指的扩展源与前面讨论的点源是相对的, 同一个辐射源是作点源还是作面源处理, 取决于辐射源相对于观察者, 即离探测器的距离或张角, 而不是源的真实物理尺寸。例如, 在没有光学系统的简单情况下, 当辐射源与探测器之间的距离大于辐射源最大线度的 10 倍时, 就可以把这个辐射源当作点源来处理。在有光学系统时, 只要辐射源的像比探测器敏感元小, 就可以把辐射源视作点源; 反之, 如果辐射源的像比探测器敏感元大, 则应看作是扩展源。

三、辐[射]亮度

一般地说, 扩展源的辐射不仅与源的面积有关, 还与观测的方向及所取立体角的大小有关。为了描述扩展源的这一辐射特性, 我们定义辐[射]亮度为

$$L = \lim_{\substack{\Delta A \rightarrow 0 \\ \Delta \Omega \rightarrow 0}} \left(\frac{\Delta^2 \phi}{\Delta A_s \Delta \Omega} \right) = \frac{\partial^2 \phi}{\partial A_s \partial \Omega} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial A \cos \theta \partial \Omega} \quad (1.4)$$

其中 θ 为辐射面元 ΔA 的法线与观测方向之间的夹角, ΔA_s 为在 θ 方向上观察到的源的投影面积, 这个面积也称为源的表观面积, 如图 1.2 所示。显然 $\Delta A_s = \Delta A \cos \theta$ 。

辐[射]亮度是描述扩展源最重要、最常用的物理量。对于非自辐射的表面也可以类似地定义之。

由式(1.4)可知, 扩展源在某方向的辐[射]亮度, 就是源在该方向上的单位表观面积在单位立体角内的辐射功率。辐[射]亮度的单位是 W/(m²·sr)。

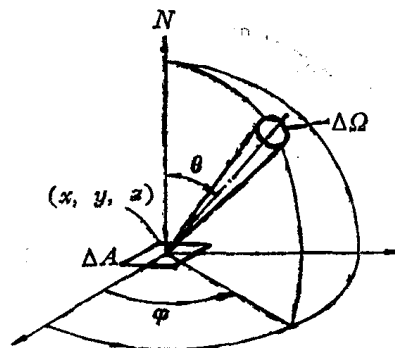


图 1.2 扩展源的辐[射]亮度

四、辐照度

为了描述表面接受辐射, 或者说探测器接收辐射功率的分布情况, 我们引入辐照度, 以表征单位受照面积上的辐照功率, 即

$$E = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta \phi}{\Delta A} \right) = \frac{\partial \phi}{\partial A} \quad (1.5)$$

辐照度的单位为 W/m²。可见光的照度单位为 lm/m²。

五、光谱辐射量

辐射源所辐射的功率, 往往是由许多单色辐射所组成的, 在许多场合, 我们所关心的是某一特定波长 λ 附近的辐射特性, 而不是前面所定义的包含了所有波长的全辐射量。为此, 我们需要对某一特定波长的单色辐射量, 作出相应的定义, 并用脚标 λ 来表示该光谱辐射量是属于某一特定波长 λ 处的辐射量。

若在波长间隔 λ 到 $\lambda + \Delta \lambda$ 内的辐射功率为 $\Delta \phi$, 则光谱辐射功率为

$$\phi_{\lambda} = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta\phi}{\Delta\lambda} \right) = \frac{\partial\phi}{\partial\lambda} \quad (1.6)$$

式中 ϕ_{λ} 为给定波长 λ 处的单色辐射功率，它是波长的函数。与此相仿，我们有
光谱辐[射]强度

$$I_{\lambda} = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta I}{\Delta\lambda} \right) = \frac{\partial I}{\partial\lambda} \quad (1.7)$$

光谱辐[射]出[射]度

$$M_{\lambda} = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta M}{\Delta\lambda} \right) = \frac{\partial M}{\partial\lambda} \quad (1.8)$$

光谱辐[射]亮度

$$L_{\lambda} = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta L}{\Delta\lambda} \right) = \frac{\partial L}{\partial\lambda} \quad (1.9)$$

光谱辐照度

$$E_{\lambda} = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta E}{\Delta\lambda} \right) = \frac{\partial E}{\partial\lambda} \quad (1.10)$$

1.2 朗伯(Lambert)余弦定律

一般地说，扩展源所发射的功率与方向有关，并非均匀分布。例如，一个靠散射发光的表面，其散射光有着很强的方向性。但是，对于某些扩展源，其辐亮度与方向无关，是一常数。换言之，对于这类辐射源，单位立体角的辐射功率与源的表观面积 $dA \cos \theta$ 成正比，即

$$\frac{d\phi}{d\Omega} \propto dA \cos \theta$$

其中 θ 为观察方向与面元法向的夹角。或将上式改写成

$$\frac{d\phi}{d\Omega} = L dA \cos \theta \quad (1.11)$$

式中比例系数 L 为辐亮度，与 θ 无关。上式就是朗伯余弦定律的数学表示式。

遵从朗伯余弦定律的辐射源，称为漫辐射源。例如，黑体就是理想的漫辐射源或称朗伯体。而大多数绝缘材料，相对表面法线方向的观察角 θ 在 60° 以内，导电体的观察角 θ 在 50° 以内，在工程计算中都可以近似地看作是朗伯体^{11, 21}。

在一般情况下，如果不知道 L 与角 θ 的函数关系，就无法利用式(1.4)来计算辐射功率。但是，对于漫辐射源，辐[射]亮度 L 与角 θ 无关。从式(1.11)，我们有

$$\phi = \iint L dA \cos \theta d\Omega = L dA \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \sin \theta d\theta = L dA \pi$$

将上式与(1.3)式比较，便得到漫辐射源的辐[射]亮度 L 与辐射出射度 M 之间有重要的关系

$$L = \frac{M}{\pi} \quad (1.12)$$

1.3 辐射量计算举例

上面我们定义了描述辐射场的几个基本物理量，阐明了它们的物理意义以及所采用的单位。下面举几个在辐射测量中简单而常用的实例。

顺便指出，这里我们只讨论没有光学系统及未经调制的情况。

1. 不难证明，两个表面元为 dA_1 , dA_2 的朗伯体，若辐[射]亮度皆为 L ，则自表面元 dA_1 向 dA_2 辐射的功率 $d\phi_{12}$ 等于表面元 dA_2 向 dA_1 辐射的功率 $d\phi_{21}$ ，即

$$d\phi_{12} = d\phi_{21}$$

2. 如果一个发光圆盘 A 及一个发光半球 A' 都是朗伯辐射体（如图 1.4 所示），它们的辐射亮度亦相同，则可以证明两者相应部分在任何方向上的辐射通量相等。

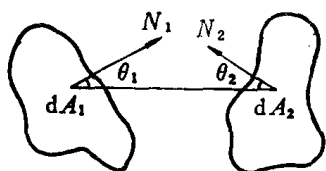


图 1.3 辐射相互作用

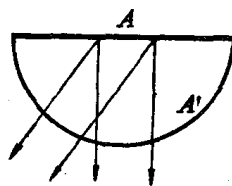


图 1.4 圆盘的辐射与半球的辐射

例如，计算太阳的辐射时，可以把太阳近似地当作圆盘源来考虑。

3. 点源的辐照度

如图 1.5 所示，点源 S 的辐射强度为 I ，它与被照面 dA 的法线之间的夹角为 θ ，则按式(1.1)，面积元 dA 接收到的辐射功率为

$$d\phi = I d\Omega = I \frac{dA \cos \theta}{d_0^2}$$

式中 d_0 是点源至面元 dA 的距离。因此，点源 S 在被照面积元 dA 所产生的辐照度按式(1.5)为

$$E = \frac{d\phi}{dA} = I \frac{\cos \theta}{d_0^2} \quad (1.13)$$

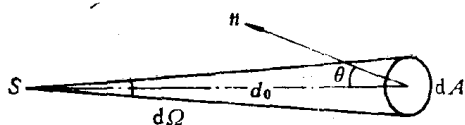


图 1.5 点源辐照度

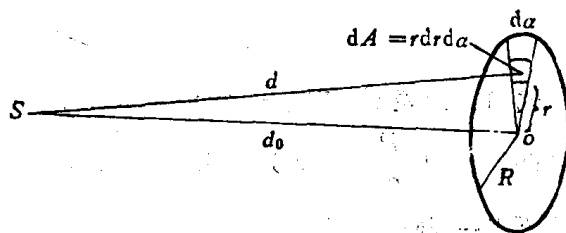


图 1.6 点源向圆盘的辐射功率

可见，点源所产生的辐照度 E 与点源到受照面的距离 d_0 的平方成反比，并与点源相对于受照面法线方向的夹角有关。

4. 点源向圆盘辐射的功率

设在半径为 R 的圆盘中心垂直轴线上的 d_0 处有一点源 S ，其辐[射]强度为 I ，我们来计算该点源 S 向圆盘发射的功率。

由式(1.13)可知, 自点源 S 向圆盘上面元 $dA=rdr \cdot d\alpha$ 发射的功率

$$d\phi = I \frac{\cos \theta}{d^2} dA = I \frac{d_0}{(r^2 + d_0^2)^{\frac{3}{2}}} (r \cdot dr \cdot d\alpha)$$

将上式对 r, α 积分, 便得到圆盘上接收到的功率

$$\phi = \int d\phi = I d_0 \int_{r=0}^R \int_{\alpha=0}^{2\pi} \frac{r \cdot dr \cdot d\alpha}{(r^2 + d_0^2)^{\frac{3}{2}}} = 2\pi I \left\{ 1 - \left[1 + \left(\frac{R}{d_0} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \right\} \quad (1.14)$$

5. 圆盘光源中心轴上的辐照度

今有一半径为 R 的大圆盘漫辐射源 (例如天空背景), 其辐[射]亮度为 L , 试求在其中心垂直轴线上与圆盘相距为 d 处探测器表面的辐照度。如图 1.7 所示, 半径为 ρ 到 $\rho+d\rho$ 的小圆环 dS 在 P 处的辐照度为

$$dE = \frac{L dS \cos^2 \alpha}{r^2} = 2\pi L d^2 \frac{\rho}{(d^2 + \rho^2)^2} d\rho$$

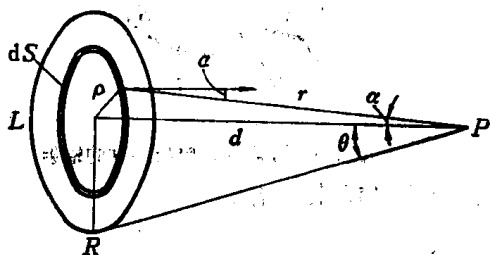


图 1.7 圆盘光源在中心轴上的照度

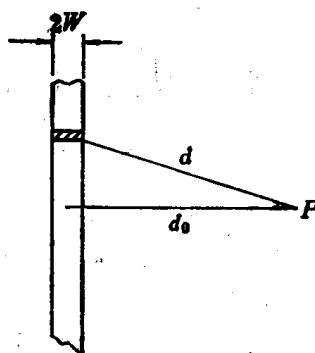


图 1.8 带状光源中垂线上的照度

因此, 整个圆盘辐射源在 P 处的辐照度为

$$E = 2\pi L d^2 \int_0^R \frac{\rho}{(d^2 + \rho^2)^2} d\rho = L \frac{\pi R^2}{d^2 + R^2} \quad (1.15)$$

由上式可知, 当距离 d 比圆盘的半径 R 大得多时, 则 P 处的辐照度

$$E' = L \frac{\pi R^2}{d^2} \quad (1.16)$$

比较式(1.15)与式(1.16), 可得

$$\frac{E' - E}{E} = \left(\frac{R}{d} \right)^2 \quad (1.17)$$

式(1.17)表明, 对于一个面源, 直接用它到观测点的距离 d^2 来代替因子 $d^2 + R^2$ 时, 所带来的误差为 $\left(\frac{R}{d} \right)^2$ 。例如, 当圆盘的直径 ($2R$) 为距离的 $1/10$ 时, 用 E' 代替 E 而带来的误差为 0.25% 。

当 R 趋近无穷大时, 式(1.15)的极限就是无限大发光面所产生的辐照度。其值为

$$E_\infty = \pi L \quad (1.18)$$

6. 可以证明, 无限长带状光源在其中垂线上 P 点的照度为

$$E = \frac{W L \pi}{d_0} \quad (1.19)$$

其中 W 为带光源宽之一半, d_0 为光源到 P 点距离, 如图 1.8 所示。

1.4 基尔霍夫定律

任何物体都不断吸收和辐射功率。当物体从周围吸收的功率恰好等于自身辐射而减小的功率时，便达到热平衡。于是，辐射体可以用一个确定的温度 T 来描述。

基尔霍夫定律建立了热平衡下物体的吸收和辐射之间的关系，指出了一个好的吸收体，也是一个好的辐射体。

为了讨论基尔霍夫定律，我们先定义物体的吸收比为被物体吸收的辐射通量与入射的辐射通量之比，它是物体温度及波长等因素的函数，记为 $\alpha(\lambda, T)$ 。

今设在一个密闭的真空容器内，放置温度不同的物体 Σ_1, Σ_2 等，如图 1.9 所示。假设容器与外界是绝热的，即与外界没有能量交换。由于容器内部是真空的，物体之间只能通过辐射互相交换能量。实验证明，经过一段时间后，包括容器在内的所有物体，将建立起热平衡，达到相同的温度，此时各物体在单位时间内辐射的能量恰好等于它所吸收的能量。由此可见，在热平衡下，辐射较大的物体，其吸收也较大，反之亦然。1859 年基尔霍夫指出：物体的辐射出射度 $M(\lambda, T)$ 和吸收比 $\alpha(\lambda, T)$ 之比值与物体的性质无关，只是波长和温度的普适函数，即

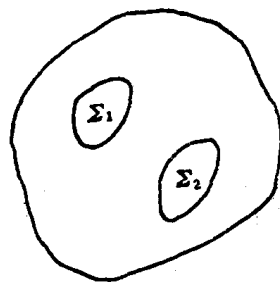


图 1.9 孤立空腔中的辐射

$$\frac{M(\lambda, T)}{\alpha(\lambda, T)} = f(\lambda, T) \quad (1.20)$$

各种物体对外来辐射的吸收，以及它本身向外部的辐射都不相同。今定义吸收比 $\alpha(\lambda, T)=1$ 的物体为绝对黑体。换言之，绝对黑体是能够在任何温度下，全部吸收任何波长辐射的物体。于是，上述普适函数就是绝对黑体的辐射出射度，并以脚标 B 记之，即

$$M_B(\lambda, T) = f(\lambda, T) \quad (1.21)$$

对于非绝对黑体，总有 $\alpha(\lambda, T) < 1$ 。于是， $M_B(\lambda, T) > M(\lambda, T)$ 。由此可见，在同一温度下，对任何波长，物体的辐射出射度总是小于绝对黑体的辐射出射度。两者的比值称为该物体的发射率 $\epsilon(\lambda, T)$ ，即

$$\epsilon(\lambda, T) = \frac{M(\lambda, T)}{M_B(\lambda, T)} \quad (1.22)$$

将上式与式(1.20)比较，并利用式(1.21)，可得

$$\epsilon(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T) \quad (1.23)$$

上式表明，物体的发射率在数值上就等于它的吸收比。发射率愈大，吸收比也愈大。

在自然界中，理想的黑体是没有的，吸收比总是小于 1。

1.5 绝对黑体的辐射定律

上面对绝对黑体作了一个概括性的定义。鉴于黑体是在同温度下，热力学平衡中具有最大发射能力的物体，加之，许多学者对黑体辐射作了标准计算。因此，绝对黑体被用作量度

辐射能量的绝对标准,广泛地应用于红外设备的绝对校准,各种材料辐射特性测量,红外探测器和红外温度计定标等方面。

可见,对黑体辐射定律及其意义的彻底了解,乃是进行辐射测量的基础。下面仅就辐射测量的需要来讨论黑体辐射理论中的几个基本定律,其中最基本的是普朗克辐射定律。

一、绝对黑体模型

绝对黑体是一个理想化的物理模型,是不存在的。1860年基尔霍夫指出,一个等温密闭空腔开一个小孔 O ,从小孔发出的辐射就是模拟黑体辐射。因为当光进入小孔后,在空腔内经多次反射,如图1.10所示,很快就被吸收而衰减,再从小孔射出的只占入射辐射极小的比例。于是,小孔 O 对于入射的辐射来说,就宛如一个黑体的表面,可以认为它的吸收比等于1。

反过来,如果我们对图1.10所示的空腔加热,空腔便通过小孔发出热辐射。按基尔霍夫定律 $\alpha(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) = 1$,即绝对黑体是辐射本领最大的物体。

对黑体的光谱特性进行测定,所得光谱辐射出射度随波长变化的曲线如图1.11所示^[1,3]。由图可见,对应于每一温度都有一极大值,且随温度升高,黑体辐射迅速增大,曲线极大值也逐渐移向短波侧。



图 1.10 绝对黑体模型

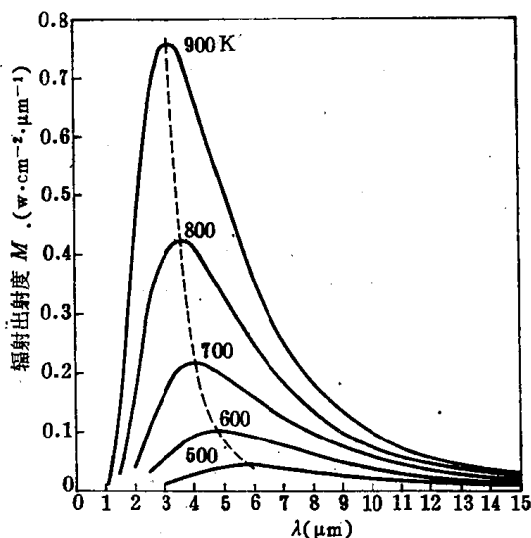


图 1.11 黑体辐射曲线

二、普朗克辐射公式

1900年普朗克为了从理论上解释图1.11的黑体实验曲线,提出了能量量子化的假设。普朗克认为,当把上述空腔的热辐射看成是一群振荡偶极子,简称振子的电磁辐射时,振子的能量不能处于能量为任意值的状态。即频率为 ν 的振子,有一个最小的能量单位 $h\nu$ 。而振子只能处于某些特定的状态,在这些状态中,振子的能量只能取值 $nh\nu$, ($n=0,1,2,\dots$)。 h 为普朗克常数, $h=6.6262 \times 10^{-34}(\text{J}\cdot\text{s})$ 。 $h\nu$ 称为能量子。同时,普朗克认为振子处于各能量状态的几率,按玻尔兹曼分布,即振子处于能量为 $nh\nu$ 状态的几率正比于 $\exp\left(-\frac{nh\nu}{KT}\right)$ 。其中 K 为玻尔兹曼常数, $K=1.3806 \times 10^{-23}(\text{W}\cdot\text{s}\cdot\text{K}^{-1})$ 。 T 为绝对温度,在这两个假设的基础上,便可得到著名的普朗克辐射公式^[1,4]

$$M_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} (e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)^{-1} (\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}) \quad (1.24)$$

其中 M_λ 为黑体的光谱辐射出射度。 c_1 为第一辐射常数,

$$c_1 = 2\pi c^2 h = 3.7415 \times 10^{-16} \text{ (W} \cdot \text{m}^2 \text{)}.$$

c 为光速, $c = 2.9979 \times 10^8 \text{ (m} \cdot \text{s}^{-1} \text{)}$ 。 c_2 为第二辐射常数,

$$c_2 = \frac{hc}{K} = 1.4388 \times 10^{-2} \text{ (m} \cdot \text{K)}$$

很多学者对式(1.24)作了各种计算, 并列成表格, 可供直接查阅利用。

普朗克提出的与经典物理学相矛盾的假设, 成功地解释了绝对黑体的辐射问题。但他的假设只是说明振子的能量不能连续变化, 只能取一些分立值。为什么振子只能处于某些分立值的状态, 这是经典物理学所不能解释的。

1905 年爱因斯坦将量子假设加以推广, 指出光也具有微粒性, 存在着光量子, 或称光子。在物质发射或吸收光时, 每次发射或吸收一个光子, 这样便解释了经典物理所不能解释的光电效应问题。

普朗克辐射公式(1.24)是热辐射的一个重要的基本的公式。从这个公式出发, 可以推导出其他有关的热辐射定律。

三、斯蒂芬-玻尔兹曼定律

1879 年斯蒂芬观察到黑体全辐[射]出[射]度和黑体绝对温度的四次方成正比。不久, 玻尔兹曼应用麦克斯韦理论, 推导了这个关系。

将式(1.24)对所有波长积分, 便可得到描述单位面积黑体辐射到半球空间的总辐射功率, 即

$$M_B = \int_0^\infty M_\lambda d\lambda = \int_0^\infty \frac{c_1}{\lambda^5} (e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)^{-1} d\lambda = \sigma T^4 \quad (1.25)$$

这就是斯蒂芬-玻尔兹曼定律, 其中 $\sigma = 5.670 \times 10^{-8} \text{ (W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4} \text{)}$, 称为斯蒂芬-玻尔兹曼常数, σ 的值与实验数据相符。斯蒂芬-玻尔兹曼定律表明, 黑体的全辐[射]出[射]度与绝对温度的四次方成正比。因此, 温度 T 微小的变化, 就会引起辐射出射度的甚大变化。

实际上, 温度为 T 的绝对黑体单位面积辐射的总功率就等于图 1.11 相应曲线下的面积。

四、维恩(Wien)位移定律

由图 1.11 实验曲线可知, 对于一定的温度, 绝对黑体的光谱辐射出射度有一极大值, 相应于这个极大值的波长, 我们用 λ_m 来表示。由图 1.11 我们还看到, 绝对温度愈高, λ_m 值就愈小。

这就意味着黑体温度愈高, λ_m 值就愈短。辐射的功率也就愈益集中于短波端。例如, 加热金属时, 先是发出人眼看不见的波长很长的红外辐射, 随着温度的升高, 辐射波长也就愈来愈短, 渐渐地由可见光中的暗红而红。橙…蓝、紫, 最后变为白光。

从普朗克辐射公式(1.24)出发, 业已证明, 黑体温度 T 与 λ_m 之间有关系式

$$\lambda_m T = b \quad (1.26)$$

此即维恩位移定律。其中 $b = 2.897 \times 10^{-3} \text{ (m} \cdot \text{K)}$ 也与实验数值相符。

在一般可达到的温度下, 与绝对黑体光谱辐[射]出[射]度极大值相对应的波长位于红外区。例如, $T = 4000 \text{ K}$ 时, $\lambda_m = 0.72 \mu\text{m}$, 辐射峰值才落到可见光的红光部位。

由被测目标的温度, 利用维恩位移定律, 我们可以选择红外系统的工作波段。