

第一章 热辐射的特点与研究方法

1.1 热辐射的本质与研究方法

热辐射是辐射现象的一种。人类对辐射本质的认识经历了很长过程。初期，它和人类对可见光的认识紧密地结合在一起。17世纪末，就有牛顿(I. Newton, 英国人, 1642 ~ 1727)的微粒说及惠更斯(C. Huygens, 荷兰人, 1629 ~ 1695)的波动说。微粒说认为光是一种完全弹性的球形微粒流，粒子不连续，直线传播。波动说认为：光是在弹性媒介中传递的一种连续的弹性机械波。18世纪微粒说占统治地位。19世纪发现光的干涉、衍射和偏振等现象，这些现象是波动的特征，从而波动说占了上风。1865年麦克斯韦(J. C. Maxwell, 英国人, 1831 ~ 1879)提出了电磁理论，指出可见光是电磁辐射的一种形式，更明确了光是一种波动，于是产生了辐射的波动说定义——物体以电磁波向外传递能量的过程称为辐射。可见此定义在19世纪已奠定了基础。但是有一些光、热辐射现象不能用波动说解释，如：光电效应，黑体辐射的光谱性质等。1900年普朗克(M. Planck, 德国人, 1858 ~ 1947)提出量子假设，认为存在能量的最小单元，物体发射或吸收的能量是不连续的，只能是这最小单位的整倍数，重新提出了能量发射与吸收的粒子性。这一假设圆满地解释了黑体辐射能量随波长的分布规律。1905年爱因斯坦(A. Einstein, 德国人, 1879 ~ 1955)提出量子理论，认为光是一束以光速运动的能量量子流，这种能量子称为光子，其能量正比于它的频率。这就产生了辐射粒子说的新定义——辐射是物体向外发射光子的能量传递过程。后来爱因斯坦进一步指出，光子具有波粒两相性——即有粒子性，又有波动性。从光子能量的频率与电磁波的波长两者的关系就可看出粒子性与波动性的关联。

由辐射的两种定义，可以引出热辐射的两种定义：一、由热运动产生的，以电磁波形式传递的能量，也可以指这种能量的传递过程。二、由热的原因，物体以光子的形式传递的能量，也可以指这种能量的传递过程。

由热运动产生的电磁波称为热射线，其波长在 $0.3 \sim 1\,000 \mu\text{m}$ 范围内，可分为可见光及红外线两部分。真空中，可见光的波长为 $0.38 \sim 0.76 \mu\text{m}$ ，红外线的波长为 $0.76 \sim 1\,000 \mu\text{m}$ 。红外线又可分为近红外、中红外和远红外三个区域，但也有仅分为近红外、远红外二个区的。以上所说的区并没有规定严格统一的分界线，不同分类有不同数值。紫外线与可见光的分界波长在 $0.3 \sim 0.4 \mu\text{m}$ 内变化；可见光与红外线的分界波长在 $0.7 \sim 0.78 \mu\text{m}$ 间变化；红外线与无线电波的分界波长在 $100 \sim 1\,000 \mu\text{m}$ 间变化。至

于红外区内的近、中、远红外线的分界就更不统一了。此处仅介绍国际照明委员会的分类, $0.76 \sim 1.4 \mu\text{m}$ 为近红外, $1.4 \sim 3 \mu\text{m}$ 为中红外, $3 \sim 1\,000 \mu\text{m}$ 为远红外。

只要温度高于绝对零度, 物体就会不断地把热能转变为辐射能, 向外发出热射线; 同时, 该物体也不断地吸收周围物体投射来的热射线, 并把吸收的辐射能转变成热能。辐射换热(辐射传热)就是指这些能量转换引起的热量交换。

对辐射的认识虽然经过这么多年的研究, 但目前还不能用一种统一的理论来描述所有的热辐射现象, 其有关理论还在继续发展。目前, 在解释热辐射现象及工程应用中, 有时用电磁理论, 有时用量子理论, 所以上述两个辐射定义目前都有实用意义。

与热辐射的两个定义类似, 辐射换热基本上有两类研究方法:

一、以量子力学为基础的微观方法。一般应用于描述物体的发射、吸收特性。例如热辐射的基本定律——普朗克定律的推导, 物体发射及吸收光谱的解释, 气体发射率及吸收率的计算等。

二、基于能量守恒原理的输运理论, 这是宏观方法, 多用于辐射能量的传递。绝大多数的辐射换热计算方法都是这种方法。它包括电磁理论和几何光学, 几何光学是电磁理论的一种特殊情况。但也有将它用于描述物体辐射特性的, 如: 描述微粒辐射特性的米氏电磁理论, 用电磁理论求固体表面的辐射特性等。

辐射换热与导热、对流换热有本质的不同。首先, 在辐射换热过程中必定伴随着能量形式的转变。物体发射热辐射是物体的热能转变为辐射能, 而物体吸收热辐射则是辐射能转变为热能。导热与对流换热中就没有这种能量形式的转变。第二, 导热与对流的热量传递一定要通过物体的直接接触才能进行, 而物体间的辐射换热不是这样, 物体间可以是真空的。这些特点使得辐射换热系统的温度场不一定像导热、对流换热那样, 热源处温度最高, 然后逐渐下降, 冷源处温度最低, 辐射换热时有可能中间温度最低, 以太阳与地球的辐射换热为例说明之: 太阳的温度很高, 地球的温度较低, 而它们之间的大部分空间温度比两者都低。另外, 有时温度场还可以是不连续的, 纯辐射换热系统中, 物体边界上会出现温度的跳跃。第三, 辐射能有强烈的方向性, 一个空间点上各个方向都可能存在辐射换热量, 并且数量不同。并且辐射能与波长有关, 它的能量是按波长分布的。从上述几点来看, 辐射换热与导热、对流换热有着根本的不同。对流换热实质上是导热加上流体的热对流运动, 在能量传递的本质上与导热是相同的。所以从物理本质上看, 热交换的基本种类应当分为两类: 一类是辐射换热; 一类是导热与对流换热。这就决定了这两类热交换在基本概念、基本定律、计算公式、计算方法、实验设备等诸方面有很大的区别。

1.2 发展简史*

辐射换热属技术基础学科, 是传热传质学的一个分支。它是随着工程技术的需要而诞生、成熟与发展的。它诞生的年代可追溯到 1900 年, 至今已有百年历史了。

在十九世纪初, 通过对太阳辐射的观察, 发现了红外线。随后, 出现多种测量热辐射

* 本节大部分观点引自田长霖教授讲授的传热学笔记。

能量的仪器，开始对热辐射进行定量的研究。十九世纪下半叶，西欧的钢铁、化工等重工业有很大的发展。很多高温辐射现象引起实验物理与理论物理界的注意，出现了比较精密的测量热辐射与高温的仪器，为热辐射的实验研究提供了有力的武器。同时，经典物理学中的热力学、光谱学、电磁学有了足够的进展。这些都为热辐射的理论实验研究作了很好的准备。热辐射的几个基本定律都是在这个时期提出的。如 1860 年基尔霍夫 (G.R.Kirchhoff 德国人,1824 ~ 1887) 在光谱试验的基础上用热力学方法提出了在热平衡条件下，物体的发射光谱与吸收光谱的关系，即基尔霍夫定律。1879 年斯蒂芬 (J.Stefan 澳大利亚人,1835 ~ 1893) 总结了大量实验结果，提出黑体辐射总能量与其绝对温度四次方成正比的经验公式。1884 年玻耳兹曼 (L.E.Boltzmann 澳大利亚人,1844 ~ 1906) 用热力学理论与电磁理论证明了此公式，后称此定理为斯蒂芬-玻耳兹曼定理。1893 年维恩 (W.Wien 德国人,1864 ~ 1928) 用实验数据与热力学原理提出辐射能量随温度和波长分布的公式，后称作维恩分布定律。此定律在长波段与实验数据偏差较大，但从此公式可得出峰值波长与绝对温度的关系，即维恩位移定律。1900 年普朗克将维恩分布定律与长波方向的实验数据综合在一起，得出一个新的辐射能量随温度和波长分布的经验公式。此公式与众多的实验数据符合的很好。为了探求这公式的理论推导，他提出了能量不连续假设，即辐射量子假设，得到了黑体辐射能量与发射波长、黑体温度关系的规律——普朗克定律^[1,2]。到此为止，描写热力学平衡状态下热辐射的基本定律全部出齐。所以可将 1900 年标志为辐射换热的诞生年代。

20 世纪前半叶，由于工业的进步，特别是各种高温工业炉的出现与发展，为了计算其中的热辐射，极大地促进了辐射换热的发展。但这时出现的基本概念、参数与计算方法，主要基于实验与几何光学，与量子理论无关。这说明，虽然辐射换热与量子力学是同时诞生的，辐射换热的诞生就有近代物理的支撑，但这先进的理论还没有成熟，不能立即在工程技术中得到应用。这个时期在辐射换热中得到广泛应用的许多概念、方法与一些理论都出现了。概念方面如灰体、发射率(黑度)、角系数、有效辐射、吸收系数、平均射线行程长度等。计算方法方面如角系数的代数分析法、积分法、图解法、计算辐射换热量的净热量法、射线踪迹法、区域法等。理论方面如估计固体表面辐射特性的电磁理论结合某些工程需要的专门问题，如：炉内换热，热辐射在通道中的传递，空腔热辐射，肋片热辐射等。这时期还开发了多种实验设备、仪器并进行了大量实验，如求固体表面和气体的发射率、吸收率、表面反射率等实验，积累了大量热辐射物性数据；某些工业设备的辐射换热实验，得出不少满足工程需要的经验公式、经验系数、计算图表和计算方法等。这时期是辐射换热的成长期，结合工程需要，利用经典物理学的基本理论，辐射换热从物理学中走出来成为传热学的一部分。

20 世纪 60 年代是辐射换热的成熟期。这时出现的航天技术要求更精确的辐射换热计算。同时动力、化工、仪表、机械加工等工业也对辐射换热提出更高的要求。成熟的标志是出现求气体发射率的光谱法。发送航天器上天的大型火箭尾部会喷出大量的高温气体，正确的预计它的辐射特性对火箭的设计有重要的作用。由于实验设备的限制，气体的高温辐射特性只能从低温的实验数据向高温外推。过去的解决方法是凭科学家的经验，有一定的主观性，显然误差很大。这时美国的阿波罗航天计划吸引了很多传热学专家进

行气体辐射的研究，采用了基于量子力学原理的光谱学，从理论上指导了这一外推，科学地解决了这一问题。这表明近代的辐射基础理论开始直接应用于辐射换热，这标志着它成熟了。它的成熟还表现在60年代开始出现了论述辐射换热的专著，它不仅作为传热学的一部分，并成为传热学中的一个独立分支。

60年代至今，辐射换热有很大的发展，表现在以下几方面：一是应用面更宽广。除动力、机械制造、建筑等传统工业外，还进入了航空航天、军事、信息、生物工程等工业与技术部门，如红外信息传输，生物组织内的辐射传递及空间环境等。过去不少人以为，辐射换热只有在高温时才需要考虑，事实上有时在常温和低温时也不能忽视。例如：无导热与对流的太空环境中只有辐射；常温环境下物体向平静空气散热，由于自由对流很小，辐射换热往往不能忽略不计。辐射换热的研究已扩散到所有温度领域。二是研究内容扩大、深入。如：粒子热辐射中的多次独立散射，浓相粒子群的非独立散射，各向异性散射，热辐射与湍流的相互作用，半透明体复合换热，辐射反问题，非平衡态气体热辐射，微尺度辐射，多种可容纳多种物理过程、多维的辐射换热数值计算方法等。三是与其他学科的交叉越来越多。较突出的是光学，其他还有电磁学、大气科学、燃烧学、信息科学等。从发表辐射换热文章的杂志中就可看出，例如一本重要的有关辐射换热的国际杂志，名字就叫定量光谱学与辐射换热 (Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer)。美国有些光学杂志每年发表有关热辐射文章的篇数，与传热学杂志发表的篇数相当，有些年度甚至还要多。

1.3 内容介绍

辐射换热的内容可分为三大部分：辐射换热原理，实验与数值计算。本书主要介绍第一部分，附带介绍部分表面辐射的数值计算。

本书分为三部分 第一部分为热辐射的基本定律与概念，它包含第一、二、三章 集中介绍了辐射换热工程应用中的物理基础与基本定义。第二部分为非透明体的表面热辐射，它包含第四到第七章，介绍了固体表面的辐射特性、换热的一般计算方法和一些工程中应用的特点；本部分还对电磁理论应用于固体表面热辐射特性作了简介。第三部分为介质热辐射与复合换热，它包含第八到第十三章，介绍了气体和粒子群的辐射特点、性质及其辐射换热的一般计算方法与工程应用特点；介绍了用光谱理论求气体辐射物性；用米氏电磁理论求微粒辐射物性；用几何光学求大粒子辐射物性。并分别介绍了辐射与导热、对流的复合换热。

到目前为止，公开出版的有关辐射换热的书已有不少，有深也有浅，为了读者查找方便起见，在本章的末尾列出一些参考书目^[3-18]。

参 考 文 献

- 1 郭奕玲 沈慧君 . 物理学史 . 北京：清华大学出版社，1996.208 - 214, 236 - 238
- 2 魏凤文 申先甲 . 20世纪物理学史 . 南昌 江西教育出版社，1996.74 - 90
- 3 孙鸿宾 殷晓静 杨晶 . 辐射换热 . 北京 冶金工业出版社，1996

- 4 余其铮 . 辐射换热基础 . 北京 高等教育出版社 ,1990
- 5 R 西格尔 , J R 豪威尔 . 热辐射传热 , 第二版 . 曹玉章 黄素逸 陆大有 陶文铨 , 朱芙英 胡桅林译 . 北京 : 科学出版社 ,1990
- 6 王兴安 梅飞鸣 . 辐射换热 . 北京 高等教育出版社 ,1989
- 7 卞伯绘 . 辐射换热的分析与计算 . 北京 : 清华大学出版社 ,1988
- 8 陆大有 . 工程辐射换热 . 北京 : 国防工业出版社 ,1988
- 9 E M 斯帕罗 , R D 塞斯 . 辐射传热 . 顾传保 张学学译 . 北京 : 高等教育出版社 , 1982
- 10 Modest M F. Radiative heat transfer. New York: McGraw - Hill, 1993
- 11 Siegel R, Howell J R. Thermal radiation heat transfer. 3rd ed. New York: Hemisphere. 1992
- 12 Brewster M Q. Thermal radiative transfer and properties. New York: John Wiley & Son, 1991
- 13 Edwards D K. Radiation heat transfer notes. New York: Hemisphere, 1981
- 14 Ozisik M N. Radiative transfer and interaction with conduction and convection. New York: John Wiley and Sons, 1973
- 15 Love T J. Radiative heat transfer. Columbus: Charles E Merrill Pub Com, 1968
- 16 Wiebelt J A. Engineering radiation heat transfer. New York: Holt, Rinehart and Winston, 1966
- 17 Chandrasekhar S. Radiative transfer. New York: Dover Publications, 1960
- 18 Рубцов Н А. Теплообмен излучением в сплошных средах. Новосибирск: Наука, 1984
- 19 Адрианов В Н. Основы радиационного и сложного теплообмена. Москва: Энергия, 1972
- 20 Бгох А Г. Основы теплообмена излучением. Москва: Госэнергоиздат, 1962

思考题

1. 试找最近几年内某一年全年的传热学杂志或光学杂志 , 看看有关辐射换热的文章有多少篇 有哪些内容 有哪些特点 (题示 可请教师推荐一杂志名。)
2. 试分析你所熟悉的专业内 , 有哪些辐射换热的问题与现象 ?
3. 从辐射换热的发展史中 , 你有何体会 ?
4. 去附近的图书馆或资料室 , 看看有哪些有关辐射换热的书、杂志与资料。

第二章 黑体辐射

本章介绍理想物体——黑体，在理想条件——热力学平衡状态下的辐射基本规律，即普朗克定律，并推导了由此定律派生的一些定律。普朗克定律的推导不是本书的内容，它属于物理学的范畴。本书主要阐述此定律在工程中的应用及某些条件下的简化。

2.1 热辐射能量的表示方法

辐射能的分布是多元的 随波长、方向、偏振以及位置、时间都有自己的分布。描述辐射能的这些性质，需要用不同的参量来表示。目前在辐射换热中偏振性质的应用还不多，因为工程中除激光外，绝大多数热源是非偏振的，所以有关这方面内容本书除在第四章 4.8 节中略提一点外，其他就不介绍了。要了解的话，可见参考书 [1]。本节主要介绍辐射换热中，固体表面常用的辐射能量的表示方法。

本书中空间几何性质的描写，主要采用常用的直角坐标系表示法。辐射换热中，空间方向的性质常用方向角和立体角表示，有时也用向量表示。设有一半球，半径为 r ，在基圆中心有一微元面 dA 。微元面发射一微元束能量，微元束的中心轴表示此束的发射方向，其空间几何性质及直角坐标系的选取见图 2-1 所示。图中，微元束能量的方向用方向角 ϑ 和 β 表示。 ϑ 角是 dA 面的法线与微元束中心轴的夹角 称为天顶角 也称纬度、纬度角或极距角。 β 角是中心轴在基圆上的投影线与 x 坐标轴的夹角，称为圆周角，也称经度或经度角。该束能量所占空间的特性用微元立体角 $d\Omega$ 表示。立体角的大小，用球面上被立体角切割的球形面积 dA_s 除以球半径的平方来表示 见图 2-2 单位为球面度 sr 即

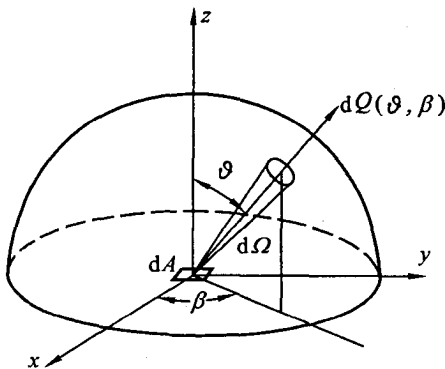


图 2-1 微元束辐射的空间几何性质

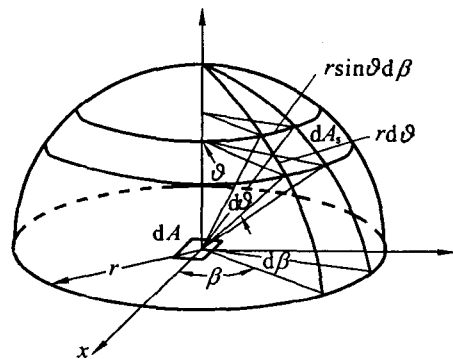


图 2-2 立体角

$$d\Omega = \frac{dA_r}{r^2} = \frac{r \sin\vartheta d\beta \cdot r d\beta}{r^2} = \sin\vartheta d\vartheta d\beta \quad (2-1)$$

半个空间的立体角为 $2\pi r^2/r^2 = 2\pi$ 。图 2-2 的方向角表示与图 2-1 的略有不同,两者仅差一无穷小量,完全可以忽略不计。

下面引入几个有关辐射热量术语的定义。根据能量性质及方向的不同,可分为以下几种:

2.1.1 描述热量

- (1) 辐射热流量 单位时间内的辐射热量。用符号 Q 表示 单位为 W 或 kW 。
- (2) 辐射热流密度 单位面积上的辐射热流量。用符号 q 表示。单位为 W/m^2 。

2.1.2 描述物体向半个空间的辐射能量

(1) 半球总辐射力 单位时间内,物体单位面积,向半球空间发射的一切波长的总能量 简称辐射力。用符号 E 表示 单位为 W/m^2 。

(2) 半球光谱辐射力 在某一波长附近取一单位波长间隔(包含此波长),则单位时间内,物体单位面积,在此单位波长间隔,向半球空间发射的能量称为此波长的半球光谱辐射力,简称光谱辐射力或单色辐射力。用符号 E_λ 表示 单位为 W/m^3 或 $W/(m^2 \cdot \mu m)$ 。也可定义为:微元波长范围内的辐射力除以该波长范围。即

$$E_\lambda = \frac{dE}{d\lambda} \quad (2-2)$$

显然,辐射力与光谱辐射力的关系为

$$E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda \quad (2-3)$$

2.1.3 描述物体向某个方向的辐射能量

(1) 定向辐射力 单位时间内物体单位面积,向方向 (ϑ, β) 上、单位立体角内发射出 $\lambda = 0 \sim \infty$ 的一切波长的总能量,也称方向辐射力。用符号 $E(\vartheta, \beta)$ 表示,单位为 $W/(m^2 \cdot sr)$ 。如用 $dW(\vartheta, \beta)$ 表示在 dA 面积 (ϑ, β) 方向上的辐射能量,则

$$E(\vartheta, \beta) = \frac{dW(\vartheta, \beta)}{d\Omega dA} \quad (2-4)$$

显然

$$E = \int_{2\pi} E(\vartheta, \beta) d\Omega \quad (2-5)$$

(2) 光谱定向辐射力 微元波长范围内的定向辐射力除以该波长范围。也可称为单色定向辐射力或方向辐射力,用符号 $E_\lambda(\vartheta, \beta)$ 表示,单位为 $W/(m^3 \cdot sr)$ 或 $W/(m^3 \cdot sr \cdot \mu m)$ 。即

$$E_\lambda(\vartheta, \beta) = \frac{dE(\vartheta, \beta)}{d\lambda} \quad (2-6)$$

显然

$$E(\vartheta, \beta) = \int_0^\infty E_\lambda(\vartheta, \beta) d\lambda \quad (2-7)$$

2.1.4 描述物体向某个方向法向面积上的辐射能量

(1) 辐射强度 单位时间内,物体在垂直发射方向的单位面积上,在单位立体角内,发射的一切波长的能量。用符号 $I(\vartheta, \beta)$ 表示 单位为 $W/(m^2 \cdot sr)$ 又称为定向辐射强度,见图 2-3 按定义可知

$$I(\vartheta, \beta) = \frac{dQ(\vartheta, \beta)}{d\Omega dA'} = \frac{dQ(\vartheta, \beta)}{d\Omega dA \cos\vartheta} = \frac{E(\vartheta, \beta)}{\cos\vartheta} \quad (2-8)$$

式中 dA' 为 (ϑ, β) 方向上的法向面积, $dA' = dA \cos\vartheta$

(2) 光谱辐射强度 微元波长范围内的定向辐射力除以该波长范围。也可称为单色辐射强度,用符号 $I_\lambda(\vartheta, \beta)$ 表示。单位为 $W/(m^2 \cdot sr \cdot \mu m)$ 。即

$$I_\lambda(\vartheta, \beta) = \frac{dI_\lambda(\vartheta, \beta)}{d\lambda} \quad (2-9)$$

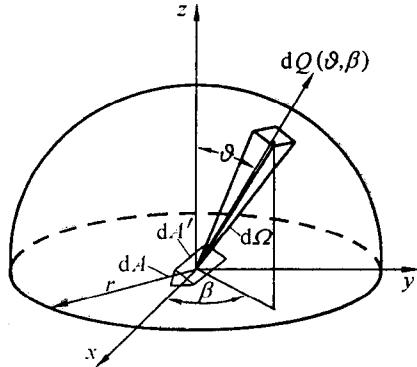


图 2-3 辐射强度

显然

$$I(\vartheta, \beta) = \int_0^\infty I_\lambda(\vartheta, \beta) d\lambda \quad (2-10)$$

辐射力与以上诸量有下列关系:

$$\begin{aligned} E &= \int_0^\infty E_\lambda d\lambda = \int_{\lambda=0}^\infty \int_{\Omega=2\pi} E_\lambda(\vartheta, \beta) d\Omega d\lambda = \int_{\lambda=0}^\infty \int_{\vartheta=0}^{\pi/2} \int_{\beta=0}^{2\pi} E_\lambda(\vartheta, \beta) \sin\vartheta d\vartheta d\beta d\lambda \\ &= \int_{\lambda=0}^\infty \int_{\vartheta=0}^{\pi/2} \int_{\beta=0}^{2\pi} I_\lambda(\vartheta, \beta) \cos\vartheta \sin\vartheta d\vartheta d\beta d\lambda \end{aligned} \quad (2-11)$$

有些情况下,辐射光谱用频率 ν 表示。本书把用频率表示的光谱辐射力仍称为光谱辐射力 但用符号 E_ν 表示,有的书称为单频辐射力。频率的单位为赫兹 Hz 故 E_ν 的单位为 $W/(m^2 \cdot Hz)$ 。真空中 频率与波长有下列关系:

$$\lambda = c_0/\nu \quad (2-12)$$

式中, c_0 为真空中的光速。此时辐射力可写为

$$E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda = \int_\infty^0 E_\nu d\nu = - \int_0^\infty E_\nu d\nu \quad (2-13)$$

由此式可得 E_λ 与 E_ν 的关系为

$$E_\lambda d\lambda = - E_\nu d\nu \quad (2-14)$$

因为单位波长间隔不等于单位频率间隔,所以 E_λ 与 E_ν 在数值上不等。

光谱也可用波数表示。波数 σ 为波长的倒数 即 $\sigma = 1/\lambda$, 并有下列关系:

$$E = - \int_0^\infty E_\sigma d\sigma \quad (2-15)$$

$$E_\lambda d\lambda = - E_\sigma d\sigma \quad (2-16)$$

式中, E_σ 为以波数表示的光谱辐射力。

由于辐射换热与光学、光谱学、电磁学在历史上是各自独立发展的,所以虽然是同样

的辐射能量，却往往在不同的学科领域中用不同的名称^[2,3,4,5]。在辐射物性参数的术语中也有这种情况。20世纪后辐射换热逐渐与光学、光谱学、电磁学有更多的交叉，有一些术语双方逐渐通用或统一起来，但至今仍没有完全达到一致。另外，在我国不少名称是从外文翻译来的，译名不一致，所以热辐射的术语比较混乱，目前我国正在逐渐的统一中^[6]。为便于查阅表2-1列举了传热学、电磁学及光学中一些描述辐射能量的有关术语。

表2-1 辐射能量的有关术语

No	名称	符号	定义式	单位	光、电磁学中名称	其他名称
1	辐射热流量	Q	$\frac{\text{辐射热量}}{\text{时间}}$	W	辐(射能)通量	辐射功率
2	辐射热流密度	q	$\frac{\text{辐射热量}}{\text{时间} \cdot \text{面积}}$	$\frac{W}{m^2}$	辐射换热热流密度	
3	(半球总)辐射力	E	$\frac{\text{半空间辐射能量}}{\text{时间} \cdot \text{面积}}$	$\frac{W}{m^2}$	辐(射)出(射)度	辐射通量密度
4	(半球)光谱辐射力	E_λ	$\frac{\text{微元波段的辐射力}}{\text{微元波段}}$	$\frac{W}{m^3}$	光谱辐出度	单色辐射力
5	定向辐射力	$E(\vartheta, \beta)$	$\frac{\text{某方向的辐射能量}}{\text{时间} \cdot \text{面积} \cdot \text{立体角}}$	$\frac{W}{m^2 \cdot sr}$		方向辐射力
6	光谱定向辐射力, 单色定向辐射力	$E_\lambda(\vartheta, \beta)$	$\frac{\text{某方向微元波段的辐射能量}}{\text{时间} \cdot \text{面积} \cdot \text{立体角} \cdot \text{微元波段}}$	$\frac{W}{m^3 \cdot sr}$		光谱定向辐射力
7	辐射强度	I	$\frac{\text{某方向的辐射能量}}{\text{时间} \cdot \text{法向面积} \cdot \text{立体角}}$	$\frac{W}{m^2 \cdot sr}$	辐(射)亮度, 辐射度	
8	光谱辐射强度, 单色辐射强度	I_λ	$\frac{\text{微元波段的辐射强度}}{\text{微元波段}}$	$\frac{W}{m^3 \cdot sr}$	光谱辐亮度	单色辐射强度
9	投射辐射力	J	$\frac{\text{投射辐射能量}}{\text{时间} \cdot \text{面积}}$	$\frac{W}{m^2}$	辐(射)照度	
10			$\frac{\text{某方向的辐射能量}}{\text{时间} \cdot \text{立体角}}$	$\frac{W}{sr}$	辐(射)强度	

2.2 绝对黑体

绝对黑体(简称黑体)是能全部吸收投射辐射能的物体。它略去了真实物体本身及周围环境对物体热辐射规律起次要作用、但又非常复杂的影响,所以它是个理想物体。黑体的性质代表了物体热辐射规律的共性,在热辐射中常把它作为一种基准或实际物体热辐射性质的极限,因此不仅热辐射理论离不开它,工程技术也常用到它。

黑体有下列性质:

(1) 在相同温度条件下,黑体的发射本领最大。

(2) 投射到黑体上的能量被全部吸收,它的吸收本领最大。这个性质与性质(1)本质上相同,只要性质(1)成立,这一性质也必定成立。稳态时,如物体的吸收本领很大,发射本领很小,则就会不断积累能量而破坏其稳态,所以吸收本领最大的物体发射本领也最大。

(3) 黑体的发射、吸收性质与方向无关，各个方向上的辐射强度相同，属漫发射。

(4) 黑体的辐射规律可从理论上导出，其发射的能量仅与波长及温度有关。

由任意表面围成的封闭等温空腔就是一个黑体，证明见第三章 3.5 节。如在该腔壁上开一个小孔，此小孔就是人工黑体。外界通过小孔进入空腔的能量，经过腔壁多次吸收与反射，再通过小孔射出的能量可忽略不计。投入的任何辐射能量可认为全被吸收，所以小孔可近似为黑体。

在热辐射中应用的理想物体还有：

漫辐射体 物体发射的辐射强度与方向无关的性质叫漫辐射。具有漫辐射性质的物体叫漫辐射体。漫辐射体必定漫吸收。黑体是漫辐射体。

漫反射体 反射的辐射强度与方向无关的性质叫漫反射。具有漫反射性质的表面叫漫反射表面或漫反射体。

白体 投射到表面上的能量全部被漫反射的物体叫做白体。

镜体 投射到表面上的能量全部被反射，并遵守镜面反射规律（即入射角等于反射角）的物体叫做镜体，见图 2-4。

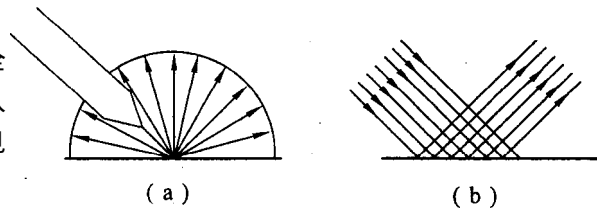


图 2-4 漫反射 (a) 与镜反射 (b) 的区别

透明体（绝对透明体） 能透过全部辐射能的物体叫透明体。可见，透明体对辐射能既不吸收也不反射。由于它不吸收，当然也就不发射。

除此之外，将在第三章 3.2 节介绍的灰体也是一种理想物体。

2.3 黑体辐射的光谱性质 普朗克定律

普朗克定律给出了在热力学平衡状态下，黑体发射光谱的变化规律。它是普朗克在 1900 年用量子假说提出的，后爱因斯坦于 1905 年用近代量子理论又作了证明。真空中其表达式如下：

$$E_{\lambda} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp[c_2/(\lambda T)] - 1} \quad (2-17)$$

式中： E_{λ} 为黑体的光谱辐射力， $W/(m^2 \cdot \mu m)$ ； T 为绝对温度； $c_1 = 2\pi hc_0^2$ 为第一辐射常数； $c_2 = hc_0/k$ 为第二辐射常数。 h 为普朗克常数； k 为玻尔兹曼常数； c_0 为真空中的光速。这些常数的单位及数值见表 2-2。

普朗克定律的黑体光谱分布如图 2-5 所示。由图可见：

1. 黑体发射的光谱是连续光谱。
2. 所有波长下的光谱辐射力都随温度升高而增大。曲线下的面积表示半球总辐射力。温度升高，半球总辐射力迅速增大，且短波区增大的速度比长波区的大。
3. 一定温度下，黑体光谱辐射力随波长的变化有峰值，记为 E_{λ_m} 对应的波长叫峰值波长 λ_m 。温度升高时 λ_m 向短波方向移动。

用普朗克定律可以解释钢材加热时的颜色变化。随着钢材温度的升高,可见光部分的能量所占的比例逐渐加大。在 600℃ 以下,钢材发射的基本上都是红外线,因此呈原色到 600 以上,随着温度升高,钢材相继呈暗红、红、黄色温度超过 1 300℃ 时开始发白。

一般工程中,遇到的最高温度在

2 000K 以下,可见光能量所占的比例少于 1.5%(人眼对可见光很灵敏,很少一点可见光能量即能觉察到),所以一般工程中遇到的辐射换热,基本上都在红外辐射范围。

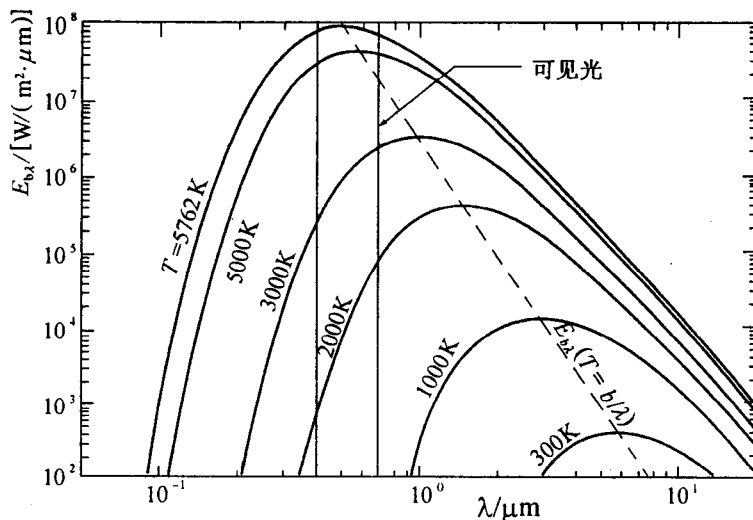


图 2-5 普朗克定律 $E_{\lambda} = f(\lambda, T)$

表 2-2 辐射及某些物理常数的值

名称	符号	单位	数值	本书取值
普朗克定律第一辐射常数	c_1	$W \cdot \mu m^4 / m^2$	3.741832×10^8	3.7418×10^8
普朗克定律第二辐射常数	c_2	$\mu m \cdot K$	1.4388×10^4	1.4388×10^4
黑体峰值辐射力公式常数	c_3	$W / (m^2 \cdot \mu m \cdot K^5)$	1.286612×10^{-11}	1.2866×10^{-11}
维恩位移定律中的常数	b	$\mu m \cdot K$	2897.79	2897.8
黑体辐射常数	σ	$W / (m^2 \cdot K^4)$	5.6703×10^{-8}	5.67×10^{-8}
黑体辐射系数	C_0	$W / (m^2 \cdot K^4)$	5.6703	5.67
普朗克常数	h	$J \cdot s$	6.626176×10^{-34}	6.6262×10^{-34}
玻尔兹曼常数	k	J/K	1.380662×10^{-23}	1.3807×10^{-23}
真空中的光速	c_0	m/s	2.99792458×10^8	2.9979×10^8

在一些极限情况下,普朗克公式可简化为比较简单的近似式。在低温、短波,即 $c_2(\lambda T) \gg 1$ 时,普朗克公式中分母内的 1 可忽略不计,此时式(2-17)变为

$$E_{\lambda} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp[c_2/(\lambda T)]} \quad (2-18)$$

此式即第一章 1.2 节中提到的,1893 年由维恩提出的维恩分布定律。在 $T \leq 3000K, \lambda \leq 0.8 \mu m$ 的范围内,且当 $\lambda T \leq 0.22c_2$ 时,误差不超过 1%。

在 $c_2/(\lambda T) \ll 1$ 时,由普朗克公式(2-17)可得到另一简化式。将普朗克公式(2-17)中的指数项展成级数。令 $c_2/(\lambda T) = x$,得

$$\exp(x) = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots + \frac{x^n}{n!} + \dots$$

当 $x \ll 1$ 时, 级数中的高次项可忽略, 此时普朗克公式可简化为

$$E_{\text{bl}} = c_1 T / (c_2 \lambda^4) \quad (2-19)$$

此式称为瑞利 - 琼斯公式。当时上式的误差在 1% 以内。

用频率 ν 或 σ 波数来表示黑体的光谱时, 普朗克公式有不同的形式。利用式 (2-16) 及波长、波数、频率之间的相互关系

$$\lambda = c_0 / \nu \quad \sigma = 1/\lambda \quad d\lambda = -c_0 d\nu / \nu^2 \quad (2-20)$$

可得

$$E_{\text{bv}} = -E_{\text{bl}} \frac{d\lambda}{d\nu} = \frac{c_1 \nu^3}{c_0^4 \{\exp[c_2 \nu / (c_0 T)] - 1\}} = \frac{2\pi h \nu^3 c_0^{-2}}{\exp[h\nu / (kT)] - 1} \quad (2-21)$$

同理 可得

$$E_{\text{b}\sigma} = \frac{c_1 \sigma^3}{\exp(c_2 \sigma / T) - 1} \quad (2-22)$$

如黑体不处于真空中, 则必须考虑介质的影响。辐射能在介质中传递时, 介质中的光速为 $c = c_0/n$ 射线波长为 $\lambda_g = \lambda/n$ n 为介质的折射率, 除频率外, 光速和波长都会发生变化 所以 用频率 ν 来表示光谱, 有时会方便一些。如一个辐射换热系统, 具有多种介质, 如果辐射系统中介质中普朗克定律中的第一及第二辐射常数分别记为 $c_{1,g}$ 及 $c_{2,g}$, 有如下变化:

$$c_{1,g} = 2\pi h c^2 = 2\pi h \left(\frac{c_0}{n}\right)^2 = \frac{c_1}{n^2} \quad (2-23)$$

$$c_{2,g} = \frac{hc}{k} = \frac{hc_0}{kn} = \frac{c_2}{n} \quad (2-24)$$

代入式 (2-17) 以 $E_{\text{bl},g}$ 表示介质中黑体光谱辐射力, 则

$$E_{\text{bl},g} = \frac{c_{1,g} \lambda_g^{-5}}{\exp[c_{2,g}/(\lambda_g T)] - 1} = \frac{c_1 \lambda_g^{-5}}{n^2 \{\exp[c_2/(n\lambda_g T)] - 1\}} \quad (2-25)$$

如用真空中的波长, 则有

$$E_{\text{bl},g} d\lambda_g = \frac{c_1 \lambda^{-5} n^2 d\lambda}{\exp[c_2/(\lambda T)] - 1} = n^2 E_{\text{bl}} d\lambda \quad (2-26)$$

空气的折射率可认为等于 1 所以大气中的普朗克公式与真空中的相同。

由于辐射能在介质中传递时, 其频率与真空中的相同, 所以介质中的单频辐射力 $E_{\text{bv},g}$ 为

$$E_{\text{bv},g} = \frac{c_{1,g} c^{-4} \nu^3}{\exp[c_{2,g} \nu / (cT)] - 1} = \frac{2\pi h \nu^3 n^2 c_0^{-2}}{\exp[h\nu / (kT)] - 1} = n^2 E_{\text{bv}} \quad (2-27)$$

2.4 维恩位移定律

维恩位移定律说明黑体的峰值波长 λ_m 与温度的关系 可直接从普朗克定律导出。将 E_{bl} 对波长取极值得

$$\frac{\partial E_{\text{bl}}}{\partial \lambda} = 5c_1 \lambda^{-6} \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1} \{-1 + \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)\} \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1} \frac{c_2}{5\lambda T} \} = 0$$

解此式得到的波长即峰值波长 λ_m 令 $x = c_2/(\lambda_m T)$ 上式可写成

$$\exp x - (x \exp x)/5 - 1 = 0$$

此式是变量 x 的超越方程 解此式可得^[7]

$$x = c_2/(\lambda_m T) = 4.9651$$

所以

$$\lambda_m T = c_2/4.9651 = b \quad (2-28)$$

式中 b 为常数 见表 2-2 式(2-28) 即维恩位移定律的表达式。此式说明 黑体在波长 $\lambda_m = b/T$ 处有单色辐射力的峰值, 随着黑体温度升高, 峰值波长向短波方向移动。用此式可算出 黑体温度在 3 600K 以下时其峰值波长都在红外区。利用维恩位移定律, 可根据黑体的光谱求黑体温度。

将维恩位移定律的表达式代入普朗克公式(2-17), 即可得出黑体峰值光谱辐射力 $E_{b\lambda_m}$ 与温度的关系为

$$E_{b\lambda_m} = \frac{c_1 T^5}{(\lambda_m T)^5 [\exp(\frac{c_2}{\lambda_m T}) - 1]} = \frac{c_1 T^5}{b^5 [\exp(c_2/b) - 1]} = c_3 T^5 \quad (2-29)$$

此式表明, 黑体的峰值单色辐射力与黑体绝对温度的 5 次方成正比, $E_{b\lambda_m}$ 随温度的变化很剧烈。 c_3 的数值见表 2-2。

将 $E_{b\lambda_m}$ 作为 $E_{b\lambda}$ 的相对单位, 来表示普朗克公式, 可得

$$\frac{E_{b\lambda}}{E_{b\lambda_m}} = \frac{c_3}{(\lambda T)^5 [\exp(\frac{c_2}{\lambda T}) - 1]} \quad (2-30)$$

此式图示于图 2-6。由图可清楚地看出, 温度越高, 可见光能量占总能量的比例越大。

2.5 斯蒂芬 - 玻尔兹曼定律

斯蒂芬 - 玻尔兹曼定律指出, 黑体辐射力与其绝对温度的 4 次方成正比, 俗称四次方定律。其表达式为

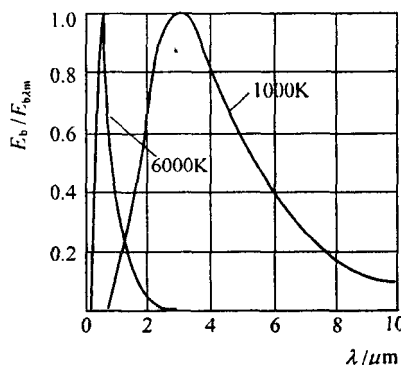
$$E_b = \sigma T^4 = C_0 \left(\frac{T}{100}\right)^4 \quad (2-31)$$

图中 2-6 用 $E_{b\lambda_m}$ 作为 $E_{b\lambda}$ 的相对单位表示的普朗克定律
 式中 σ 为黑体辐射常数 又称斯蒂芬 - 玻尔兹曼常数, C_0 为黑体辐射系数。它们的数值见表 2-2。

1879 年斯蒂芬从实验中得出此式, 1884 年玻尔兹曼用热力学理论推出, 现可直接由普朗克定律导出^[7]。利用普朗克定律及辐射力与光谱辐射力的关系式, 可得

$$E_b = \int_0^{\infty} \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp[c_2/(\lambda T)] - 1} d\lambda$$

令 $x = c_2/(\lambda T)$, 则



$$d\lambda = -c_2 dx / (Tx_2)$$

代入上式得

$$E_b = \frac{c_1}{c_2} T^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$$

其中

$$\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = - \int_0^\infty x^3 \left[\sum_{n=1}^\infty e^{-nx} \right] dx = \sum_{n=1}^\infty \int_0^\infty x^3 e^{-nx} dx = \sum_{n=1}^\infty \frac{3!}{n^4} = \frac{3! \pi^4}{90} = \frac{\pi^4}{15}$$

所以

$$E_b = \frac{\pi^4 c_1 T^4}{15 c_2^4} = \sigma T^4$$

介质中的四次方定律可利用式(2-27)得出。如介质折射率不随波长变化,则

$$E_{b_g} = \int_0^\infty E_{b_{\lambda_g}} d\lambda_g = \int_0^\infty n^2 E_{b_\lambda} d\lambda = n^2 \sigma T^4 \quad (2-32)$$

在不少实际问题中,需要计算某段波长内的辐射能量。例如,要计算波长 λ_1 到 λ_2 到波段内的黑体辐射力 $E_{b(\lambda_1-\lambda_2)}$ 参考式(2-3)可得

$$E_{b(\lambda_1-\lambda_2)} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{b_\lambda} d\lambda = \int_0^{\lambda_2} E_{b_\lambda} d\lambda - \int_0^{\lambda_1} E_{b_\lambda} d\lambda = E_{b(0-\lambda_2)} - E_{b(0-\lambda_1)} \quad (2-33)$$

式中 $E_{b(0-\lambda)}$ 表示波长由 0 到 λ 的黑体波段辐射力,它与温度和波长有关。 $E_{b(0-\lambda)} = f(\lambda, T)$ 的数值可在有关手册中查到,如[8]。由于有两个变量——波长及温度,所以这种表需要的篇幅较多。为了减少变量,引入相对波段辐射力 $F_{b(0-\lambda T)}$ 。黑体的相对波段辐射力是黑体波段辐射力与同温黑体辐射力之比,表示式如下:

$$F_{b(0-\lambda T)} = \frac{E_{b(0-\lambda)}}{E_b} = \frac{\int_0^\lambda c_1 \lambda^{-5} \{ \exp[c_2/(\lambda T)] - 1 \}^{-1} d\lambda}{\int_0^\infty c_1 \lambda^{-5} \{ \exp[c_2/(\lambda T)] - 1 \}^{-1} d\lambda} \quad (2-34)$$

令 $x = \lambda T$, 代入上式得

$$F_{b(0-\lambda T)} = \frac{\int_0^x x^{-5} \{ \exp[c_2/(x)] - 1 \}^{-1} dx}{\int_0^\infty x^{-5} \{ \exp[c_2/(x)] - 1 \}^{-1} dx} = f(x) = f(\lambda T) \quad (2-35)$$

根据此式得出的数值列于附录表 2 及图 2-7 上。文献[8]给出更详细的表,利用此表可方便地求出黑体某波段的辐射能量。

一盏 100W 的白炽灯,发光时钨丝的温度可达 2800K。如将灯丝按黑体计算,它在可见光波段 (0.38 ~ 0.76) 的辐射份额可用 $F_{b(0-\lambda T)}$ 计算出来。 $\lambda = 0.38 \mu\text{m}$ 时 $\lambda T = 1.064 \mu\text{m} \cdot \text{K}$, 由表查得 $F_{b(0-\lambda T)} = 0.0007$ 。 $\lambda = 0.76 \mu\text{m}$ 时 $\lambda T = 2.128 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ 查得 $F_{b(0-\lambda T)} = 0.0880$ 。所以可见光占总辐射能量的份额为

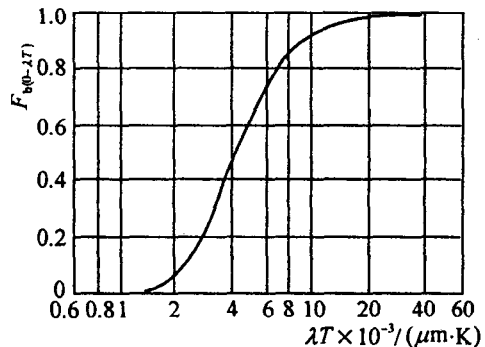


图 2-7 黑体相对波段辐射力 $F_{b(0-\lambda T)}$ 与 λT 的关系

$0.0880 - 0.0007 = 0.0873$ 即约占 8.7%。可见白炽灯中 90% 多的能量仅起了红外加热作用，不起照明作用。实际白炽灯的发光效率还要低，可见用热辐射方法来照明是很浪费的。

2.6 兰贝特定律

兰贝特 (Lambert) 定律也翻译为朗伯定律，光学中常用此译名。它描写了辐射能量按方向分布的规律。从定向辐射力 $E(\vartheta, \beta)$ 及定向辐射强度 $I(\vartheta, \beta)$ 的定义或式 (2-8) 可看出

$$E(\vartheta, \beta) = I(\vartheta, \beta) \cos\vartheta \quad (2-36)$$

对于漫辐射体，辐射强度与方向无关， $I(\vartheta, \beta) = I$ 。故

$$E(\vartheta, \beta) = I \cos\vartheta \quad (2-37)$$

这就是兰贝特定律的表示式。它说明，漫辐射体的定向辐射力随天顶角呈余弦规律变化，见图 2-8 故兰贝特定律也称为辐射余弦定律。黑体为漫辐射体，故遵守兰贝特定律。有的书上也称漫辐射体为兰贝特体，或朗伯体。

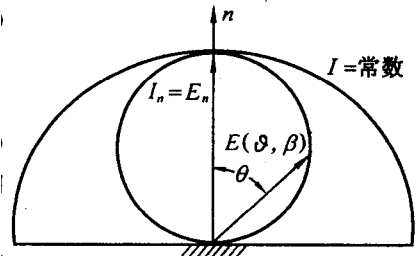


图 2-8 兰贝特定律图示

根据式(2-5)及兰贝特定律，漫辐射体的辐射力可写成

$$E = \int_{2\pi} E(\vartheta, \beta) d\Omega = I \int_{2\pi} \cos\vartheta d\Omega = I \int_{\vartheta=0}^{\pi/2} \int_{\beta=0}^{2\pi} \cos\vartheta \sin\vartheta d\vartheta d\beta = \pi I$$

此式表明，漫辐射体的辐射力是辐射强度的 π 倍。

工程中不存在天然的漫辐射体，所以兰贝特定律在工程应用时，需加上近似或简化假设或限制条件。

参 考 文 献

1 Van de Hulst H C. Light scattering by small particles. New York: John Wiley & Sons, 1957. 40 - 59

2 中华人民共和国国家标准. GB3102.6-93. 光及有关电磁辐射的量和单位. 国家标准局

3 常用红外辐射术语统一方案，红外研究，1983.(2)

4 中华人民共和国国家标准. GB12326.1-91. 太阳能热利用术语，第一部分

5 中华人民共和国国家标准 GB12326.2-91. 太阳能热利用术语，第二部分

6 国家标准送审稿. 热辐射术语. 国家技术监督局, 1996

7 曹才芝. 黑体辐射中的两个数学问题. 大学物理, 1985. (11)

8 朱焕文, 刘贤诗, 郑亲波, 杨存武, 俞福堂. 黑体辐射数据表. 北京: 科学出版社,

习 题

1. 太阳表面可近似地看成 $T = 5630\text{K}$ 的黑体, 试确定太阳发出的辐射能中可见光所占的百分数及其峰值波长。

2. 工件在炉内加热。如工件表面可视为黑体, 试计算工件温度为 800°C 及 1100°C 时, 所发出的可见光能量为 600°C 时的多少倍?

3. 一石英中有一黑体, 问该黑体的辐射力比其周围介质是空气时大多少? 相同波长或频率下的光谱辐射力相差多少? 峰值波长相差多少? 石英的折射率为 $n \approx 1.5$ 。

4. 假设辐射强度 I 随天顶角的变化关系为

$$I = I_n \quad 0 \leq \vartheta \leq 60^\circ$$

$$I = I_n - I_n \left[\frac{\vartheta}{30} - 2 \right]^2 \quad 60^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ$$

式中 I_n 为法向辐射强度。试推导表面辐射力与 ϑ 的关系式。

5. 介质中的普朗克定律为式 (2-25) 如考虑折射率随波长变化 试证明该式等号右边应乘上一个因子 $(1 + \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda})$ 。

6. 投射到地球表面的太阳辐射, 可分为两部分: 一是穿过大气层直接垂直投射到地表面部分, 它的能量为单位平方米垂直的投射能量 $q_s = 1000\text{W}/\text{m}^2$; 二是被大气层散射, 一部分散射到外空, 一部分投射到地表面。大气层散射的能量可认为各个方向都是一样的, 故可用辐射强度 I_s 表示, $I_s = 70\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr})$ 。如太阳光与地平面成 60° 角 试求太阳投射到单位地表面的总能量。

第三章 非黑体的热辐射

实际物体不是黑体，非黑体的热辐射性质与黑体不同，工程中常用多种系数来描述这些不同之处，这些系数表示了此物体与黑体辐射性质不同的个性，称为物体的热辐射物性系数。它们描述了物体的发射、反射、吸收辐射能的本领。本章偏重介绍固体表面的热辐射特性参数，一些介质热辐射特性参数将在第八、十一、十二章中介绍。本章还介绍了描述物体发射本领与吸收本领一般关系的基尔霍夫定律。实际物体的辐射特性很复杂，它们之间的辐射换热计算起来很麻烦，为了简化或忽略一些次要因素，提出一个理想物体——灰体。

本书介绍的主要内容属经典热辐射范畴，它有两个前提：一是符合局域平衡的假设；二是在大尺度范围内。本章简要地解释了它们的概念。

3.1 物体热辐射性能表示方法

3.1.1 发射率

描述物体发射本领的物性参数为发射率 ϵ ^[1]，又称为辐射率、黑度。应用光学中有时还称为热辐射效率、比辐射率等。它是黑体作为比较标准来描述的，它等于物体的辐射力 E 与同温度黑体辐射力 E_b 之比，无量纲，表示物体的发射本领接近黑体的程度，其值小于 1，最大等于 1，只有个别特殊情况，如小粒子的 ϵ 会大于 1，见第十二章粒子热辐射 12.3.3 节。表示式为

$$\epsilon = E/E_b \quad (3-1)$$

为了描述物体发射本领随光谱及方向的分布性质，引入定向光谱发射率 $\epsilon_\lambda(\vartheta, \beta)$ 定向发射率 $\epsilon(\vartheta, \beta)$ 及光谱发射率 ϵ_λ 。定向光谱发射率是物体的定向光谱辐射力与同温、同波长、同方向的黑体定向光谱辐射力之比，有的文献称为方向光谱发射率。 $\epsilon(\vartheta, \beta)$ 及 ϵ_λ 的定义与此类同，见式 (3-2)

$$\epsilon_\lambda = E_\lambda/E_{b\lambda} \quad (3-2a)$$

$$\epsilon(\vartheta, \beta) = E(\vartheta, \beta)/E_b(\vartheta, \beta) \quad (3-2b)$$

$$E_\lambda(\vartheta, \beta) = E_\lambda(\vartheta, \beta)/E_{b\lambda}(\vartheta, \beta) \quad (3-2c)$$

参照式 (2-5), (2-37) 和 (2-38)，光谱发射率可写成下列关系式：

$$\epsilon_\lambda = \frac{\int_{2\pi} \epsilon_\lambda(\vartheta, \beta) E_{b\lambda}(\vartheta, \beta) d\Omega}{\int_{2\pi} E_{b\lambda}(\vartheta, \beta) d\Omega} = \frac{\int_{2\pi} \epsilon_\lambda(\vartheta, \beta) I_{b\lambda} \cos\vartheta d\Omega}{\int_{d\Omega} I_{b\lambda} \cos\vartheta d\Omega}$$