

IR

辐射换热的 分析与计算

卞伯绘

清华大学出版社

内 容 简 介

全书共分九章,重点介绍了固体与气体辐射换热的分析与计算方法以及辐射与导热、对流换热耦合过程的分析与计算方法。书中共列举例题约 80 个,习题 100 余个,并对重要例题用 FORTRAN 语言编写了计算程序。

本书可供从事能源、动力、机械、航空、冶金、化工等领域的工程科技人员参考,也可作为大学有关专业师生的教学参考书。

辐射换热的分析与计算

卞伯绘 编著

王补宣 审订

☆

清华大学出版社出版

北京 清华园

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

☆

开本: 787×1092 1/16 印张: 23.75 字数: 557千字

1988年10月第1版 1988年10月第1次印刷

印数: 0001-1500 定价: 5.00元

ISBN 7-302-00219-3/TK·7(课)

序

热辐射不依赖常规物质接触传递热量,而是发射量子由电磁波传递热量的特殊方式,它是高真空条件下唯一的传热方式。辐射换热是指穿越空间在固体或者液体表面之间以及物体与环境之间由于相互辐射所引起的热量交换。有关热辐射本质的认识与研究,曾在上世纪末至本世纪初物理学的进程中占有重要地位。随着传热学的形成与现代工程技术的发展,特别是最近二十多年来宇航飞行器的设计、太阳能的开发利用以及高温作业和极低温隔热保温的需要,辐射换热的理论和实践促进了“辐射传热学”分支的形成和发展。

本书编著者卞伯绘同志,从1958年起长期从事热物理的教学和涉及燃烧与传热的科研工作,正在探索边缘性的燃烧传热和开展有关工业炉传热强化的具体研究,积累了许多心得体会。本书是根据编著者本人1980年以来,继本科专业基础课《传热学》之后,为清华大学工程热物理专业的进修生、研究生以及高年级五年制本科生专门开设《辐射传热》课程编写的讲义,经反复整理而成。全书着重讨论有关辐射换热的分析计算方法,详举实例,附自编FORTRAN语言的计算程序,指明可供进一步参考的文献资料,其深、广度都已远超过一般《传热学》书的辐射换热部分。

审订者认为本书富有教学参考价值,可供工程技术人员进修自学和工作中参阅。在书成付印之际,愿为之简略介绍如上。

王 补 宣

1986年3月于清华大学

前 言

辐射换热是传热学的重要分支。它主要研究物体之间以及物体与环境之间的辐射热交换。辐射换热的规律及其应用与发展国民经济及国防工业有密切联系。它在各种高温工程、能源利用、宇航事业发展中的重要性已逐渐被人们所认识。同时,它又是深入研究工程热物理各学科的一个重要基础。为此,清华大学热物理专业近年来在普通传热学基础上,又单独开设了辐射换热课程。此书是根据作者1980年以来为进修生、研究生以及高年级大学生讲授选修课所写讲义经改编而成,可作为有关专业大学生、研究生学习传热学或与辐射换热有关课程的教学参考书,也可作为具有大学文化程度的工程科技人员的自学用书。

本书侧重于介绍有关辐射换热的分析计算方法。全书共分九章:第一、二章简要介绍热辐射基本定律及固体表面辐射特性;由于辐射角系数是辐射换热计算中的一个重要参数,本书用第三章的全部篇幅介绍辐射角系数的各种计算方法;其余各章中除第七章部分内容为阐述气体辐射特性之外,主要篇幅用于讨论辐射换热的计算方法。

由于辐射换热过程在物理机制上不同于导热与对流换热,它不依赖于物体之间、或物体与流体之间的直接接触,而是通过电磁波或光(量)子的形式传递能量。其基本数学描述通常是用积分方程或积分-微分方程表达。因此,在本书中用了一定篇幅结合计算实例论述有关积分方程或积分-微分方程的数值解及近似解法。例如,在第四章介绍了点配法、权函数法、变分法、近似核法等。在第八章介绍了扩散近似法、指数核法、平均光程法、交换系数法、蒙特卡洛法、分区法等。

在工程问题中,辐射换热常伴随热传导、对流换热而出现。为此,必须注意多种换热方式的耦合过程及其在工程实际中的应用。本书第五章讨论了几类工程应用实例:几种常用散热器肋片的散热计算;高温气体管内流动的换热计算;太阳能集热器的换热计算;激光器的热稳定分析等。同时,在第九章里简要介绍了气体辐射换热与其它传热方式耦合过程的研究概况。

此外,书中特别注意在介绍基本物理概念及分析方法的同时编写一定数量的计算实例。同时,为了普及计算机技术,便于读者更具体地掌握数值计算方法,在一些重要实例中提供了用FORTRAN语言编写的计算程序。另外,为了帮助读者熟悉与掌握各章内容,在每一章后面皆附有若干练习题及该章的参考文献。

在本书的编写和出版过程中,得到了王补宣教授的热情指导和帮助,并为全书作了认真审定。清华大学工程热物理教研组的同志们给予了支持和关心。赵建新、周杰同志协助编写了部分计算程序,在此向他们表示衷心感谢。

由于作者水平所限,书中错误在所难免,欢迎读者批评指正。

作 者

1985年8月

主要符号表

α	吸收率	B	磁感应强度
ρ	反射率、密度	S	玻印亭矢量
τ_t	透射率	n	折射率
τ	光学厚度	F_{i-j}	辐射角系数
a	吸收系数	$\Phi(\theta, \varphi)$	相函数
κ	衰减系数	$K(x, \xi)$	积分方程核函数
γ	散射系数	Φ_{j-i}	交换系数
k	导热率	ω	立体角
E	辐射力	$E_n(x)$	指数积分
I	辐射强度	a_p	普朗克平均吸收系数
T	温度(绝对温度)	a_m	修正普朗克系数
J	有效辐射	S	源函数
G	入射辐射	A	面积
ε	辐射率	V	体积, 速度
q	热流密度	h	对流换热系数, 普朗克常数
Q	热流量	c_v	定容比热
t	时间	c_p	定压比热
λ	波长	p	压力
ν	频率, 运动粘度	u, v, w	速度
μ	磁导率, 动力粘度, $\cos\theta$	r	半径
σ_e	电导率	x, l, s	长度
σ	斯蒂芬-玻尔兹曼常数	L_g	平均光程
r_e	电阻率	$Pr = \frac{c_p \mu}{k}$	普朗特数
D	电位移矢量	$Nu = \frac{hx}{k}$	努谢尔数
E	电场强度	$Re = \frac{\rho u x}{\mu}$	雷诺数
H	磁场强度		
	电流密度		

下 标

b	黑体	$\triangle$	半球立体角
λ	单色波长	w	壁面
d	漫反射	g	气体
s	镜反射	i, j, k, m, n	节点位置、坐标位置

目 录

主要符号表	ix
第一章 热辐射与黑体辐射	1
§ 1.1 热辐射	1
§ 1.2 黑体辐射	3
1.2.1 黑体的辐射强度	4
1.2.2 黑体的辐射力	6
1.2.3 黑体辐射力按波长的分布——普朗克定律	7
1.2.4 斯蒂芬-玻尔兹曼定律	12
参考文献	14
习题	14
第二章 强吸收介质的表面辐射特性	16
§ 2.1 表面辐射特性的定义	16
2.1.1 辐射率	16
2.1.2 吸收率	19
2.1.3 反射率	21
2.1.4 基尔霍夫定律、漫射灰体	23
§ 2.2 固体表面的辐射特性	26
2.2.1 金属表面的辐射特性	27
2.2.2 非金属表面的辐射特性	30
2.2.3 光谱选择性表面	34
§ 2.3 应用电磁理论于表面辐射特性的计算	38
2.3.1 辐射波在电介质和金属中的传播	38
2.3.2 辐射波通过两种介质交界面的反射和折射	43
2.3.3 固体表面辐射特性的计算	47
参考文献	51
习题	52
第三章 辐射角系数及其计算方法	54
§ 3.1 辐射角系数的定义公式及其应用	54
3.1.1 两个微元表面之间的辐射换热及其辐射角系数	54
3.1.2 微元表面与有限表面之间的辐射角系数	57
3.1.3 有限表面之间的辐射角系数	61
3.1.4 辐射角系数用于漫射灰表面的条件	63

§ 3.2 辐射角系数的分析算法	64
3.2.1 环路积分法	64
3.2.2 代数法	70
3.2.3 封闭空腔法与张弦法	74
3.2.4 微分法	78
§ 3.3 辐射角系数的数值算法——蒙特卡洛法	79
3.3.1 蒙特卡洛法计算辐射传递系数的基本原理	81
3.3.2 计算辐射传递系数的通用程序框图与计算实例	84
参考文献	89
习题	89
第四章 漫射固体表面之间的辐射换热	92
§ 4.1 等温均匀漫射表面之间的辐射换热	92
4.1.1 净辐射法	92
4.1.2 热网络法	100
4.1.3 数值解法	106
§ 4.2 非等温非均匀辐射表面之间的辐射换热	111
4.2.1 辐射换热线性积分方程数值解	113
4.2.2 辐射换热线性积分方程近似解	128
4.2.3 辐射换热线性积分方程的分析解	144
§ 4.3 非灰体漫射表面之间的辐射换热	146
4.3.1 多带近似法	148
4.3.2 半灰体近似法	151
参考文献	155
习题	156
第五章 辐射、导热与对流耦合换热的应用	159
§ 5.1 几种类型散热器肋片的换热计算	159
5.1.1 板形直肋的散热计算	159
5.1.2 梯形环肋的散热计算	162
5.1.3 楔形腔直肋的散热计算	165
§ 5.2 高温气体在管道中流动的换热计算	176
§ 5.3 太阳能集热器的换热计算	194
§ 5.4 激光器的热稳定性分析	199
参考文献	213
习题	214
第六章 非漫射表面的辐射换热	217
§ 6.1 简单几何条件下镜反射与漫反射的比较	217

§ 6.2 镜反射面和漫反射面组成的封闭腔内的辐射换热	219
6.2.1 包含少量镜反射面的封闭腔	219
6.2.2 交换系数	226
6.2.3 包含有多个镜反射面的封闭腔	229
6.2.4 曲面镜反射的辐射交换	233
§ 6.3 同时具有镜反射与漫反射的表面所组成的封闭腔内的辐射换热	235
§ 6.4 包含有镜反射面的半灰体封闭腔内的辐射换热	239
参考文献	241
习题	242
第七章 气体辐射及其辐射能量传递的基本方程式	244
§ 7.1 气体对辐射能量的吸收、发射和散射	244
7.1.1 气体辐射的基本特性	244
7.1.2 在吸收性与散射性气体中辐射能量的衰减	246
7.1.3 气体的能量发射	252
7.1.4 气体的吸收率、辐射率和透射率	253
§ 7.2 辐射能量传递方程式	256
7.2.1 通用辐射传递方程与热流方程	257
7.2.2 平面气体层中的辐射能量传递方程和热流方程	260
7.2.3 几种简化条件下的辐射能量传递方程和热流方程	263
参考文献	270
习题	271
第八章 气体辐射换热的计算方法	272
§ 8.1 光学薄极限近似法	272
§ 8.2 扩散近似法	276
§ 8.3 平均吸收系数法	281
§ 8.4 温度线性化近似法	284
§ 8.5 指数核法	285
§ 8.6 米尔恩-埃丁敦近似法	289
§ 8.7 净辐射法	290
8.7.1 辐射热流方程式	290
8.7.2 几何平均透射率和几何平均吸收率	294
§ 8.8 平均光程法	297
8.8.1 平均光程的概念	297
8.8.2 平均光程法在工业炉辐射换热计算中的应用	301
§ 8.9 蒙特卡洛法	305
8.9.1 气体中能束的行程长度及气体发射能束的方向	306
8.9.2 两个无限大平板之间气体温度分布及传热的计算	307

§ 8.10 分区法	311
8.10.1 气体对表面的辐射	311
8.10.2 表面对表面的辐射	312
8.10.3 气体对气体的辐射	313
8.10.4 表面对气体的辐射	313
参考文献	314
习题	315
第九章 气体辐射、导热和对流的耦合换热	318
§ 9.1 辐射和导热耦合换热基本方程式及其极限情况下的解	318
§ 9.2 辐射和导热耦合换热的直接数值解	323
§ 9.3 辐射和导热耦合换热的指数核近似解	326
§ 9.4 辐射和导热耦合换热的级数展开近似解	329
§ 9.5 辐射和导热耦合换热的交换系数近似法	330
§ 9.6 气体管内流动的耦合换热	337
§ 9.7 层流边界层流动的耦合换热	342
9.7.1 光学薄近似解	343
9.7.2 光学厚近似解	345
参考文献	347
习题	348
附录	349
附录 1 黑体辐射函数表与辐射常数表	349
附录 2 常用辐射角系数一览表	355
附录 3 固体表面材料辐射特性表	361
附录 4 指数积分	365
参考文献	367

第一章 热辐射与黑体辐射

§ 1.1 热 辐 射

自然界所有物质,包括固体、液体、气体和等离子体,在常温下,尤其在高温下都能够以辐射方式发射能量。同时,也能够吸收其它物体辐射来的能量。在两个物体之间,由于这种能量的发射和吸收形成的辐射换热方式,同热传导、对流换热一样,也是一种能量的传输形式,而且在各种换热过程中总是或多或少地伴随有辐射换热。

电磁场理论指出:带电粒子在原子或分子内振动可以产生电磁波的发射和吸收。受热物体中带电粒子作热运动时具有加速度,而且有不同的运动频率,因而发射出不同波长的电磁波,这种现象就是热辐射。可见,在受热物体的热辐射中,辐射能是由辐射体中带电粒子热运动的能量转换而来,而辐射体从外界吸收能量则是通过热传递的方式而获得的。

由于热射线是一个振荡的电磁场,故其性质与其它电磁波如: X射线、 γ 射线等的基本性质是相同的。所有这些射线在介质中都以相同速度前进。在真空中电磁波的运动速度即光的速度($c_0 = 2.9979 \times 10^8 \text{ m/s}$)。在其它介质中的运动速度可以根据介质的折射率 n 来计算:

$$c = c_0 / n \quad \text{m/s} \quad (1.1.1)$$

各种电磁波仅仅是波长(或频率)有所不同。热辐射的波谱包括波长自 $0.1 \mu\text{m}$ 到 $100 \mu\text{m}$ 的所有电磁波。其中 $0.4 \mu\text{m} - 0.7 \mu\text{m}$ 是可见光区域,因此,大部分热辐射是在可见光以外的红外区及部分紫外区。热辐射的波长范围如图 1.1 所示。

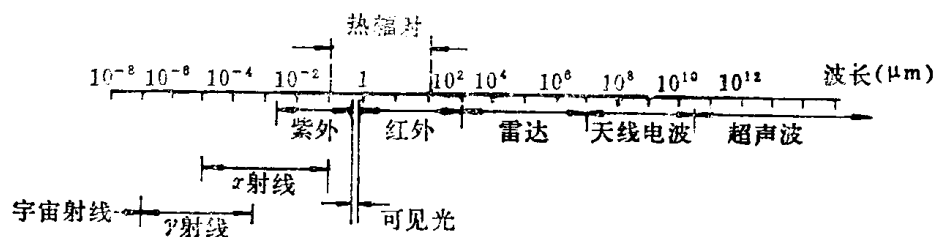


图 1.1 电磁波谱

在真空和均匀介质内,辐射线按直线前进。但是,当辐射线投射到两种不同介质的分界面上时往往分成两部分:一部分为界面所反射,而另一部分则进入介质内部(见图 1.2)。反射与折射规律符合普通光学物理中所引述的规律时,称为“镜反射”或“规则反射”。对于粗糙表面,入射线经过反射后向空间任何方向均匀漫射时,称为“漫反射”,如图 1.3 所示。由于工程上通常使用的固体表面属于漫射表面的居多(高精度加工的表面除外),因而在辐射换热研究中往往更侧重于漫射表面的研究。

现在考察辐射线投射在两种介质分界面的情况,当一定波长的射线穿过介质 1 投射

在分界面上时, 每单位时间投射在分界面单位面积上的能量称为“投射辐射”或“入射辐射”, 用 G_1 表示。其中, 一部分能量被反射后回到介质 1 内, 单位时间内随反射辐射而离

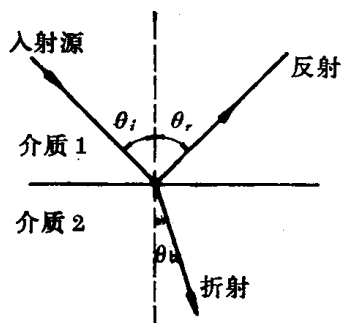


图 1.2 射线在介质交界面上的反射和折射

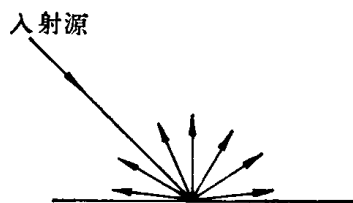


图 1.3 射线在表面上的漫反射

开分界面单位面积的能量用 $\rho_1 G_1$ 表示; ρ_1 为反射辐射与入射辐射之比, 称为“反射率”。辐射的其余部分则通过界面进入介质 2。如果介质 2 能够吸收辐射能, 那么这些能量中的一部分 $\alpha_1 G_1$ 将被介质 2 吸收; α_1 是被吸收的辐射能量对入射辐射之比, 称为“吸收率”。剩下的部分辐射能则透过介质 2 而离开, 这部分辐射能用 $\tau_{12} G_1$ 表示; τ_{12} 为透射辐射对入射辐射之比, 称为“透射率”。根据以上所述, 反射能量、吸收能量与透射能量之和应该等于全部入射的能量。脚码 λ 表示某一波长的单色辐射波。因而有

$$\rho_\lambda + \alpha_\lambda + \tau_{12} = 1 \quad (1.1.2)$$

参数 ρ_λ 、 α_λ 、 τ_{12} 与介质的性质及分界面的结构有关。一般说来, 固体和液体在表面很薄一层内就吸收了透射到它表面上的全部辐射能量。例如, 导电体的这一薄层厚度约为 $1\mu\text{m}$; 对于非导体, 除个别例外, 一般约为 $0.1\mu\text{m}$ 。因此, 固体和液体通常称之为“强吸收介质”。这些介质的透射率 $\tau_{12} \approx 0$, 而 $\rho_\lambda + \alpha_\lambda \approx 1$ 。不过玻璃, 石英等介质除外。另一方面, 当热辐射投射在两种气体介质的分界面时, 气体仅仅将此辐射能量中极微弱的部分反射回去, 即使气体层很厚, 也还是会有一部分能量透射过去。一般说来, 气体介质是弱吸收介质, 而反射率可以小到忽略不计, 即 $\rho_\lambda \approx 0$ 和 $\alpha_\lambda + \tau_{12} \approx 1$ 。

由于热辐射是一种电磁波, 可以在介质中传递, 也可以在真空中传递。因此, 物体之间所进行的辐射热交换就其物理机制而言, 与导热、对流换热方式有着本质上的差别。导热与对流换热都必须借助于物体之间或物体与流体之间的直接接触而进行热量的交换, 而热辐射则是由电磁波或光子来传输能量的, 可以不通过任何中间媒介物而进行。如果说一般介质中的换热可能三种换热方式都存在, 那么在真空中唯一可以依赖的换热方式就只是辐射换热。正因为如此, 近二十年来随同人造卫星、宇宙飞船、火箭技术的发展, 辐射换热的理论与实验研究也相应地得到了很大进展。

热辐射的另一个重要特点是物体辐射能量的大小与温度成四次幂函数关系。而热传导和对流换热量则与温度差呈线性关系。因而越在高温条件下辐射换热量的重要性越显著。例如, 当两个物体之间因温度差的存在而进行热交换时, 辐射换热量与 $\Delta\sigma T^4$ 成正比, (σ 是斯蒂芬-玻尔兹曼常数)。当 ΔT 相对平均温度 T_m 不是很大时, 可近似认为 $\Delta\sigma T^4 \approx 4\sigma T_m^3 \Delta T$ 。当平均温度 T_m 为常温 (300K) 时, $4\sigma T_m^3$ 约为 $6.12\text{W/m}^2\text{K}$, 相当于自然对流换热系数的数量级。但是, 在高温范围内, 例如 $T_m = 1800\text{K}$ 时, 则这个数值可能提高约 217

倍,大大超过一般的对流换热水平。因此,在高温设备如加热炉、动力锅炉、航空发动机燃烧室等装置中,必须考虑辐射换热所产生的影响。

由于能量传递机制上的差别,从而引起数学上描写辐射换热现象也与导热、对流换热有很大的不同。导热与对流换热的计算总是从一个微元体的能量平衡出发,只要已知紧邻此微元体周围的条件就可以写出这种能量平衡的微分方程式。而在辐射换热时,情况要复杂得多。若考察一个气体微元体的能量交换便可以发现,此微元体不仅与相邻物体产生能量的交换,而且与空间任意距离的气体微元体或固体壁面也将发生能量的交换。因此,能量平衡不仅与紧邻的微元体有关,还必须考虑到系统内所有其它微元体,故辐射换热通常都用积分方程来描写。此外,由于热辐射是一种电磁波现象,能够以不同波长或频率的电磁波传播,因而要考虑物质特性与波长的关系。对于全波长范围的辐射问题,就需要按波长进行积分,这也是产生积分方程的另一个原因。

§ 1.2 黑 体 辐 射

绝对黑体(或简称“黑体”)是一种理想物体。其定义可以简述如下:凡是在任何温度下对任何波长、任何角度入射的辐射能量全部都吸收,没有反射、也不允许辐射能量透射过去的物体,称之为“黑体”。换句话说,黑体就是吸收率为1、反射率及透射率都等于零的物体。

自然界中不存在完全的黑体,实际上只有少数物质表面对辐射能量的吸收能力接近于黑体,例如炭黑、碳化硅等。自然界中各种物质表面对辐射能量的吸收都小于黑体。引入“黑体”这一概念,是为了在研究实际物体对辐射能量的吸收、发射本领时有一个进行比较的标准。黑体所遵循的简单规律,可以作为自然界中各种千差万别的物质之间进行比较的标准。需要特别指明的是,“黑体”这个名字是由于物体吸收全波长的辐射能量、包括可见光范围的辐射线,因而该物体对人眼来讲表现为黑色的。但是也有一些物质虽对热辐射的吸收接近于黑体的性能,人眼所观察到的却并非黑色。例如,刷白漆的壁面对红外辐射的吸收近似于黑体(吸收系数 $\alpha = 0.9-0.95$),但是它不吸收可见光范围的辐射热,因而对人眼就不表现为黑色。再例如雪,对于红外辐射的吸收率是0.985,近乎黑体,但人眼看来却是白色的。

根据以上对黑体所下的定义,可以说黑体是对入射辐射能量百分之百地吸收的完善吸收体。我们同样也可以说,黑体是一种完善的发射体,它吸收最大可能的人射辐射能量,同时也能发射出最大量的辐射能量。可以这样来证明这一点:如图1.4所示,设想有一个温度均匀的黑体放在一个四周完全绝热、由任意形状的黑壁面封闭的真空腔中,腔体的温度均匀。假设腔壁温度与黑体的温度最初具有不同数值,经过一段时间的能量交换后,黑体与空腔达到同一均匀温度。在这种热力学平衡条件下,黑体辐射的能量必然等于它所吸收的能量。可见,黑体从空腔壁吸收了

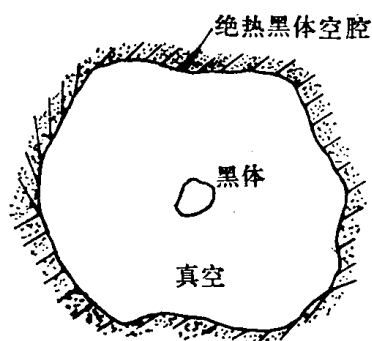


图 1.4 绝对黑体封闭腔

来自各个方向的各种波长的最大辐射能量。同时,它也向各个方向发射出各种波长同样

多的最大辐射能量。因此,黑体既是一种全吸收体,也是一种全发射体。不难看到,假若我们将空腔中的黑体移动位置或旋转到不同的方位,由于空腔和中间的黑体温度已处于平衡状态,不会影响物体吸收与发射的能量。所以黑体吸收与发射的能量与其在空腔中的位置及方位无关。这也就是说,黑体的辐射与方向无关,因而是各向同性的辐射。

假若黑体与空腔之间已经处于某一均匀平衡的温度状态下,我们再一次提高空腔的温度,显然,腔内黑体与腔壁之间的温度差异会引起二者之间的能量转移。经过一段时间后达到一个新的平衡状态。这时系统的温度必然高于第一次平衡态时的温度。既然,黑体吸收与辐射的热量应是对应于其温度水平的最大可能的能量,因而,在新的平衡状态下黑体吸收与辐射的能量必然比原来的能量大。因此,我们可以说,真空中黑体辐射的总能量仅仅是温度的单调函数。

由以上所述可知,黑体是一个全吸收体,也是一个全发射体,它吸收的能量愈大则往外辐射的能量也愈大。黑体的辐射是各向同性的。黑体辐射的总能量是温度的单调函数。黑体的这些辐射特性很适合于作为一般实际物体辐射的比较标准。应该指出,在以上讨论中,虽然是对全波长的总辐射特性而言,实际上这些结论也同样适用于单色波的黑体辐射。

1.2.1 黑体的辐射强度

辐射强度是用以表示物体表面在某一方向上所辐射能量大小的一个量。通常,辐射强度可以分为单色辐射强度(或称为谱强度)与全辐射强度两类。单色辐射强度是对某一波长 λ 而言,而全辐射强度是指全波长范围的辐射。

如图 1.5 所示, dA 是一黑体微元面,它向包含 dA 在内的平面上半球空间辐射能量。取半球的半径为 R 。 dA 对空间某一方向的辐射可用 (θ, φ) 来表示其方位。 θ 指射线与 dA 表面法线之间的夹角, φ 指射线在 dA 平面投影的方位角, $\varphi = 0$ 的位置可以是任取的。从半球底部中心点看半球所张的立体角是 2π 。

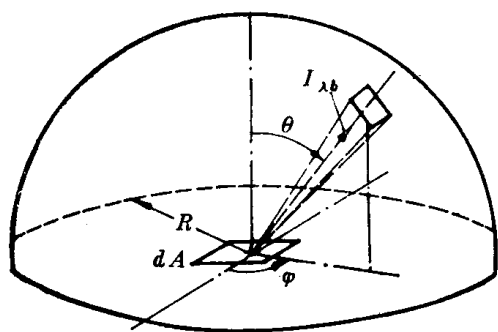


图 1.5 黑体表面的单色辐射强度

表面的辐射热量。

下面,我们利用图 1.7 来证明黑体辐射强度与发射角度无关。也就是说,沿半球空间各个方向上的辐射强度为常量。

取半径为 R 的等温黑体球形空腔,其中心处有黑体微元面 dA ,当 dA 与空腔处于热平衡状态时通过空腔的所有辐射必然是各向同性的。

黑体单色辐射强度定义为单位时间内黑体表面在垂直于 (θ, φ) 方向的单位投影面积发射出的、波长在 $\lambda - \lambda + d\lambda$ 单位波长间隔内、通过 (θ, φ) 方向上单位立体角的辐射能量。用符号 $I_{\lambda b}$ 表示。黑体单色辐射强度的定义为:

$$I_{\lambda b} = \frac{dQ_{\lambda b}}{dA_p \cdot d\omega \cdot d\lambda} \quad (1.2.1)$$

参看图 1.6, 上式中 $dA_p = dA \cdot \cos\theta$ 是 dA 在垂直于 (θ, φ) 方向的投影面积。 $d\omega$ 是由 dA 中心出发看 dA 所张的立体角。而 $dQ_{\lambda b}$ 代表黑体

考察球面上—微元面积 dA_s (图 1.7)。设此微元面 dA_s 向 dA 发射的能量在单位时

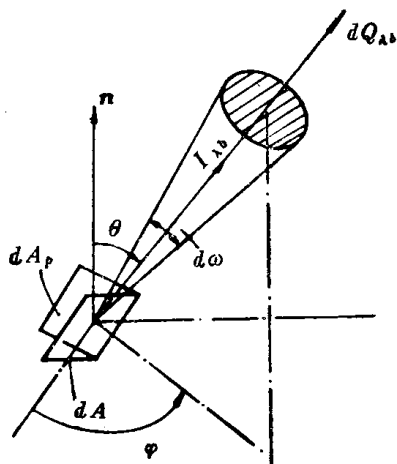


图 1.6 辐射强度的几何表示

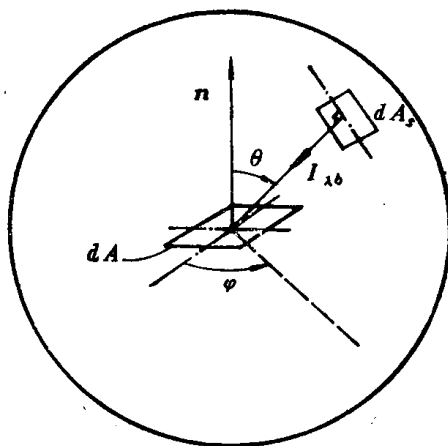


图 1.7 球形黑封闭腔内微元表面之间的辐射

间、单位立体角内为 $I_{\lambda bn}(\lambda) dA_s d\lambda$ 。因为从空腔壁面上向球中心发射的辐射线必然垂直于空腔壁面,故以 $I_{\lambda bn}(\lambda)$ 表示此法向单色强度。

单位时间表面 dA 吸收从 dA_s 发出的辐射能量为

$$dQ_{\lambda b}(\lambda, \theta, \varphi) = I_{\lambda bn}(\lambda) dA_s d\lambda d\omega_s$$

式中 $d\omega_s$ 是从 dA_s 出发看 dA_p 所张的微元立体角。而 $dA_p = dA \cos \theta$, 故

$$d\omega_s = \frac{dA_p}{R^2} = \frac{dA \cos \theta}{R^2}$$

单位时间从 dA 发射而被 dA_s 吸收的辐射能量为

$$dQ_{\lambda b}(\lambda, \theta, \varphi) = I_{\lambda b}(\lambda, \theta, \varphi) dA_p d\lambda d\omega_p$$

式中 $d\omega_p$ 是从 dA 出发看 dA_s 所张的微元立体角

$$d\omega_p = \frac{dA_s}{R^2}$$

因为 dA_s 与 dA 处于热平衡状态,各自从对方吸收的热量应相同。于是有:

$$\begin{aligned} dQ_{\lambda b}(\lambda, \theta, \varphi) &= I_{\lambda bn}(\lambda) dA_s d\lambda \frac{dA \cos \theta}{R^2} \\ &= I_{\lambda b}(\lambda, \theta, \varphi) dA_p d\lambda \frac{dA_s}{R^2} \end{aligned}$$

比较上式中右端等式便可给出:

$$I_{\lambda b}(\lambda, \theta, \varphi) = I_{\lambda bn}(\lambda) \equiv f(\theta, \varphi)$$

即黑体的辐射是各向同性辐射,黑体的辐射强度 $I_{\lambda b}(\lambda)$ 与角度 (θ, φ) 无关。

同理,这一规律也适用于全波长的辐射。黑体全辐射强度的定义为

$$I_b = \int_{\lambda=0}^{\infty} I_{\lambda b}(\lambda) d\lambda \quad (1.2.2)$$

此式代表单位时间黑体表面在垂直于 (θ, φ) 方向的单位投影面积发射的从 $0-\infty$ 全

波长范围的通过单位立体角的辐射能量。通常简称为“黑体辐射强度” I_b 。

1.2.2 黑体的辐射力

在研究辐射换热问题时最常用到的一个表明物体辐射能力的参量就是辐射力。根据辐射力是代表某一方向上的还是代表半球空间的，又可分别称为定向辐射力或半球辐射力。如果是指某一波长范围的则称为单色辐射力，如果指全波长范围的就称为全辐射力或总辐射力。有关定义将在以后分别介绍。

黑体的定向单色辐射力定义为单位黑表面在单位时间内辐射的波长在 $\lambda - \lambda + d\lambda$ 单位波长间隔内通过某一方向上单位立体角的能量。用符号 $E'_{\lambda b}$ 表示。参照图 1.6，其表达式为

$$E'_{\lambda b} = \frac{dQ_{\lambda b}}{dA \cdot d\omega \cdot d\lambda} \quad (1.2.3)$$

将公式(1.2.3)与公式(1.2.1)相对比，可得如下关系式：

$$E'_{\lambda b} = I_{\lambda b} \cdot \cos\theta \quad (1.2.4)$$

我们已知黑体单色辐射强度 $I_{\lambda b}$ 是与角度无关的量，由上式可知，黑体定向单色辐射力 $E'_{\lambda b}$ 是 (λ, θ) 的函数。公式(1.2.4)就是著名的兰贝特 (Lambert) 余弦定律。黑体辐射都遵循这一规律。

黑体定向单色辐射力对半球空间的立体角积分就得到黑体半球单色辐射力：

$$E_{\lambda b} = \int_{\Omega} E'_{\lambda b} d\omega \quad (1.2.5)$$

此处，符号“ $\int_{\Omega}$ ”指对整个半球立体角进行积分。

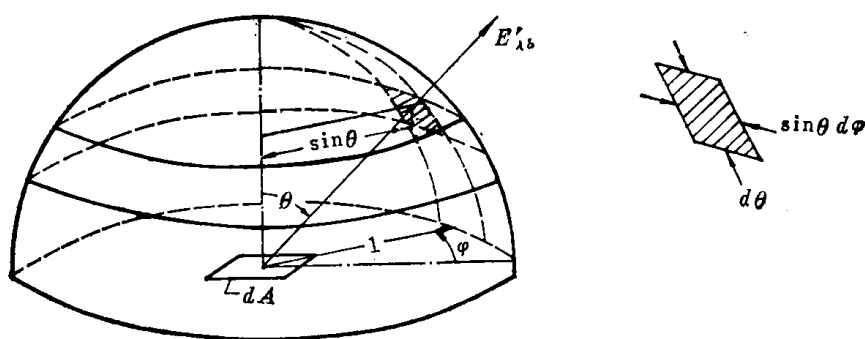


图 1.8 $R = 1$ 的半球空间

参看图 1.8 可知，微元立体角 $d\omega$ 与 θ, φ 有如下关系：

$$d\omega = \sin\theta d\theta d\varphi \quad (1.2.6)$$

又因为

$$E'_{\lambda b} \cdot d\omega = I_{\lambda b} \cdot \cos\theta \cdot \sin\theta d\theta d\varphi$$

于是有

$$E_{\lambda b} = I_{\lambda b} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta d\theta d\varphi = 2\pi I_{\lambda b} \int_0^1 \sin\theta d(\sin\theta) \quad (1.2.7)$$

$$E_{\lambda b} = \pi I_{\lambda b}$$

即黑体的半球单色辐射力是黑体单色辐射强度的 π 倍。

在表面 dA 的法线方向, $\theta = 0$, $E'_{\lambda b} = E'_{\lambda b n} = I_{\lambda b}$, 由此得到

$$E_{\lambda b} = \pi E'_{\lambda b n} \quad (1.2.8)$$

即黑体半球单色辐射力为表面法向单色辐射力的 π 倍。很显然, 将(1.2.7)和(1.2.8)两式对波长 $\lambda = 0 - \infty$ 积分, 等式仍然成立。于是得到如下结论: 黑体半球辐射力等于黑体辐射强度的 π 倍, 或者说, 黑体辐射力为其法向辐射力的 π 倍。用公式表示为

$$E_b = \pi I_b \quad (1.2.9)$$

或

$$E_b = \pi E_{b n} \quad (1.2.10)$$

半球辐射力常简称为“辐射力”。它代表单位时间单位面积向半球空间辐射的全波长范围的辐射能量。

1.2.3 黑体辐射力按波长的分布——普朗克定律

1900 年普朗克 (Planck) 根据量子理论并经过实验验证提出了真空中黑体单色半球辐射力与波长及绝对温度的函数关系式:

$$E_{\lambda b} = \pi I_{\lambda b} = \frac{2\pi c_1}{\lambda^5 [\exp(c_2/\lambda T) - 1]} \quad (1.2.11)$$

这就是著名的普朗克定律或者称为黑体辐射力按波长的分布公式。式中 c_1, c_2 是常数, T 是绝对温度, λ 是波长。

$$c_1 = hc_0^2, \quad c_2 = hc_0/k$$

c_0 是光在真空中的传播速度。 h 是普朗克常数。 k 是玻尔兹曼常数。它们的数值分别是:

$$c_0 = 2.997925 \times 10^8 \quad \text{m/s}$$

$$h = 6.626 \times 10^{-34} \quad \text{J} \cdot \text{s}$$

$$k = 1.381 \times 10^{-23} \quad \text{J/K}$$

由此得到:

$$c_1 = 0.59544 \times 10^8 \quad \text{W} \cdot \mu\text{m}^4/\text{m}^2$$

$$c_2 = 14388 \quad \mu\text{m} \cdot \text{K}$$

普朗克定律的另一种表达式是采用频率代替式中的波长。用频率表示的优点是: 当辐射线从一种介质进入另一种介质时, 频率保持不变, 而传播速度的改变会引起波长变化。

$$\text{因为} \quad \lambda = \frac{c_0}{\nu}, \quad d\lambda = -(c_0/\nu^2)d\nu$$

于是有

$$\begin{aligned} E_{\lambda b} d\lambda &= \frac{2\pi c_1 d\lambda}{\lambda^5 [\exp(c_2/\lambda T) - 1]} \\ &= - \frac{2\pi c_1 \nu^3 d\nu}{c_0^4 [\exp(c_2 \nu / c_0 T) - 1]} \\ &= - E_{\nu b} d\nu \end{aligned}$$

式中, ν 代表频率, $E_{\nu b}$ 是真空中每单位黑表面单位时间内所发射的频率在 $\nu - \nu + d\nu$ 单位频率间隔内的辐射能量, 或

$$E_{\nu b} = \frac{2\pi c_1 \nu^3}{c_0^4 [\exp(c_2 \nu / c_0 T) - 1]} \quad (1.2.12)$$

上述公式(1.2.11)及(1.2.12)是对辐射在真空中的传播而言。如果辐射不是在真空中

而是通过其它介质传播则必须考虑到式中的传播速度 c_0 已不适用。设辐射在某一介质 m 中的传播速度是 c , 根据光的传播原理, $c = c_0/n$, 这里 n 代表介质的折射率。于是, 上述公式中凡 c_0 都应应以 c 代替, 因而得到

$$\begin{aligned} c'_1 &= h \cdot c^2 = hc_0^2/n^2 \\ c'_2 &= h \cdot c/k = h \cdot c_0/n \cdot k \\ E_{\lambda_m b} &= \frac{2\pi c'_1}{\lambda_m^5 \left[\exp\left(\frac{c'_2}{\lambda_m T}\right) - 1 \right]} \\ &= \frac{2\pi c^2 h}{\lambda_m^5 \left[\exp\left(\frac{c \cdot h}{k \lambda_m T}\right) - 1 \right]} \\ &= \frac{2\pi c_0^2 h}{n^2 \lambda_m^5 \left[\exp\left(\frac{c_0 h}{n k \lambda_m T}\right) - 1 \right]} \end{aligned}$$

或

$$E_{\lambda_m b} = \frac{2\pi c_1}{n^2 \lambda_m^5 \left[\exp\left(\frac{c_2}{n \lambda_m T}\right) - 1 \right]} \quad (1.2.13)$$

同理, 可得

$$E_{\nu_m b} = \frac{2\pi n^2 c_1 \nu^3}{c_0^4 \left[\exp\left(\frac{c_2 \nu}{c_0 T}\right) - 1 \right]} \quad (1.2.14)$$

在真空中, $\nu = c_0/\lambda$; 在介质中, $\nu = c/\lambda_m$ 。频率 ν 在真空或介质中具有相同数值。由此得

$$\lambda_m = \frac{c \lambda}{c_0} = \frac{\lambda}{n} \quad (1.2.15)$$

即介质 m 中的辐射波长 λ_m 等于它在真空中的波长除以介质的折射率。当 $n = 1$ 时式 (1.2.13) 和 (1.2.14) 和真空中的关系式 (1.2.11) 及 (1.2.12) 完全相同。

根据普朗克公式中半球单色辐射力与波长和温度的关系按如下方式作图: 横坐标对应于波长 λ , 纵坐标对应于黑体半球单色辐射力 $E_{\lambda b}$, 对于某固定温度值计算 $E_{\lambda b} = f(\lambda, T)$ 的值, 最后可得到如图 1.9 所示的曲线组, 即黑体半球单色辐射力在几种绝对温度值情况下随波长的分布曲线。

图 1.9 表明: 当绝对温度值增大时, 在整个波长范围内辐射能量都增加。这个结论已在前面提过, 即黑体辐射能量随温度而单调增大。其次, 辐射力的峰值随温度增加而向较小的波长方向移动。同时, 还可以看出, 在较短波长下, 辐射能量随温度增加的速度比在长波范围内更迅速。

由图 1.9 所示曲线可以清楚地看到, 温度在 555K 以下的物体所辐射能量的波长范围基本上处在红外区, 不能被人眼所观测到。当物体温度升高时, 可见光区域的辐射能量增加, 才逐步为人的眼睛所感觉。由于曲线是由较低温度的红外区域向较高温度的紫外区发展, 因而当物体温度逐步升高时, 视觉上首先感受到红光, 然后转为白光。利用这一原理可以解释为什么在加热钢锭时温度在 500K 以内钢锭仍然呈现暗黑色, 升高温度后首先转变成暗红色, 然后随着温度的不断上升而呈现橙红色, ……直到明亮的白紫色。这是