



普通高等教育“十一五”国家级规划教材
PUTONG GAODENG JIAOYU SHIYIWU GUOJIAJI GUIHUA JIAOCAI

FUSHE JIEZHI CHUANRE

辐射介质传热

刘伟 周怀春 杨昆 娄春 编著



中国电力出版社

<http://jc.cepp.com.cn>

Thermal Energy & Power



普通高等教育“十一五”国家级规划教材
PUTONG GAODENG JIAOYU SHIYIWU GUOJIAJI GUIHUA JIAOCAI

FUSHE JIEZHI CHUANRE

辐射介质传热

编 著 刘 伟 周怀春 杨 昆 娄 春
主 审 陶文铨 黄素逸



中国电力出版社

<http://jc.cepp.com.cn>

内 容 提 要

本书为普通高等教育“十一五”国家级规划教材。

本书共 8 章, 主要包括辐射的基本物理过程、基本定律以及具有吸收、发射和散射能力辐射介质的有关特性与参数; 介质的辐射状态以及辐射参与介质能量传递的基本方程及其简化; 不存在导热和对流的辐射传热过程及其求解; 导热与辐射同时作用的传热过程及其求解; 导热、对流与辐射同时作用的传热过程及其求解; 工业炉膛内辐射换热的近似计算; 辐射介质传热过程的数值求解方法; 辐射介质传热的若干研究与工程应用。此外, 本书还附有六个关于辐射介质传热计算的源程序, 以方便读者作为算例自行练习。

本书可作为能源动力与工程热物理学科及其相关学科研究生和高年级本科生的教材, 同时还可供从事辐射研究的科技工作者参考。

图书在版编目 (CIP) 数据

辐射介质传热/刘伟等编著. —北京: 中国电力出版社, 2009
普通高等教育“十一五”国家级规划教材
ISBN 978-7-5083-7997-5

I. 辐… II. 刘… III. ①辐射热传递-高等学校-教材 ②热
介质-高等学校-教材 IV. TK124

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2008) 第 195536 号

中国电力出版社出版、发行

(北京三里河路 6 号 100044 <http://jc.cepp.com.cn>)

航远印刷有限公司印刷

各地新华书店经售

*

2009 年 5 月第一版 2009 年 5 月北京第一次印刷

787 毫米×1092 毫米 16 开本 17 印张 416 千字

定价 29.80 元

敬告读者

本书封面贴有防伪标签, 加热后中心图案消失
本书如有印装质量问题, 我社发行部负责退换

版权专有 翻印必究

前言

辐射传热涉及工业生产、国防科技和自然现象的诸多方面,尤其在电力、冶金、钢铁、化工、航天、材料、环境、气象、生命科学等行业或领域,辐射传热的理论和方法得到了广泛的应用,同时,它又是能源动力与工程热物理学理论的一个重要基础。

辐射传热是传热学的一个重要分支,而辐射介质传热则是辐射传热的一个十分重要的方面,它主要研究辐射参与或相干介质中的能量传递过程和行为。

目前,国内关于普通传热学的教材较多,也有一些关于高等传热学的研究生教材,然而专门介绍辐射传热的教材则较少。在这些书中,许多都以较大的篇幅介绍固体表面的辐射特性和计算方法,而系统论述辐射参与或相干介质传热则较少。因此,对于能源动力与工程热物理学及其相关学科研究生和高年级本科生的培养,尚缺乏较为合适的辐射传热教材。与其他的辐射传热教材不同,本书只是将辐射参与或相干介质作为论述和讨论的主要对象,因而取名为《辐射介质传热》,以期对国内辐射传热教材做有益补充。同时,本书还可作为从事辐射研究科技工作者的参考书。

本书第1章介绍辐射的基本物理过程、基本定律以及具有吸收、发射和散射能力辐射介质的有关特性与参数;第2章介绍介质的辐射状态以及辐射参与介质能量传递的基本方程及其简化;第3章介绍不存在导热和对流的辐射传热过程及其求解;第4章介绍导热与辐射同时作用的传热过程及其求解;第5章介绍导热、对流与辐射同时作用的传热过程及其求解;第6章介绍工业炉炉膛内辐射换热的近似计算;第7章介绍辐射介质传热过程的数值求解方法;第8章介绍辐射介质传热的若干研究与工程应用。此外,本书还附有六个关于辐射介质传热计算的源程序,以方便读者作为算例自行练习。

为了探索并改进辐射传热教材的选材和编写方式,力求使读者在阅读和学习本书后对辐射介质传热的理论和方法有较为完整的轮廓和清晰的理解,编者努力从四个方面突显特色:①在辐射理论上,加强基础,突出概念,侧重对辐射机理和分析;②在工程应用上,注重方法,引入实例,介绍辐射介质传热领域的新近研究进展;③在编写方式上,由浅入深,由表及里,强调方程和公式的数学和逻辑推演;④在内容安排上,层次清楚,结构严谨,保证全书具有一定的系统性。

本书是编者在多年从事辐射传热教学和科研工作的基础上,由所授研究生学位课程“辐射介质传热”的第二版讲义改编而成,由刘伟教授编写第1~5章,杨昆副教授编写第6章,周怀春教授和娄春博士编写第7~8章。全书由刘伟教授统稿。

本书由西安交通大学陶文铨院士和华中科技大学黄素逸教授主审,他们对本书的文字、内容、图表及符号等提出了许多建设性的修改意见,在此表示衷心感谢。

限于编者的学识和水平,书中难免有不妥之处,恳请读者批评指正。

编 著 者

2009年2月于武昌

目 录

前言

第1章 热辐射及介质的辐射特性	1
§ 1.1 辐射的基本物理过程及有关定律与定义	1
§ 1.2 辐射介质	6
思考题与习题	15
参考文献	16
第2章 辐射介质能量传递的基本方程	18
§ 2.1 能量守恒方程	18
§ 2.2 介质的辐射状态	19
§ 2.3 辐射传递过程	22
§ 2.4 辐射通量方程及其简化	27
§ 2.5 光学薄极限介质	35
§ 2.6 光学厚极限介质	38
§ 2.7 辐射滑移	41
思考题与习题	44
参考文献	45
第3章 忽略导热和对流的辐射传热	47
§ 3.1 灰体介质的辐射方程	47
§ 3.2 灰体介质辐射方程的近似解	51
思考题与习题	58
参考文献	59
第4章 导热和辐射的耦合传热	61
§ 4.1 能量方程	61
§ 4.2 能量方程的解	65
思考题与习题	73
参考文献	74
第5章 导热、对流和辐射的耦合传热	75
§ 5.1 边界层能量方程	75
§ 5.2 通道流中对流和辐射的复合传热	77
§ 5.3 介质流过平板时的复合传热	82
思考题与习题	101
参考文献	101
第6章 等温吸收性介质的辐射传热	103
§ 6.1 等温吸收性介质与壁面间的辐射传热	103

§ 6.2 炉膛辐射换热计算	106
§ 6.3 几何平均吸收率及几何平均透射率的确定	108
§ 6.4 射线平均行程长度的确定	110
思考题与习题	114
参考文献	114
第 7 章 辐射介质传热的数值求解方法	116
§ 7.1 热流法	117
§ 7.2 区域法	120
§ 7.3 离散坐标法	125
§ 7.4 蒙特卡洛法	129
§ 7.5 辐射传递方程求解的 DRESOR 法	139
思考题与习题	155
参考文献	156
第 8 章 辐射介质传热的若干应用问题	159
§ 8.1 辐射传热逆问题	159
§ 8.2 燃烧系统中的辐射传热	167
§ 8.3 瞬态辐射传热问题	192
§ 8.4 梯度折射率介质内辐射传热问题	202
思考题与习题	209
参考文献	210
附录 1 能级跃迁与气体辐射分类表	215
附录 2 卷积求导	216
附录 3 指数积分	217
附录 4 0 阶与 1 阶贝塞尔函数及虚宗量贝塞尔函数	219
附录 5 源程序	220

第1章 热辐射及介质的辐射特性

热辐射是能量传递的一种方式。与热对流和热传导不同,热辐射能量的传递不依赖于流体的宏观运动或分子的热运动,它可以在静止或运动的气体介质中传播,也可以在真空中传播,而且还可以在能够透射辐射的其他介质中传播。

视不同的分子结构,气体介质可能不参与辐射能的传递,也可能参与辐射能的传递。前者称为辐射透明介质,它不是辐射介质传热的研究对象;后者对于热辐射具有吸收、发射和散射能力,称为辐射参与或相干介质,亦可简称为辐射介质,它是能量传递的载体,为本书的主要研究对象。

本章第一节讲述辐射的基本物理过程以及与辐射有关的基本定律和定义;第二节讲述具有吸收、发射和散射能力的辐射介质的有关特性与特性参数。

§ 1.1 辐射的基本物理过程及有关定律与定义

1.1.1 物理过程

现代物理学认为:辐射是物质的固有属性,原子内部电子的振动或激发将交替地产生变化的电场和磁场,从而发射电磁波或释放光子,于是就形成了辐射。这样,对辐射能有两种不同的解释:从电磁理论的观点看,辐射能是由电磁波进行输送的能量;从量子理论的观点来看,辐射能是由光子进行输送的能量,且电磁波以光速传播。

由上述两点可以看出,辐射具有波动和粒子“二象性”。这两种理论对辐射过程与现象的描述与解释是统一的、互补的。一方面,电磁波和光子都是以光速进行传播,辐射能也是以光速传播的;另一方面,在分析热辐射的频率和波长时,用电磁理论较为方便,而在解释热辐射的过程机理,尤其是相干介质的辐射机理时,用量子理论较为方便。

在分析辐射介质传热的基本物理过程时,常常会用到量子力学的一些基本原理或理论,列举如下。

光子能量:

$$E = mc^2 = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (1-1)$$

光子动量:

$$Pe = \frac{h\nu}{c} = mc = \frac{h}{\lambda} \quad (1-2)$$

光子速度:

$$c = \lambda\nu = \frac{c_0}{n} \quad (1-3)$$

上几式中: E 为光子能量, J; c 为光子速度, m/s; h 为普朗克常数, J·s; ν 为辐射电磁波频率, Hz; m 为光子质量, kg; Pe 为光子动量, kg·m/s; λ 为辐射电磁波波长, m; c_0 为真空中的光子速度, m/s; n 为介质的折射系数(在真空中: $n=1$; 在气体中: $n \approx 1$; 在玻璃、石英以及水等透光体中: $n \approx 1.52$)。

光子的能量、动量与光子的波长、频率之间的关系由式 (1-1)~式 (1-3) 给出。由式 (1-1) 可以看出, 光子的能量与波长 (频率) 和光子速度有关, 这就把光子的波和粒子的二象性有机地联系起来, 也即从能量的观点可以认为: 不同波长或频率的单色光的光子各不相同, 或者说, 不同波长或频率的光子具有不同的能量。

原子内部电子的振动或激发产生了电磁波的传播, 即所谓“波动说”; 同时, 所释放的光子在辐射方向直线传播, 直到被其他原子吸收为止, 即所谓“射线说”。下面分别进行介绍。

(1) 关于波动说。麦克斯韦在 19 世纪 70 年代建立了光电磁理论, 提出了光的“波动说”, 认为: 光波是电磁波的一种, 并从本质上证明了光和电磁现象的统一性。说明: 光是电磁波。

(2) 关于射线说。爱因斯坦在 1905 年提出了“光子假说”, 认为: 光是具有一定的质量、动量和能量的粒子所组成的粒子流, 这种粒子即为光子, 并以射线方式传播。说明: 光是粒子流。

光的波动性和粒子性的关系体现为: 从粒子性来看, 质量为 m 的光子, 以速度 c 运动时, 具有能量 E 和动量 Pe ; 从波动性来看, 光波又具有一定的波长 λ 和频率 ν 。

值得指出: 不仅仅辐射与光具有二象性, 所有微观粒子 (分子、原子、质子、中子、电子等) 都具有波动性和粒子性, 其基本关系由德布罗意公式给出。

热辐射是辐射现象的一种, 是因介质具有温度而传递的辐射能。具体地说, 热辐射是指由于介质内部的热运动而激发的电磁辐射, 这种辐射取决于介质的温度, 对于处于不同温度水平的介质来说, 其辐射能力是不同的。从量子理论的观点来看, 热辐射的发射是指介质内部的原子由高能级跃迁到低能级的过程, 体现为介质温度下降; 热辐射的吸收是指介质内部的原子由低能级跃迁到高能级的过程, 体现为介质温度上升。

表 1-1 为黑体的温度变化范围对应的主要热辐射波长。

表 1-1 黑体的温度变化范围对应的主要热辐射波长

温度 (K)	辐射波谱名称	波长 (μm)
>4144	可见光	$0.3\sim0.72$
$4144\sim1922$	红外辐射	$0.72\sim1.5$
$1922\sim533$	中红外辐射	$1.5\sim5.6$
$533\sim273$	远红外辐射	$5.6\sim1000$

由表 1-1 可见, 在工程上所涉及的温度范围内, 大多对应“热辐射”的波长。另外, 黑体辐射的总能量大部分都集中在波长为 $0.3\sim1000\mu\text{m}$ 的热射线范围内, 或在波长为 $0.3\sim100\mu\text{m}$ 的更小热射线范围内。

1.1.2 普朗克定律

1. 普朗克定律的频率表达式

1900 年, 普朗克根据量子理论并经过实验验证提出了真空中黑体辐射力的光谱分布规律。当黑体周围介质的折射系数为 n 时, 普朗克定律表达式为

$$e_{\text{bw}}(T) = \frac{2\pi h \nu^3 n^2}{c_0^2 [\exp(h\nu/kT) - 1]} \quad (1-4)$$

式中: k 为波尔兹曼常数: $k=1.380\times10^{-23}$, J/K; h 为普朗克常数: $h=6.625\times10^{-34}$, J·s; c_0 为真空中的光速: $c_0=2.998\times10^{10}$, cm/s。

式 (1-4) 表明: 黑体单色辐射力 (也可称为能谱辐射力) 是频率 ν 和黑体绝对温度 T 的

函数, $e_{\text{bw}} = f(\nu, T)$; 在 $d\nu$ 频率范围内, 单位时间内从黑体表面的单位面积所发射的辐射能可用 $e_{\text{bw}} d\nu$ 表示。式 (1-4) 中的常数又称为黑体辐射常数。

2. 普朗克定律的波长表达式

普朗克定律还可以表达为波长的形式。根据折射系数与波长无关的假设, 由光速表达式 (1-3) 得到

$$\nu = \frac{c_0}{n\lambda}, \quad d\nu = -\frac{c_0}{n\lambda^2} d\lambda$$

由关系式

$$e_{\text{b}} = \int_0^\infty e_{\text{bw}} d\lambda = \int_\infty^0 e_{\text{bw}} d\nu$$

得到

$$e_{\text{bw}} d\lambda = -e_{\text{bw}} d\nu$$

以上各式与式 (1-4) 联立有

$$e_{\text{bw}} = -e_{\text{bw}} \frac{d\nu}{d\lambda} = e_{\text{bw}} \frac{c_0}{n\lambda^2} = \frac{2\pi h \nu^3 n^2}{c_0^2 [\exp(h\nu/kT) - 1]} \frac{c_0}{n\lambda^2}$$

再以 $\nu = \frac{c_0}{n\lambda}$ 代入上式, 并整理得

$$e_{\text{bw}} = \frac{2\pi h c_0^2}{n^2 \lambda^5 [\exp(hc_0/n\lambda kT) - 1]} \quad (1-5)$$

若令

$$c_1 = 2\pi h c_0^2, \quad c_2 = hc_0/k$$

则式 (1-5) 简化为

$$e_{\text{bw}} = \frac{c_1}{n^2 \lambda^5 [\exp(c_2/n\lambda T) - 1]} \quad (1-5a)$$

如果将真空单色辐射力 $E_{0\lambda}(\lambda, T)$ 除以 $\sigma_0 T^5$, 则可得关于变量 λT 的一个单元函数如下:

$$f(\lambda T) = \frac{e_{0\lambda}(\lambda, T)}{\sigma_0 T^5} = \frac{c_1}{\sigma_0 (\lambda T)^5 (e^{c_2/\lambda T} - 1)} \quad (1-5b)$$

上几式中: 下标 b 表示黑体; σ 为斯忒藩-玻尔兹曼常数: $\sigma = 5.668 \times 10^{-12}$, $\text{J}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{K}^4)$; c_1 为普朗克定律第一常数: $c_1 = 3.740 \times 10^{-12}$, $\text{J} \cdot \text{cm}^2/\text{s}$; c_2 为普朗克定律第二常数: $c_2 = 1.4387$, $\text{cm} \cdot \text{K}$ 。

式 (1-5) 和式 (1-5a) 说明: 黑体单色辐射力也可表达为波长 λ 与黑体绝对温度 T 的函数, $e_{\text{bw}} = f(\lambda, T)$; 在 $d\lambda$ 波长范围内, 单位时间内从黑体表面的单位面积所发射的辐射能可用 $e_{\text{bw}} d\lambda$ 表示。黑体单色辐射力的单位为: W/m^3 或 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$, 其分布见图 1-1。

1.1.3 维恩位移定律

将普朗克定律波长表达式 (1-5a) 的两边同除以 $\sigma n^3 T^5$, 得

$$\frac{e_{\text{bw}}}{\sigma n^3 T^5} = \frac{c_1/\sigma}{(n\lambda T)^5 [\exp(c_2/n\lambda T) - 1]} \quad (1-6)$$

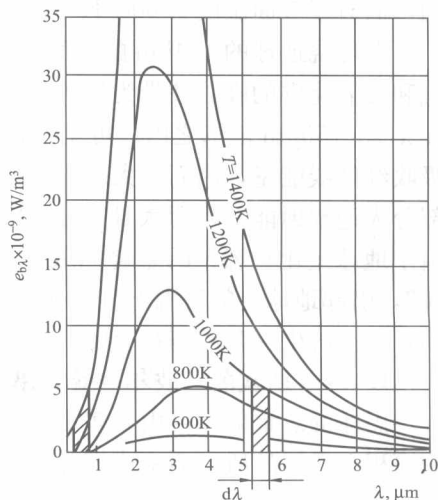


图 1-1 黑体辐射力的分布

式 (1-6) 也可表达为

$$\frac{e_{\text{bl}}}{\sigma n^3 T^5} = f(n\lambda T) \quad (1-6a)$$

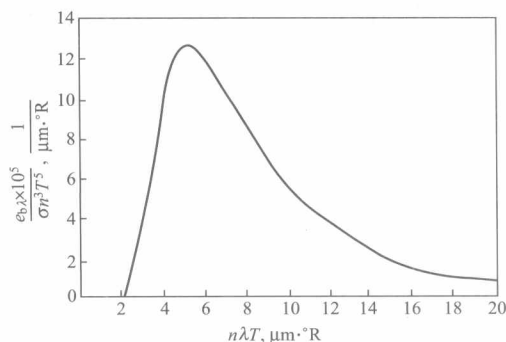


图 1-2 黑体辐射力的峰值

式中: $e_{\text{bl}}/\sigma n^3 T^5$ 是单一变量 $n\lambda T$ 的函数, 将这一函数关系绘制成的曲线见图 1-2。图中可见, 在给定温度下, 黑体辐射力达到极大值所对应的 $n\lambda T$ 是一个恒定的值, 即有

$$n\lambda_m T = 5216 (\mu\text{m} \cdot ^\circ\text{R}) \quad (1-7a)$$

式中: $^\circ\text{R}$ 为朗肯温度。此外, 还可推得关于绝对温度 K 的 $n\lambda_m T$ 表达式。

对普朗克定律波长式 (1-6) 微分, 并令其为零, 即 $\frac{\partial e_{\text{bl}}(\lambda, T)}{\partial \lambda} = 0$, 于是, 可得到关于变量 $n\lambda T$ 的超越方程, 即

$$\frac{c_2}{n\lambda T} = 5(1 - e^{-c_2/n\lambda T})$$

求解上述方程即得

$$n\lambda_m T = 2.8978 (\text{mm} \cdot \text{K}) \quad (1-7b)$$

式 (1-7a) 和式 (1-7b) 即为著名的维恩位移定律, 由维恩于 1896 年用经典热力学理论导出。该定律表明: 在某一温度下, 黑体辐射力达到最大值时的波长 λ_m 与黑体温度 T 的乘积是一个常数; 同时, 该定律也可表述为: 黑体辐射能量按波长分布的高峰值将随温度的升高而移向波长较短的一边。

利用维恩定律也可对非黑体的辐射现象作出解释。例如: 随着温度的升高, 物体所发射的能谱中可见光的份额越来越多, 由于最大单色辐射力向短波方向移动, 因而, 人的肉眼可感觉到辐射体 (如被加热的钢锭) 的颜色和亮度会发生变化, 如: 从暗红色、黄色、亮黄色, 逐渐变为亮白色。对于低于 1200K 的物体, 辐射总能量的 90% 以上在 $1 \sim 20 \mu\text{m}$ 波长范围, 而对于表面温度为 6000K 的太阳, 辐射总能量的三分之一以上属于可见光波段。

在环绕地球的 144km 的大气层中, 臭氧 (O_3) 的吸收波带为: $\lambda = 0.2 \sim 0.31 \mu\text{m}$; 水蒸气和二氧化碳的吸收波带为红外辐射波带。对于温度为 25°C 的大地, 其辐射能量的 97% 都在 $\lambda = 3 \sim 50 \mu\text{m}$ 范围之内。可见, 大气中的臭氧只吸收紫外线能量, 水蒸气和二氧化碳主要吸收红外线能量, 因而, 大气层容许太阳辐射能流的大部分透射到地球表面, 却又能吸收大部分大地辐射能, 阻碍大地辐射能流透射到外层空间, 这就是大气层的所谓“温室效应”。由于地球上化石燃料的燃烧向大气层中释放了大量的二氧化碳, 更加增强了这种“温室效应”, 引起地球上的气温上升、冰雪融化、海水上涨等, 产生了严重的环境和生态问题, 影响到人类的生存和经济社会的可持续发展。

1.1.4 斯忒藩—波尔兹曼定律

黑体的总辐射力可由 e_b 表示 (下标 b 表示黑体), 它代表单位时间内, 从黑体表面的单位面积上发射的所有频率或全部波长的总能量。

$$e_b(T) = \int_0^\infty e_{b\nu}(T) d\nu \quad (1-8)$$

将普朗克定律的频率表达式 (1-4) 代入式 (1-8), 可得

$$e_{bw}(T) = \int_0^{\infty} \frac{2\pi h \nu^3 n^2}{c_0^2 [\exp(h\nu/kT) - 1]} d\nu \quad (1-9)$$

若令

$$x = \frac{h\nu}{kT}$$

即

$$\nu = \frac{kT}{h}x, \quad d\nu = \frac{kT}{h}dx$$

则式 (1-9) 可改写为

$$e_b(T) = \int_0^{\infty} \frac{2\pi h \left(\frac{kT}{h}x\right)^3 n^2}{c_0^2 [e^x - 1]} \frac{kT}{h} dx = \int_0^{\infty} \left[n^2 \frac{2\pi k^4}{c_0^2 h^3} T^4 \right] \frac{x^3}{e^x - 1} dx \quad (1-9a)$$

积分上式得

$$e_b(T) = n^2 \frac{2\pi^5 k^4}{15c_0^2 h^3} T^4 \quad (1-9b)$$

再令

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c_0^2 h^3}$$

则式 (1-9b) 可表达为

$$e_b(T) = n^2 \sigma T^4 \quad (1-10)$$

式 (1-10) 就是黑体辐射的斯忒藩—波尔兹曼方程, 通常以 $n=1$ 的形式出现, 其中, 黑体辐射力 e_b 的单位为 W/m^2 。该式又称为黑体辐射“四次方定律”, 由波尔兹曼于 1884 年用经典热力学理论证明, 虽比普朗克定律早了 16 年, 但由普朗克定律也可证明斯忒藩—波尔兹曼定律。另外, 斯忒藩早于 1878 年就由实验发现: 不同物体的辐射力与其表面绝对温度的四次方成正比。对于非黑体则有: $e(T) = \epsilon \sigma T^4$, ϵ 为物体的表面黑度。

1.1.5 辐射强度与辐射能通量

1. 辐射强度

为了描写离开物体表面向着某一方向传递的辐射能的数量, 仅使用射线的概念是不合适的。我们用辐射强度来描写在某个方向上传递的辐射能量, 并用字母 i 来表示。所谓辐射强度, 是指在单位时间内, 离开与辐射束垂直的表面的单位面积, 在单位立体角内的辐射能, 如图 1-3 所示。图中的 $d\omega$ 表示微元立体角。

若以 $d\Phi$ 代表单位时间内、离开单位面积、在 θ 方向上包含在立体角 $d\omega$ 内的辐射能, 则有

$$i = \frac{d\Phi}{d\omega \cos\theta} \quad (1-11)$$

式中: $d\Phi$ 为 $d\omega$ 内的辐射能/(时间·面积); i 为辐射能/(时间·立体角·⊥面积)。

需要进一步说明的是: 辐射强度 i 又称为定向辐射强度, 用来描述在某个方向上传递的辐射能数量。辐射强度的文字表述为: 单位时间内, 离开与辐射束垂直表面的单位面积上,

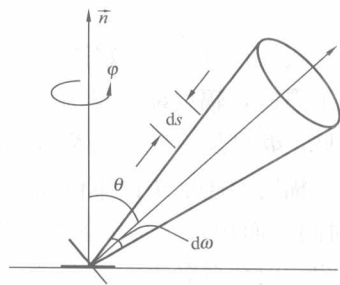


图 1-3 具有 $d\omega$ 微元立体角的辐射束

包含在单位立体角的辐射能。辐射强度与单色辐射强度的关系为 $i = \int_0^\infty i_\lambda d\lambda$ 。

2. 辐射能通量

对辐射强度的表达式 (1-11) 积分, 可求得离开某一表面进入该表面上半球空间内的辐射能通量如下:

$$\Phi = \int_{\text{半球立体角}} i \cos\theta d\omega$$

注意到 $i = i(\theta, \varphi)$, 且对于 φ 方向各向同性表面有 $i = i(\theta)$, 于是

$$\Phi = \int_{\text{半球立体角}} i(\theta) \cos\theta d\omega$$

根据图 1-4, 有

$$d\omega = \frac{df}{r^2}, \quad df = rd\theta \cdot r\sin\theta d\varphi$$

即

$$d\omega = \sin\theta d\theta d\varphi$$

因此有

$$\Phi = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} i(\theta) \cos\theta \sin\theta d\theta d\varphi \quad (1-12)$$

对于漫发射体, 在所有 θ 方向上具有均匀的辐射强度, 即

$$i(\theta) = i = \text{const}$$

于是有

$$\Phi = i \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta d\theta$$

对上式积分得到

$$\Phi = \pi i \quad (1-13)$$

式 (1-13) 的文字表达为: 对于一个漫发射体, 其辐射能通量为其辐射能强度的 π 倍。对于黑体, 辐射能通量为: $\Phi = e_b = \pi i_b$; 对于任意的漫发射体, 辐射能通量为: $\Phi = e = \pi i$ 。可见, Φ 只是一个通用符号而已, 可以是 e_b , 也可以是 e , 等等。

辐射能通量 Φ 的单位和辐射力 e 的单位相同: W/m^2 。由文字简化表达式: Φ 为辐射能/(时间·面积); i 为辐射能/(时间·立体角· $\perp$ 面积)。可见, 通量 Φ 与强度量 i 的单位是不同的, 应在概念上予以区分。

§ 1.2 辐射介质

辐射介质是指对辐射具有吸收、发射和散射本领的介质, 又可称为辐射参与介质或辐射相干介质, 如 NH_3 、 CO_2 、 H_2O (水蒸气)、 O_3 (臭氧)、烟气等, 它不同于辐射透明介质, 如 O_2 、 H_2 、空气等。

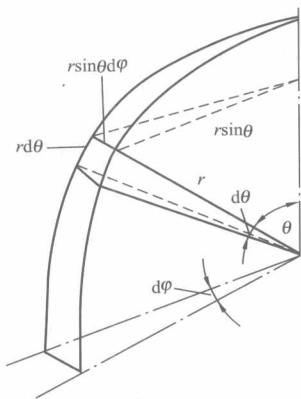


图 1-4 计算微元立体角的几何关系

1.2.1 基本概念

1. 气体的电离

气体的电离就是把气体的原子和(或)分子转变为离子的过程。在通常情况下,气体中的原子或分子是呈中性的,仅有极小量的正离子。当用火焰或高温体将气体加热至高温时,气体就会发生电离。气体中的一部分原子或分子在吸收了高温辐射源的能量后,如果所吸收的能量大于电子的逸出功(即电子从原子或分子内部逸出时所需要的功),电子就能离开原子或分子而成为自由电子,原来的原子或分子则成为正离子。

2. 原子或分子的能级跃迁

气体对热辐射能的吸收和发射,常伴随着气体的原子或分子的能级之间的跃迁,其基本类型包括三种情况:束缚态—束缚态跃迁;束缚态—自由态跃迁;自由态—自由态跃迁。

当气体中的原子或分子产生能级跃迁时,电子并没有从原子或分子中逸出,负电子仍然被带正电荷的原子核所牢牢束缚,原子或分子呈中性,气体能级跃迁的这种状态即为束缚态。反之,当气体中的原子或分子产生能级跃迁时,由于气体被电离的缘故,带负电荷的电子离开中性原子或分子,即负电子从原子核的束缚中逃逸出来而呈现自由状态,原来的原子或分子则变为离子而呈阳性,气体能级跃迁的这种状态则称为自由态。

气体分子或原子在束缚态下具有三种能级跃迁形式:电子能级、振动能级和转动能级跃迁。气体中的原子或分子产生电子能级跃迁时,具有很高的频率(或很小的波长),因此,这种能级跃迁在紫外线、可见光和近红外的范围内产生吸收—发射谱线。换句话说,在电子能级跃迁状态下的原子或分子所组成的气体,其吸收—发射能谱在紫外线、可见光和近红外的波段范围内。这时的原子或分子并未发生电离分解,故属于束缚态—束缚态能级跃迁。气体中的原子或分子产生振动或转动能级跃迁时,具有较小的频率(或较大的波长),因此,这种能级跃迁在红外线和远红外的范围内产生吸收—发射谱线。换句话说,在振动或转动能级跃迁状态下的原子或分子所组成的气体,其吸收—发射能谱在红外线和远红外的波段范围内。这时,原子或分子并未发生电离分解,故也属于束缚态—束缚态能级跃迁。

简而言之,气体分子或原子在束缚态下发生电子能级、振动能级或转动能级跃迁时,气体中的原子或分子仍为整体,未发生电离分解。但是在高温下,气体中的原子或分子会因电离而分解为负电子和正离子,这时,气体分子或原子会发生具有“自由态”特征的能级跃迁。能级跃迁的形态可示意如下:



1.2.2 介质对辐射的吸收、发射和散射

一、介质

普通传热学教材在讨论固态或液态表面间的辐射换热时,往往认为表面周围的气体介质对辐射是“透明”的。对于像空气这样的气体在中、低温的情况下,这种假定是合理的,不会对表面间的辐射换热计算带来显著误差。但若介质为 H_2O 、 CO_2 、 O_3 、 NH_3 等多原子气

体,或气体介质处于高温辐射源时,就不能再将其作为辐射“透明介质”对待。在这样的场合下,表面周围的介质积极地参与了辐射能的传递过程。此外,当介质能够以导热和(或)对流方式传递热能时,还会出现不同传热方式之间的相互影响。

一般来说,介质又有连续介质和非连续介质的区别。

连续介质一般指流体力学和传热学中通常研究的流体或固体介质(稀薄气体属于非连续介质)。介质中的每一微元体(或体元)受到的热力作用,都是由与其相邻的微元体传来的。起着媒介作用的相邻体元的速度和温度变化,产生了对所研究微元体的力作用和热作用,即媒介体必须先发生速度和温度变化后,才能传递力和热。这时,微元体仅受微分作用,有关物理量(温度、速度等)的描述方程为微分方程。我们把这类介质的传输(力、热)称作“扩散型传输”。在极限情况下,可将介质“连续”的概念延展到辐射介质中。

这里所指的非连续介质,是辐射传热中所研究的辐射相干介质(烟气、 H_2O 、 CO_2 和 NH_3 等)。这时,所研究的微元体可能和介质中任何地点的另一体元直接进行能量(力、热)的交换和传递,而不仅仅依赖与其相邻体元的“层层传输”作用。当然,微元体和体元之间的介质(可以是某一相邻的体元,也可以是在一定距离内若干体元的集合)也会同时起媒介作用,且这种媒介作用具有在传播路径内各体元分别作用的叠加效果。显然,这时的微元体受到的是积分作用,有关物理量(温度、热流密度等)的描述方程为积分方程,或者微分积分方程(当同时具有导热与对流作用时)。在求解上,微分积分方程难于微分方程,通常是寻求在比较特殊的情况或比较简单场合下的解。我们把这类介质的传输(力、热)称作“辐射型传输”。

关于辐射的连续介质和非连续介质,可用以下例子来作形象化比喻。

对于连续介质,可以将其想象成一系列“多米勒骨牌”,当第一个骨牌倒下后,整列骨牌会按顺序相继倒下。每一个骨牌对于相邻的骨牌都具有必不可少的媒介作用,承前启后,缺一不可。设想在整列骨牌中抽去某个或某几个骨牌,整列骨牌就无法实现连续的动作,可见此类问题中“媒介体”的重要性。

对于不连续介质,可以将其想象成一个由若干城市组成的“经济辐射体”,甲城市可以跨越处在甲、乙地理位置之间的丙城市(或丁城市、戊城市等),直接与乙城市进行各种经济活动,甲城市同时也可以与相邻的丙城市进行经济活动。至于丙城市的作用,一方面,它可以通过其交通、能源、信息等部门的媒介作用,影响甲、乙城市之间的经济活动;另一方面,丙城市在甲、乙城市的经济活动中,并非扮演着非我莫属、缺一不可的作用。设想丙城市一旦因不可抗拒的原因而消失,甲、乙城市之间的经济活动仍旧可以进行。

二、吸收与发射

按照量子理论,相干介质对辐射的吸收和发射过程的本质,是处于不同的量子化能级上的原子或分子发生能级跃迁的结果。由于吸收了光子能量,原子或分子由低能级向高能级跃迁的过程为吸收过程;相反,由于发射了光子能量,原子或分子由高能级向低能级跃迁的过程为发射过程。

按照气体原子或分子中电子的被“束缚”或者获“自由”的状态,可将气体原子或分子的能级跃迁状态及其过程划分为三种类型(详见附录1)。

1. 束缚态—束缚态

该类型定义为在能级跃迁前与跃迁后,电子始终被原子核所束缚。其吸收过程为一个气

体分子吸收一个光子，发射过程为一个气体分子发射一个光子。其特征如下所述。

(1) 气体特征。由于所处的温度不高，所以气体未被电离。

(2) 谱带特征。气体的辐射和吸收光谱不同于固体和液体的连续光谱，为选择性更为显著的带状光谱。从机理上看，若投射辐射的频率与气体中分子、原子或电子运动的固有频率相符合时，该投射辐射的能量将为气体所吸收，于是，体现出气体吸收辐射的选择性。

带状光谱的特征是：对于某种气体，仅在该气体所特定的光谱带内辐射和吸收辐射能，而在谱带之间是既不辐射也不吸收的透明谱段。

电子能级跃迁具有很高的频率，故其吸收与发射谱带在紫外线、可见光和近红外的范围。由于吸收过程和发射过程并非频率的连续函数，所以在其频率范围有多条谱带。

振动和转动能级跃迁具有相对较低的频率，故其吸收和发射谱带在红外线和远红外的范围，这时的吸收或发射过程也不是频率的连续函数，故在其频率范围也有多条谱带。

CO₂ 的吸收谱带见图 1-5。由 CO₂ 的吸收谱带可见，在波长 1.9~15μm 的范围内，CO₂ 有四条主要的吸收光谱带。因其波长在红外和远红外范围内，故属于振动或转动能级谱带。对于水蒸气 H₂O，在波长为 1.14~20μm 的范围内，有六条主要的吸收谱带，也属于振动或转动能级谱带。

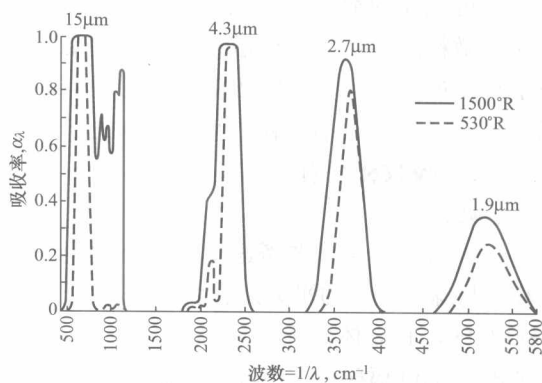


图 1-5 CO₂ 的吸收光谱

2. 束缚态—自由态

该类型定义为电子起初处于束缚态，而气体分子电离后，电子处于自由态。其吸收过程为一个气体分子吸收一个光子后产生一个电子和一个离子（不必再考虑这个光子），发射过程为一个自由电子和一个离子重新结合后产生一个光子。其特征如下所述。

(1) 气体特征。由于所处的温度较高，气体被电离。

(2) 谱带特征。电子（质子等）作为一种物质粒子，和光子一样，也具有波动和粒子的二象性。相应的关系见式 (1-1)~式 (1-3)。因光子动量为 $Pe=f(\nu)$ 或 $Pe=f(\lambda)$ ，这意味着在束缚态—自由态下，气体的吸收过程是频率的连续函数，即在其频率范围内只有一条谱带。

3. 自由态—自由态

该类型定义为在能级跃迁前后，电子都处于自由态。其吸收过程为一个自由电子吸收一个光子（不必再考虑这个光子），发射过程为一个自由电子发射一个光子。其特征如下所述。

(1) 气体特征。由于所处的温度很高，气体被电离。

(2) 谱带特征。由于在跃迁前后，吸收或发射一个光子的自由电子动能具有任意数量级，所以在自由态—自由态下，气体的吸收过程也是频率的连续函数，即在其频率范围内只有一条谱带。

三、散射

1. 散射的定义

光子碰到气体中的分子或悬浮粒子后，其传播方向发生了变化，这种变化的过程称之为

散射。散射过程不同于吸收过程，在整个介质内，被散射的光子还在继续传递能量，因此对被散射的光子，还需要进一步分析其传播行为。

光子碰到气体中的分子后，其传播方向发生了变化的过程称为 Rayleigh 散射，亦称分子散射。光子碰到气体中的微粒（如尘埃、煤粉、烟雾、水粒等悬浮粒子）后，其传播方向发生了变化的过程称为微粒散射。辐射能被介质散射时，其频率保持不变，或光子被气体中的分子或悬浮粒子散射时，其频率保持不变（光子能量 $E=h\nu$ 不变），这种散射称之为相干散射，它区别于频率可以发生变化的 Raman 散射，如高能激光能够产生频率漂移。

2. 散射现象

散射是一种普遍的自然或工程现象，利用散射原理可以对有关现象作出解释。例如，利用分子散射机理，可以解释晴朗的天空为什么呈现蓝色：因空气分子（分子颗粒的平均直径很小）对可见光的散射以紫光（紫光波长在可见光中最短）最为强烈。

对于微粒散射，光子被散射的过程主要取决于粒子与光子波长的相对大小。当光子波长与粒子直径近似相等时，粒子对光子的散射能力最大。对于波长越长的光子，粒子的散射能力越小。若光子波长小于粒子直径，则光子被粒子反射（也可能被粒子吸收）。

1.2.3 吸收和散射

一、吸收

分析辐射场时常常要考虑单位立体角内的辐射能。立体角的定义为锥体辐射束所截断的球面积 σ 与球半径 r 的平方之比： $\Omega=\sigma/r^2$ 。立体角的单位用球面度（sr）表示。对于表面积为 $4\pi r^2$ 的球，其立体角为 4π （sr）。

考虑一单色辐射束，其单色辐射强度为 I_λ ，并用文字方式简化表达为：单色辐射能/（时间·立体角·⊥面积）。

当此单色辐射束中的光子在介质中传播了一段路程 ds 后，由于介质对辐射能的吸收，使单色辐射束的能量受到部分衰减。

显然有：

（1）被介质所吸收的辐射束能量与辐射强度 I_λ 成正比；

（2）被介质所吸收的辐射束能量与该辐射束透过介质的距离 ds 成正比（即辐射束能量的吸收量与辐射束中光子所碰上的介质中的分子数目成正比）。

于是有

$$-(dI_\lambda)_{\text{吸收}} = \kappa_\lambda I_\lambda ds \quad (1-14)$$

式中：负号表示辐射能衰减； κ_λ 表示单色吸收系数，或体积吸收系数， $1/\text{cm}$ 。式（1-14）的右端项可表示为

$\kappa_\lambda I_\lambda ds$ ——单色辐射能/（时间·立体角·⊥面积）

对于图 1-6 所示的微元体，每单位可见辐射面积所对应的体积为

$$1 \cdot ds = ds \quad (\text{cm}^3)$$

于是

$$\frac{\kappa_\lambda I_\lambda ds}{ds} = \kappa_\lambda I_\lambda \text{——单色辐射能/（时间·立体角·体积）}$$

积分后得吸收总量如下：

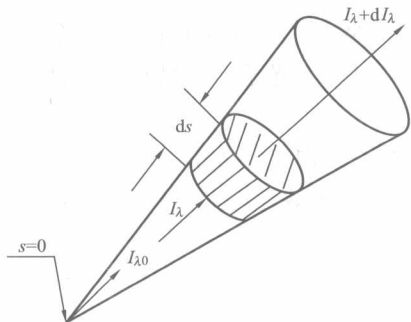


图 1-6 辐射能的衰减

$$\int_{4\pi} \kappa_{\lambda} I_{\lambda} d\omega \text{——局部单色辐射能/（时间} \cdot \text{体积）}$$

其中，“局部”指空间的某一局部位置或地点。

二、散射

与吸收的情形相比较，类似有

$$-(dI_{\lambda})_{\text{散射}} = \gamma_{\lambda} I_{\lambda} ds \quad (1-15)$$

式中： γ_{λ} 为单色散射系数； $\gamma_{\lambda} I_{\lambda} ds$ 为单色辐射能/（时间·立体角·⊥面积）； $\frac{\gamma_{\lambda} I_{\lambda} ds}{ds} = \gamma_{\lambda} I_{\lambda}$ 为单色辐射能/（时间·立体角·体积）。

积分后可得散射总量如下：

$$\int_{4\pi} \gamma_{\lambda} I_{\lambda} d\omega \text{——局部单色辐射能/（时间} \cdot \text{体积）}$$

三、衰减系数与光子平均自由程

由图1-7和图1-8可见，由于介质对投射辐射能进行散射的缘故，会造成一定的辐射能通量离开微元体。若投射能束的标量距离为 s ，方向为 (θ', φ') ，当其通过介质 ds 距离时，可能向 (θ, φ) 方向散射。

为了描述散射的分布特征，定义散射函数： $P_{\lambda}(\theta', \varphi'; \theta, \varphi)$ 。由于介质是非各向同性的，那么，在某些方向上可能有利于光子的散射，在另一些方向上可能不利于光子的散射，还有一些方向根本就不可能散射光子。于是

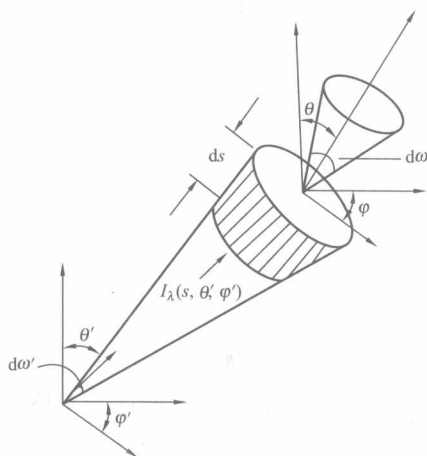


图1-7 离开微元体的散射能

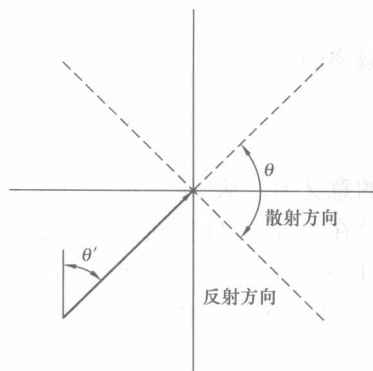


图1-8 辐射线的散射方向

在散射有利方向： $P_{\lambda}(\theta', \varphi'; \theta, \varphi) \geq 1$ ；

在散射不利方向： $P_{\lambda}(\theta', \varphi'; \theta, \varphi) < 1$ ；

在散射不可能方向： $P_{\lambda}(\theta', \varphi'; \theta, \varphi) = 0$ 。

为了便于理解，可以作下述简化分析（见图1-8）。

(1) φ 方向的散射分布。假定介质对光子的散射在 φ 方向具有各向同性的均布特征，这类似于普通传热学教材中对固体表面发射率 ϵ 的假定，即认为 ϵ 在 φ 方向各向同性，在 θ 方向非均匀变化。