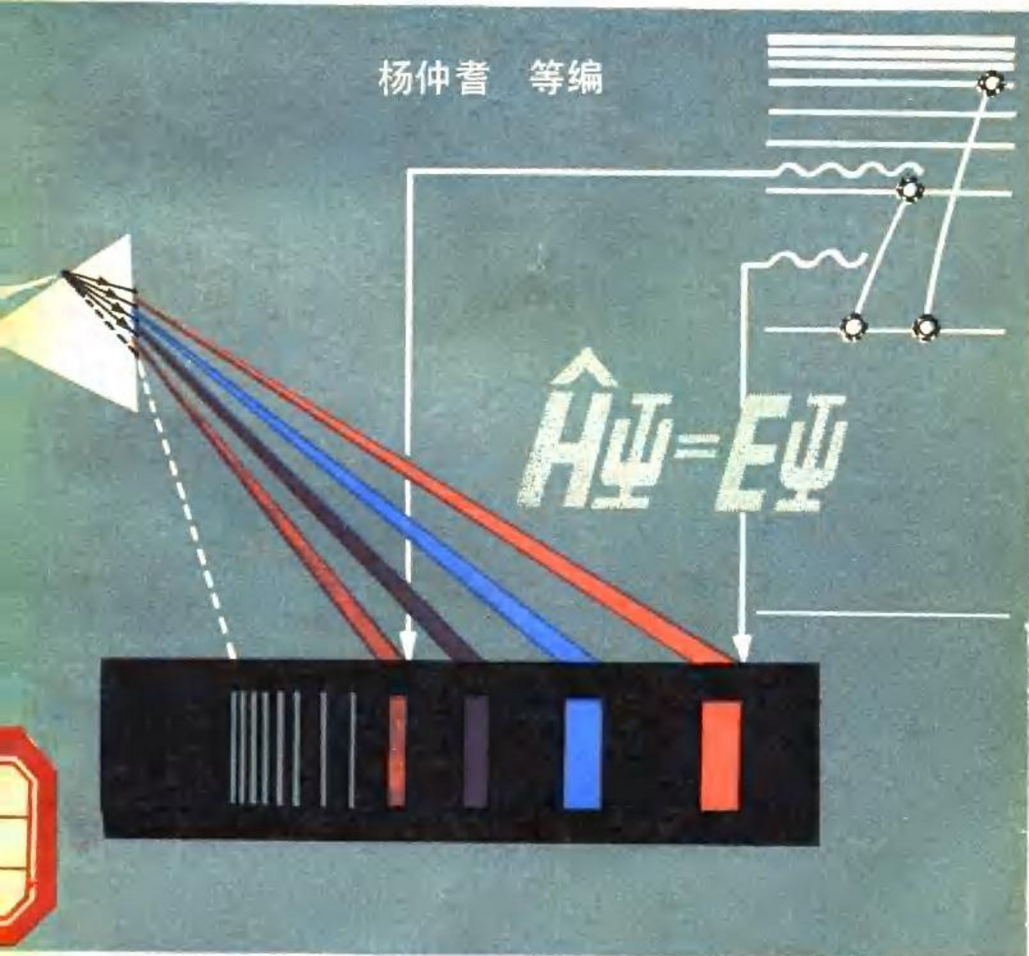


高等学校试用教材

大学物理学

量子与统计物理基础

杨仲耆 等编



高等学校试用教材

大学物理学

量子与统计物理基础

杨仲耆 等编

人民教育出版社

本书包括两篇,一篇是量子物理,论述光子、原子结构的半经典理论、物质波、薛定谔方程及其简单应用、原子结构的量子理论;另一篇是热力学与统计物理基础,论述热力学定律、统计基本概念、独立粒子系统的统计描述、费密分布和玻色分布。

本书可作为高等工业学校对量子物理和统计物理有所要求的各专业的教材,也可作为有关读者学习量子物理和统计物理的入门读本。

本书由马世宁、陈宜生等执笔。

高等学校试用教材

大学物理学

量子与统计物理基础

杨仲耆 等编

*

人民教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

北京印刷一厂印装

*

开本 850×1168 1/32 印张 11.875 字数 280,000

1981年12月第1版 1982年6月第1次印刷

印数 00,001—25,500

书号 13012·0671 定价 1.10 元

前 言

本书是以天津大学物理教研室历年所编写的讲义为基础，参考国内外先进教材，根据1977年11月西安工科院校物理教材会议讨论过的编写大纲编写的。

编写时我们注意了以下各点：

一、在保证经典理论的基础上，加强了近代理论。对牛顿力学、电磁学和波动过程等经典部分作了适当的选择和安排。将狭义相对论基础知识列于牛顿力学之后。以上各部分共占全书篇幅的 $\frac{3}{4}$ ，其余 $\frac{1}{4}$ 篇幅对量子 and 统计物理基础作了初步论述。

二、力图以能量观点、守恒定律、迭加原理和波动特征等基本概念贯穿于全书，以使物理学的基本知识有机的联系起来。

三、注意引导和培养运用高等数学分析和解决物理问题的能力。本书宜于第一学年第二学期开课讲授。

四、例题、习题较多，可选择讲授。讲授时间为140—180学时。

本书拟分为力学；电磁学；振动、波动与光学；量子与统计物理基础等四册。

本书初稿经西北工业大学、华中工学院、华南工学院、武汉钢铁学院及我校共三千多名学生试用，他们提了很多宝贵意见；本册修改后，承南开大学赵景员教授、北京邮电学院施国钧教授、北京师范大学喀兴林教授、华中工学院蒋祺瑞副教授、华南工学院赵世副教授、华东水利学院陈宏贲副教授以及北京工业大学赵宝龄同志、上海铁道学院朱培豫同志、河北工学院卓崇培同志等兄弟院校代表的审阅；在编写过程中，我校物理教研室同志从各方面给予了

大力帮助，对此我们一并表示衷心的感谢。参加本书编写的有杨仲耆、倪守正、**高敦怡**、马世宁和陈宜生，廖惕生负责插图设计，杨仲耆统稿。本书尚欠成熟，某些方面仅是初步尝试，有待于在教学实践中逐步提高。限于水平，缺点和错误在所难免，请批评指正。

编 者

1981年8月

目 录

第四篇 量子物理

第一章 光子	3
§ 4-1-1 热辐射.....	3
§ 4-1-2 辐射本领 吸收系数 反射系数.....	3
§ 4-1-3 基尔霍夫定律.....	6
§ 4-1-4 黑体辐射定律.....	10
§ 4-1-5 黑体辐射公式 普朗克的量子假说.....	13
§ 4-1-6 光测高温方法.....	19
§ 4-1-7 光电效应 爱因斯坦方程.....	22
§ 4-1-8 伦琴射线的散射 康普顿效应.....	28
§ 4-1-9 光的波粒二象性.....	32
习题.....	35
第二章 原子结构的半经典理论	37
§ 4-2-1 原子光谱的实验规律.....	37
§ 4-2-2 原子的有核模型.....	42
§ 4-2-3 玻尔的氢原子理论.....	48
§ 4-2-4 原子能级的实验证明——夫兰克-赫兹实验.....	57
§ 4-2-5 索末菲椭圆轨道.....	59
习题.....	63
第三章 物质波	65
§ 4-3-1 实物粒子的波动性——物质波.....	65
§ 4-3-2 电子衍射实验——物质波实验证据.....	68
§ 4-3-3 波函数及其物理意义.....	73
§ 4-3-4 波函数的迭加原理.....	80
§ 4-3-5 测不准关系式.....	85
* § 4-3-6 测不准关系式的一些推论.....	92

习题	97
第四章 薛定谔方程及其简单应用	99
§ 4-4-1 薛定谔波动方程	99
§ 4-4-2 势阱	103
§ 4-4-3 线性谐振子	107
§ 4-4-4 势垒 隧道效应	112
* § 4-4-5 平均值	119
§ 4-4-6 力学量与算符	124
§ 4-4-7 本征值方程	126
习题	128
第五章 原子结构的量子理论	130
§ 4-5-1 氢原子的定态薛定谔方程	130
§ 4-5-2 电子几率密度 电子云	136
§ 4-5-3 量子数 n, l, m_l 的物理意义	142
§ 4-5-4 原子磁矩 塞曼效应	147
§ 4-5-5 斯特恩-革拉赫实验 电子自旋	153
§ 4-5-6 化学元素周期律	158
§ 4-5-7 不相容原理和原子壳层结构	160
§ 4-5-8 伦琴射线的光谱	169
§ 4-5-9 受激辐射与激光的产生	176
§ 4-5-10 固体的能带	180
习题	184

第五篇 热力学与统计物理基础

第一章 热力学定律	185
§ 5-1-1 热力学第一定律	185
§ 5-1-2 功、热量和内能增量的计算	190
§ 5-1-3 热力学第一定律对理想气体等值过程的应用	196
§ 5-1-4 热力学第一定律对绝热过程的应用	204
§ 5-1-5 卡诺循环	210
§ 5-1-6 热力学第二定律	217

§ 5-1-7	可逆过程与不可逆过程	219
§ 5-1-8	卡诺定理	222
§ 5-1-9	热力学第二定律的数学表示 熵	225
§ 5-1-10	熵差与熵的计算	231
§ 5-1-11	熵增原理	235
§ 5-1-12	热力学第三定律	238
	习题	239
第二章	统计基本概念	243
§ 5-2-1	气体分子速度的麦克斯韦分布	243
§ 5-2-2	随机事件的几率	248
§ 5-2-3	几率相加与几率相乘	255
§ 5-2-4	随机变量的几率分布函数	259
§ 5-2-5	随机变量的统计平均值 散差	264
	习题	271
第三章	独立粒子系统的统计描述	273
§ 5-3-1	微观态的几何描述——相空间	273
§ 5-3-2	对几个简单系统微观态的说明	277
§ 5-3-3	系统可能具有的微观态数目	286
§ 5-3-4	统计假设	290
§ 5-3-5	系统某一分布的微观态数目	291
§ 5-3-6	最可几分布——麦克斯韦-玻耳兹曼分布的导出	298
§ 5-3-7	单粒子配分函数的计算	303
§ 5-3-8	系统的微观态数目与单粒子的配分函数的关系	308
§ 5-3-9	熵与系统微观态数目	311
§ 5-3-10	绝对温度、压强与系统的微观态	315
§ 5-3-11	固体的热容量	316
§ 5-3-12	再谈麦克斯韦速率分布及其应用	320
	习题	329
第四章	费密分布和玻色分布	332
§ 5-4-1	粒子的全同性	332
§ 5-4-2	费密-狄拉克统计分布	335

§ 5-4-3	费密能级与泡利原理	339
§ 5-4-4	金属中自由电子的热容量	343
§ 5-4-5	导体 绝缘体 半导体	346
§ 5-4-6	玻色-爱因斯坦分布	351
	习题	358
I	$\ln n!$ 的计算 (n 较大时)	358
II	$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} dx$ 的计算	359
	附录	361
	附录 I 物理基本常数最新数值表	361
	附录 II 常用物理常数表(一般计算用)	362
	附录 III 一些常用单位的换算因子	362
	习题答案	363

第四篇 量子物理

在本书前三篇中,我们论述了牛顿力学和将电、光联系起来的电磁波理论。这些内容已为大量实验事实所证实,并在多年中形成了结构完整的理论。但是廿世纪初,在物理学发展历程上引起了一场空前的革命。这个时期的主要成就是量子力学和相对论,它们对自然科学和哲学都有巨大的影响。为了区分这一明显的发展阶段,人们常把牛顿力学和电磁波理论称为经典物理,而把后者称为近代物理。本篇专门介绍量子物理。

在1900年12月,普朗克在热辐射的理论中引入了分立的“量子”概念,这就开始动摇了经典物理的基础。1905年爱因斯坦把光量子概念应用于光电效应,进一步促进了量子论的发展。八年以后,玻尔又发展了量子理论,并把它运用到原子内部,异常成功的揭露了氢原子的结构。玻尔理论的特点是,原子内部的物理量在数值上的变化是不连续的,只能取分立的数值——物理量的量子化。在这个基础上,从1924年到1928年的几年中,一些卓越的理论物理学者和实验物理学者通过艰苦的努力,追本溯源,根据微观粒子显示出的波粒二象性创建了一个重大的物理理论——量子力学。在这些年中,物理学的巨大进展在历史上是空前的!

本世纪量子力学和相对论的巨大成就,在物理学史上只有牛顿力学和电磁波理论才堪与比拟。量子力学和相对论比牛顿力学和电磁波理论更具有普遍性,它们指出了经典理论的应用范围。

本篇首先从光的粒子性开始介绍光的二象性。并以玻尔氢原子理论(曾称为旧量子理论,以便与量子力学区分)为重要桥梁,以电子的波粒二象为依据,对量子力学基础做一初步论述。如果读

者学习完本篇后,能对量子力学有一初步的、具体而又比较确切的理解,并为将来学习有关微观物质结构问题找到所遵循的方法,以及为深入学习量子力学树立一个可攀登的阶梯,那就达到了本篇的编写目的。

第一章 光 子

§ 4-1-1 热 辐 射

一切宏观物体都以电磁波的形式向外辐射能量。对给定的物体而言,在单位时间内辐射能量的多少决定于物体的温度。于是,这种辐射就称为热辐射或温度辐射。例如,灯丝通以电流后,当温度低于 800 K 时,只感到灯丝发热,而不见发光;但当温度高于 800 K 后,灯丝开始呈现红色,而单位时间内辐射的能量也增多;当温度再升高时,灯丝便由红变黄;当温度升到很高时,灯丝即发白光,达到白炽化,单位时间内辐射的能量也更大。但必须指出,即使灯丝不通电流,它也在不断地辐射能量,只不过数量很少而已。

在深入研究热辐射的过程中,测定了不同温度下的辐射能谱。但在说明这些实验事实时,经典物理学显得无能为力。最后人们不得不对于原子、分子的能量是否连续变化提出疑问,这就导致了量子理论的诞生。

§ 4-1-2 辐射本领 吸收系数 反射系数

物体既然向外辐射能量,就必然要有能量的损失,于是它的温度将要降低,要想维持恒温的辐射,就必须由外界补偿它所损失的能量。

辐射过程具有交换性质。例如,有两个温度不同而互相隔开的物体,不仅高温物体辐射能量,低温物体也在辐射能量。高温物体辐射能量的一部分被低温物体吸收,与此同时,低温物体辐射能量的一部分也被高温物体吸收。对一个物体来说,在某一时间内

若吸收的能量多于放出的能量,则总能量增加,于是温度上升;反之,若吸收的能量少于放出的能量,则总能量减少,于是温度下降。

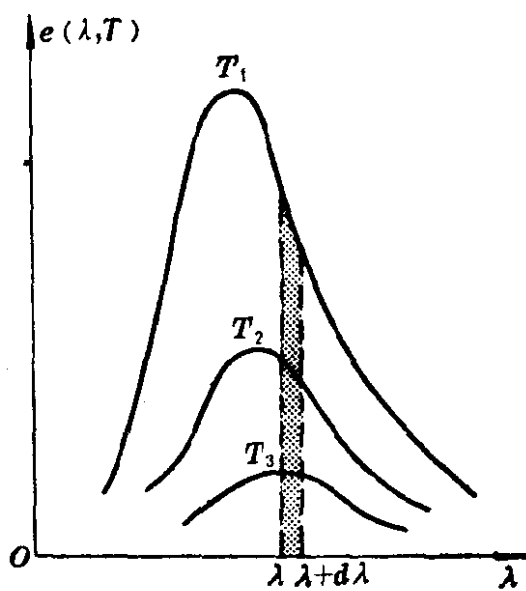
如果物体从外界得到的能量恰好等于物体因辐射而损失的能量,则该物体的热辐射过程达到平衡。这时物体的辐射状态可用一个确定不变的温度 T 来描述。

当物体从外界得到的能量不等于因辐射而损失的能量时,物体的温度将发生变化,辐射过程的平衡状态将不能维持,但若物体的能量增加(或减少)得很慢,以致物体的温度在一定时间内变化不大时,可以认为物体在此时间内仍有确定的温度,这时物体的热辐射过程仍可近似地看作是平衡的。以下要讨论的就是平衡热辐射。

为了描述热辐射现象,我们引入下面几个物理量。

一 单色辐射本领

在把物体(例如灯丝)加热到较高温度使它辐射出较多的能量时,在一定温度下,可把它的辐射能用分光计展成光谱。测出各种波长所对应的能量后,就可求得辐射能按波长分布的曲线;改变温度,又可求得其它曲线。图 4-1-1 给出了测量结果(其中 $T_1 = 7000\text{ K}$, $T_2 = 6000\text{ K}$, $T_3 = 5000\text{ K}$)。



由实验结果可知,热辐射与温度有关。对于给定的物体,当温度一定时,在一定时间内,从物体表面的一定面积上辐射出来的任何一定波长范围内的辐射能,都有确定的量值。如果在每秒内从物体表面每单位面积上辐射出

来的波长在 λ 和 $\lambda+d\lambda$ 范围内的辐射能为 dE_λ , 则 dE_λ 应与波长间隔 $d\lambda$ 成正比, 即

$$dE_\lambda = e(\lambda, T)d\lambda \quad (4-1-1)$$

其中比值 $e(\lambda, T)$ 称为单色辐射本领。对于给定的物体, $e(\lambda, T)$ 是温度 T 与波长 λ 的函数, 图 4-1-1 中的纵坐标的数值就是 $e(\lambda, T)$, 画阴影的小窄条面积的数值就是 $dE_\lambda = e(\lambda, T)d\lambda$ 。按定义, $e(\lambda, T)d\lambda$ 的单位是瓦/(厘米)²。如果波长 λ 的单位是微米, 相应地, $e(\lambda, T)$ 的单位则为瓦/(厘米²·微米)。

二 总辐射本领

在图 4-1-1 中, 曲线下的面积表示每秒内从物体表面每单位面积上辐射出来包括各种波长的总辐射能, 称为总辐射本领, 以 $E(T)$ 表示, 其单位是瓦/(厘米)²。 $E(T)$ 随着温度的升高而迅速增大。例如, 在 2000 K 时, 钨丝的 $E(T)$ 为 23.5 瓦/(厘米)², 而在 2450 K 时, $E(T)$ 为 50 瓦/(厘米)²。

显然, 在全部波长的间隔内对所有的 dE_λ 求和, 即对 $e(\lambda, T)d\lambda$ 取积分, 则得

$$E(T) = \int_0^\infty e(\lambda, T)d\lambda \quad (4-1-2)$$

实验指出, 对于各种不同物体, 特别当表面情况(如粗糙程度)不同时, $e(\lambda, T)$ 的量值也不同, 相应地 $E(T)$ 的量值也不一样。

三 吸收系数 反射系数

当辐射能入射到某一不透明的物体表面上时, 一部分能量被物体吸收, 而另一部分能量则从表面上反射掉。吸收的能量与入射总能量的比值称为该物体的吸收系数; 反射的能量与入射总能量的比值称为该物体的反射系数。这两个系数的大小都与入射能量的波长和物体的温度有关, 为此用 $\alpha(\lambda, T)$ 和 $r(\lambda, T)$ 分别表示温度为 T 、波长在 $\lambda-\lambda+d\lambda$ 范围内物体的单色吸收系数和单

色反射系数。对于各种不同的物体，特别是各种不同的表面，单色吸收系数和单色反射系数的数值也都各不相同（即具有所谓选择吸收和选择反射的特性）。根据定义，这两个系数都没有量纲，对于不透明的物体来说，两者之和为1，即

$$\alpha(\lambda, T) + r(\lambda, T) = 1 \quad (4-1-3)$$

四 绝对黑体

一个物体，如果能吸收入射的全部可见光，我们就说这个物体是黑色的。类似地，如果一物体对任何波长（不限于可见光范围）的入射辐射能都能全部吸收，就称这物体为绝对黑体（简称黑体）。显然，绝对黑体的吸收系数 $\alpha_0 = 1$ ，反射系数 $r_0 = 0$ （参考 § 4-1-4）。

§ 4-1-3 基尔霍夫定律

对于不同的物体来说，无论是辐射本领 $e(\lambda, T)$ ，还是吸收系数 $\alpha(\lambda, T)$ ，都可能有很大的差别，但对各个物体来说，比值 $e(\lambda, T) / \alpha(\lambda, T)$ 之间却存在着简单的关系。

设想有一封闭的抽成真空的空腔，腔壁用一层绝热材料制成。绝热层内部镶着几块彼此隔开的物体 B_0, B_1, B_2, B_3 ，如图 4-1-2

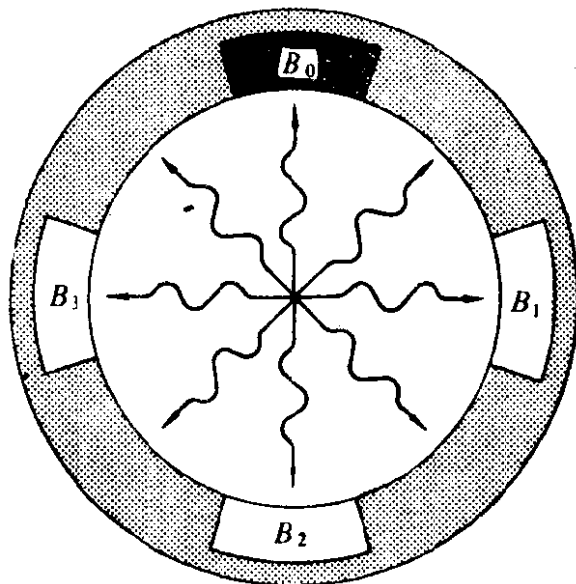


图 4-1-2 绝热层内处于恒温状态下的物体

所示。其中 B_0 为绝对黑体，而 B_1, B_2, B_3 等不是绝对黑体。由于空腔内部为真空，各物体之间又用绝热材料隔开，所以各物体间的能量交换只能通过辐射能的发射和吸收来进行。不管开始情况怎样，经过一段时间之后，整个系统将处于热平衡状态，因而各物体和空腔都有相同的温度。

在这个等温空腔内，我们首先可以推知：

(1) 在空腔内，任取一块面积，不管面积处于任何方位，在相等时间内，沿相反两个方向垂直通过此面积各种波长的总辐射能必然相等。

(2) 以上的陈述，对于局限在由 λ 到 $\lambda+d\lambda$ 范围内的单色辐射能也是正确的。

因为若以上陈述不正确，例如，在图 4-1-2 所示的空腔内，如果射向一方的辐射能大于射向相反方向的辐射能，我们就可利用两个相向镶在腔壁上的完全相同的物体 B_1 和 B_3 (成分、大小、温度均相同)，来分别吸收来自一方的辐射能。在相等时间内，由于吸收体 B_1 和 B_3 吸收的辐射能不等，其温度就会自动地由等温变成不等温，即出现温度差，显然这与人们习见的客观事实^①是相抵触的。由此说明(1)的陈述是对的。

对于任何单色辐射能，利用两个只吸收这种单色辐射能的吸收体，进行同样论证，也可以说明(2)的陈述也是对的。

根据在热平衡状态下空腔内各处的温度均相等的事实，用相同的论证可以推知，在相等时间内通过相等面积沿任何方向的辐射能都相等。

其次，设物体 B_0, B_1, B_2, B_3 的单色辐射本领分别为 $e_0(\lambda, T)$ 、 $e_1(\lambda, T)$ 、 $e_2(\lambda, T)$ 、 $e_3(\lambda, T)$ ，相应地各物体的单色吸收系数分别为

^① 此处指热力学第二定律所述事实，参考本书第五篇 § 5-1-6。

$\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, 其中对于绝对黑体 $\alpha_0 = 1$ ^①。在热平衡下, 每个物体一方面仍将继续向空腔内辐射能量, 另一方面同时吸收来自空腔内部射到该物体表面的能量。设想单位时间内沿任一方向穿过单位面积的单色辐射能 $dE_\lambda = f(\lambda, T)d\lambda$, 其中 $d\lambda$ 为 λ 与 $\lambda + d\lambda$ 的波长间隔, $f(\lambda, T)$ 仅为波长与温度的函数, 称它为空腔的单色辐射本领。在单位时间内射向各个物体的单位面积上的单色辐射能均为 $f(\lambda, T)d\lambda$, 而各物体每单位面积在单位时间内所吸收的单色辐射能则分别为 $\alpha_0 f(\lambda, T)d\lambda, \alpha_1 f(\lambda, T)d\lambda, \alpha_2 f(\lambda, T)d\lambda, \alpha_3 f(\lambda, T)d\lambda$ 。同时, 单位时间内从各物体单位面积上发出的单色辐射能则分别为 $e_0(\lambda, T)d\lambda, e_1(\lambda, T)d\lambda, e_2(\lambda, T)d\lambda, e_3(\lambda, T)d\lambda$ 。在热平衡下, 每一物体所吸收的单色辐射能必等于同时间内所发出的单色辐射能, 于是

$$e_0(\lambda, T)d\lambda = \alpha_0 f(\lambda, T)d\lambda$$

$$e_1(\lambda, T)d\lambda = \alpha_1 f(\lambda, T)d\lambda$$

$$e_2(\lambda, T)d\lambda = \alpha_2 f(\lambda, T)d\lambda$$

$$e_3(\lambda, T)d\lambda = \alpha_3 f(\lambda, T)d\lambda$$

注意到 $\alpha_0 = 1$, 于是

$$\frac{e_0(\lambda, T)}{1} = \frac{e_1(\lambda, T)}{\alpha_1} = \frac{e_2(\lambda, T)}{\alpha_2} = \dots = f(\lambda, T) \quad (4-1-4)$$

上式表明: 物体的单色辐射本领与其对应的吸收系数的比值 $e(\lambda, T)/\alpha(\lambda, T)$ 跟物体的性质无关, 只是波长和温度的普适函数 $f(\lambda, T)$, 这个关系首先由基尔霍夫求出, 故称为基尔霍夫定律。这一定律对所有物体都是成立的。由于 $f(\lambda, T) = e_0(\lambda, T)$, 可见空腔的单色辐射本领刚好等于绝对黑体的单色辐射本领。于是, 基尔霍夫定律也可用下面方式来叙述: 一物体在某一温度下对于某一波长的单色辐射本领与其单色吸收系数的比值等于绝对黑体在同一温

① $\alpha_0, \alpha_1, \dots$ 本应写作 $\alpha_0(\lambda, T), \alpha_1(\lambda, T), \dots$, 为简单起见, 而写作 $\alpha_0, \alpha_1, \dots$ 。