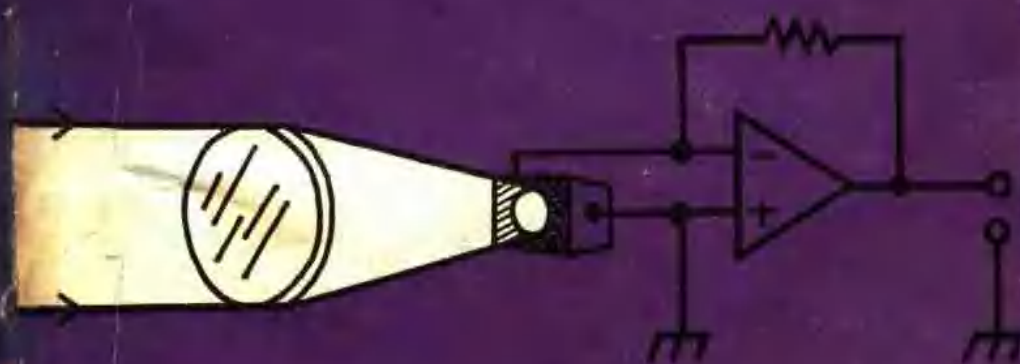


光辐射探测器

尤斯塔斯 L·德里尼克 著
戴 维 G·克 罗
张振杰 平一梅 张诏祥 译



陕西人民教育出版社

光辐射探测器

尤斯塔斯 L·德里尼克著
戴维 G·克 罗

张振杰 平一梅 张绍祥 译

陕西 人民教育出版社

光辐射探测器

尤斯塔斯L·德里尼克 著
戴维G·克 罗

张振杰 平一梅 张诏祥 译

陕西人民出版社出版发行

(西安长安路南段376号)

新华书店经销 陕西省印刷厂印刷

850×1168毫米 1/32开本 10.625印张 210千字

1990年6月第1版 1990年6月第1次印刷

印数: 1—1,000

ISBN 7-5419-1666-8/G·1445

定 价: 4.45 元

前 言

随着光辐射探测器在解决医疗、工业以及基础研究方面大量技术难题的推广和应用,许多领域对熟悉光探测器的科学工作者和工程技术人员需要量也与日俱增。为满足社会培养该学科人才的需求,我们编写了这本书。作为一本教材,该书的宗旨是使学生对探测技术的理论和应用有一个全面的了解,以便使他们成为光探测技术的专门人才。希望那些渴望学习和掌握探测器知识的读者,能够通过探测技术的实际应用,从本书所引入的理论获得清晰的概念。

这本书是作者在亚利桑那大学光学科学中心研究生一个学期课程讲义的基础上编写而成的,该课程已经开设了五年。从内容上讲,这本书适用于已经学过现代物理和电子线路的物理系和工程系的一年级研究生使用。鉴于学生在该领域还缺乏预备知识,因此,这本书在论述方法上,首先叙述探测器的基本理论。本书所提供的理论基础足以使读者能计算探测器性能的主要极限值,还能计算包含探测器在内的整个系统预计的信号——噪声比值。另外,每一章有选择的设置了与教材内容密切相关的习题,这些习题既可作为考察学生对本门课程掌握的程度,也可作为衡量学生能否获得博士学位资格的预试题目。

衷心感谢那些为本书的出版作出过有益帮助的人们,他们是:威廉姆 J. 怀特 (Honeywell, Inc, Lexington, MA); 理查德 W. 坎普斯 (Institute for Astronomy, University of Hawaii); 克里斯—佩里 (Aerojet Eltecsystems Ins, Azusa, CA); 李—赫德森 (Naval weapons Center, China Lake, CA); 帕特—布瑞特 (Kitt

Peak National Observatory, Tucson, AZ) ; 史蒂文—德修班 (Rockwell) ; 弗雷德E. 尼克丹姆斯(National Bureau of standards); 弗雷德—巴赫尔(University of Alabama at Huntsville) ; 莱恩—布诺德, 斯科特—丹佛, 卡罗尔—布克, 巴巴拉—朗德斯曼, 李丽凤, 斯蒂夫—马丁克, 菲利斯—米勒, 艾伦—克雷格, 克斯普雷特—琼斯和戴维—皮诺 (Optical Sciences Centre of the University of Arizona) ; 莫莉—钱伯斯, 道格拉斯J. 格兰瑟, , 露西娅丁. 霍默克和凯伦—麦卡佛瑞 (Science Application Inc. , Tucson AZ) 。由于水平有限, 不妥之处在所难免, 书中所出现的任何错误, 理所当然的由我们自己负责。

这里我们要特别致谢威廉姆, 沃尔夫教授, 他是亚利桑那大学光学科学中心的教师、顾问, 也是整个研究生院教育思想的开创者以及我们俩个今后发展的指导者。

最后, 我们还要感谢比阿特里斯—舒布, 克里斯特娜—迈库耐克, 罗莎琳—法克斯以及怀利出版公司的工作人员, 他们对本书的出版作了大量有益的工作。

**尤斯塔斯 L. 德里尼克
戴 维 G. 克 罗**

图森 亚利桑那
1984. 6

目 录

第一章 辐射测量学

1—1 引言	(1)
1—2 热辐射	(1)
1—3 立体角	(6)
1—4 辐射能量传输	(8)
1—5 朗伯辐射体	(11)
1—6 辐射噪声	(13)

第二章 探测器物理学导论和专用术语

2—1 固体物理学	(22)
2—2 探测机理	(29)
2—3 噪声源	(33)
2—3—1 光子噪声	(35)
2—3—2 琼生噪声	(36)
2—3—3 散粒噪声	(37)
2—3—4 产生—复合噪声	(38)
2—3—5 $1/f$ 噪声	(38)
2—3—6 温度噪声	(39)
2—3—7 颤噪声	(40)
2—3—8 检波后的电子线路噪声	(40)
2—4 品质因数	(40)
2—5 探测器性能的测试	(51)

第三章 光生伏特探测理论

3—1 本征光生伏特效应	(61)
3—2 光电流	(64)

3—3 响应度和量子效率	(66)
3—4 频率响应	(69)
3—5 噪声源	(71)
3—6 品质因数	(74)

第四章 光电导体

4—1 引言	(83)
4—2 光电导器件的探测理论	(84)
4—2—1 背景知识	(84)
4—2—2 光电导探测理论	(88)
4—2—3 光电导增益	(93)
4—2—4 响应度与瞬时频率的关系	(95)
4—3 噪声	(96)
4—3—1 $1/f$ 噪声	(97)
4—3—2 琼生噪声	(98)
4—3—3 产生—复合噪声	(98)
4—3—4 噪声源的累加	(99)
4—4 光电导器件的品质因数	(100)
4—4—1 光子噪声极限	(100)
4—4—2 琼生噪声极限	(102)

第五章 光电发射探测器理论

5—1 外光电效应	(111)
5—2 光电倍增管	(113)
5—3 微通道管	(120)
5—4 微通道板	(120)
5—5 成象系统简介	(124)

第六章 热探测器和热电元件

6—1 引言	(131)
6—2 热平衡方程式	(133)
6—3 热探测器的光子噪声极限特性	(135)

6—4 温差电偶	(139)
6—5 温差电堆	(147)
第七章 辐射热测量器	
7—1 金属辐射热测量器	(152)
7—2 热敏电阻	(154)
7—3 半导体辐射热测量器	(156)
7—4 低温锗辐射热测量器	(162)
7—5 组合式辐射热测量器	(165)
7—6 热探测器的接口电路	(167)
第八章 热电探测器	
8—1 背景知识	(172)
8—2 热电探测器的响应度	(175)
8—3 噪声源	(179)
8—3—1 温度噪声	(179)
8—3—2 琼生噪声	(179)
8—3—3 前置放大器噪声	(181)
8—4 噪声等效功率	(182)
8—5 前置放大器	(183)
8—6 结论	(184)
第九章 电荷转移器件	
9—1 引论	(187)
9—2 电荷存贮概念	(188)
9—3 电荷转移概念	(193)
9—3—1 电荷转移机理	(195)
9—3—2 电荷转移效率	(198)
9—3—3 表面态俘获	(203)
9—4 焦平面结构	(211)
9—4—1 计时技术讨论	(215)
9—4—2 前后照明	(219)

9—4—3 单片焦平面阵列	(221)
9—4—4 混合式焦平面阵列	(222)
9—5 输出读出技术	(226)
9—5—1 浮置扩散放大器 (破坏性)	(227)
9—5—2 电荷读出放大器 (非破坏性)	(228)
9—5—3 浮置栅放大器 (非破坏性)	(228)
9—5—4 分布式浮置栅放大器 (非破坏性)	(229)
9—6 噪声分析	(231)
9—6—1 光子 (散粒) 噪声	(233)
9—6—2 输入噪声	(234)
9—6—3 转移无效率噪声	(235)
9—6—4 俘获噪声	(236)
9—6—5 浮置扩散结复位噪声	(237)
9—6—6 前置放大器噪声	(237)
9—6—7 探测器一致性噪声	(238)
9—7 CCD阵列 测试	(239)
9—8 时间—延迟 积分法 (TDI)	(246)
9—9 品质因数	(248)
9—10 成象阵列	(251)
9—10—1 美国无线电公司 (RCA)	(251)
9—10—2 仙童公司 (Fairchild)	(252)
9—10—3 里蒂科公司 (Reticon)	(252)
9—10—4 通用电器公司 (General Electric)	(254)
9—10—5 德克萨斯仪器公司 (Texas Instruments) (TI)	(255)
9—10—6 红外阵列公司 (Infrared Arrays)	(256)

附录A	光度学单位	(268)
附录B	光伏太阳能电池性能模型	(270)
附录C	黑体及其探测率表	(275)
索引		(286)

第一章 辐射测量学

1—1 引言

辐射测量学是一门研究电磁辐射测量的科学。本章首先回顾为研究探测器性能所必须预先具备的一些辐射测量的基本概念。同时，介绍了有关量的物理单位。热（黑体）辐射、辐射能量传输以及“光子噪声”、或者“量子噪声”（传输能量中的起伏）等，只有熟悉这些概念，才能对后面章节所引入的，表征探测器性能的品质因数的意义，进行正确的评估，而且，利用这些概念还可以对那些使用探测器的光学系统的预期性能进行定量计算。为了对辐射测量学进行更加深入细致的研究，读者不妨查阅 Nicodemus (1976, 1978)；wofe 和 Zissis (1978)；以及 Grum 和 Becherer (1979) 等人的权威性著作和文章。

本书所使用的辐射测量参数的术语和符号列在表 1—1，这个表与 Nicodemus (1976) 的工作类似。本书将不使用建立在人类眼睛近似光谱响应基础上的光度学参数。附录 A 简单介绍光度学参数，以便参考。请注意，每个辐射测量参数符号，对能量派生单位用下标 e，对光子派生单位用下标 p 表示。

1—2 热辐射

普遍认为，宇宙万物都在绝对零度以上。这就意味着，构成物体的原子和分子处在运动之中。这种运动是受到其他原子分子相互作用而强迫发生的（例如碰撞和化合）；因此，在这些原子内的基本电荷就受到加速。而加速电荷产生电磁辐射。

表1—1 辐射测量参数术语

参 数	符 号	单 位	单位符号
辐射能量	Q _e	焦耳	J
辐射通量 (功率)	Φ _e	瓦特	W
辐射强度	I _e	每球面度瓦	Wsr ⁻¹
辐射通量密度			
辐出度	M _e	每平方米瓦	Wcm ⁻²
辐照度	E _e	每平方米瓦	Wcm ⁻²
辐射率	L _e	每球面度每平方米瓦	Wsr ⁻¹ cm ⁻²
光子能量	Q _p	光子	q [*]
光子通量	Φ _p	每秒光子	qsec ⁻¹
光子通量强度	I _p	每秒每球面度光子	qsec ⁻¹ sy ⁻¹
光子通量辐出度	M _p	每秒每平方米光子	qsec ⁻¹ cm ⁻²
入射光子通量密度	E _p	每秒每平方米光子	qsec ⁻¹ cm ⁻²
光子通量辐射率	L _p	每秒每球面度每平方米光子	qsec ⁻¹ sr ⁻¹ cm ⁻²

热电磁辐射的理想发射体 (黑体) 遵守普朗克定律:

$$M_{e,\lambda}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 [e^{hc/\lambda kT} - 1]} = \frac{3.74 \times 10^8}{\lambda^5 [e^{14388/\lambda T} - 1]} \quad (1.1)$$

式中:

$M_{e,\lambda}(\lambda, T)$ = 以每平方米面积, 每微米波长, 瓦为单
位的光谱辐射辐出度 ($Wcm^{-2} \mu m^{-1}$),

λ = 以微米为单位的发射波长 (μm),

T = 以K为单位的黑体绝对温度 (K),

h = 普朗克常数 ($6.626176 \times 10^{-34} Wsec^2$)

c = 光速 ($2.99792438 \times 10^{10} cmsec^{-1}$)

k = 玻尔兹曼常数 ($1.380662 \times 10^{-23} WsecK^{-1}$)。

应用光子能量表示式:

$$Q_p = \frac{Q_s \lambda}{hc} \quad (1.2)$$

可以将等式 (1.1) 变换为光谱光子通量辐出度表示式:

$$M_{p,\lambda}(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^4 [e^{hc/\lambda kT} - 1]} = \frac{1.885 \times 10^{23}}{\lambda^4 [e^{14,388/\lambda T} - 1]} \quad (1.3)$$

在这里, $M_{p,\lambda}$ 的单位是每秒每平方厘米每微米的光子数 ($\text{qsec}^{-1} \text{cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$; λ 单位是微米, T 单位是 K)。

在全部波长范围内对式 (1.1) 和 (1.3) 进行积分, 就可以得到全部波长的总发射。总能量表示式称为斯特藩——玻尔兹曼定律:

$$M_e(T) = \int_0^\infty M_{e,\lambda}(\lambda, T) d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4 T^4}{15h^3 c^2} = \sigma_e T^4 \quad (1.4)$$

式中: $\sigma_e = 5.67032 \times 10^{-12} \text{Wcm}^{-2} \text{K}^{-4}$ 。相应的光子通量辐出度表示式是

$$M_p(T) = \int_0^\infty M_{p,\lambda}(\lambda, T) d\lambda = \sigma_p T^3$$

式中, $\sigma_p = 1.52 \times 10^{11} \text{光子sec}^{-1} \text{K}^{-3}$ (1.5)

等式 (1.4) 和 (1.5) 表明, 在室温 ($\sim 300\text{K}$), 1cm^2 的黑体, 在所有波长范围内发射大约 50mw 功率, 相当于 $4 \times 10^{18} \text{光子sec}^{-1}$ 。然而, 几乎所有光子的波长都太长, 以致眼睛不能响应, 所以, 室温条件下, 物体的热发射只能使用红外探测装置进行测量。

维恩位移定律给出了温度和普朗克函数 [式 (1.1)] 波长峰值之间的关系式。令等式 (1.1) 对波长的导数等于 0,

$$\frac{\partial M_{e,\lambda}(\lambda, T)}{\partial \lambda} = 0 \quad (1.6)$$

就可得到这个关系式, 解出使 $M_{e,\lambda}(\lambda, T)$ 达到极大值时的 λT ,

$$\lambda_{\max} T = 2898 \mu\text{mK} \quad (1.7)$$

这个式子运用于单位为 $\text{Wcm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$ 的光谱辐射 辐 出 度。类似的方法也可应用于式 (1.3) 的 $M_{p,\lambda}(\lambda, T)$ (每秒每平方厘米每微米光子数) 得到 $M_{p,\lambda}(\lambda, T)$ 的峰值为:

$$\lambda_{\max} T = 3669 \mu\text{mK} \quad (1.8)$$

等式 (1.7) 和 (1.8) 有不同 $\lambda_{\max}$ 值的事实, 不应该误认为光子探测器与能量探测器相比较在给定波长处探测已知温度光源时会有什么不同的优点或缺点。事实上, 单色函数峰值不应认为其含有某种精确的物理意义。它仅仅在有限的波长间隔内是有实际意义的积分。如果式 (1.1) 和 (1.3) 以频率 $\nu(\text{Hz})$ 代替波长, 我们得到

$$M_{e,\nu}(\nu, T) = \frac{2 \pi h \nu^3}{c^2 [e^{h\nu/kT} - 1]} \quad (1.9)$$

和

$$M_{p,\nu}(\nu, T) = \frac{2 \pi \nu^3}{c^2 [e^{h\nu/kT} - 1]} \quad (1.10)$$

等式 (1.9) 和 (1.10) 峰值时的频率与等式 (1.1) 和 (1.3) 峰值时的波长不相等:

$$\nu_{\max} \neq \frac{c}{\lambda_{\max}} \quad (1.11)$$

事实上, $M_{e,\nu}(\nu, T)$ 的峰值在

$$\frac{\nu_{\max}}{T} = 5.876 \times 10^{10} \text{Hz/K} \quad (1.12)$$

由此, 得到 $\nu_{\max}$ 近似地等于 $1.76\lambda_{\max}$, 此处 $\lambda_{\max}$ 是根据维恩位移律计算出来的。所有实际的物理系统都是以有限的光谱分辨率 $d\lambda$ 或 $d\nu$ 来观察热辐射, 在这里

$$d\nu = \frac{-cd\lambda}{\lambda^2} \quad (1.13)$$

式中负号表示 ν 随 λ 的增加而减少。等式 (1.13) 确保, 在有限

区间积分时，式 (1.1) 和 (1.9) 会给出正确的 (相同的) 答案。

引入发射率的概念，可定量地表示不同物体有不同的发射特性。光谱发射率定义为所研究物体的辐射率与理想黑体辐射率之比，

$$\varepsilon(\theta, \phi, \lambda) = \frac{L_{e,\lambda}(\lambda, T)_{\text{实际}}}{L_{e,\lambda}(\lambda, T)_{\text{黑体}}} \quad (1.14)$$

式中 θ 和 ϕ 为方向角。注意， $0 \leq \varepsilon(\theta, \phi, \lambda) \leq 1$ 。在整个光谱范围内的总发射率是

$$\varepsilon = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon_e(\lambda) L_{e,\lambda}(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} L_{e,\lambda}(\lambda, T) d\lambda} \quad (1.15)$$

通常，从符号中略去 ε 的温度变量，但是，读者应该记住，定义中显然是与温度有关的。通常也假定，当上下文明显地没有使用光子发射率概念时，上式不言而喻的是指能量发射率。另一方面，光子总发射率是

$$\varepsilon = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon_p(\lambda) L_{p,\lambda}(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} L_{p,\lambda}(\lambda, T) d\lambda} \quad (1.16)$$

如果对所有 λ ， $\varepsilon_e(\lambda) = \varepsilon_p(\lambda) = \text{常数}$ ，那么，式 (1.16) 的光子发射率就等于式 (1.15) 的能量发射率；否则，两个发射率一般地讲是不相同的。然而，在所有情况下，光谱发射率将是相同的，

$$\begin{aligned} \varepsilon_e(\lambda) &= \frac{L_{e,\lambda}(\lambda, T)_{\text{物体}}}{L_{e,\lambda}(\lambda, T)_{\text{黑体}}} = \frac{(\lambda/hc) L_{p,\lambda}(\lambda, T)_{\text{物体}}}{(\lambda/hc) L_{p,\lambda}(\lambda, T)_{\text{黑体}}} \\ &= \varepsilon_p(\lambda) \end{aligned} \quad (1.17)$$

一个理想热辐射体（黑体），对所有 λ 都有 $\varepsilon(\lambda) \equiv 1$ 。

电磁辐射的基尔霍夫定律指出，当一系统处于热力学平衡状态时，被其吸收的能量等于其所发射的能量。因之，对所有表面，

$$\alpha(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \quad (1.18)$$

这里， $\alpha(\lambda)$ 是吸收系数，或者是吸收的辐射量与单色入射的辐射量之比。由于黑体 $\varepsilon(\lambda) = 1$ ，于是吸收全部入射辐射。不言而喻，这正是黑体名称的由来，假若物体吸收全部入射光，那么它当然不能反射光，因此，看来好像是黑色的。

当光入射到物体表面时，其特性可用三个量来描述：反射系数，透射系数和吸收系数（Grum和Becherer, 1979），

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (1.19)$$

式中， ρ = 反射系数，或者入射功率反射的百分率，

τ = 透射系数（通常称为透射率）或者从表面另一侧射出的入射功率的百分率

因为黑体 $\alpha = 1$ ，所以 $\rho = \tau = 0$ 。

1—3 立体角

辐射测量学（在本卷）所研究的是，通过三维欧几里德空间表面之间的辐射能量转移问题。因之，立体角的概念通常在辐射测量计算中就显得十分重要。

立体角的一般定义是：由单位球体上被锥体截取的面积所量度的锥顶三维角分布（图1—1）。由这个定义出发，我们能十分方便的得出量度立体角大小的球面度单位。以球面度所表示的立体角是锥体截取的球体表面面积与球体半径平方之比。球体表面总面积是 $4\pi r^2$ ，所以球体表面对着 4π 球面度（sr）。

为了计算微分立体角的对边，我们注意到

$$dA_s = r d\theta r \sin\theta d\phi = r^2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (1.20)$$

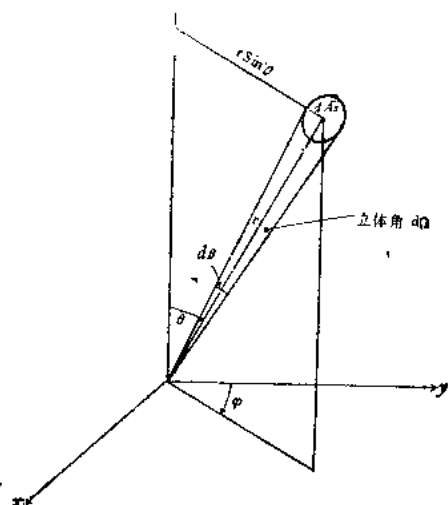


图 1-1 立体角

以球面度为单位的微分立体角 ($d\Omega$) 是

$$d\Omega = \frac{dA_s}{r^2} = \sin\theta d\theta d\phi \quad (1.21)$$

因此, 总立体角 Ω 的大小是

$$\Omega = \int_0^{\theta} \int_0^{2\pi} \sin\theta d\theta d\phi \quad (1.22)$$

与 z 轴相对称的直立圆锥所截取的球形表面对应的立体角为

$$\Omega = \int_0^{\theta} \int_0^{2\pi} \sin\theta d\theta d\phi = 2\pi [1 - \cos\theta] \quad (1.23)$$

式 (1.23) 是计算圆对称球形表面所对应的球面度值的简单计算公式, 此时与之相关的锥体的平面角为 2θ ($0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$)。通常, 人们习惯上以球面度为单位来量度距离为 r , 面积为 A 的任意表面 (球面或非球面) 所对应的立体角值, 其所用公式为