

光电成像原理

光电成像原理

邹异松 刘玉凤 白廷柱 编著

北京

77

出版社

北京理工大学出版社

光电成像原理

邹异松 刘玉凤 白廷柱 编著

北京理工大学出版社

内 容 简 介

光电成像是一门研究光电成像的转换、增强、传输和存储的学科,是当代科技发展的热门课题。利用光电成像技术可以有效地扩展人类自身的视觉功能。

本书包括光电成像的物理过程,各类光电成像器件的原理、构成、性能分析等内容,是高等院校“光电成像技术”专业本科生的必修课。本书全面、系统地论述了光电成像技术的基础理论及器件工作原理,并用数理方法对光电成像特性进行了系统分析,突出了理论性、系统性和实用性,对研究光电成像技术有参考意义。

本书除作为教材外,也可供从事光电技术、光电子技术、电子物理、仪器仪表和智能控制等领域的科技工作者参考。

图书在版编目(CIP)数据

光电成像原理/邹异松等编著. —北京:北京理工大学出版社,1997.2

高校教材

ISBN 7-81045-231-2

I. 光… II. 邹… III. 成像-光电子技术-高等学校教材 IV. TV201

中国版本图书馆CIP数据核字(96)第24827号

北京理工大学出版社出版发行

(北京市海淀区白石桥路7号)

邮政编码100081 电话(010)68422683

各地新华书店经售

北京国马印刷厂印刷

*

787×1092毫米 16开本 23.25印张 563千字

1997年2月第一版 1997年2月第一次印刷

印数:1—1500册 定价:26.00元

※图书印装有误,可随时与我社退换※

73.27
4

出版说明

遵照国务院国发[1978]23号文件精神，中国兵器工业总公司承担全国高等学校兵工类专业教材的规划、编审、出版的组织工作。自1983年兵总教材编审室成立以来，在广大教师的积极支持和努力下；在国防工业出版社、兵器工业出版社和北京理工大学出版社的积极配合下，已完成两轮兵工类专业教材的规划、编审、出版任务。共出版教材211种。这批教材出版对解决兵工专业教材有无问题、稳定教学秩序、促进教学改革、提高教学质量都起到了积极作用。

为了使兵工类专业教材更好地适应社会主义现代化建设需要，特别是国防现代化培养人才的需要，反映国防科技的先进水平，达到打好基础、精选内容、逐步更新、利于提高教学质量的要求，我们以提高教材质量为主线，完善编审制度、建立质量标准、明确岗位责任，制订了由主审人审查、责任编委复审和教编室审定等5个文件。并根据兵工类专业的特点，成立了十个专业教学指导委员会，以更好地编制兵工类专业教材建设规划，加强对教材的评审和研究工作。

为贯彻国家教委提出的“抓好重点教材，全面提高质量，适当发展品种，力争系统配套，完善管理制度，加强组织领导”的“八五”教材建设方针。兵总教材编审室在总结前两轮教材编审出版工作的基础上，于1991年制订了1991~1995年兵工类专业教材编写出版规划。共列入教材220种。这些教材都是从学校使用两遍以上、实践证明是比较好的讲义中遴选的，专业教学指导委员会从兵工专业教材建设的整体考虑对编写大纲进行了审查，认为符合兵工专业培养人才要求，符合国家出版方针。这批教材的出版必将为兵工专业教材的系列配套，为教学质量的提高、培养国防现代人才，为促进兵工类专业科学技术的发展，都将起到积极的作用。

本教材由张戊寅研究员主审，经中国兵器工业总公司夜视与激光技术专业教学指导委员会复查，兵总教材编审室审定。

限于水平和经验，这批教材的编审出版难免有缺点和不足之处，希望使用本教材的单位和广大读者批评指正。

中国兵器工业总公司教材编审室

1996年10月

序

光电成像技术是适应信息社会的需要而迅速发展的一门新技术分支学科。这一先进的技术为人类有效地扩展了自身的视觉能力。利用光电成像技术，可在全黑的夜空不用照明能像白天一样看清周围景物；可利用景物本身在常温下的辐射能获得可见的图像信息；可通过视频信号的转换来完成图像的传输，存贮以及处理等功能。由于光电成像技术首先在军事领域中得到了应用，因此这一技术已成为国防科技中至关重要的专业技术。

中国兵器工业总公司教材编审室最近组织编写了光电成像技术专业的系列教材，这是做了一件很有意义的工作。通过这套教材，读者可以全面了解军事及民用领域中光电成像技术的主要内容及其进展。

光电成像技术，一可以扩展人眼对微弱光图像的探测能力；二可以将超快速现象记下来；三可以开拓人眼对不可见辐射的接收能力。正是由于光电技术的这些作用，才逐步发展成为现在的各类光电成像器件及系统。并由此建立并发展了这一技术学科。

光电成像技术是以微光图像的增强和红外、紫外、X射线、亚毫米波等非可见辐射图像的探测与处理为基本内容的高新技术分支学科。由于军事工程的迫切需求，这一技术取得了迅猛的发展。当前光电技术已达到接近光子探测的极限水平。其主要标志是：具有高量子效率的负电子亲和势光电阴极的第三代微光像增强器已走出实验室进入商品化市场；以超大规模的电荷耦合器件（CCD）面阵为核心的高性能固态摄像机已在国防和民用领域获得广泛应用；热成像中引入了焦平面技术，多元探测器的光机扫描热成像系统的噪声等效温差已可优于0.01K；辐射探测的长波限已延伸到 $30\mu\text{m}$ 的波段； $40\mu\text{m}$ 以上波段的开拓工作也有所进展；以红外电荷耦合器件（IRCCD）为核心的凝视热成像系统的发展正方兴未艾，并已开始在大体积、重量要求严格的应用场合取代了光机扫描式热像仪。利用光电成像器件，可以将超快速（例如核爆炸、高压放电的形成）在纳秒、皮秒，以至飞秒级变化现象记录下来。

由30年代至今，光电成像技术的发展历程已走过了60年。当前光电成像技术已渗透到许多科学领域中。这一技术开拓了二维高密度以及随时间变化的三维信息源，促成了人类视觉探测域的光谱延伸、阈值扩展和时间暂留。根据当代社会对发展图像信息技术的迫切需要、国防上对夜战和图像制导等技术的重视，可以预计光电成像技术定会有更为迅速的发展前景。为此我深信这套教材的出版将会促进这一新兴分支学科的发展。

王大珩
1992年6月

前 言

本教材是根据全国高等工科院校光电技术专业教学指导委员会 1990 年泰安会议审定的编写大纲进行编写的。该教材正式列入兵工教材规划，作为“光电成像技术”系列教材予以出版。

“光电成像原理”课程是光电成像技术专业的必修专业课。课程学时数为 64 学时。本教材遵循课程的教学要求，内容包括：光电成像的物理过程；光电转换机理；电子图像的成像理论；电子图像的显示；电视摄像的物理过程；各类电视摄像器件原理；红外探测器原理；固体成像器件原理。

本教材的第 1 章由北京理工大学邹异松执笔，第 3、4、6、7、8、9、10 章由南京理工大学刘玉凤执笔，第 2、5、11、12、13 章由北京理工大学白廷柱执笔。该教材是通过多年的教学实践和积累的科研成果，并充分吸收国内外光电成像技术领域新发展的基础上进行编著的。教材的内容选取力求反映当代光电成像原理的主要技术内涵。教材的编排层次尽量适应教学规律的要求。教材的总思路是为读者创造一个掌握光电成像原理的良好途径。

本教材承蒙中国兵器工业西安应用光学研究所张戊寅研究员主审，由兵器工业总公司教材编审室刘金环高工审定。作者谨向他们致以深切的谢意，并向引为本书参考资料的作者和译者致谢。

考虑到光电成像原理是综合性的技术学科，又正处于迅速发展的进程中，因此要编出一本完善成熟的教材实属困难。而且作者的学识与水平有限，书中的缺欠有所难免，诚恳地希望读者批评指正。

目 录

第一章 绪论	(1)
§ 1.1 光电成像原理的产生及发展	(1)
§ 1.2 光电成像对视见光谱域的延伸	(2)
§ 1.3 光电成像对视见灵敏阈的扩展	(4)
§ 1.4 光电成像器件的类型	(10)
§ 1.5 光电成像的特性	(11)
习题	(29)
参考文献	(29)
第二章 半导体物理基础	(31)
§ 2.1 半导体的能带理论	(31)
§ 2.2 半导体中载流子浓度的分布理论	(33)
§ 2.3 载流子浓度与费米能级	(35)
§ 2.4 载流子在半导体中的输运现象	(45)
§ 2.5 非平衡载流子的复合理论	(49)
§ 2.6 半导体中非平衡载流子的运动规律	(59)
§ 2.7 P—N 结	(65)
§ 2.8 半导体的表面	(71)
习题	(76)
参考文献	(77)
第三章 直视型电真空成像原理	(78)
§ 3.1 像管成像的物理过程	(78)
§ 3.2 像管的类型与结构	(80)
§ 3.3 像管的主要特性与参数	(84)
习题	(90)
参考文献	(90)
第四章 辐射图像的光电转换	(92)
§ 4.1 光电发射的物理模型	(92)
§ 4.2 电子受激跃迁的半经典分析	(93)
§ 4.3 受激电子向表面迁移过程的分析	(96)
§ 4.4 电子逸出表面过程的分析	(98)
§ 4.5 典型实用光阴极	(100)
§ 4.6 光电发射的极限电流密度	(110)
§ 4.7 光阴极面发射电子过渡过程的分析	(112)
习题	(113)
参考文献	(113)
第五章 电子图像的成像理论	(115)
§ 5.1 电子光学的基本方程	(115)

§ 5.2 旋转对称场中的场方程	(116)
§ 5.3 静电磁场中带电粒子的运动	(119)
§ 5.4 电子透镜	(127)
§ 5.5 典型电子光学系统的分析	(132)
§ 5.6 电子枪简介	(139)
习题	(143)
参考文献	(143)
第六章 电子图像的发光显示	(145)
§ 6.1 荧光屏的构成	(145)
§ 6.2 荧光层的发光理论	(145)
§ 6.3 荧光屏的发光动力学	(148)
§ 6.4 典型荧光屏的发光机理	(150)
习题	(152)
参考文献	(152)
第七章 光学图像的传像与电子图像的倍增	(154)
§ 7.1 光学纤维面板	(154)
§ 7.2 微通道板	(157)
习题	(171)
参考文献	(171)
第八章 电视型电真空成像原理	(173)
§ 8.1 电视摄像的基本原理	(173)
§ 8.2 摄像管的基本原理和分类	(174)
§ 8.3 摄像管的主要特性参数	(179)
习题	(187)
参考文献	(187)
第九章 光电导摄像原理	(188)
§ 9.1 注入型光电导靶	(188)
§ 9.2 氧化铅光电导靶	(192)
§ 9.3 硅二极管列阵光电导靶	(194)
§ 9.4 异质结光电导靶	(201)
§ 9.5 光电导摄像管参数的比较	(205)
习题	(207)
参考文献	(207)
第十章 光电发射型的摄像原理	(208)
§ 10.1 超正析摄像管	(208)
§ 10.2 二次电子导电摄像管	(210)
§ 10.3 电子轰击型硅靶摄像管	(214)
习题	(214)
参考文献	(215)
第十一章 热释电摄像管	(216)
§ 11.1 热释电摄像管的构成与特点	(216)
§ 11.2 热释电摄像管的工作原理	(218)
§ 11.3 热释电摄像管的特性	(224)

习题	(235)
参考文献	(235)
第十二章 红外探测器	(237)
§ 12.1 红外探测器的分类.....	(237)
§ 12.2 红外探测器的工作条件和性能参数.....	(239)
§ 12.3 光电导探测器.....	(245)
§ 12.4 SPRITE 探测器	(260)
§ 12.5 光伏探测器.....	(268)
§ 12.6 热释电探测器.....	(277)
§ 12.7 肖特基势垒光电探测器.....	(285)
习题	(289)
参考文献	(289)
第十三章 电荷耦合器件	(291)
§ 13.1 CCD 的物理基础	(291)
§ 13.2 CCD 的工作原理和结构	(301)
§ 13.3 CCD 的物理性能	(312)
§ 13.4 电荷耦合摄像器件 (CCID)	(329)
§ 13.5 CCID 的特性参数与分析	(333)
§ 13.6 微光电荷耦合成像器件.....	(338)
§ 13.7 红外电荷耦合器件 (IR—CCD)	(342)
§ 13.8 CCD 的现状与其他固态摄像器件	(353)
习题	(357)
参考文献	(357)

第一章 绪 论

现代人类是生活在信息时代，获取图像信息是人类文明生存和发展的基本需要。但是由于视觉性能的限制，通过直接观察所获得的图像信息是有限的。首先是灵敏度的限制，夜间无照明时人的视觉能力很差；其次是分辨力的限制，没有足够的视角和对比就难以辨认；又有时间上的限制，已变化过的景象无法留在视觉上；还有光谱的限制，人眼只对电磁波谱中很窄的可见光区敏感。总之，人类的直观视觉只能有条件的提供图像信息。在很早以前人类就为开拓自身的视见能力而进行了探索。取得了不少有成效的进展。望远镜的出现，为人类延伸了视见距离。显微镜的应用，为人类观察微小物体提供了方便。可是，在扩展视见光谱范围和视见灵敏度方面却经历了漫长时间，才有所进展。这一进展是由光电成像技术所开拓的。目前光电成像技术已成为信息时代的重要技术领域。

§ 1.1 光电成像原理的产生及发展

光电成像原理是在人类探索和研究光电效应的进程中产生和发展的。追溯到 1873 年，首先由史密斯 (W·Smith) 发现了光电导现象。随后普朗克 (Planck) 于 1900 年提出了光的量子属性。而后在 1916 年由爱因斯坦 (Einstein) 完善了光与物质内部电子能态相互作用的量子理论。人类从此揭示了内光电效应的本质。在相继的大量研究工作中，伴随着近代物理学的发展建立了半导体理论和研制出各类光电器件。由此导致内光电效应的广泛应用。开拓了人类探测光子的技术手段，为扩展视见光谱范围创造了基本条件。人类在探索内光电效应的同时也探索了外光电效应。1887 年由赫兹 (Hertz) 首先发现了紫外辐射对放电过程的影响。第二年哈尔瓦克 (Hallwachs) 实验证实了紫外辐射可使金属表面发射负电荷。其后由斯托利托夫 (Стокеров)、勒纳 (Lenard) 和爱因斯坦相继建立了光电发射的基本定律。在此基础上于 1929 年科勒 (Koller) 制成了第一个实用的光电发射体——银氧铯光阴极。随后利用这一技术研制成功了红外变像管。实现了将不可见的红外图像转换成可见光图像。相继又出现了紫外变像管和 X 射线变像管，从而使人类的视见光谱范围获得了更有成效的扩展。对外光电效应的深入研究，导致格利胥 (Görlich) 于 1936 年研制出铯铯光阴极和萨默 (Sommer) 于 1955 年研制成铯钾钠铯多碱光阴极。由于西蒙 (Simon) 在 1963 年提出的负电子亲和势光阴极理论，又导致伊万思 (Evans) 等人制成功负电子亲和势镓砷光阴极。因为这些高量子效率光阴极的出现，使微光图像的增强技术达到了实用阶段。采用像增强器人类又突破了视见灵敏度的限制。就在发展光电成像技术的进程中，人类从 30 年代开始为扩展视界而致力于电视技术的研究。以弗兰兹沃思 (Fransworth) 开发的光电析像管为起端的电视摄像技术，提供了不必面对目标即可观察的可能性。由于电视效能具有极大的吸引力，促使它的进展极为迅速。在短短的半个多世纪中，电视摄像器件从初期的析像器逐步提高而发展出众多类型的摄像器件。相继出现的有：超正析像管、分流摄像管、视像管、二次电子导由摄像管、硅电子增强靶摄像管、热释电摄像管等。在发展电真空类型的摄像器件同时，于 1970 年由玻伊尔 (Boyle) 和

史密斯 (Smith) 开拓出一种具有自扫描功能的电荷耦合器件 (简称为 CCD)。由此导致固体摄像器件的诞生。从而使电视摄像技术产生质的飞跃。尤其在发展红外 CCD 方面所开拓的凝视红外热成像技术, 已成为人类目前扩展视见能力的最有效手段。

上述种种改善人类视见能力的新技术, 归结起来都是以光电转换技术, 光电子理论和半导体物理等为其基础, 并通过各类光电成像器件来实现的。这一类器件的原理可以统称之为光电成像原理。相应的学科归属于光电子物理学。

§ 1.2 光电成像对视见光谱域的延伸

自然界中存在着非可见光的电磁波。这些电磁波和可见光一样也构成景物的辐射强度分布。例如在常温下 (约 300K) 景物本身的热辐射就构成了红外线辐射分布的图像。但是这种图像不能被人眼直接感受。存在于自然界的电磁波, 其波长范围很宽。从波长仅有 10^{-16}m 的宇宙射线到波长为 10^8m 的长电振荡。对于如此广泛的电磁波, 如何利用来传递图像信息, 并转换为可见光图像。这一问题只有借助于光电成像技术来获得解决。

用经典理论可以证明, 全部波段电磁波都可成为图像信息的载体。这是因为全部电磁波所形成的电磁场都遵循同一形式的麦克斯韦 (Maxwell) 偏微分方程组的关系。麦克斯韦方程组给出了关于电磁场分布的经典理论描述。其微分形式如下

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \delta + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \end{cases} \quad (1-1)$$

换为积分形式, 则为

$$\begin{cases} \oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \int_V \rho dV \\ \oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \\ \oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = -\int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \\ \oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{L} = \int_S \left(\delta + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{S} \end{cases} \quad (1-2)$$

式中的电位移 \mathbf{D} 、场强 \mathbf{E} 、磁感应强度 \mathbf{B} 和磁场强度 \mathbf{H} 都是矢量。式中封闭曲面 S 的体积为 V , 其中自由电荷的密度为 ρ 。式中闭合曲线 L 的面积为 S , 其中位移电流密度为 δ 。

麦克斯韦方程组所定量描述的电磁场取决于辐射源及传播介质的性质。一切辐射现象都可以通过求解一定边界条件下的麦克斯韦方程组来确定。用于讨论光学成像过程的电磁场通常是处于不包括辐射源的理想非导电各向同性的介质中。介质的介电常数和磁导率分别为 ϵ 和 μ , 由此可代入条件

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} & \rho &= 0 \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} & \delta &= 0 \end{aligned} \quad (1-3)$$

从而获得简化的麦克斯韦方程组

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{B} = \mu\epsilon + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (1-4)$$

式中的电场矢量 \mathbf{E} 和磁场矢量 \mathbf{B} ，二者都是时间 t 和空间点 \mathbf{r} 矢量的函数。利用上面的方程组可以证明该两个矢量函数的所有分量都满足波动方程

$$\left[\nabla^2 - \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \mathbf{E}(\mathbf{r} \cdot t) = 0 \quad (1-5)$$

$$\left[\nabla^2 - \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \mathbf{B}(\mathbf{r} \cdot t) = 0 \quad (1-6)$$

为了研究电磁波传递图像信息，就需要确定物空间的场分布和像空间的场分布两者之间的定量关系。这一问题可以在已知的初始条件及边界条件下，求解波动方程来解决。但是由于解析困难，需要进行线性变换处理。

由于与 $\mathbf{E}(\mathbf{r} \cdot t)$ 及 $\mathbf{B}(\mathbf{r} \cdot t)$ 相应的复解矢量也满足波动方程。它们的傅氏变换 $\mathbf{E}(\mathbf{r} \cdot \omega)$ 及 $\mathbf{B}(\mathbf{r} \cdot \omega)$ 则分别满足亥姆霍兹(Helmholtz)方程。

$$[\nabla^2 + \mu\epsilon\omega^2] \mathbf{E}(\mathbf{r} \cdot \omega) = 0 \quad (1-7)$$

$$[\nabla^2 + \mu\epsilon\omega^2] \mathbf{B}(\mathbf{r} \cdot \omega) = 0 \quad (1-8)$$

上式的一个解是平面波

$$\mathbf{E}(\mathbf{r} \cdot \omega) \propto \exp(-j\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (1-9)$$

式中 \mathbf{K} 是波矢量，其标量 $|\mathbf{K}| = \mu\epsilon\omega$ (称为空间圆频率)。

借助于 (1-7) 式对所有可能的频率和波矢量的平面波连续谱进行加权求和即可得到 (1-5) 式的通解

$$\mathbf{E}(\mathbf{r} \cdot t) = \int \mathbf{E}(\mathbf{r} \cdot \omega) \exp(j\omega t) d\omega \quad (1-10)$$

同理也可求出 (1-6) 式的通解

$$\mathbf{B}(\mathbf{r} \cdot t) = \int \mathbf{B}(\mathbf{r} \cdot \omega) \exp(j\omega t) d\omega \quad (1-11)$$

由上面的数学过程所描述的物方和像方两者分布函数之间关系，表明广泛的电磁波都具有同一的传播规律。因此由经典电磁场理论可以处理电磁波的全部光学成像问题，并可以用波印亭(Poynting)矢量 \mathbf{w} 来表示电磁能密度

$$\mathbf{w} = \frac{1}{\mu} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad (1-12)$$

将波动方程应用于讨论电磁波成像就可知，只要像空间两点的距离大于衍射极限，即可分辨其间的光强分布，也就是能构成图像信息。根据简化的电磁波衍射理论模型，两个像点间能够被分辨的最短距离为 d ，它等于

$$d = \frac{0.61\lambda}{n' \sin\theta'} \quad (1-13)$$

式中， λ 是电磁波的波长， n' 是电磁波在像空间的介质折射率， θ' 是电磁波在像方的会聚角。从

这一衍射公式可知，当电磁波的波长增大时，所能获得的图像分辨力将显著降低。因此对波长超过毫米数量级的电磁波，如果用有限孔径和焦距的成像系统所获得的图像分辨力将会很低。所以基本上排除了波长较长的电磁波的成像作用。目前光电成像对光谱长波阈的延伸仅扩展到亚毫米波成像。

除了衍射造成分辨力下降而限制了长波的电磁波用于成像而外，同时用于成像的电磁波也存在一个短波限制。通常把这个短波限确定在 X 射线 (Roentgen) 与 γ 射线 (Gamma) 的波段。这是因为波长更短的辐射具有极强的穿透能力，所以宇宙射线难以在普通条件下聚焦成像。

综合上述分析，可以得出简要的结论。通常用于光电成像的电磁波，其波长范围是由无线电超短波到 γ 射线为止。有效的波谱区是：亚毫米波、红外辐射、可见光、紫外辐射、X 射线、 γ 射线等。

§ 1.3 光电成像对视见灵敏阈的扩展

光电成像可以突破人眼视见灵敏阈的限制。自然景物的亮度有着极其悬殊的变化。例如，日间阳光和夜间星光对地面景物的照度，前者约为 10^5lx ，后者约为 10^{-3}lx ，两者相差 8 个数量级。最低照度已远远低于人眼的视觉灵敏阈。借助于光电成像则可以提供视见灵敏阈的扩展。

利用光电成像的原理，可以将弱光的输入图像，通过光电变换予以增强，使输出的是强光图像。这里产生一个问题，是否光电成像的增强作用不受任何限制呢？经理论分析证明，光电成像存在着图像探测的极限值。这一极限称之为图像探测灵敏阈。

一个景物的细节能否被光电成像系统所探测到，即形成一个可被人眼识别的输出图像，这与下面三项因素有关：

- ① 景物细节的辐射亮度（或单位面积的辐射强度）；
- ② 景物细节对光电成像系统接收孔径的张角；
- ③ 景物细节与背景之间的辐射对比度。

因此，可以用光电成像系统刚能探测到景物细节的上述三项指标来表示其极限性能。通常是以可探测到图像细节的最小张角与最低辐射亮度两者关系曲线来表示。这一曲线是选定某一确定的辐射对比度来测定的。选定各种不同的辐射对比度可得到一族曲线。这族曲线定量表明了该光电成像系统的图像探测灵敏度，称之为图像探测特性曲线。其解析表达式称为图像探测方程。

下面首先由建立图像信号与图像噪声的概念入手，来具体讨论光电成像的图像探测特性。并通过推导图像探测方程，来确定光电成像对视见灵敏阈的扩展。

1.3.1 图像信号与图像噪声的概念

图像是以辐射量子分布所再现的景物。辐射量子数的差异表示出图像的亮暗，它就构成了图像信号。同时由于辐射量子在数量上有随机涨落，这一量子数起伏又构成图像噪声。下面具体说明图像信号与图像噪声的概念。

当有两个相邻的像元，由于它们具有不同的辐射亮度，就构成了一个图像细节。令光电

成像系统在有效积分时间内接收到来自两个像元的辐射量子数分别为 \bar{n}_1 和 \bar{n}_2 。这时光电成像系统能否分辨出这两个像元，取决于 \bar{n}_1 与 \bar{n}_2 的差异。这一差异就代表了图像细节的信号。其图像信号值可表示为

$$S = \bar{n}_1 - \bar{n}_2 \quad (1-14)$$

这一图像信号也伴随有图像噪声。噪声的起因来源于电磁波辐射的量子性。现予以简要说明。自然界的辐射都是来源于物态的受激过程。受激辐射是物质内部电子能态跃迁的结果。物体中的电子均可成为辐射光子的中心。它可能由于热效应、化学反应、电磁作用以及其它粒子的非弹性碰撞而获得能量跃迁到受激态。当从不稳定能态跃迁到低能态时会辐射量子来交换能量。因此，辐射过程具有量子性。

由于物体受激辐射是具有量子性的过程。所以在稳定受激条件下每瞬间辐射的光子流密度具有量子性的随机涨落。只是辐射光子流密度的平均值是确定的。因此，产生的辐射强度是围绕一个确定的平均值而起伏的。人眼在观察发光过程通常是感受不到这种起伏。这是因为人的视觉具有0.02s的有效积分时间，因而视觉接受的是大于或等于0.02s内积累的光子数。所以直观看不到小于0.02s的闪烁。

现以黑体热辐射为例做进一步定量说明。黑体在一定温度条件下，辐射量子流密度的平均值与温度相关。该平均值表示了黑体辐射的强度，构成了辐射的信号。而辐射的瞬时值则有所涨落，这种偏离平均值的随机起伏就构成了辐射的噪声。根据概率论中描述随机变量的理论可知，黑体辐射的离散随机过程，可以用它的数字特征来定量描述。即用一阶原点矩来表示黑体辐射的辐射亮度值，用二阶中心矩来表示黑体辐射的方差。前者定义为辐射亮度的量子信号值，后者的开方值定义为辐射亮度的量子噪声。下面用概率论的数学方法和量子理论来具体建立黑体辐射的定量描述。

首先讨论单黑体模式。取一个光谐振器具有一组频率为 f 的驻波模，每个驻波模都有两个独立而垂直的极化方向。具有某一特定极化方向的一个驻波模就称为一个黑体模。这样一个黑体模可以看作是一个频率为 f 的谐波振荡器。根据量子理论，它的能量 \mathcal{E}_ν 被量化为

$$\mathcal{E}_\nu = hf \left(\nu + \frac{1}{2} \right) \quad (\nu = 1, 2, 3, \dots) \quad (1-15)$$

式中， h 是普朗克(Planck)常数， $\frac{1}{2}hf$ 称为零点能，它是一个附加的常数。为了简化而略去零点能。如果量子数 $\nu > 0$ ，则在该黑体模中有 ν 个量子。

根据玻尔兹曼(Boltzmann)定理可知，在黑体模中具有 ν 个量子的概率正比于 $\exp(-\nu hf/kT)$ 。因此这个概率分布可写成为 $C \exp(-\nu hf/kT)$ 。其中 k 是玻尔兹曼常数， T 是绝对温度， C 是归一化因子。由于概率总和为1，所以

$$C \sum_{\nu} \exp\left(-\frac{\nu hf}{kT}\right) = 1 \quad (1-16)$$

可得出

$$C = 1 - \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right) \quad (1-17)$$

利用概率论求出 ν 的均值 $\bar{\nu}$ 和 ν^2 的均值 $\bar{\nu}^2$

$$\bar{\nu} = C \sum_{\nu} \nu \exp\left(-\frac{\nu hf}{kT}\right) \quad (1-18)$$

$$\overline{\mathcal{V}^2} = C \sum_{\mathcal{V}} \mathcal{V}^2 \exp\left(-\frac{\mathcal{V}hf}{kT}\right) \quad (1-19)$$

由 (1-16) 和 (1-17) 式, 可知

$$\sum_{\mathcal{V}} \exp\left(-\frac{\mathcal{V}hf}{kT}\right) = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)} \quad (1-20)$$

将 (1-20) 式的两边分别对 $\frac{hf}{kT}$ 取一阶导数, 则得到

$$\sum_{\mathcal{V}} -\mathcal{V} \exp\left(-\frac{\mathcal{V}hf}{kT}\right) = \frac{\exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)}{\left[1 - \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)\right]^2} \quad (1-21)$$

将 (1-21) 式的两边再对 $\left(\frac{hf}{kT}\right)$ 取导数, 得到

$$\sum_{\mathcal{V}} \mathcal{V}^2 \exp\left(-\frac{\mathcal{V}hf}{kT}\right) = \frac{\exp\left(-\frac{hf}{kT}\right) + \left[\exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)\right]^2}{\left[1 - \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)\right]^3} \quad (1-22)$$

把 (1-21) 式和 (1-22) 式分别乘以归一化系数 C , 并利用 (1-18) 式和 (1-19) 式的关系, 可知

$$\overline{\mathcal{V}} = \frac{\exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)} \quad (1-23)$$

$$\overline{\mathcal{V}^2} = \frac{\exp\left(-\frac{hf}{kT}\right) + \left[\exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)\right]^2}{\left[1 - \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)\right]^2} \quad (1-24)$$

根据概率论的方差定义, 可写出 \mathcal{V} 的方差 $D(\mathcal{V})$ 为

$$D(\mathcal{V}) = \overline{\mathcal{V}^2} - (\overline{\mathcal{V}})^2 = \frac{\exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)}{\left[1 - \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)\right]^2} = \frac{\overline{\mathcal{V}}}{1 - \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)} \quad (1-25)$$

上式就是单黑体模辐射的涨落方差。

实际黑体是大量集合的黑体模。因此黑体辐射的量子数 n 可表示为

$$n = \sum_i \mathcal{V}_i \quad (1-26)$$

其均值则为

$$\bar{n} = \sum_i \overline{\mathcal{V}_i} \quad (1-27)$$

利用 (1-25) 式的关系, 实际黑体辐射的量子数方差 $D(n)$ 为

$$D(n) = \frac{\sum_i \overline{\mathcal{V}_i^2}}{1 - \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)} = \frac{\bar{n}}{1 - \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)} \quad (1-28)$$

这一公式定量地表明了黑体辐射的量子数涨落情况。根据概率论中描述随机变量的数字特征

可知，黑体辐射的量子数涨落值可以用均方差（标准差）来表示。所以黑体辐射的量子噪声值为 $\sqrt{D(n)}$ 。

$$\sqrt{D(n)} = \sqrt{\frac{\bar{n}}{1 - \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)}} \quad (1-29)$$

当黑体辐射的波段为可见光波段时，则 $hf \gg kT$ 。这时辐射的量子噪声可近似表示为

$$\sqrt{D(n)} \approx \sqrt{\bar{n}} \quad (1-30)$$

该式表明，可见光的量子辐射（光子）可以用泊松（Polsson）分布律来描述。

根据发光辐射的量子噪声公式（1-30），可给出图像噪声的表达式。由（1-14）式所描述的图像信号就伴随有图像噪声。这是因为具有亮暗差异的两个像元，辐射的量子数都有涨落。所以由两个随机变量形成的差值也是有涨落的。其差值的涨落方差可表示为

$$D(n_1 - n_2) = D(n_1) - 2\text{COV}(n_1, n_2) + D(n_2) \quad (1-31)$$

式中 $\text{COV}(n_1, n_2)$ 是 n_1 和 n_2 的协方差。由于亮暗两个像元的辐射量子数彼此不相关，所以协方差为零。因此图像噪声值可表示为 N

$$N = \sqrt{D(n_1) + D(n_2)} = \sqrt{\bar{n}_1 + \bar{n}_2} \quad (1-32)$$

利用（1-14）式和（1-32）式就可直接写出这一图像的信号与噪声之比的公式，简称为图像信噪比

$$\frac{S}{N} = \frac{\bar{n}_1 - \bar{n}_2}{\sqrt{\bar{n}_1 + \bar{n}_2}} \quad (1-33)$$

上式定量描述了由相邻的亮和暗像元所构成的图像信噪比值。式中 \bar{n}_1 和 \bar{n}_2 分别是亮和暗像元在有效积分时间内发射的平均光子数。

1.3.2 光电成像的图像探测方程

光电成像系统所输出的图像，最终要由人眼来接收。人眼在观察图像时，要求图像的信噪比值应高于临界阈值（对不同的图案，人眼的临界阈值不同）。如果光电成像系统输出的图像信噪比等于人眼的临界阈值信噪比时，这时光电成像的工作状态已处于临界状态。利用这一条件可以建立光电成像系统的图像探测方程。下面分步骤来建立这一方程。

1. 光电成像所输出的图像信号表达式

取被探测的图像细节为相邻的两个有亮暗差异的像元。每一像元是边长为 h 的正方形，其亮度分别为 L_1 和 L_2 。且 $L_1 > L_2$ 。

在亮像元上的亮度 L_1 可表示为

$$L_1 = \frac{d\Phi}{d\Omega dS \cos\varphi} \quad (1-34)$$

式中， Φ 表示像元发出的辐射通量， Ω 表示立体角， S 表示像元的面积， φ 表示法线的交角。

则光电成像系统接受来自亮像元的辐射通量 Φ_1 为

$$\Phi_1 = \int_S \int_0^\pi L_1 \cos\varphi d\Omega ds = \int_0^\pi L_1 h^2 2\pi \sin\varphi \cos\varphi d\varphi = \pi L_1 h^2 \sin^2\varphi \quad (1-35)$$

将上式的有关量做适当代换，以便求出光电成像系统的输出信号。令光电成像系统接收

孔径的半径为 r ，光电转换的量子效率为 η ，有效积分时间为 τ ，像元与光电成像系统的间距为 d ，像元边长 h 对光电成像系统的张角为 α 。取 Q 表示每流明光通量在每秒所通过的光子数。对于白光（具有标准 A 光源的光谱分布）的 Q 值近似等于 $1.3 \times 10^{16} \text{lm}^{-1} \text{s}^{-1}$ 。由此可列出光电成像系统在有效积分时间内接收亮像元辐射的平均光子数 \bar{p}_1 为

$$\bar{p}_1 = \pi L_1 h^2 \sin^2 \varphi \cdot Q \tau \eta \approx \pi L_1 r^2 \left(\frac{h}{d} \right)^2 Q \tau \eta = \pi L_1 r^2 \alpha^2 \tau \eta Q \quad (1-36)$$

同样过程，可求出光电成像系统在有效积分时间内接收暗像元辐射的平均光子数 \bar{p}_2 为

$$\bar{p}_2 = \pi L_2 r^2 \alpha^2 \tau \eta Q \quad (1-37)$$

根据 (1-14) 式可知，由光电成像所获得的输出图像信号为 S

$$S = \bar{p}_1 - \bar{p}_2 = \pi(L_1 - L_2)r^2\alpha^2\tau\eta Q \quad (1-38)$$

2. 光电成像所输出的图像噪声表达式

为了求光电成像在极限状态下的图像探测特性，所以取光电成像过程处于理想工作状态。令光电成像过程只有光电转换的量子噪声，不产生其它附加噪声，也不产生像差。关于光电转换的量子噪声，由于它是光电转换所固有的量子性而产生的，故不能排除。这一噪声的产生原因与光子噪声类似。这里只做扼要说明。光电转换的本质是光子和电子的能量交换过程。光子入射到光敏体所产生的光电效应，包括有外光电效应和内光电效应。两者都可解释为入射光子与体内电子产生非弹性碰撞，使受激电子获得能量，或逸出体外构成光电子发射或进入导带形成光电导。这表明光电转换产生的受激电子与受激发光产生的光子，两种行为是相同的。因此在上一节中已得出黑体辐射的量子信号和量子噪声的结论也适用描述光电转换的量子信号和量子噪声。这表明，光电转换的量子产额也符合泊松分布律。即量子产额的平均值（泊松分布的数学期望）表示光电转换的量子信号值，量子产额的起伏值（泊松分布的均方差）表示光电转换的量子噪声值。

由于光电成像所输出的亮和暗两个像元都伴随有量子起伏的噪声，因此其差值的起伏噪声可以利用概率公式求出。考虑到亮暗两像元的量子数不相关，所以两者的协方差为零，由 (1-36) 和 (1-37) 式可写出光电成像的输出图像噪声 N 的表达式

$$N = \sqrt{\bar{p}_1 + \bar{p}_2} = \sqrt{\pi(L_1 + L_2)r^2\alpha^2\tau\eta Q} \quad (1-39)$$

3. 光电成像的输出图像信噪比

前面已得到光电成像的输出图像信号与噪声的表达式，由此可直接列出输出图像信噪比的公式

$$\frac{S}{N} = \sqrt{\frac{\pi r^2 \alpha^2 \tau \eta Q (L_1 - L_2)^2}{(L_1 + L_2)}} \quad (1-40)$$

将上式作适当代换，采用光学中的对比度 C 和平均亮度 L_m 来表示输入图像。它们定义分别为

$$C = \frac{L_1 - L_2}{L_1 + L_2} \quad (1-41)$$

$$L_m = \frac{1}{2}(L_1 + L_2) \quad (1-42)$$

把 (1-41) 和 (1-42) 式代入 (1-40) 式中，得到