

电真空成像器件 及理论分析

邹异松 编著

国防工业出版社

前 言

本教材是根据 1986 年高等学校光电成像技术专业教材会议通过的《电真空成像器件及理论分析》的教材编写大纲进行撰写的。全书包括电真空成像物理、电真空成像器件及光电成像特性的理论分析等内容。本教材是光电成像技术专业本科生的必修课教材，其中光电成像理论分析可作为研究生学位课教材。

本教材的第一篇以光电成像的基本理论为主线，系统地讨论了直视型和电视型的电真空成像物理、辐射图像的光电转换、电子光学与发光显示、光学图像的传输与电子图像的倍增以及摄像的靶面机理。在此基础上系统地阐述了各类电真空成像器件的原理。由此构成了完整的电真空成像的基本理论部分。

本教材的第二篇以光电成像的特性分析为主线，重点论述了光电成像的传递特性、光电图像的信噪比、探测图像的灵敏阈、视频信号传递函数、光电成像的时间响应特性、电真空成像器件的瞬时调制传递函数以及动态图像的光学传递函数衰减特性。通过上述特性的深入讨论，得出光电成像过程的基本规律。由于全面定量地推导出了各项特性的理论公式，从而完整地建立了分析光电成像特性的理论体系。

考虑到电真空成像是综合性的技术学科，涉及面广，为此安排了一些超出大学本科教学基本要求的内容，以供从事电真空成像技术的科技人员和研究生参考。

本书承蒙北京理工大学周立伟教授审定。并聘请中国科学院电子学研究所陶兆民研究员主审。由机械电子部教材编审室主任杨实诚高级工程师审核。作者谨向他们致以深切谢意。并向引为本书参考资料的作者和译者致谢。

由于本人水平有限，编写时间仓促，书中缺点和错误在所难免，诚恳地希望读者批评指正。

作 者

1988年 8 月

目 录

第一篇 成像器件	
第一章 绪论	1
§ 1.1 电真空成像器件的产生 及发展	1
§ 1.2 光电成像对视见光谱域 的延伸	3
§ 1.3 光电成像对视见灵敏阈 的扩展	5
1.3.1 图像信噪比的基本概念	5
1.3.2 光电成像的图像探测方程	8
第二章 直视型电真空成像物理	13
§ 2.1 像管成像的物理过程	13
2.1.1 辐射图像的光电转换	13
2.1.2 电子图像的能量增强	13
2.1.3 电子图像的发光显示	14
§ 2.2 像管的基本类型	14
§ 2.3 像管的转换特性与增益	18
2.3.1 转换系数的定义	18
2.3.2 转换系数的估算	19
2.3.3 光增益的定义	21
2.3.4 有效光增益的估算	21
第三章 辐射图像的光电转换	24
§ 3.1 光电发射的物理模型	24
§ 3.2 电子受激跃迁的半经典 分析	25
§ 3.3 受激电子向表面迁移过 程的分析	28
§ 3.4 电子逸出表面过程的分析	32
§ 3.5 典型光电阴极的发射机理	33
3.5.1 银-氧-铯光电阴极	35
3.5.2 铋-铯光电阴极	36
3.5.3 双碱及多碱光电阴极	36
3.5.4 负电子亲和势光电阴极	37
3.5.5 金属的紫外光电阴极	41
§ 3.6 光电发射的极限电流密度	44
§ 3.7 光电阴极面发射电子过渡 过程的分析	46
第四章 电子图像的成像理论	49
§ 4.1 双平面近贴电子透镜	49
4.1.1 成像的聚焦理论	49
4.1.2 聚焦电子的密度分布	50
§ 4.2 电磁复合聚焦电子透镜	52
4.2.1 成像的聚焦理论	52
4.2.2 聚焦的像差	53
§ 4.3 准球对称(中心对称)电子 透镜	54
4.3.1 成像的聚焦理论	54
4.3.2 阳极孔径的物像关系	56
4.3.3 聚焦的像差	58
4.3.4 聚焦电子的密度分布	59
§ 4.4 光电流密度对电子图像聚 焦的影响	59
第五章 电子图像的发光显示	62
§ 5.1 荧光屏的构成	62
§ 5.2 荧光屏的发光理论	62
5.2.1 复合发光的能带模型理论	62
5.2.2 分立发光的位形坐标模型理论	64
§ 5.3 荧光屏的发光动力学	65
5.3.1 复合发光的衰减基本规律	65
5.3.2 分立发光的衰减基本规律	67
§ 5.4 典型荧光屏的发光机理	67
第六章 电子图像的倍增与光学图 像的传像	71
§ 6.1 微通道板	71
6.1.1 微通道板的构成	71
6.1.2 通道内的二次电子发射	71
6.1.3 电流增益与相关参数的关系	74
6.1.4 输出电流密度的饱和效应	77
6.1.5 离子反馈	80

6.1.6	无输入信号时的噪声	80
6.1.7	有输入信号时的噪声	81
6.1.8	噪声因子	85
§ 6.2	光学纤维面板	86
6.2.1	传像的原理	87
6.2.2	数值孔径与三环效应	88
6.2.3	锥形光学纤维面板与扭像器	88
第七章 电视型电真空成像物理 92		
§ 7.1	电视摄像的基本原理	92
§ 7.2	光电导摄像管的构成	92
§ 7.3	光电导摄像管的工作原理	93
§ 7.4	摄像的视频信号电流	95
§ 7.5	摄像管的光电灵敏度	100
§ 7.6	电视信号的惰性	101
7.6.1	光电导惰性	101
7.6.2	电容性惰性	103
§ 7.7	摄像的分辨率与视频信号带宽	106
7.7.1	靶面电荷图像的横向扩散	106
7.7.2	扫描电子束的弥散	110
第八章 光电导摄像原理 114		
§ 8.1	注入型光电导靶	114
8.1.1	三硫化二锑靶的构成	114
8.1.2	注入型靶的参数分析	115
§ 8.2	阻挡型光电导靶	118
8.2.1	氧化铅靶的工作机理	119
8.2.2	氧化铅靶的特性分析	120
8.2.3	硒碲碲靶的工作机理	121
8.2.4	硒碲碲靶的特性分析	122
8.2.5	硒化镉与碲碲化镉靶的工作机理	123
8.2.6	硒化镉与碲碲化镉靶的特性分析	124
8.2.7	碲化锌镉靶的工作机理	125
8.2.8	碲化锌镉靶的特性分析	125
§ 8.3	p-n结面阵型光电导靶	126
8.3.1	硅靶的构成	126
8.3.2	硅靶的工作机理	126
8.3.3	硅靶工作参数的分析	127
第九章 光电发射类型的摄像		

原理	137	
§ 9.1	超正析摄像管	137
9.1.1	摄像管的构成	137
9.1.2	摄像原理	138
9.1.3	特性及工作参数的分析	139
§ 9.2	分流摄像管	142
§ 9.3	二次电子导电摄像管	145
9.3.1	摄像管的构成	145
9.3.2	摄像原理	146
9.3.3	靶增益的相关参数分析	146
9.3.4	工作特性	147
§ 9.4	硅增强靶摄像管	148
第十章 热释电摄像管原理 151		
§ 10.1	摄像管的构成	151
§ 10.2	摄像的工作方式	152
§ 10.3	热释电靶的工作机理	153
§ 10.4	靶的单畴化	155
§ 10.5	基底电荷的产生方法	156
§ 10.6	特性及工作参数的分析	157
第十一章 彩色摄像与显像 163		
§ 11.1	色度学的基本原理	163
§ 11.2	彩色电视信号的编码	165
§ 11.3	彩色电视摄像原理	167
11.3.1	三管式彩色电视摄像	167
11.3.2	单管式彩色电视摄像	168
§ 11.4	彩色电视显像原理	173
§ 11.5	自会聚彩色显像原理	174

第二篇 光电成像的理论分析

第十二章 光电成像的物像关系		
理论	177	
§ 12.1	光电成像的像差因素	177
§ 12.2	光电成像的物像关系	179
12.2.1	线性光电成像的物像关系式	179
12.2.2	几何点的物像关系式	181
12.2.3	几何线的物像关系式	182
§ 12.3	光电成像的空间域分析	
理论	184	
12.3.1	空间域分析理论的应用条件	184
12.3.2	空间域分析的数学过程	185

- § 12.4 光电成像的频域分析理论 ……188
- 12.4.1 频域分析的基本原理 ……188
- 12.4.2 频域分析的数学过程 ……189
- § 12.5 光学传递函数的性质 ……192
- § 12.6 对比传递函数 ……194
- § 12.7 光电成像典型环节的
光学传递函数 ……197
- 12.7.1 双平面近贴电子透镜的光学
传递函数 ……197
- 12.7.2 锐聚焦电子透镜的光学传
递函数 ……198
- 12.7.3 靶面电荷图像的光学传递
函数 ……199
- § 12.8 光电成像的光学传递函数近
似解析表达式 ……200
- § 12.9 光学传递函数的实测技术 ……202
- 第十三章 电视摄像的信号传递
函数 ……207
- § 13.1 摄全景工作方式的信号传递
函数 ……207
- 13.1.1 靶面热扩散对信号传递函数
的衰减 ……207
- 13.1.2 电容性惰性对信号传递函数
的衰减 ……208
- 13.1.3 信号传递函数的表达式 ……211
- § 13.2 调制工作方式的信号传递
函数 ……213
- 13.2.1 靶面热扩散对信号传递函数
的衰减 ……213
- 13.2.2 电容性惰性对信号传递函数的
衰减 ……215
- 13.2.3 信号传递函数的表达式 ……216
- 第十四章 光电成像的信噪比与图像
探测特性 ……219
- § 14.1 像管产生噪声的因素 ……219
- 14.1.1 量子噪声 ……219
- 14.1.2 颗粒噪声 ……221
- § 14.2 图像传递信噪比函数 ……221
- § 14.3 像管的图像传递信噪比
函数 ……222
- § 14.4 像管的图像探测灵敏阈 ……226
- § 14.5 像管图像探测特性的分析 ……227
- 14.5.1 理想的图像探测特性 ……227
- 14.5.2 实际的图像探测特性 ……229
- § 14.6 像管信噪比的实测技术 ……231
- 第十五章 电视摄像的信噪比 ……234
- § 15.1 摄像产生噪声的因素 ……234
- 15.1.1 散粒噪声 ……234
- 15.1.2 热噪声 ……237
- 15.1.3 产生-复合噪声 ……240
- 15.1.4 电流噪声 ($1/f$ 噪声) ……244
- 15.1.5 温度噪声 ……245
- 15.1.6 介质损耗噪声 ……247
- 15.1.7 前置放大器噪声 ……250
- § 15.2 摄像的视频信噪比与显示
信噪比 ……251
- § 15.3 理想摄像的显示信噪比与极
限分辨率 ……252
- § 15.4 电视摄像显示信噪比的通用
表达式 ……254
- § 15.5 光电导摄像管的信噪比 ……256
- § 15.6 超正析摄像管的信噪比 ……259
- § 15.7 硅增强靶摄像管与二次电子
导电摄像管的信噪比 ……260
- § 15.8 热释电摄像管的信噪比 ……262
- § 15.9 电视摄像的探测量子效率 ……263
- 第十六章 静态光电图像信息的
辨识 ……267
- § 16.1 直视型光电成像的信息
辨识 ……267
- § 16.2 电视型光电成像的信息
辨识 ……270
- 第十七章 高速摄影快门管的时间分
辨率 ……272
- § 17.1 光电子渡越时间的分散 ……272
- 17.1.1 轴向均匀电场中电子渡越时间
的分散 ……272
- 17.1.2 无场强区电子渡越时间的
分散 ……273
- 17.1.3 球对称电场中电子渡越时
间的分散 ……273

§ 17.2 光电流密度的时间分布 275

§ 17.3 快门管的时间分辨率 276

第十八章 光电成像的瞬时调制传递

函数 278

§ 18.1 光电成像产生惰性的因素 ... 278

§ 18.2 瞬时调制传递函数的定义 ... 279

§ 18.3 光电成像器件的脉冲响应
函数 280

§ 18.4 瞬时调制传递函数的表
达式 282

第十九章 光电成像的动态光学传递

函数 284

§ 19.1 动态图像的成像特性 284

19.1.1 动态的线扩散函数 284

19.1.2 光学传递函数的动态衰减
函数 285

§ 19.2 匀速运动条件下的动态光学
传递函数 286

§ 19.3 简谐振动条件下的动态光学
传递函数 288

第一篇 成像器件

第一章 绪 论

人类获取图像信息是生存的基本需要。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，夜间人的视觉近于丧失；其次是分辨率的限制，没有足够的视角和对比就无法辨认；又如时间上的限制，已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，人类的直观视觉虽然为自身提供了图像信息，但是并不十分充分。人类在很早以前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，为人类延长了视见距离。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拖延到很晚，才有所进展。这一进展标志着光电成像器件的产生。电真空成像器件就是其中的一个最重要的分支。

§ 1.1 电真空成像器件的产生及发展

20世纪光电子技术取得了迅猛的发展，其中光电转换技术的出现为扩展视见光谱范围创造了基本条件。1930年发现了外光电效应的第一个实用的光电发射体——银氧铯光电发射体。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，以供人们直接观察红外辐射图像。由于红外变像管的产生，人类首次开拓了视见光谱域的范围。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。随后于1955年又发现了量子效率较高的光电发射体——多碱光电发射体。由此而研制成功了像增强器。因为微光图像的增强技术达到了实用阶段，则又突破了人类视见灵敏阈的限制。经过30余年的发展，像增强技术已接近光子噪声限制的图像探测水平。相继研制的像增强器已构成几代产品。其中的第一代产品是级联式像增强器，它已被大量采用。带有微通道板的第二代像增强器也已成熟。第三代负电子亲和势光电阴极像增强器业已推出。就在像增强技术发展的同时，为扩展人类视界而发展起来的电视技术也在日臻完善。电视的发展，提供了不必面对目标即可观察的可能性。由于电视的效能具有极大的吸引力，促使它的进展极为迅速。电视摄像器件在短短的30年中，从初期的析像器件逐步演变提高而发展出众多类型的摄像器件。相继出现的有：超正析摄像管、分流摄像管、视像管、二次电子导电摄像管、硅电子增强靶摄像管等。同时又为了储存图像的需要而产生了储像管。伴随着电视技术与热电转换技术的发展又出现了热释电效应的红外电视技术。热释电摄像管将电视的有效光谱范围扩展到常温下物体的热辐射波段，即 $8\sim 14\mu\text{m}$ 的远红外电磁波谱区。

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、电子光学以

及电真空技术等为其基础，并通过各类成像器件来实现的。这一类器件可以统称之为电真空成像器件。相应的学科归属于电子物理学。

电真空成像器件在技术上仍处于发展阶段。从目前的现状来看已在许多方面为人类提供了更有效的观察能力。扩展了视见灵敏阈，延伸了视见光谱范围、增大了视见距离。从而使人们在夜间微光下也能进行必要的观察，又能在无任何可见光照明条件下，通过其它辐射来获取图像信息，并且又可利用电信息传输技术在远距离处实现图像显示。总之各种功能的电真空成像器件已构成了系列。这里对现有的电真空成像器件给以简单的分类，以便对它有一个概略的了解。

电真空成像器件按其工作方式来分类，可以分为如下两大类：

1 直视型电真空成像器件

这类器件用于直接观察的仪器中。器件本身具有图像的转换、增强及显示等部分。它的工作方式是：将入射的辐射图像通过外光电效应转换为电子图像，而后将电子图像进行能量增强或量子倍增。这一增强的电子图像被聚焦在发光屏上，通过电子激发荧光屏产生可见光图像。因此这类器件的基本结构有三部分，即：光电发射体；电子光学系统；发光屏。这三部分共同封闭在一个高真空的管壳内构成像管。

在直视型电真空成像器件中，又可根据其工作时接受的辐射波段而分为两种。

第一种是接受非可见辐射图像的电真空成像器件。其中有：红外变像管；紫外变像管；X射线变像管等。属于这一种器件的共同特点是入射图像的波谱与输出图像的波谱不同，因此统称之为变像管。通常为了便于直接观察一般输出图像波谱是可见光。

第二种是接受微弱可见光图像的电真空成像器件。其中有：串联式像增强器；级联式像增强器；微通道电子倍增式像增强器；二次电子透射倍增式像增强器。属于这一种器件的共同特点是输入的光学图像极其微弱，经过管内电子能量的增加或数量的倍增使输出图像增强。因此统称为像增强器。

2 非直视型电真空成像器件

这类器件用于电视技术中的摄像，器件本身完成的功能是将可见光或辐射图像转换成电信号。所获得的电信号通过传输再由显像器件转换为图像。它的工作方式是将空间二维分布光学图像利用半导体的光电效应转变为电荷图像。这一电荷图像积累在靶面上，而后通过电子束扫描靶面，产生出与图像各点光强成正比的视频信号。因此这类器件本身不具有显像功能。它的基本结构包括有：光敏靶（或带有光敏面的电子增强靶）；电子枪；扫描系统等。上述各部件都封闭在高真空的管壳中构成摄像管。

在非直视型电真空成像器件中，又可根据其工作原理分为以下几种。

第一种是光电摄像器件。其摄像原理是基于外光电效应的物理过程。属于这种器件有超正析摄像管和分流摄像管。

第二种是光电导摄像器件。其摄像原理是基于内光电效应的物理过程。属于这种器件有视像管、异质结靶光导摄像管和硅靶摄像管。

第三种是光电增强型摄像器件。其摄像原理基于外光电效应并附有电子增强的物理过程。属于这种器件有二次电子导电摄像管和硅电子增强靶摄像管。

第四种是热释电型摄像器件。其摄像原理基于铁电体的热释电效应的物理过程。属于这种器件有硫酸三甘肽(TGS)热释电摄像管和氟铍酸三甘肽(TGFB)热释电摄像管。

§ 1.2 光电成像对视见光谱域的延伸

人眼所能直接获取的图像，可定义为“以可见光的亮度分布为参量所再现的景物”。而实际上，自然界中存在着非可见光的电磁波，这些电磁波也构成景物的辐射亮度分布。例如在常温下（300K左右）景物本身的热辐射就构成以远红外线分布的图像。但是这些图像并不能被人眼直接感受。

自然界中，存在的电磁波波长范围跨越了24个数量级。从波长为 10^8m 的长电振荡到波长为 10^{-16}m 的宇宙射线。对于如此广泛的电磁波谱，如何利用来传递图像信息，并转换为可见光图像，就成为视觉功能扩展所要解决的问题。这一问题只有借助于光电成像技术来获得解决。

在经典理论中，广泛的电磁波全部波段都可以用来作为空间两维分布图像信息的载体。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的经典理论描述。其积分形式为

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

其微分形式为

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \delta + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (1-2)$$

式中电位移 \mathbf{D} ，场强 \mathbf{E} ，磁感应强度 \mathbf{B} 和磁场强度 \mathbf{H} 都是矢量。(1-1)式中封闭曲面 \mathbf{S} 的体积为 V ，其中自由电荷密度为 ρ ；闭合曲线 L 的面积为 \mathbf{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。一切光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

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

从而获得简化的麦克斯韦方程组

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

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

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

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

为了研究电磁波传递空间两维分布的图像信息，就需要确定物空间的光场分布和像空间的光场分布两者之间的定量关系。这一问题可以在已知的初值条件及边界条件下，求解波动方程来解决。但是由于数学方面的困难，则需要进行线性变换处理。

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

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

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

上式的一个解是平面波

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

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

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

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

同理也可求出 (1-6) 式的通解

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

由上面的数学过程所描述的物和像空间的光场分布函数之间关系，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{S} 来表示电磁场的能量密度

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

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 R ，它等于

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

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能力将显著降低。因此，对波长超过 1mm 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能力将会很低。所以基本上排除了波长较长的电磁波的成像作用。目前仅扩展到亚毫米波成像。

除了衍射造成分辨率降低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谱，在横跨 24 个数量级的巨大范围内仅占有部分波段。波长区间是由超短波到 γ 射线。其中有效的波谱是：亚毫米波；红外辐射；可见光；紫外辐射；X 射线与 γ 射线等。

§ 1.3 光电成像对视见灵敏阈的扩展

人眼视觉除受到光谱限制外，还受到灵敏阈的限制。自然景物亮度有着极其悬殊的变化范围。例如，日间阳光和夜间星光对地面景物的照度，前者约为 $10^5 lx$ ，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阈。借助于光电成像器件则可提供视觉阈的扩展。

光电成像器件是一个图像探测器。它可以将弱光的输入图像增强，输出的是强光图像。这里产生一个问题，是否它的图像增强作用不受任何限制呢？经理论分析证明光电成像器件有其图像探测的极限值。通常称之为图像探测灵敏阈。

一个景物的细节能否被成像器件探测到，并形成一可被人眼识别的输出图像，这与下面的三项因素有关。

- ① 景物细节的亮度（或辐射亮度）；
- ② 景物细节对成像器件的张角；
- ③ 景物细节与背景之间的亮度（或辐射亮度）对比度。

因此，可以用成像器件刚能探测到景物细节的上述三项指标来表示其极限性能。通常是以最小可探测到图像细节的张角与临界平均亮度之间的关系曲线来表示。这一曲线是选定某一确定的图像对比度来测定的。采用不同的对比度可得到一族曲线，它表明了成像器件作为一个图像探测器时的敏锐度，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。下面分析讨论成像器件所具有的极限探测特性，并导出数学表达式。

1.3.1 图像信噪比的基本概念

当有两个相邻的像元具有不同的亮度（或辐射亮度），构成一个目标的细节。成像器件接收来自这一目标细节所发射或反射的光子（或辐射量子），由于两个像元的亮度不同表明两者所出射的光子流密度（或辐射量子流密度）有差异。令成像器件在有效积分时间内接受两个像元的光量子数分别为 \bar{n}_1 和 \bar{n}_2 。由于 \bar{n}_1 和 \bar{n}_2 有差异，则成像器件将能分辨出这两个像元，这就构成了这一目标细节的图像信号。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。现做一简要的说明。自然界的光都是来源于物态的受激辐射，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发射光子的中心。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光子来交换能量。因此，发光过程具有量子性。

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辐射光子流密度的平均值是确定的，而瞬时值并不确定。即每瞬间所辐射的光子流密度具有量子性的随机涨落。因此，产生的发光强度是围绕一个确定的平均值而起伏的闪烁。人眼在观察发光过程通常是感受不到这种闪烁。这是因为人眼的视觉具有 0.02 s 的有效积分时间，因而视觉接受的是 0.02 s 内积累的总光子数。所以直观视觉感受不到小于 0.02 s 的闪烁。

现以黑体热辐射的发光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。该平均值表征了黑体辐射的强弱，构成了发光亮度的信息，而辐射的瞬时值则有所涨落。这种辐射量子的瞬间涨落值与黑体温度不直接相关，表现为随机性的闪烁，构成了发光亮度的附加噪声。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征黑体辐射的发光亮度值，用二阶中心矩的开方值表征黑体辐射的发光涨落值。前者定义为发光亮度的量子信号，后者定义为发光亮度的量子噪声。用概率论的数学方法具体建立黑体辐射的定量表达式。

首先讨论单黑体模式。取一个光谐振器具有一组频率为 ν 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 ν 的谐波振荡器。根据量子理论，它的能量 E 被量化为

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

式中， h 是普朗克 (Planck) 常数； $\frac{1}{2} h\nu$ 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 $\mathcal{N} > 0$ ，则在该黑体模中有 \mathcal{N} 个量子。

根据玻尔兹曼 (Boltzmann) 定理可知，在黑体模中具有 \mathcal{N} 个量子的概率正比于 $\exp(-\mathcal{N}h\nu/kT)$ 。因此这个概率可写为 $C \exp(-\mathcal{N}h\nu/kT)$ 。其中 k 是玻尔兹曼常数； T 是绝对温度； C 是归一化因子，它必须选为

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

即

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

利用概率论求均值的方法，可写出

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

$$\bar{\nu}^2 = C \sum_{\nu} \nu^2 \exp\left(-\nu \frac{h\nu}{kT}\right) \quad (1-19)$$

令 $\frac{h\nu}{kT} = x$, 则可得

$$\sum_{\nu} \exp(-\nu x) = \frac{1}{1 - \exp(-x)} \quad (1-20)$$

将 (1-20) 式的两边分别对 x 取一阶导数, 则得

$$\sum_{\nu} -\nu \exp(-\nu x) = -\frac{\exp(-x)}{[1 - \exp(-x)]^2} \quad (1-21)$$

或

$$\sum_{\nu} \nu \exp(-\nu x) = \frac{\exp(-x)}{[1 - \exp(-x)]^2} \quad (1-22)$$

将 (1-22) 式的两边再次对 x 取导数, 得到

$$\sum_{\nu} \nu^2 \exp(-\nu x) = \frac{\exp(-x) + [\exp(-x)]^2}{[1 - \exp(-x)]^3} \quad (1-23)$$

将 (1-22) 式和 (1-23) 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

$$\bar{\nu} = \frac{\exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)} \quad (1-24)$$

$$\bar{\nu}^2 = \frac{\exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) + \left[\exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)\right]^2}{\left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)\right]^3} \quad (1-25)$$

根据概率论的方差定义, 可以写出方差值 $D(\nu)$ 为

$$D(\nu) = \bar{\nu}^2 - (\bar{\nu})^2 = \frac{\exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)}{\left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)\right]^3} - \frac{\bar{\nu}^2}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)} \quad (1-26)$$

上式就是单黑体模辐射的涨落方差。

实际的黑体是有大量集合的黑体模。因此, 它辐射的量子数 n 为

$$n = \sum_i \nu_i \quad (1-27)$$

其均值则为

$$\bar{n} = \sum_i \bar{\nu}_i \quad (1-28)$$

利用 (1-26) 式的关系, 则实际黑体的辐射量子方差 $D(n)$ 为

$$D(n) = \frac{\sum_i \bar{n}_i}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)} = \frac{\bar{n}}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)} \quad (1-29)$$

这一公式定量地表明了黑体辐射的量子涨落情况。根据概率论中描述随机变量的理论可知，黑体辐射的量子涨落值可以用其均方差(标准差)来表示。所以黑体辐射的量子噪声值为

$$\sqrt{D(n)} = \sqrt{\frac{\bar{n}}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)}} \quad (1-30)$$

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

$$\sqrt{D(n)} \approx \sqrt{\bar{n}} \quad (1-31)$$

该式表明，可见光的量子辐射是呈泊松 (Poisson) 分布律。

随着黑体辐射的波段向长波方向变化，辐射量子数的概率分布将偏离泊松分布律。在常温下辐射波长达到 $10\mu\text{m}$ 时，则 $h\nu \approx kT$ 。这时量子噪声将大于 $\sqrt{\bar{n}}$ ，只能应用(1-30)式表示其噪声值。

根据发光辐射的量子噪声公式(1-31)，可给出图像噪声的表达式。由(1-28)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都伴随有量子数的涨落。所以由两个随机变量形成的差值也是有涨落的，其涨落方差可表示为

$$D(n_1 - n_2) = D(n_1) + D(n_2) - 2 \text{cov}(n_1, n_2) \quad (1-32)$$

式中 $\text{cov}(n_1, n_2)$ 是 n_1 和 n_2 两个随机变量的协方差。由于亮暗两个像元发射的光子数彼此不相关，所以协方差为零。因此图像噪声值可表示为

$$N = \sqrt{D(n_1) + D(n_2)} = \sqrt{\bar{n}_1 + \bar{n}_2} \quad (1-33)$$

利用(1-14)式和(1-33)式就可直接写出这一图像的信噪比公式

$$\frac{S}{N} = \frac{\bar{n}_1 - \bar{n}_2}{\sqrt{\bar{n}_1 + \bar{n}_2}} \quad (1-34)$$

上式定量描述了由亮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

光电成像所输出的图像，最终要被人眼来接收。人眼在观察图像时，要求图像的信噪比值要高于临界阈值(对不同的图案，临界阈值不同)。如果光电成像输出的图像信噪比等于人眼的临界阈值信噪比时，则这时光电成像器件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的图像探测方程。下面分步骤推导。

1 光电成像所输出的图像信号表达式

取被探测的图像为相邻的两个有亮暗差异的像元。每一像元是边长为 h 的正方形均匀发光体(或是被照明的理想全扩散面)，其亮度分别为 B_1 和 B_2 。且 $B_1 > B_2$ 。

在亮像元上的亮度 B_1 可表示为

$$B_1 = \frac{dF}{d\Omega dS \cos \phi} \quad (1-35)$$

式中, F 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 表示法线交角。

令光电成像接受孔径接收这一图像的立体角为 Ω (或接收孔径对图像所张的半角为 ϕ)。则光电成像器件接受来自亮像元的辐射通量 F_1 为

$$F_1 = \int_S \int_0^\Omega B_1 \cos \phi d\Omega dS = \int_0^\phi B_1 h^2 \cdot 2\pi \sin \phi \cos \phi d\phi = \pi B_1 h^2 \sin^2 \phi \quad (1-36)$$

将上式的有关量做适当代换, 以便求出光电成像器件接收这一辐射通量在有效积分时间内所输出的光子数。

令光电成像器件接收孔径的半径为 r ; 光电转换的量子效率为 η ; 有效积分时间为 τ ; 像元与成像器件的间距为 L ; 像元边长 h 对成像器件的张角为 α ; 取 Q 表示每流明光通量在每秒所流过的光子数。对于白光 (具有标准 A 光源的光谱分布) 的 Q 值近似等于 $1.3 \times 10^{16} \text{lm}^{-1} \text{s}^{-1}$ 。由此求出光电成像器件在有效积分时间内接收亮像元的平均光子数 \bar{P}_1 为

$$\bar{P}_1 = \pi B_1 h^2 \sin^2 \phi \cdot Q \tau \eta \approx \pi B_1 r^2 \left(\frac{h}{L} \right)^2 Q \tau \eta = \pi B_1 r^2 \alpha^2 Q \tau \eta \quad (1-37)$$

同样过程, 可以求出光电成像器件在有效积分时间内接收暗像元的平均光子数 \bar{P}_2 为

$$\bar{P}_2 = \pi B_2 r^2 \alpha^2 Q \tau \eta \quad (1-38)$$

根据 (1-14) 式可知, 由光电成像所获得的输出图像信号为

$$S = \bar{P}_1 - \bar{P}_2 = \pi (B_1 - B_2) r^2 \alpha^2 Q \tau \eta \quad (1-39)$$

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。令光电成像只有光电转换的量子噪声, 而不产生其它任何附加噪声, 也不产生图像失真的像差。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。这一噪声产生的原因与上一节所讨论的光子噪声是类似的, 现只做扼要说明。光电转换的本质现象是光子和电子的能量交换过程。光子入射到光电成像器件的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的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和受激发光产生的光子的行为是相似的。因此上一节讨论的发光产生光子的信号和噪声, 其过程和结论也适用于光电转换产生电子的信号和噪声。由此说明, 光电转换的量子效率也是呈泊松分布的几率分布。所以利用泊松分布律的数字特征来描述光电转换的量子产额。由产额的平均值 (泊松分布的数学期望) 来表示信号值, 由产额的起伏值 (泊松分布的均方差) 来表示量子噪声值。

由于光电成像的亮和暗两像元的输出图像上都有量子起伏的噪声, 而这两个随机量不相关。因此其差值的起伏噪声可以利用概率公式直接求出。将协方差为零代入 (1-32)

式, 并利用 (1-37) 式和 (1-38) 式, 则得到光电成像的输出图像噪声表达式

$$N = \sqrt{\overline{P_1 + P_2}} = \sqrt{\pi (B_1 + B_2) r^2 \alpha^2 Q \tau \eta} \quad (1-40)$$

3 光电成像所输出的图像信噪比

前面已给出了光电成像的输出图像信号及噪声表达式, 就可直接列出输出图像信噪比的表达式

$$\frac{S}{N} = \left\{ \pi r^2 \alpha^2 Q \tau \eta \frac{(B_1 - B_2)^2}{B_1 + B_2} \right\}^{1/2} \quad (1-41)$$

将上式作适当变换。利用光学技术中的对比度 C 和平均亮度 B_m 来表示输入的图像。它们的定义分别如下

$$C = \frac{B_1 - B_2}{B_1 + B_2} \quad (1-42)$$

$$B_m = \frac{1}{2} (B_1 + B_2) \quad (1-43)$$

代入 (1-41) 式, 则得到

$$\frac{S}{N} = \{ \pi r^2 \alpha^2 Q \tau \eta B_m C^2 \}^{1/2} \quad (1-44)$$

上式即是光电成像所获得的输出图像信噪比公式。

4 光电成像的图像探测方程

前面导出的图像信噪比公式是光电成像处于理想工作状态下的输出图像信噪比, 它是理论的极限值。如果该信噪比大于接收器所需的阈值图像信噪比 $\left(\frac{S}{N}\right)_{\min}$ 时, 则表明光电成像探测到了这一图像。根据所述条件, 可写出关系式

$$\{ \pi r^2 \alpha^2 Q \tau \eta B_m C^2 \}^{1/2} \geq \left(\frac{S}{N}\right)_{\min} \quad (1-45)$$

这一关系式表明了光电成像探测图像的情况。当不等式成立时, 表明图像可探测到。反之, 将不能探测。

通常接收器是人眼。人眼观察图像所需的阈值信噪比 $\left(\frac{S}{N}\right)_{\min}$ 与图像形状有关。由实验确定, 人眼在观察亮暗相邻的图案时, 取探测到的几率为 50%, 则要求的阈值图像信噪比为 1~1.5。

分析 (1-45) 式可知, 公式中有两类参数。

第一类参数是表征被探测的图像条件。包括有:

- ① 图像的平均亮度 B_m ;
- ② 图像的对比度 C ;
- ③ 图像的视角 α 。

第二类参数是表征光电成像器件的本身条件。包括有:

- ① 成像系统的接收孔径 $D = 2r$;
- ② 光电成像器件的光电转换量子效率 η ;
- ③ 光电成像器件的有效积分时间 τ 。

将 (1-45) 式中的上述两类参数分开, 分别置于不等式的两边, 则得到下面形式的

关系式

$$B_m \alpha^2 C^2 \geq \frac{4 \left(\frac{S}{N} \right)^2}{\pi D^2 Q \tau \eta} \quad (1-46)$$

这一关系式定量地描述了在理想工作状态下光电成像的图像探测特性。它表明了由公式左边的参量 B_m 、 α 、 C 所描述的图像能够被公式右边的参量 D 、 η 、 τ 所描述的光电成像系统所探测到。当这一关系式呈等式时，即为临界状况，则确定了光电成像的极限探测灵敏阈。该公式通常称之为理想条件下光电成像的图像探测方程。

5 光电成像对视见灵敏阈的扩展

图像探测方程表明了光电成像的临界状况。由此可知，光电成像对视见灵敏阈的扩展并不是无限的，其理论上的极限值是由理想状态下的图像探测方程来确定。所能探测的极限值就是光电成像对视见灵敏阈的扩展极限，这一极限是由被探测图像的三项参数来表示。即 (1-46) 式所确定的，图像的最小分辨角 α ；图像的最低平均亮度 B_m ；图像的对比度 C 。这三项参数是互相关连的，只有确定其中的两项后，才能肯定另一项的阈值。而且其阈值又与光电成像系统的工作参数有关。

当选定光电成像系统的接收孔径 D 、量子效率 η 及有效积分时间 τ ，利用 (1-46) 式，即可得到图 1-1 所表示的图像探测特性。

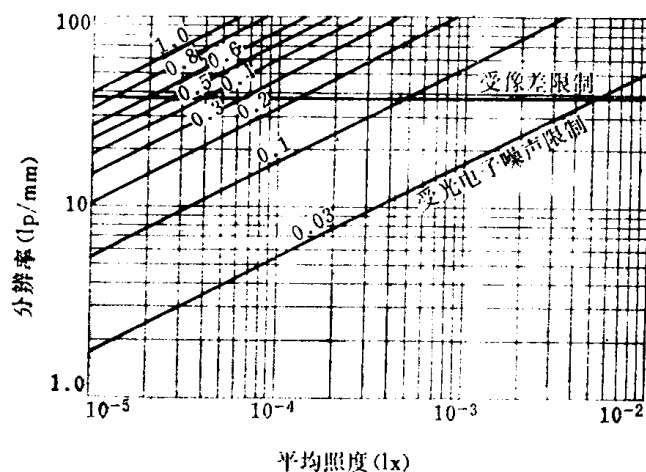


图1-1 光电成像的图像探测特性

图 1-1 的纵坐标和横坐标分别取为图像的分辨率 lp/mm (线对/mm) 和图像的平均照度 lx (勒克斯)，坐标按对数等分。图中的每一根斜线是对应一个图像对比度值 C 。所以每一条斜线表示了光电成像在理想工作条件下的图像探测极限值。其极限值由斜线上每点坐标所表示的分辨率、平均照度及对比度来确定。同时该斜线也表示了在线的下部区域为图像可探测域，在线的上部区域为图像不可探测域。由于图中斜线是根据理想工作状态下光电成像的图像探测方程所确定的，而这一方程的建立只考虑了光电成像的光电子噪声，忽略了其它噪声和像差，因此图中的斜线给出的是光电成像受光电子噪声限制时的图像探测特性。这是光电成像的理论极限值。实际的光电成像并非处于理想工作状态下。由于实用的光电成像系统必然产生光学像差。根据应用光学的理论，像差因素限制了对图像的极限分辨能力。由于光电成像的像差不会因图像亮度的变化而改变。因