

红外探测系统

(译文集)

国防工业出版社



53.75

239

紅 外 探 測 系 統

(译 文 集)

宏 光 译

國 防 工 業 出 版 社



内 容 简 介

本书系根据近几年来美国出版的有关文献选译而成。

全书包括十篇文献。介绍了红外光学系统、红外探测理论、信号处理和显示技术以及应用红外探测系统的典型实例（例如导弹发射时所用的红外探测系统和“阿波罗”飞船的红外探测跟踪系统）。

本书可供自动控制、遙控遙测、通信与导航、火箭与导弹、航天飞行等方面的科技人员和大专院校师生参考。

Dt23/02

红 外 探 测 系 统

（译 文 集）

（只限国内发行）

宏 光 译

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业许可证出字第 074 号

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经销

国防工业出版社印刷厂印装

787×1092¹/₁₆ 印张 95/8 221 千字

1973年10月第一版 1973年10月第一次印刷 印数：0,001—8,000册

统一书号：15034·1313 定价：1.00元

目 录

一	红外光学系统·····	5
二	在红外系统的设计中用空间滤波器而获得的信号与背景感应噪声之表示式·····	21
三	在红外系统的设计中关于测角精度的考虑·····	31
四	红外技术和宇航系统·····	42
五	信号的处理和显示技术·····	52
六	小型红外搜索系统·····	64
七	导弹发射初始段所用的红外探测系统·····	72
八	大西洋导弹靶场的红外技术和红外数据处理·····	78
九	双信道卫星辐射计·····	99
十	“阿波罗”红外探测跟踪系统·····	116

53.75

239

紅 外 探 測 系 統

(译 文 集)

宏 光 译

國 防 工 業 出 版 社

内 容 简 介

本书系根据近几年来美国出版的有关文献选译而成。

全书包括十篇文献。介绍了红外光学系统、红外探测理论、信号处理和显示技术以及应用红外探测系统的典型实例（例如导弹发射时所用的红外探测系统和“阿波罗”飞船的红外探测跟踪系统）。

本书可供自动控制、遙控遙测、通信与导航、火箭与导弹、航天飞行等方面的科技人员和大专院校师生参考。

Dt23/02

红 外 探 测 系 统

（译 文 集）

（只限国内发行）

宏 光 译

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业许可证出字第 074 号

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经销

国防工业出版社印刷厂印装

787×1092¹/₁₆ 印张 95/8 221 千字

1973年10月第一版 1973年10月第一次印刷 印数：0,001—8,000册

统一书号：15034·1313 定价：1.00元

前 言

红外技术的发展历史已逾百年，但在军事上比较广泛的应用，还是近二十年来的事情。特别是随着火箭、导弹技术的出现，红外探测技术得到了进一步的发展。至今已成为弹道测量、导弹预警和空间应用等方面的一门重要技术。

为了适应我国科学技术迅速发展的新形势，我们编译了此书，供有关人员参考。

本书系根据近几年来美国出版的有关文献选译而成。全书包括十篇文献，介绍了红外光学系统、红外探测理论、信号处理和显示技术以及应用红外探测系统的典型实例（例如导弹发射时所用的红外探测系统和“阿波罗”飞船的红外探测跟踪系统）。

本书可供自动控制、遥控遥测、通信与导航、火箭与导弹、航天飞行等方面的科技人员和大专院校师生参考。

由于水平所限，本书的缺点和错误在所难免，恳请批评指正。

目 录

一	红外光学系统·····	5
二	在红外系统的设计中用空间滤波器而获得的信号与背景感应噪声之表示式·····	21
三	在红外系统的设计中关于测角精度的考虑·····	31
四	红外技术和宇航系统·····	42
五	信号的处理和显示技术·····	52
六	小型红外搜索系统·····	64
七	导弹发射初始段所用的红外探测系统·····	72
八	大西洋导弹靶场的红外技术和红外数据处理·····	78
九	双信道卫星辐射计·····	99
十	“阿波罗”红外探测跟踪系统·····	116

— 红外光学系统●

1.1 一个光学系统的说明

红外系统中的光学装置的目的是，束聚辐射通量并传到探测器。因此，光学装置十分类似于用以接收目标回波的雷达天线。系统工程师通常应知道光学装置应覆盖的视场、所使用的光谱区域，以及粗略地估计出它们必须适配的空间。这些光学装置实际上是构成整个系统的另一种“暗盒”。

任何光学系统均可分析为由一些基本元件，即一个和几个反射或折射元件组成。而且所有元件都可认为是同心的。也就是说，每个元件表面的曲率中心都落在同一条称为光轴的直线上。任何由于粗制滥造或安装不慎而偏离这一条件，都会损害光学装置的性能。

光学设计者采用各种简化公式制订出初步方案后，再进行详细考验，以察其是否满足指标。他的主要方法是光线追踪，即检查光线通过该光学装置的光程。可采用斯奈尔 (Snell) 定律或反射定律，在光线相遇的每个表面上进行上述检查。这种检查是十分精确的，通常要算到小数点后面 5 到 6 位。现代电子计算机能对一个复杂系统以每条光线数秒钟的速率进行计算。

因为斯奈尔定律包括了各角的正弦，所以光线追踪的方程式可用正弦级数的展开式代替正弦，以图简化，即：

$$\sin \phi = \phi - \frac{\phi^3}{3!} + \frac{\phi^5}{5!} - \frac{\phi^7}{7!} + \dots \quad (1-1)$$

对于初步计算而论，常常假定把上式中第一项之外的其它各项都略而不计。其结果就得一个第一级的或傍轴的方程式。因为傍轴光线非常靠近光轴，因此，即使把各角的正弦值以它们的弧度值代替，也是仅有极微的误差。如果取级数中的首两项，便可获得较好的近似值（称之为第三级理论）；如果取级数中的首三项，则可以获得更佳的近似值（称之为第五级理论）。

图 1.1 分别表示了一个简单的薄透镜和一个凹面反射镜。从物体来的光线落到一个焦点 F' 上。物体在焦面上构成一个图象，该面垂直于光轴，并通过 F' 点。较高级理论表明，焦面是一个略弯曲的平面，而非完全的平面。在一个设计良好的系统中，焦面偏离平面甚微，故这种差别通常是略而不计的。这在摄影照相机中就可明显地看到，那是必须力促底片趋于平坦的。如果光线入射到透镜或反射镜时是平行于光轴的（即光线是从无穷远处一个轴上的物体发来），则必聚焦于轴上一点 F' ，其 F' 称之为焦点。从透镜中心（假定其厚度可略而不计）到焦点的距离称为焦距。这个焦距是说明透镜的最重要参数。同样，凹面反射镜的焦距是反射镜表面顶点到焦点的距离。图 1.1 中的公式表示了计算焦距的方法。对于球面镜而言，其焦距则等于反射面曲率半径之半。对于薄透镜而言，其焦距则是折射

● 本篇译自 Richard D. Hudson, JR. «Infrared System Engineering» (1969), p. 175~200.

——译注

率和透镜表面曲率的函数（其符号惯例可参见参考文献〔1〕）。

确定焦距时，以薄透镜中心为基准进行测量。但这对多元透镜无意义，例如图 1.2 所示。在该图中，原与光轴平行的入射光线经各面折射，最终抵达焦点。为便利起见，可用一个假想的、单一的折射面以代替各光学元件，此面所产生的光线偏折等效于实际光学装置所产生的光线偏折。如图 1.2 所示，若将入射光线和最终的光线均加以延长，以至相交，即可得到这个等效折射面的位置。在简单的傍轴理论中，此面是垂直于光轴的一个平面，并称之为**主面**；在较高级的理论中，此面是球状的，并以焦点为其中心。在上述两种情况中，等效折射面和光轴的交点即称为主点。主点位置座落何处是光学系统的重要特性，且是测量焦距的一个适宜的参考出发点。这样测得的焦距称为**等效焦距（EFL）**，亦即主点与焦点之间的距离。参照薄透镜焦距的定义，这里显然假定主点是处在透镜中心的。

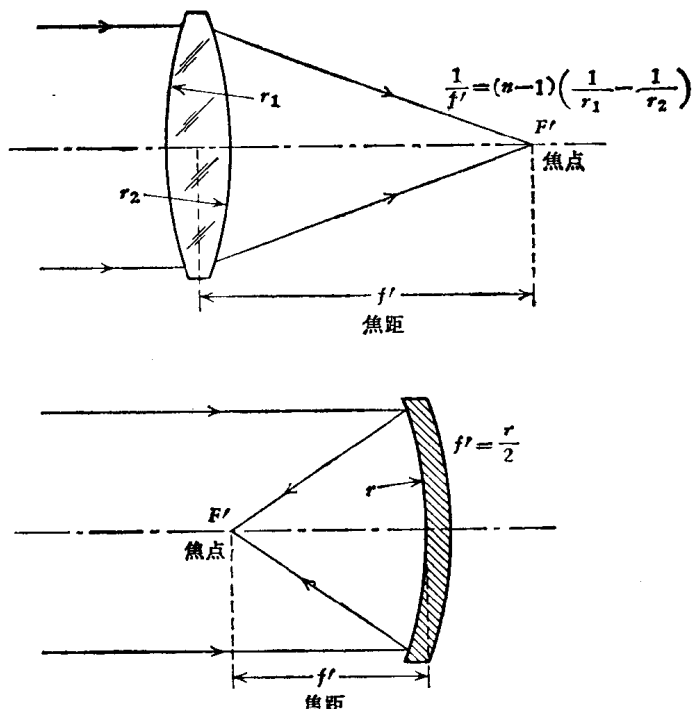


图 1.1 薄透镜和凹面反射镜的焦距和焦点

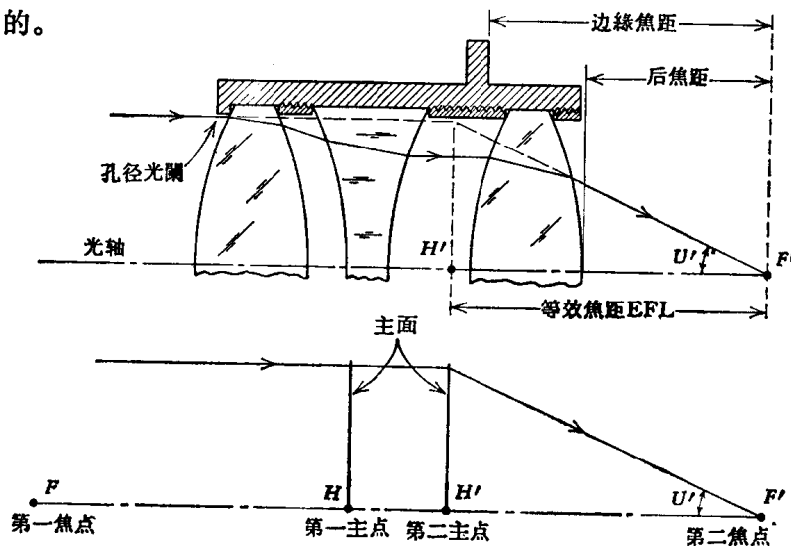


图 1.2 多元透镜的焦距

当反方向追踪通过透镜的另一条光线时，就可定出第二对焦点和主点。如果透镜位于空气之中，则每对焦点与主点之间的等效焦距是相同的。对于前文所述的两对焦点和主点而言：习惯上规定左边那一对为第一焦点等，其示意字母均不加注“，”；右边那一对则为第二焦点等，其示意字母均加注“，”。图 1.2 的下面部分，表示了多元透镜的等效表示法。同一原理也可应用于多元反射系统，那时主平面就可代表一个等效反射面。

由于主点和焦点都难得和一个系统中的某一表面相重合, 所以把焦点规定为某些适宜的点是必要的。所用方法之一, 是把那个从最后一个光学表面的顶点算起的焦距作为已知的。这个焦距称为后焦距 (BFL)。但是, 确定一个表面的真实顶点并非易事 (除非恰好是平面), 所以, 这种方法通常是不能令人满意的。由于任何多元光学系统都要装配在一个支架上, 因此, 对着这个装置的边缘而定出焦点位置是适宜的。这一尺度称为边缘焦距 (FFL)。不利的是, 由于它们不直接相等, 所以上述两句术语通常是交替使用的。

在考虑光学系统束聚的辐射通量的数量时, 极需了解能够无阻地通过该光学装置的最大光束的直径。限制这个光束的实物称为孔径光阑。如在孔径光阑之前, 放置了光学元件, 其形成的光阑图象即称为入射光瞳。例如, 照相透镜中的虹膜框即孔径光阑, 透镜前所见的图象亦即入射光瞳。

叙述光学系统束聚辐射通量值的重要方法有二。第一法是用光学装置的“ f /数”的公式:

$$f/\text{数} = \frac{f}{D} \quad (1-2)$$

式中, f 为等效焦距, D 为孔径光阑或入射光瞳的直径。“ f /数”这个概念对大多数摄影师是熟悉的, 他们常常把它看成光学装置的速率。不利的是, “ f /数”是个反比值。也就是说: “ f /数”愈小, 束聚辐射通量愈多, 光学装置的速率也就愈高。

叙述束聚通量的另一方法是由下式表示的数值孔径 NA :

$$NA = n' \sin u' \quad (1-3)$$

式中, n' 是最后一个光学表面和第二焦点之间的介质折射率, u' 是束聚在焦点的光线锥体的半角 (见图 1.2)。数值孔径与 f /数的关系如下:

$$NA = \frac{1}{2(f/\text{数})} \quad (1-4)$$

如果光学装置在空气中使用 (这时 $n' = 1$), 则数值孔径的最大可能值为 1, 而 f /数的相应值为 $1/2$ ①。从物理上来讲, 这就意味着, 达到第二焦点的光线锥体包含着一个 180° 的锥体角②。

假如沿光轴的各个距离处有一些物体, 则每一个都将在离开光学装置的不同距离处聚焦。无限远处的物体, 其图象最靠近光学装置, 而较近物体的图象, 却逐渐地分别落在离开光学装置的各个更大的距离上。至于光学调制器 (有时光学探测器), 都要精确地座落在图象的平面上, 这点是颇为重要的。如果该系统将用于几个物体的全程中, 则必须提供一种能改变焦距的机械装置。虽然这种改变能以移动调制器或探测器来完成, 但通常是以移动光学装置较便。这种对焦移动量可从下式求得, 即:

- 某些读者可能会从简单的傍轴理论中理解到, 式(1-2)中 f /数的定义是: f /数与 $\tan u'$ 成反比, 因此, 对上句结论引起了怀疑。事实上, 从正确的较高级理论中看到, 主平面实质上是一个球面, 其中心点在焦点, 从而 f /数是与 $\sin u'$ 成反比的。因此, 从极限角度来看, f /数渐近于 $1/2$, 而并非渐近于零。
- 此处“ 180° ”的来源推导如下: 根据式 (1-3) 有, $NA = n' \sin u'$ 。而在空气中, $n' = 1$, 所以, $NA = \sin u'$ 。因为 $\sin u'$ 的最大值是 1, 故 u' 的最大值是:

$$u' = \sin^{-1} 1 = 90^\circ$$

由于 u' 是束聚在焦点的光线锥体的半角, 而 $u' = 90^\circ$, 故达到第二焦点的光线锥体包含着一个锥体角, 它为 $2u' = 180^\circ$ 。——译注

$$xx' = f^2, \quad (1-5)$$

式中, x 是从第一焦点算起的物体距离[●]; x' 是从第二焦点算起的图象距离。因此, 假定物体距离是在无限远到 10 米 (32.8 呎) 的范围内, 而光学装置的等效焦距是 10 厘米, 则图象将从第二焦点偏离 0.1 厘米。要应付这个偏离, 聚焦机构就必须移动 0.1 厘米 (0.040 吋)。

束聚到焦点的光束, 在焦点上有一个最小的截面积。然而, 在焦点两边的短距离处, 上述的截面积都是接近一致的。因此, 对于一个已知的物体距离而言, 在一小段轴距范围内, 其焦点是同样鲜明的。这称为焦深, 其距离可由下式得之, 即:

$$d = 4\lambda(f/\text{数})^2 \quad (1-6)$$

式中, d 与波长所选用的单位相同, 它采用微米是适宜的。对于 $f/2$ 的光学装置, 若波长为 4 微米, 则焦深是 64 微米 (0.0026 吋), 此即落在图象平面内的待范围。

多数红外系统必须对各个距离的目标进行工作。由于聚焦机构是昂贵的, 所以难以切实满足作为实施此举的方法。因此, 对于物体距离处于何种范围内, 方能使一个典型系统不经再聚焦即可工作, 这一点是足以引起兴趣的。由于物体距离的变迁而使图象移动一个等于焦深的距离, 此种变迁即称景深。若假定光学装置对于无限远的目标进行精确聚焦, 以至图象落在焦深间隔的中心, 则景深的近限即可将式 (1-5) 和式 (1-6) 组合起来求得, 即:

$$x = \frac{f^2}{2\lambda(f/\text{数})^2} = \frac{D^2}{2\lambda} \quad (1-7)$$

因此, 关于孔径光阑的直径为 5 厘米并在波长为 4 微米工作的光学装置, 只要物体距离超过 318 米 (1015 呎), 就毋需再聚焦。若物体距离小于此值, 那么, 该系统的性能有何影响呢? 也许影响很小。散焦可能降低光学调制器的效率。如果图象的尺寸变得大于探测器的尺寸, 则可能减小探测器的电信号。然而, 由于这些影响发生在系统中信噪比很高的短目标距离处, 所以, 上述任何一种影响都不会导致显著后果。除非目标距离减到由式 (1-7) 所示距离的 $\frac{1}{4}$, 该系统的性能才有可能不致遭受显著影响。如果该系统是一具导弹寻的器, 当它很接近目标时, 即使该系统性能进一步下降, 也不至于影响导弹的攻击效果。若该系统原先已聚焦, 则宜注意到从式 (1-7) 所获数值是可以减半的, 从而可使图象平面落在焦深间隔的一侧; 采用此法后, 整个间隔可容纳象面移动。

光学系统的指标之一是视场, 即该系统能对一个目标的存在而起响应的空间立体角。为了搜索一个目标而设计的系统通常有一个小的瞬时视场, 可用光学的或机械的方法使该视场规律性地移动, 以便覆盖一个大的搜索视场。瞬时视场可由放置在图象平面中的场光阑决定之。它可由一个物理孔径、一个光学调制器或一个探测器组成。举一特殊简例: 在照相机中, 视场是由底片大小决定的。在一个特别适宜的光学关系中表明, 在任何光学系统中, 物体及其图象, 对应它们相应的主点的张角是相等的。因此, 视场光阑的线性尺寸是:

$$x = f\beta \quad (1-8)$$

● 如果从光学装置的左侧入射光线, 那么, 自第一焦点左边所量得的物体距离, 以及自第二焦点右边所量得的图象距离皆作为正量。在式(1-5)中, 习惯上其它记号可能均须取用负号。

式中, β 是以弧度表示的瞬时视场。当 β 超过 $0.175(10^\circ)$ 时, 应由 $\tan \beta$ 代之。例如, 当使用等效焦距为 100 毫米的光学系统时, 若采用探测器作为视场光阑以限制视场到 10 毫弧度 (0.57°), 则该探测器的直径将是 $100 \times 10^{-2} = 1$ 毫米。

1.2 影响图象质量的因素

前文详述了可用焦距、主点和 $f/\text{数}$, 以说明完整的光学系统。还假定了来自一个物体点的经光学装置透过的所有光线都落在对应的图象点上。此种假设在一个系统的初步设计中是有用的, 但是, 为了要设计光学调制器及其有关的信号处理电路, 还必须获得图象的尺寸及其在能量分布方面更详细的情况。

假设我们用一架显微镜去观察通过透镜而形成的点光源图象。由于点光源仅是一种数学概念, 所以必须用一颗星点、一个准直器或一个放得尽可能远的照明针孔进行模拟。从图象的检验表明, 它是一个亮的且稍呈漫散的平圆面, 通常称之为模糊圆。如果显微镜沿该透镜的光轴移动, 即可获得一个具有最小模糊圆直径的所在点。这就是透镜所能形成的最小图象, 并称之为明晰圆。它与具有最佳焦面相重合, 并取决于透镜中的象差而稍微偏离由光线追踪确定的焦点。一个扩散物体的图象, 是由该物体中每点的模糊圆叠加而成的。其结果是图象的轮廓可能遭致淡化或模糊化, 以至连图象内的详细结构也可能消失了。

模糊圆的大小是由下述二种情况决定的: 其一是衍射, 亦即辐射能的波动性质的后果; 其二是象差, 它取决于光学表面的几何排列以及光学材料的色散。象差可由光学设计者加以控制, 他在任何设计中的主要任务是将象差减小到规定的数值。另一方面讲, 衍射是一种物理极限, 且非设计者所能控制。即使在无象差的情况下, 衍射仍能使点源构成一个模糊圆的图象。这种光学装置就称之为受衍射限制的; 它们代表了光学性能的最终限度。

1.2.1 衍射

衍射是一行波列和一个障碍物之间的相互作用, 它并非光学上所特有, 在声学中和在微波天线的运行中也都能观察到。在光学系统中, 衍射发生在光学元件的边缘以及在使用以限制光束的光阑上。在微波天线的运行中, 受衍射限制的光学装置所形成的点光源图象是一个明亮的中央平圆面, 并由几个明暗交替的圆环围绕着。光学系统中的衍射图象即如图 1.3 所示。在中央平圆面内, 占了全部辐射通量的 84%, 其余都落在环绕中央平圆面的圆环中。由于艾里 (Airy) 是最先分析衍射过程的, 所以该中央平圆面常称为艾里平圆面。这个平圆面的角直径亦即被认为等于第一暗环的直径, 并以下式表示:

$$\delta = \frac{0.244 \lambda}{D} \quad (1-9)$$

● 在本书中, 小角度的正弦或正切是以该角的弧度值代替的。弗威尔氏⁽²⁾曾证明了凡在 10° 以内的角 (以 β 表示), β 与 $\tan \beta$ 的数值之差仅小于 1%, β 与 $\sin \beta$ 的数值之差尤小, 仅 0.5%。

● 在海军密尔 (Navy mil) 与炮兵密尔 (artillery mil) 之间存在着一个不幸的混误, 而这两者都已在较长时间内用于表示火力控制工作的角度测量之中。至于毫弧度 (milliradian) 则被不少作者误为密尔。炮兵密

尔的定义是对应于弧为 $\frac{1}{6400}$ 圆周时的圆心角。海军密尔则指正切为 0.001 的角。毫弧度则指被弧长为半径的

$\frac{1}{1000}$ 所包含的角。它们的约值分列如后: 1 毫弧度 = 1.000000333 海军密尔 = 1.018593 炮兵密尔。因此, 毫弧

度近似于海军密尔, 而炮兵密尔则与前两者大约各有 2% 之差。本书内所用者, 均指毫弧度 (mrad) 而言。

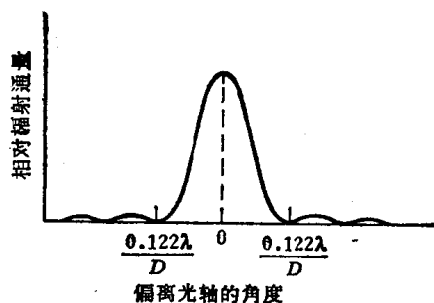


图1.3 衍射图象中辐射通量的分布图

式中, δ 以毫弧度计; λ 以微米计; 孔径直径 D 以厘米计。图 1.4 表示了孔径直径为 1.25~100 厘米的并作为波长函数的艾里平圆面的角直径。如图所示, 当波长为 4 微米, 光学系统的直径为 5 厘米(约 2 吋)时, 艾里平圆面的角直径为 0.2 毫弧度。

艾里平圆面的线性直径, 可由该光学装置的等效焦距与角直径相乘而求得, 即:

$$d = (2.44 \lambda) (f/\text{数}) \quad (1-10)$$

式中, d 和 λ 都是以微米表示的。因此, 当上述光学装置在 $f/2$ 工作时, 它们的艾里平圆面直径将是 20 微米。这就表明: 由于探测器的实际下限尺寸约为 50 微米, 故由这些光学系统所形成的艾里平圆面将远远小于可用的最小探测器。在较长的波长情况下, 其情况就不同, 例如: 在一个跟踪冷物体的空载跟踪器中, 若 $f/2$ 光学装置用在 20 微米波长上, 则其艾里平圆面的直径将是 100 微米。因此, 为了接收平圆面, 设计者必须要使探测器做得足够的大。

必须注意, 此处及下文所列之图象尺寸的估计, 都不过是作些引导。这些估计还须按专门用途以正确的工程判断来解释。在大多数红外系统中, 图象是被探测器或光调制器所扫描的。其结果是: 所获得的电信号是图象尺寸、图象辐射通量的分布、扫描孔径的尺寸以及扫描图象的方式等的复合函数。因此, 系统设计者不仅要考虑光学装置所形成的图象, 而且还须涉及更多的问题。当一具探测器与图 1.3 所示的衍射图象配合时, 还得考虑一下另外的某些因素。这些探测器将产生得以限制能探测的最小辐射通量的噪声。由于这个噪声和探测器面积的平方根成正比, 故常试将探测器做得小些。如果探测器做得足够大, 以致能包括艾里平圆面和第一个包围艾里平圆面的两环, 那么, 在该探测器的外挡面积所呈之噪声, 将远远大于由该两环中辐射通量而增加的信号。在式 (1-9) 和图 1.4 所用的准则中表明: 探测器应恰好做到足够大, 以便达到第一暗环的中心。这样, 探测器将从图象中接收 84% 的辐射通量。还可以这样说, 即便探测器做得更小, 还可与图 1.3 中辐射通量的 50% 相配合。不过这是非常困难的, 而任何答案却仅能适用于特殊条件。原作者的意见, 对于式 (1-9) 中所用的准则已足以代表正确的设计了。在这个准则中, 对于该系统在制造、装配和使用必然发生的图象质量的下降问题都留有余地。沾在光学装置上的泥

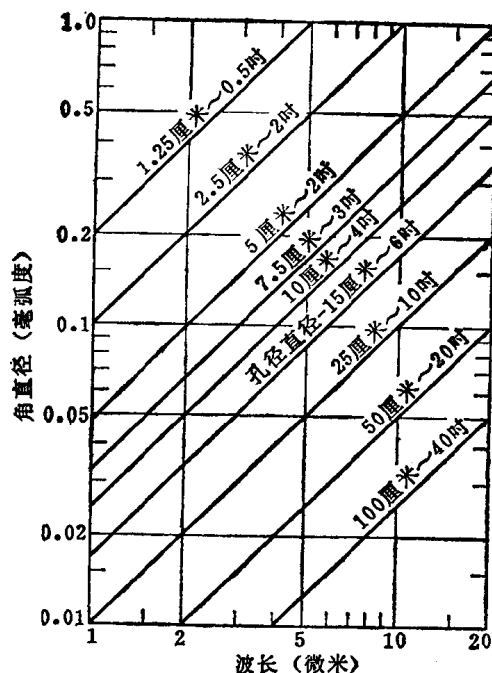


图1.4 艾里平圆面的角直径

土或灰尘、制造时的变化、因温度变化而引起的散焦，以及大气湍流等，都会导致此种下降现象。当发生下降时，衍射图象展宽，但其峰值幅度则减小。图象质量下降，使探测器产生的信号与辐射通量的 50% 的配合下降，而且比这些信号扩展到第一暗环去的还要快得多。斯科特 (Scott)⁽³⁾ 有一篇论文，讨论了用于红外系统的光学装置的工程特性，他所估计的图象尺寸，约为本文所述数值的一半。因为此题较难，故在斯科特文中也未能以足够篇幅来详尽地讨论这个假设。

双物体的图象包含两个衍射图样。如果物体间距极近，则两个图象能相重叠以致难加区分。洛德·瑞利 (Lord Rayleigh) 曾指出过：若一个艾里平圆面的中心和另一个的第一暗环重合，则可认为图象是相隔的或分辨的。这称为瑞利准则 (Rayleigh criterion)，它是估计任何受衍射限制的光学系统分辨率的最好方法。因此，恰好能分辨两个点光源的最小夹角是：

$$\alpha = \frac{0.122 \lambda}{D} \quad (1-11)$$

式中， α 是两个点光源在第一主点上的张角 (毫弧度)； λ 以微米计； D 以厘米计。前文所述的光学装置 ($f/2$ ， $D = 5$ 厘米， $\lambda = 4$ 微米)，应该能够恰好分辨张角为 0.1 毫弧度的两个点。必须注意：从图 1.4 读出的角值数除 2，便可得到这些数值。式 (1-11) 表明：对于任何衍射系统，无论是光学系统或是雷达天线，其角分辨率都正比于 λ/D 。换一种方法说：分辨具有小角度间隔物体的能力，是与接收孔径内的波长数成正比的。这是红外 (或光学) 设备的基本优点之一。由于这种设备的孔径比波长大几千倍，因此角分辨率是极大的。前文所述的 $f/2$ 透镜，其孔径是波长宽度的 12500 倍。因此，它能获得与天线直径为 1.25×10^5 厘米 (4100 呎) 的 10 公分 (波长) 雷达相同的角分辨率。当用雷达和红外搜索装置去跟踪同一飞机群时，一般来说，雷达操作员不能测定机群中的飞机数，而红外操作员却能极易测定飞机数，甚至测定每架飞机上的发动机数。

在一具校准得很好的光学系统中，设计者总是尽量努力减少象差，以致使成像只受到衍射的限制。不过，对于大多数红外系统而言，却不需要如此精确地校准。了解此点之后，系统设计者应坚持对光学系统不宜提出过分要求，因为修改每项设计到衍射极限虽能使光学设计者暂时满意，但却会有损于整个设计方案。

1.2.2 象差

第三级理论论述了七类象差。其中有两类称为色差，它们是由于透镜材料的折射率随波长变化而引起的。其余皆称单色象差，甚至当仅有单一波长时也会发生的。这七类象差简述如下。

1.2.2.1 单色象差

1. 球差——从一个共同轴点发出的光线，以不同的偏轴距离经过光学装置后，不归至一个共同焦点。

2. 慧差——一个偏离光轴物体的图象，不再与轴对称而形成放大的慧星状模糊象。

3. 象散——偏离光轴的点光源图象变成一对互相正交的线。这两条线处于距光学装置不同的距离上，最小模糊圆则位于两线之间的某处。

4. 场曲率——平面物体的图象落于曲面，而不落于平面。
5. 畸变——除了通过视场中心的直线外，其它直线都成象为曲线。

1.2.2.2 色差

1. 纵向色差——焦点位置按波长函数而变化。
2. 横向色差——光学装置所形成的图象，其大小按波长函数而变化。

在大多数红外系统中，通常把光学系统设计成覆盖一个相当小的瞬时视场，而探测器或光学调制器则常位于邻近光轴之处。因此，在光轴或其附近所产生的象差是极其重要的。这些象差包括球差和慧差，对于折射的光学装置而论，还应包括两种色差。本文仅讨论此四种象差。还应指出，象差是由于球形表面上的反射定律和折射定律的结果，并非光学装置在装作方面的缺点所致。

简单透镜和球面反射镜的球差均如图 1.5 所示。平行于光轴的光线不落在同一焦点。一般说来，边缘光线（即靠近光学元件边缘的光线）所落的焦点要比傍轴光线（即靠近光轴的光线）所落的焦点靠近光学元件。光学设计者是用边缘光线的焦点和傍轴光线的焦点之间的轴向间隔来说明球差数量的。在本文中，以最小模糊圆的角直径 δ_s （亦即明晰圆的角直径）来作更有意义的说明。对球面反射镜而论，这个直径是：

$$\delta_s = \frac{15.6}{(f/\text{数})^3} \quad (1-12)$$

式中， δ_s 的单位是毫弧度。用式 (1-12) 而得的误差，在 $f/1$ 时仅为 3%；在 $f/\text{数}$ 更大时，误差将更小⁽⁴⁾。小于 $f/1$ 时，式

(1-12) 不适用。对简单透镜而言，被球差所引起的模糊圆常比用球面反射镜所引起的要大。对一个已知焦距而言，就有一个使球差达到最小值的透镜半径的最佳组合。图 1.6 表示了为设计最小球差而制造的一个球面反射镜以及由熔融硅石、三硫化砷和硅所制造的几种简单透镜的最小模糊圆的角直径。对于直径为 1 毫弧度的模糊圆而言， $f/2.5$ 球面反射镜、 $f/3$ 硅透镜或 $f/6.5$ 石英透镜均可使用。关于简单透镜的进一步材料，可参阅斯科特的论文；根据已述理由，本文的式 (1-12) 是与斯

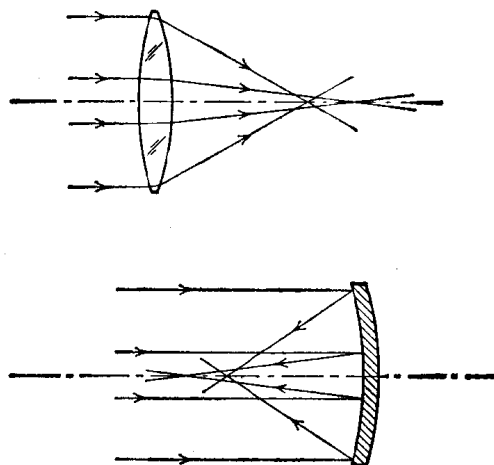


图1.5 球差

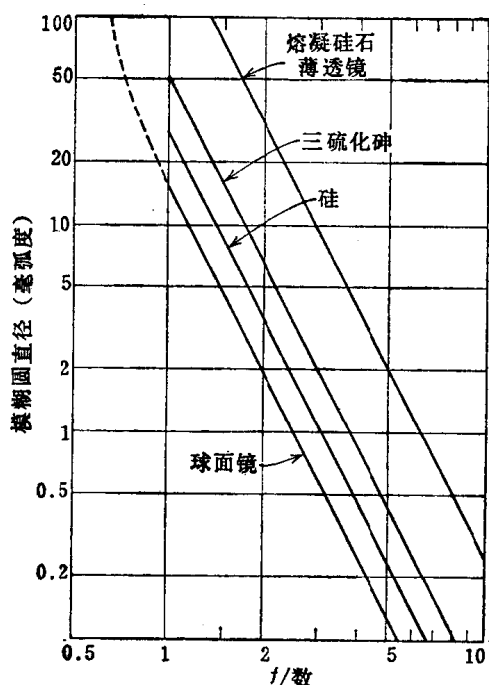


图1.6 球面反射镜和薄透镜所产生的并由于球差所引起的轴上最小模糊圆的角直径
(薄透镜的数据引自斯科特的论文)

科特所著论文中有关部分不同的。

图 1.6 中表明, $f/1$ 以下的虚线部分, 表示了模糊圆的尺寸是随着 $f/\text{数}$ 渐近于它的最大理论值 $f/0.5$ 而迅速增加的。

单独地用一个球面反射镜不能消除球差。但可附加校准元件以求实质上的消除, 如下文将述的鲍韦斯 (Bouwers)、马克苏托夫 (Maksutov) 或施密特 (Schmidt) 系统中所用的方法那样, 旋转抛物面[●] (即非球形反射面) 不仅无球差, 而且在光轴上形成的图象也仅受衍射限制。单独一个薄透镜不能消除球差, 除非透镜的一面或双面都做成非球面状的。几个薄透镜相组合, 即能将球差降至衍射极限以下。

当光学系统形成的图象偏离光轴时, 则象差将增大模糊圆的尺寸。其中最主要的是慧差。当入射光线与光轴不相平行时, 则通过光学装置各环带区 (即与光轴同心的环形面积) 的光线, 其焦点与放大率都不同。这种光线的性质以及它的慧象外观, 均示于图 1.7 中。通过每个环带区的光线聚焦成圆, 最大的圆是由通过边缘环带区的光线形成的。这些圆相叠, 就出现一个像慧星尾形状的光斑。若无其它象差, 则大多数辐射通量均聚集在慧象尖端附近; 如尚有其它象差, 则更多的通量就离开尖端。

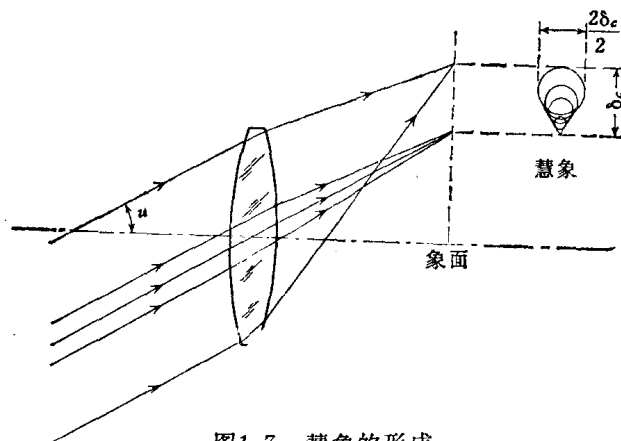


图1.7 慧象的形成

单个球形表面并非只有一个光轴。如果孔径光阑位于曲率中心, 则通过光阑的任何光束都有各自的光轴, 并且在此轴上成象。其结果是, 凡是光阑位于曲率中心的球面反射镜都无慧差。但很少用这样的排列, 因为这需要一个支撑光阑的长支架。抛物镜的慧差不取决于光阑的位置。

由于慧差图象缺乏圆对称, 所以很难用一个数字来说明其大小。稳妥的近似值是用图 1.7 所示的弧度弦 δ_c 表示的。对于抛物镜而论, 这个 δ_c 值是:

$$\delta_c = \frac{0.1875 u}{(f/\text{数})^2} \quad (1-13)$$

式中, u 是场角, 即入射光线和光轴的夹角; δ_c 和 u 都宜选用毫弧度计。图 1.8 表示了由抛物面镜所形成的慧差象的弧度弦与场角的函数关系。对于 $f/2$ 抛物面镜而论, 若慧象的弧度弦必须保持在 1 毫弧度之内, 则场角不得超过 1.2 度。图 1.8 也可用以估计反射镜边缘处的孔径光阑与球面镜所成的慧象的弧度弦 (这是在实用中常遇到的一种情况)。对小场角而论, 球差是决定模糊圆大小的主要因素; 对大场角而论, 决定模糊圆大小的主要因素是慧差。把式 (1-12) 和 (1-13) 相合, 就可得到场角或交会点, 在这个交会点上, 慧象的弧度弦即等于由球差而在光轴上产生的模糊圆的直径, 即:

● 关于适当命名的一个备注, “抛物线的”这一名称是指平面曲线而言。一个具有抛物线状径向截面的反射镜是指它具有抛物体状的表面, 常称为抛物面。光学设计者对于截面形状了然于胸, 故仅用“抛物线的”即可。同样, 一般情况下, 他们宁用“双曲线的”而不用“双曲面的”, 宁用“椭圆的”而不用“椭圆面的”。但是, 一个球面镜是不能以圆形对待的⁽⁵⁾。