

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2025.02.09

国产自主研发红外探测器的 天文应用测试与分析

张晏铭^{1,2}, 文新荣², 范文龙³, 林春³, 魏彦锋³,
陈永和³, 傅雨田³, 范伟军¹, 许春²

(1. 中国计量大学 计量测试与仪器学院, 杭州 310018; 2. 中国科学院 上海天文台, 上海 200030; 3. 中国科学院 上海技术物理研究所, 上海 200083)

摘要: 近两年, 中国在红外探测器研制方面取得了突破性的进展。针对天文观测需求, 对该款红外探测器开展了天文探测所有关注指标的全面测试, 获得了红外探测器的读出噪声、暗电流、满阱、动态范围、非线性、非均匀性、量子效率等重要指标, 判断了该探测器在红外天文方面的观测能力。还利用中国科学院上海天文台佘山 1.56 m 望远镜进行实际外场观测, 验证了该探测器地面应用已经接近国外探测器同等水平, 这标志着中国红外天文已进入了一个能够利用自主研发的红外探测器在近红外特定波段开展天文观测的阶段。

关键词: 红外天文; 国产 HgCdTe 红外探测器; 非破坏性读出模式; 暗电流; 读出噪声

中图分类号: TH752 **文献标识码:** B

1 引言

红外天文起步于 20 世纪前叶, 硫化铅 (PbS) 光电导探测器被引入红外天文, 到了 20 世纪 60—70 年代, 碲化铟 (InSb) 探测器的引入使得红外天文观测开始全面展开^[1]。1979 年美国建设的口径为 3.2 m 的 IRTF 和英国建设的口径为 3.5 m 的 UKIRT, 是早期地面红外天文探测最著名的望远镜。20 世纪 90 年代美国 10 m 的 Keck I 和 Keck II 光学望远镜、欧洲南方天文台 4 台口径 8.2 m VLT 望远镜、日本的 8.2 m 昴星团望远镜 (Subaru) 等都配有红外相机和光谱仪。自 1983 年荷兰主导的第一颗红外天文卫星 IRAS 发射开始, 欧洲的 ISO、Herschel、Euclid, 日本的 AKARI, 美国的 COBE、Spitzer、WISE 等红外卫星或红外空间望远镜纷纷上天, 特别是 2021 年发射的有史以来口径最大 (达到 6.5 m)、耗资

收稿日期: 2024-04-19; 修回日期: 2024-06-11

资助项目: 中国科学院天文大科学研究中心前瞻课题 (Y8831510)

通讯作者: 许春, chun.xuu@shao.ac.cn

最贵(达到100亿美元)的詹姆斯·韦布望远镜(JWST), 空间红外天文进入了五彩纷呈时代。

国外红外天文发展迅速, 主要得益于高灵敏度的红外探测器。美国IRTF望远镜的红外相机为NSFCAM(1993—2004)。2012年后NSFCAM更新为NSFCAM2, 采用了Teledyne Hawaii-2RG的红外探测器, 探测能力大大提高。哈勃空间望远镜(HST)第一代红外相机(1997年上天的NICMOS)采用的是Rockwell(现在的Teledyne)的红外探测器。第三代红外相机(2009年上天的WFC3)采用了Teledyne的红外探测器, 工作在145 K的相对高温(相对于NICMOS的77 K)。几款焦平面红外探测器和本文所用探测器IR20_001的性能指标如表1所示。不同波段的红外探测采用的探测器材料是不同的, 1.0~5.5 μm 的近红外一般采用HgCdTe, 如HST的NICMOS或WFC3; 或者采用InSb, 如Spitzer望远镜的IRAC相机3.6 μm 和4.5 μm 通道; 更长的波段(5 μm 以上)一般会采用Si:As或Ge:Ga等掺杂材料探测器, 如Spitzer、AKARI、JWST的中长波红外探测。

表1 国际天文应用和本文中的红外探测器的性能指标

探测器	工作波段 / μm	规格	材料	读出噪声 / e^-	暗电流 / $(\text{e}^- \cdot \text{s}^{-1})$
NSFCAM	1~5	256×256	InSb	约55	60~120
NSFCAM2	0.9~5.5	2 048×2 048	HgCdTe	约12	<0.1
NICMOS	0.8~2.5	256×256	HgCdTe	26	0.3
WFC3	<1.7	1 024×1 024	HgCdTe	20	0.05
IR20_001 (本文中探测器)	<2.0	640×512	HgCdTe	38.1	<17.48

中国红外天文观测落后, 主要原因是没有自主研发的高灵敏度红外探测器, 而这类红外探测器国外对中国是严格禁运的^[2]。20世纪70年代中国就有科研人员开展了红外天文探测方面的研究。如1979年, 北京师范大学和云南天文台联合研制的1~3 μm 波段的PbS光度计, 在紫金山天文台60 cm望远镜上做了试观测; 1985年, 由南京天文仪器厂研制的1.26 m红外望远镜在北京天文台兴隆观测基地安装完成^[3], 利用单元InSb红外探测器开展了试观测; 20世纪80年代前后, 上海天文台和紫金山天文台分别开展了高空气球的红外天文观测^[4], 并与日本进行国际合作。但是囿于探测器水平, 中国红外天文一直没有实质性的进展。2014年, 许春利用上海技术物理研究所的HgCdTe红外面阵探测器, 在佘山1.56 m望远镜上开展了天文观测: 采用多帧叠合, 实现了5等星大于100的信噪比, 或者对应9等星的探测能力; 当时的红外探测器截止波长为3.3 μm , 暗电流在4 000~6 500 e^-/s , 读出噪声大于300 e^- , 观测只能采用短曝光模式。

近几年由于中国空间站巡天望远镜(CSST)红外观测的需求, 上海技术物理研究所研制出了高灵敏度HgCdTe红外探测器。器件截止波长为1.7 μm , 规格为640×512, 像元尺寸为15 μm , 读出噪声优于50 e^- , 探测器暗电流小于1 e^-/s 。按照天文观测所关注的探测器参数测试需求, 我们对另一款截止波长为2.0 μm 的红外探测器IR20_001开展了实验室

测试,并在余山 1.56 m 望远镜上开展了外场试观测。下面章节详细讨论天文探测关注的测试参数、不同参数的测试原理和方法、数据分析以及外场测试效果等。

2 天文应用对红外探测器的测试需求

按照 HST、Spitzer 等望远镜的数据分析流程,天文探测器需要测试的主要参数包括:探测器响应波段、量子效率、读出噪声、暗电流、本底、非线性、非均匀性、满阱、动态范围、增益、亚像元效应、坏像元等。下面是这些参数的定义和对天文探测的影响,以及需要测试的原因。

探测器的响应波段是指什么波段的光子照射探测器后可以产生光电子。只有能量高于探测器能隙的光子才能通过光电效应产生光电子。由于光子能量与波长成反比,因此存在一个最大波长,短于该波长的光子才能激发探测器产生光电子;这个波长就是红外探测器的截止波长。不同波长的光子激发光电子的效率不同,即不同波长处量子效率不同。通过光电效率可以由光电子数计算入射光子数,推算目标光强。

探测器本底(bias)是指在无光电子和内部激发的暗电流电子情况下的探测器输出信号(一般对应输出电压),或者是积分时间为 0 s 时的输出信号。探测器的有效输出信号是通过输出信号扣减本底信号获得的。一般来说,本底信号会随着观测条件的变化发生偏移,因此需要研究本底信号的变化特性,来提高探测器有效输出信号的精度。

读出噪声是指假定探测器上实际信号大小是个确定值时,不同次读出会给出不同输出值的一个涨落。它由探测器本身的电子学特点决定,也是影响探测器灵敏度最核心的参数。暗电流是指没有外部光子入射时,探测器由于热效应或者探测器材料缺陷等问题,自发产生的激发电子强度。暗电流是探测器输出信号的一部分,因此影响探测精度和灵敏度。中国红外探测器水平一直远低于国际水平,主要是因为读出噪声和暗电流过大。

如果探测器的响应是线性的,那么输出信号的大小与探测器上积累的电荷数是严格成正比的。实际上,由于积分电容受积累电荷的影响,输出信号与电荷数会出现非线性效应,需要精确测量这个关系,从而准确计算输入信号。这个修正对于天文观测的暗弱目标尤其重要。

对于面阵探测器,不同像元之间的本底、响应效率都有不同,需要修正。响应率不均匀性修正称为非均匀性校准,天文上一般也称作平场修正。平场修正后相邻像元的等效响应率一致,像元非均匀性带来的空间相关噪声可以抑制。平场的测量精度主要取决于仪器稳定性、测试设备的均匀性和测试信噪比。

天文目标亮度范围非常大,覆盖 30 mag 或者 10^{12} 倍的亮度范围。满阱是指探测器能够容纳的总电荷数,是探测器继续曝光但不再增加响应时的输出值扣减本底之后的差值。对于单次成像观测模式,动态范围是指满阱除以最低噪声的比例;对于多次非破坏性曝光模式,动态范围则由非破坏性总曝光时间与非破坏性首次最短曝光时间之比与单次成像的动态范围之积决定。详细计算见后面的讨论。

增益是指探测器输出码值(一般对应电压)与电荷数的比值。由增益可以计算探测器上的电荷数,从而计算入射光子数或者目标亮度。

亚像元效应是探测器像元内不同亚像元位置的响应率不同导致的对目标亮度计算的不精确性。探测器在光学系统点扩散函数采样不足情况下,这个效应会有影响。如果一个点扩散函数由多个(2个以上)像元采集,亚像元效率导致的不精确一般可以忽略。

坏像元是指本底、暗电流、平场等采集过程中像元输出值远远不同于平均值而导致的测量问题。一般情况下坏像元的输出值需要剔除,或者通过其他观测或计算方式来恢复。

天文探测与以上提到的参数都相关。本文中的测量将完全覆盖除了亚像元特性外的全部天文探测关注参数。

3 红外探测器信号特性和测试原理

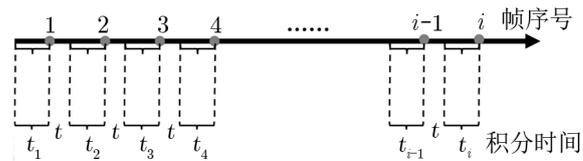
3.1 红外探测器信号特性

本文测试的探测器为 HgCdTe 面阵红外探测器,探测器规格为 640×512 , 像元尺寸为 $15 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$, 截止波长为 $2.0 \mu\text{m}$ 。探测器读出电路的工作特性类似可见光 CMOS 器件:每个像元对应一个读出单元,读出单元阅读每个像元积分电容上的电压,然后通过多路选择器输出每个像元信号。探测器有多种读出模式,包括单次曝光单帧读出模式和单次曝光非破坏性多次读出模式。

红外探测器输出信号一般包含以下几个成分。首先是光电子,就是入射到探测器的红外光子在探测器内转换形成的电子信号。光电子来源实际上包括以下几种:(1)天体目标辐射的光子;(2)天空的红外背景,包括目标附近不可分辨天体的集体辐射和地球大气的红外辐射(如果从地球表面观测);(3)仪器的红外背景辐射,包括仪器(特别是望远镜红外相机各镜面和结构)的红外辐射;(4)探测器本身的热辐射或放大器辉光效应,放大器辉光效应(amplifier glow 或 amp-glow)为 CCD 或 CMOS 探测器读出时放大器内部电流引起的红外发光效应,这个在哈勃望远镜红外相机 NICMOS 上被明显探测到^[5]。其次是探测器的暗电流,即使没有外部辐射,探测器每个像元自身也会产生电子,与目标光电子信号同时输出。输出信号的形式一般是积分电容上的电压值,所以输出电压里实际上包含了探测器电子学系统的基本电压,即本底。本底会随着探测器的工作环境(例如温度、供电系统)发生漂移,需要准确扣减。还有一个不确定性是读出噪声,就是在没有入射光子和暗电流的情况下,每次读同一个像元给出的输出值也是不确定的,在均值附近涨落,这种随机涨落被称为读出噪声。对于用于天文观测的红外探测器,最核心的指标是读出噪声和暗电流,其次是本底和其他附加信号的稳定性和可追溯性。目前国际上最先进的近红外探测器,例如 HAWAII 系列红外探测器^[6],读出噪声在 $10 e^-$ 左右,暗电流在 $0.1 e^-/s$ 左右。

红外探测器有多种信号输出方式,最常见的有相关双采样单次输出和非破坏性多次输出模式。单次输出是曝光结束后输出探测信号,一次曝光输出一幅图像。非破坏性多次输出是在曝光过程中,读取积分电容上的电压并输出信号,但是读出后并不重置积分电容,探测

器继续曝光，产生的电荷继续在积分电容上累积，然后可以进行下一次读出。非破坏性读出的特点是每次读出电容上的电压但不影响电容上的电压值或上面的电荷数目，在一次长曝光中可以输出多次不同瞬间曝光时刻的电压值。非破坏性读出模式示意图见图 1，其中 t_1 为第 1 帧积分时间， $t_i + t$ 为第 i 帧与第 $i-1$ 帧的间隔积分时间。 t 为每帧读出需要的时间，对于本文中的探测器， t 为 2 s，即非破坏性读出间隔积分时间不能小于 2 s。这里 t_i 可以按照工作要求任意选择，也可以选择同一时间。如果只读第一帧就结束曝光，就是常规的单次读出模式，积分时间 t_i （或 t_1 ）可以在 25 μs ~ 4 095 s 内随意选择。本文中的探测器既可以选择单帧读出模式，也可以选择非破坏性多帧读出模式工作，不同读出模式下的测量会分别开展。



注：在一次长曝光过程中可以有 multiple 读出但探测器的曝光和积分不受影响，其中 1、2、3 至 i 是中间读出帧。

图 1 探测器的非破坏性读出模式示意图

3.2 红外探测器测试原理

按照前面的讨论，探测器输出信号与输入信号之间存在如下关系：

$$S_{\text{out}} = B + (S_{\text{in}} + S_{\text{bk}}) \times Q \times t + I_{\text{dk}} \times t \quad , \quad (1)$$

这里 S_{out} 为采集到的探测器的输出信号，单位是电子数，因此 S_{out} 也可写成 $S_{\text{out}}(e^-)$ ，它由以下几部分组成：探测器的本底 (B ，单位是电子数 e^-)，探测器由于输入光子（目标信号 S_{in} 和背景信号 S_{bk} ，单位是 s^{-1}) 和暗电流 (I_{dk} ，单位是 e^-/s) 产生的信号，这里 Q 为量子效率， t 为积分时间。

实际工作中探测器输出的是电压值，或者量化的电压值，单位为 DN。量化电压信号 $S_{\text{out}}(\text{DN})$ 与电子数信号 $S_{\text{out}}(e^-)$ 之间有一个换算关系：

$$S_{\text{out}}(e^-) = G \times S_{\text{out}}(\text{DN}) \quad , \quad (2)$$

这里折算关系 G 就是增益，单位是 e^-/DN 。我们测量读出噪声、暗电流等，原始数据都以 DN 为单位，因此还需要测量这个增益值，从而获得以电子数为单位的标准描述。

如果积分时间为 0 s，由式 (1) 可知，探测器输出信号就是本底 B 。同样条件下以单帧采集模式连续采集多次 B ，计算同一像元多次图像 B 之间的均方涨落，就是这个像元对应的读出噪声，一般记作 σ_{read} 。

如果探测器没有外部信号输入，即式 (1) 中 S_{in} 和 S_{bk} 的值均为 0，那么可以简单获得 $I_{\text{dk}} = (S_{\text{out}} - B)/t$ 。通过长时间无信号输入状态下探测器积分，扣除平均本底，再除以积分时间，就可以得到暗电流值。由于红外探测器一般封装在测试杜瓦内，有温度的物体自身都

有红外辐射, 包括杜瓦上的窗口本身就有红外辐射, 所以想要使得 S_{in} 和 S_{bk} 的值均为 0, 必须打开杜瓦, 在内部用低温结构密封探测器, 再装上杜瓦壳体抽真空制冷, 才能进行暗电流测试。需要注意的是, 测试时间需要足够长或者开展多次测试取平均, 使得读出噪声对测试结果基本不产生影响。

另一种较为简易的方法是不打开杜瓦结构, 用已知辐射强度的目标源 (例如黑体) 覆盖杜瓦窗口进行测试。由式 (1) 假设背景辐射 S_{bk} 的值为 0, 两边除以 t 得到:

$$\frac{S_{\text{out}} - B}{t} = S_{\text{in}} \times Q + I_{\text{dk}} \quad . \quad (3)$$

对于固定曝光时间, 由于入射光强 S_{in} 与黑体温度 T 直接相关, 测量时选择几个不同黑体温度 (对应几个光强值 S_{in}), 得到不同的输出信号 S_{out} , 由方程 (3) 形成一条一次函数直线, S_{in} 值为 0 时的截距即为暗电流 I_{dk} 。这种方法需要准确测量温度并对探测器和滤光片光谱响应曲线有精确测量。其中

$$S_{\text{in}} = \alpha \cdot \Omega_F \cdot A_d \cdot t \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{B_{\lambda}(T) \cdot R_{\lambda}}{\varepsilon_{\lambda}} d\lambda \quad , \quad (4)$$

式中, α 为等效黑体辐射效率, Ω_F 为光学系统的入瞳视场角, A_d 为接收辐射的单个像元的面积, t 为积分时间, $B_{\lambda}(T)$ 为温度为 T 时的黑体辐射光谱, R_{λ} 为滤光片在该波段的响应曲线, ε_{λ} 为在该波段单个光子的能量。利用式 (4) 和不同温度黑体, 也可以计算探测器在滤光片波段的平均量子效率。

前面提到的探测器的增益, 仪器设计时有一个设计值。但是设计值需要预先假设积分电容的大小, 而积分电容大小很难准确测量。因此, 实际上增益采用光子转移曲线 (photon transfer curve, PTC)^[7] 方法进行测量和计算。基本原理如下: 式 (1) 等号右侧对应探测器像元输出的实际电子数, 我们采用 S_o 来表示, 则式 (1) 可以简化为

$$S_{\text{out}} = B + S_o \quad . \quad (5)$$

方程左右的涨落, 即两边取均方值, 考虑到右边各参量之间的独立性, 于是:

$$\sigma_S^2 = \sigma_B^2 + \sigma_{S_o}^2 \quad , \quad (6)$$

这里 σ_{S_o} 是像元输出电子数的不确定性, 属于光子散粒噪声, 满足泊松分布, 因此 $\sigma_{S_o}^2 = S_o$, 于是:

$$\sigma_S^2 = \sigma_B^2 + S_o \quad . \quad (7)$$

式 (4)–(6) 的单位都是电子数。由于实际输出信号一般以 DN 为单位, 将式 (6) 两边同时除以 G^2 , 利用式 (2) 关系, 式 (7) 转换为:

$$\sigma_S^2(\text{DN}) = \sigma_B^2(\text{DN}) + S_o(\text{DN})/G \quad . \quad (8)$$

采集多帧不同输出值的图像, 计算不同图像每个像元的噪声平方 $\sigma_S^2(\text{DN})$ 与像元输出值 $S_0(\text{DN})$ 的线性关系, 斜率倒数即为增益 G , 截距 $\sigma_B^2(\text{DN})$ 即为前面计算的读出噪声的平方。当然, 实际计算 G 时噪声一般不是单个像元计算, 而是探测器局部区域部分像元统计计算。一般通过两帧相同曝光时间的图像之差来计算噪声。因为图像差包含了这两张图的读出噪声的和, 因此噪声平方实际上是图像差的统计涨落平方的 $1/2$ 。

以上是探测器参数读出噪声、暗电流、增益的基本测试原理, 属于原则性的关系和方法, 对于单元器件和多元器件都适用。实际测试是针对面阵探测器, 测试方法上会有变化。

4 实验室测试系统

本文中的红外焦平面探测器测试系统框 (如图 2 所示), 主要包括被测探测器、供电电路、采集电子学系统和上位机采集主机。系统可实现长时间积分, 在非破坏性读出模式下, 帧间隔可实现 $25\sim 150\ \mu\text{s}$ 、 $0.1\sim 4095\ \text{s}$ 可调, 单次积分过程最多可采集 256 帧。

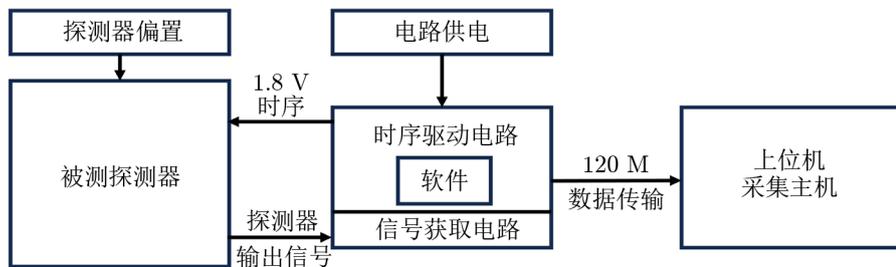


图 2 IR20.001 探测器测试系统框

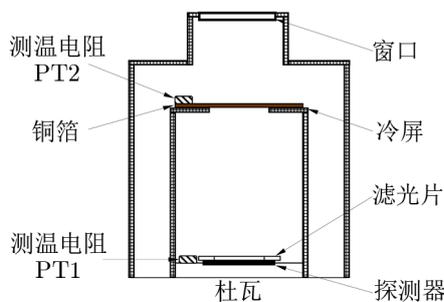


图 3 杜瓦内测温电阻与铜箔安装示意图

为 87 K。

在使用方法一测量暗电流噪声时, 用冷屏覆盖内部冷光阑窗口, 冷屏顶部的温度在 130 K 左右。初步估算, 假设 130 K 黑体包围探测器, 立体角为 π , 像元尺寸为 $\sigma=15\times 15\ \mu\text{m}^2$, 单个像元上每秒接收到的光子数为 4.4×10^{-13} , 远小于实测暗电流值。

IR20.001 红外探测器响应波段为 $1.0\sim 2.0\ \mu\text{m}$ 。探测器上方安装了滤光片, 波段 FWHM 左右位置对应 $1.632\ \mu\text{m}$ 和 $1.754\ \mu\text{m}$, 平均透过率为 0.78。滤光片波段接近红外 H 波段, 但是比 H 波段窄并且过于靠近大气窗口吸收边缘。探测器封装于真空液氮杜瓦中, 在杜瓦内部探测器旁和冷屏顶部安装了测温电阻, 电阻安装位置如图 3 所示, PT1 为探测器旁的测温电阻, PT2 为冷屏顶部的测温电阻, 测温电阻的温度与时间的关系见图 4。根据实测, 冷屏温度基本在 100 min 后保持稳定, 探测器工作温度约

在这个测试方法下我们采集了一系列单次短积分图像、短间隔非破坏性积分图像、长间隔非破坏性图像, 用以计算读出噪声与暗电流。

采用第二种方法测试时, 去掉了冷光阑上的封口冷屏, 在杜瓦窗口覆盖反射平面镜。在暗电流测试时, 需要改变平面镜及杜瓦窗口附近的环境温度, 所以在窗口附近安装了导热铝盖, 并且在铝盖上方放置了半导体制冷片, 使温度反馈铂电阻接触反射平面镜及窗口, 实现对反射平面镜及窗口的温度控制, 示意图见图 5。

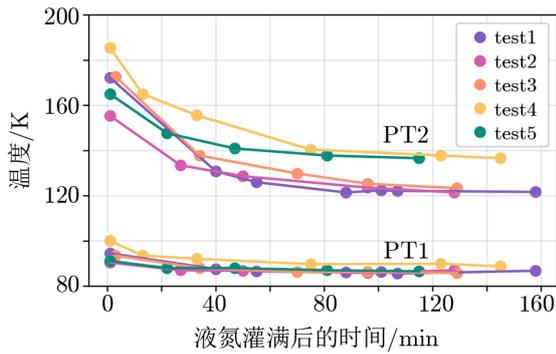


图 4 杜瓦内测温电阻的温度与时间的关系

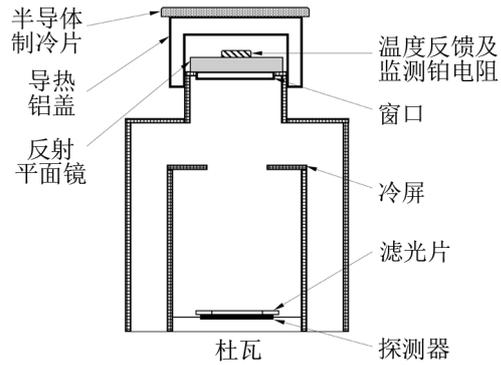


图 5 探测器杜瓦窗口控温组件示意图

这个测试方法下, 我们采集了与方法一类似的图像。特别是在某种温控状态下, 调整帧与帧之间的间隔积分时间, 一直采集到探测器满阱, 用 PTC 方法分析数据以及读出噪声分析。PTC 测试是一种用于评估探测器性能的重要方法, 主要用于测量探测器的增益、读出噪声、满阱等关键参数。PTC 一般通过外部均匀照射和改变不同曝光时间的方法来测量。PTC 曲线则是横坐标为入射光子数, 纵坐标为噪声方差的曲线。

5 数据采集及分析

2023 年 2—12 月, 在几种不同工况下, 我们开展了多次红外探测器测试。下面是不同次测试的数据分析结果。

由于短波红外碲镉汞探测器的技术水平和制作工艺的限制, 导致焦平面存在各种坏像元, 在性能参数的统计与计算中, 坏像元的掺入会导致计算结果的偏差, 所以需要对坏像元进行准确分类和识别, 并在计算中剔除这些像元^[8]。在图像中发现的坏像元分类有: (1) 响应率非均匀性过大的像元, 响应过快或过慢; (2) 暗电流过大的像元, 会导致像元过早饱和; (3) 对光子输入无反应或反应过小的像元, 包括死像元和过热像元; (4) 读出噪声过大的像元; (5) 响应异常的像元, 具体表现为具有相反响应并在一定时间内无响应, 某个此类像元在不同实验环境温度下的响应如图 6 所示。

5.1 增益测试数据分析

知道了增益的值才能准确分析噪声、暗电流和其他参数,因此我们首先讨论增益测试的数据分析。用于增益分析的数据采用了第二种测试方法获得。首先把杜瓦置于室温中,仅在窗口放置反射平面镜,待温度稳定后,设置帧间隔为 5 s 进行非破坏性读出积分直至满阱,共 255 帧;连续重复三次积分过程,然后分别抽取其中两次积分过程差分后进行光子响应曲线分析,以得到增益。图 7 为探测器在某一次积分过程中的响应曲线,即探测器输出信号与时间的关系,横轴为积分时间,纵轴为焦平面所有像元响应 S_{out} 的平均值。

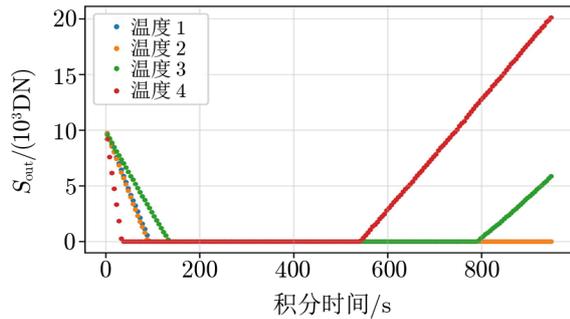


图 6 某个异常响应的像元在不同环境温度下的响应

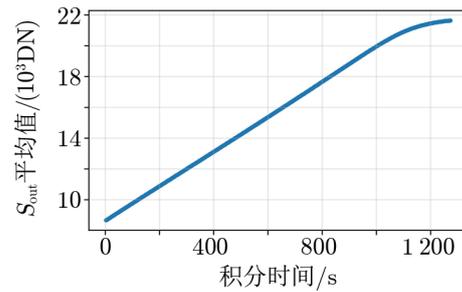


图 7 探测器的响应曲线

在测试中发现,由于单次积分时间较长,在不同积分过程之间,一定会存在系统性的差异,差异的来源为实验环境与测试系统的细微变化,所以在求方差前需要消除三次积分过程之间的系统偏移,否则会导致方差计算结果较大。消除偏移的过程如下:首先从三次积分过程中抽取其中两次,再以同一积分时间下任意两帧为例,分别记为 1 帧与 2 帧,计算这两帧所有像元 S_{out} 的平均值对应为 M_1 和 M_2 ,令 $M_1 - M_2 = D$,1 帧所有像元 S_{out} 减去 D ,即完成这一积分时间下两帧的偏移消除;接着对余下 254 “对”帧进行同一过程,即完成这两次积分过程的偏移校正;对剩下一次的积分过程,也与任意一次积分过程配对完成上述偏移消除过程,即可得到三次积分过程的系统偏移校正。

只有从最初的原始 S_{out} 中去除固定的背景偏移 ($B(DN)$) 后,才能绘制平均信号 S_{out} ,所以每次积分过程从第 2 帧开始每一帧均减去第 1 帧,得到三组 254 帧的积分过程。接着按照以下步骤求得平均值-方差曲线:(1)从三次积分过程中抽取其中两次,相同积分时间的两帧对应像元 S_{out} 逐个相减,得到 254 帧差分帧(用来消除固定图案噪声),此步骤如图 8 所示;(2)对每一帧差分帧所有像元 S_{out} 求方差,并除以 2(消除多余的随机噪声分量),得到该积分时间下对应的方差水平;(3)对相同积分时间下的两帧所有像元 S_{out} 求平均,以得到该积分时间下的输出信号的 S_{out} 平均值水平;(4)步骤(1)–(3)可重复三次,得到三条不同的平均值-方差曲线以降低系统误差。

按照以上方法,得到平均值-方差的关系如图 9 所示。由于输出信号较低时受到不同噪声干扰较大,接近饱和时信号非线性等影响较明显,因此我们只对中间线性区域进行拟合(大致满阱 20%~70% 的区域),斜率的倒数即为探测器增益,数值见表 2。

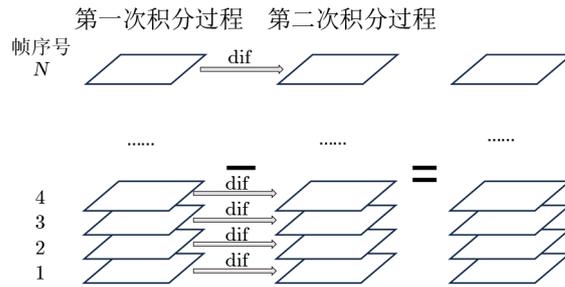


图 8 PTC 过程中为了消除固定图案噪声的影响得到差分帧的过程

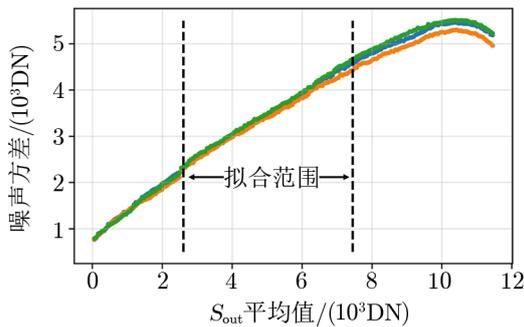


图 9 PTC 方法中探测器信号 S_{out} 平均值与信号噪声方差的关系

表 2 IR20_001 探测器增益测量值

测试序号	增益/($e^- \cdot DN^{-1}$)
1	2.25
2	2.37
3	2.23
平均值	2.28

5.2 暗电流测试数据分析

我们分别采用方法一和方法二测量了暗电流。下面是对不同方法测试结果的分析。

使用方法一冷屏法进行暗电流测试时, 在非破坏性读出模式下进行三次积分过程, 设置帧间隔 5 s, 每次积分过程共采集 256 帧。探测器响应曲线如图 10 所示, 横轴为积分时间, 纵轴为该帧所有像元 S_{out} 的平均值。

按照式 (1), 线性区域拟合斜率即为像元暗电流, 像元暗电流分布直方图如图 11 所示, 再结合上文测得的增益 $2.28 e^-/DN$, 可得暗电流数值见表 3。

在使用方法二进行暗电流测试时, 在窗口覆盖反射平面镜。首先把杜瓦置于室温中 ($6.75^\circ C$ 和 $-0.50^\circ C$), 并把窗口处的铝盖及平面镜制冷至 $2.00^\circ C$ 、 $-5.00^\circ C$ 和 $-9.75^\circ C$, 反射平面镜上端监测铂电阻温度曲线如图 12 所示。在每个温度下使用非破坏性读出模式进行积分 (帧间隔均为 5 s)。为了减少误差, 均在探测器满阱 20% ~ 70% 范围内进行线性拟合得到直线斜率。由式 (4) 算出不同窗口温度下的入射光强 S_{in} , 即可推出该像元暗电流。

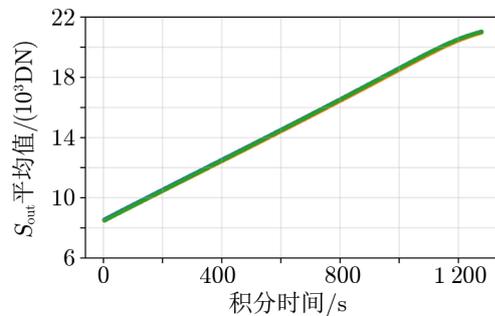


图 10 方法一获得的 IR20_001 探测器暗电流响应

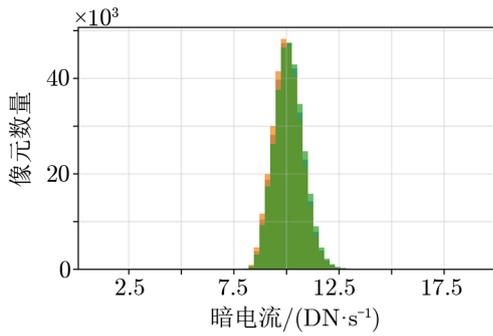


图 11 方法一获得的 IR20_001 探测器像元暗电流分布直方图

表 3 IR20_001 探测器增益测量值方法一测得的暗电流

测试序号	暗电流平均值 $/(e^- \cdot s^{-1})$	暗电流中位数 $/(e^- \cdot s^{-1})$
1	23.01	22.96
2	22.91	22.87
3	23.12	23.06
平均值	23.01	22.96

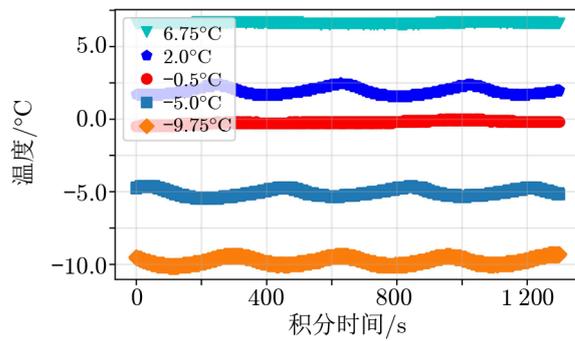


图 12 5 次测试中窗口上反射平面镜处铂电阻温度与时间的关系

表 4 不同温度下窗口辐射能力

温度/°C	入射光强 S_{in}/s^{-1}
6.75	67.69
2.00	40.65
-0.50	30.77
-5.00	18.41
-9.75	10.50

以第 [37, 270] 像元为例, 求像元的暗电流水平。由式 (4) 可计算出入射光强 S_{in} 在 5 个温度点的值, 见表 4。该像元在不同温度点的响应曲线如图 13 所示, 在探测器满阱 20% ~ 60% 范围内进行线性拟合, 得到的斜率即为 dS_{out}/dt 。数组 S_{in} 与 dS_{out}/dt 再进行线性拟合如图 14 所示, 纵轴截距即为该像元暗电流水平 (7.39 DN/s), 再结合上文计算出的增益平均值, 可得该像元暗电流水平为 $16.85 e^-/s$ 。

同样的方法对焦平面所有像元进行暗电流计算, 像元暗电流分布直方图如图 15 所示, 结合上文测得的增益为 $2.28 e^-/DN$, 可得方法二测得的暗电流数值, 见表 5。

方法一和方法二的测试结果对比显示, 方法二的测试结果 ($17.48 e^-/s$) 比方法一 ($23.01 e^-/s$) 小。初步估计, 探测器附近可能还有其他辐射源, 目前猜测可能是辉光。方法二中辉光辐射会通过窗口逃逸一部分, 使测到的结果减小, 但也更接近真实暗电流。有关是否为辉光辐射还在进一步确认中, 但可以肯定暗电流的真实值比上述测量的值还要小。方法一测得的探测器的暗电流图像如图 16 所示。

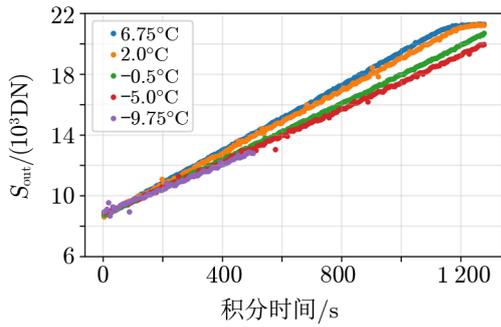


图 13 不同窗口温度下 [37, 270] 像元输出信号与时间的关系

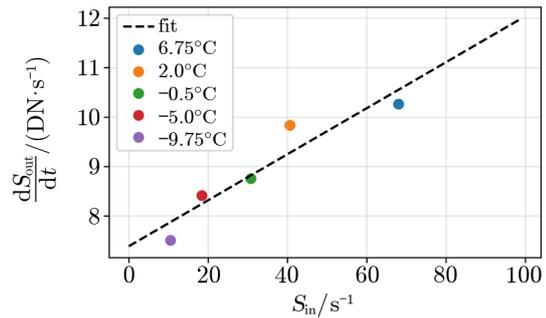


图 14 [37,270] 像元 S_{in} 与 dS_{out}/dt 关系的拟合直线

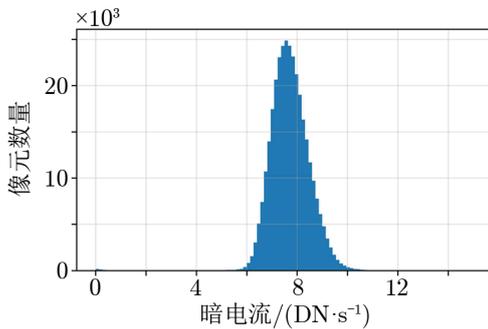


图 15 方法二测得的 IR20_001 探测器像元暗电流分布直方图

表 5 方法二测得的 IR20_001 探测器暗电流

暗电流平均值 $/(e^- \cdot s^{-1})$	暗电流中位数 $/(e^- \cdot s^{-1})$
17.48	17.49

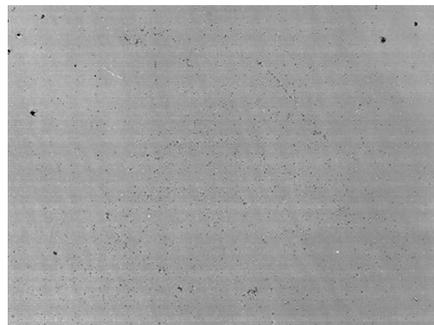


图 16 IR20_001 探测器的暗电流图像, 均值为 $23.01 e^-/s$

5.3 读出噪声测试数据分析

在暗电流测试方法二获得的某种温度状态下的三次积分过程的基础上, 可进行读出噪声的计算。计算方法为: 从第 2 帧开始, 用后一帧减前一帧, 于是在每次积分过程中, 会得到 254 帧相减帧; 再针对单一像元, 计算 254 个值的标准差; 由于存在两帧相减, 对噪声进行了累计, 需要再除以 $2^{1/2}$, 此时即可得到该像元的读出噪声。

计算出的像元读出噪声分布直方图见图 17, 读出噪声具体数值见表 6, 结合上文测得增益为 $2.28 e^-/DN$ 。

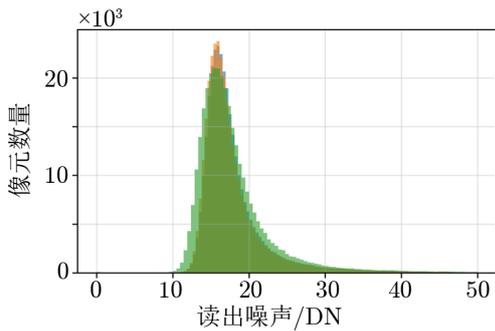


图 17 IR20.001 探测器像元读出噪声分布直方图

测试序号	读出噪声平均值 /e ⁻	读出噪声中位数 /e ⁻
1	41.06	38.27
2	40.70	37.87
3	40.90	38.03
平均值	40.89	38.06

5.4 探测器本底数据分析

我们分析了两种情况下的本底。一是单次曝光单次读出情况下的本底特征与变化，二是非破坏性读出情况下的本底特征与变化。

对于单次曝光单次读出模式，我们采集了 6 个系列本底。前 3 次在同一时间附近，后 3 次在另一时间附近。曝光时间为 25 μs，每次采集 100 帧，获得 100 帧平均本底。对 6 次本底进行比较，发现 3 次同时采集的本底差别较小，约 11.4 DN，为 0.04%；前 3 次均值与后 3 次均值差别较大，约 54.72 DN，为 0.6%。该测试说明探测器本底随着工作环境变化会发生显著变化，如果针对亮目标采用单次曝光单次读出模式进行采集，需要在采集前后分别采集本底，作为扣除本底的基准，而无法采用长时间平均的本底作为基准本底。

对于非破坏性读出，我们在不同时间段采集了 6 组图像系列。每组采集 3 次相同积分时间的非破坏性图像，取读出的第一帧为本底，其中一帧本底图像见图 18。计算不同时间本底平均值后，我们发现本底有不规则变动（见图 19）。有时连续 3 次本底平均值较稳定，差别小于 12 DN（如 group1）；有时连续 3 次变化较大，差别约为 263 DN（如 group4，第 10 帧）。平均值的波动范围在 8 500 ~ 9 200 DN 之间，相对较大。非破坏性读出显然不能做稳定的本底扣除，只能通过扣除单次曝光第一帧读出，来计算实际积累电荷。与噪声已经平滑过的平均本底相比，第一帧带有读出噪声，会提高系统噪声。扣除第一帧后的积累电荷比扣除平均本底的积累电荷要准确。非破坏性读出的噪声需要通过其他方式来降低。

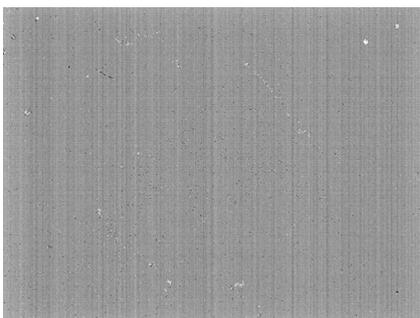


图 18 非破坏性读出模式下的 IR20.001 探测器本底图像

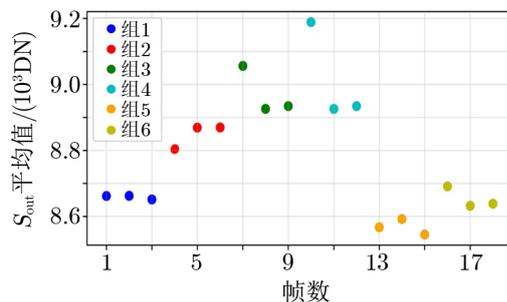


图 19 非破坏性读出模式下探测器本底变化特性

5.5 探测器非线性特性

探测器的非线性特性通过分析 PTC 曲线来获取。PTC 曲线按等时间间隔采集, 保持入射光稳定照射。如果探测器响应是线性的, 那么输出值与采集时间完全线性相关。实际上, 两者不呈线性变化, 因此需要将输出值进行调整, 使得调整值与采集时间完全线性。计算方法是, 对于每个像元, 假设调整值是输出值的多项式, 即:

$$f_c = c_0 + c_1 f_o + c_2 f_o^2 + c_3 f_o^3 \quad , \quad (9)$$

这里, f_o 为探测器输出值, f_c 为调整值。数据分析拟合时, 我们假定 f_c 与曝光时间呈严格线性关系, 因此拟合 $t = a_0 + a_1 f_o + a_2 f_o^2 + a_3 f_o^3$ 关系。获得参数 a_0 、 a_1 、 a_2 、 a_3 后两边除以 a_1 , 得到 $t/a_1 = a_0/a_1 + f_o + (a_2/a_1)f_o^2 + (a_3/a_1)f_o^3$, 将 t/a_1 用 f_c 替代, $c_0 = a_0/a_1$, $c_2 = a_2/a_1$, $c_3 = a_3/a_1$, 即得拟合参数 c_0 、 c_1 、 c_2 、 c_3 , 其中 c_1 强制设为 1。

实际计算时将多次采集数据合在一起拟合, 并且拟合范围在满阱 90% 以下, 获得更精确的多项式系数。IR20_001 探测器的 f_c 与 f_o 之间的平均差约为 0.43%。与哈勃望远镜 WFC3 红外探测器非线性度 (> 5%) 相比^[9], 这款探测器的非线性效应非常小, 其像元非线性度分布直方图如图 20 所示。主要原因是这款探测器采用了 CTIA 读出电路, 而 WFC3 红外探测器采用了 SFD 读出电路。SFD 噪声较小, 但是非线性度比较高。

5.6 探测器满阱和动态范围

同样采用 PTC 测试数据, IR20_001 探测器的输出最大值大约在 22 000 DN 附近, 之后即使延长曝光时间, 输出值也不再增加。减去本底值, 约 9 000 DN 左右 (有较大涨落), 得到满阱 13 000 DN, 或者 30 000 e^- 左右。这样单次曝光动态范围约 $30\,000/41=730$ (41 e^- 为读出噪声典型水平), 即能看到的最亮目标与最暗目标亮度比约 730, 或者按照信噪比 3 为探测依据, 动态范围为 $730/3=243$ 。对于多帧非破坏性读出, 最亮目标第一帧就接近饱和, 最短曝光时间为 2 s; 最长曝光时间, 假设由暗电流确定, 即暗电流加部分仪器背景产生的电荷接近满阱 50% 算作饱和时间, 则为 $30\,000/2/18=800$ s。而此时总噪声为读出噪声加散粒噪声约为 $\sqrt{15\,000 + 41 \times 41} = 130 e^-$, 3 倍信噪比为 390 e^- 。因此最亮目标与最暗目标之比为 $(800/2) \times 30\,000/390=30\,769$, 即目标动态范围可达 30 000 以上。

5.7 探测器非均匀性特性

探测器的平场 (非均匀性) 通过均匀照射到满阱一半左右, 扣除本底, 除以平均强度得到。IR20_001 探测器的平场的范围为 0.95 ~ 1.15, 相对比较均匀。探测器右下侧有一片响应不同的区域。图 21b) 为平场的局部, 可以看到像元之间有周期性的响应率变化, 这是由探测器的研制缺陷或者工艺过程造成的。

对于电荷值在满阱一半的状态, 我们测得平场修正前的一个 100×100 像元区域的噪声为 1 593.72 e^- , 平场修正后的噪声 V_{rms} 为 145.14 e^- , 理论上, $\sqrt{(f \times D)^2 + N_{\text{read}}^2 + D} = V_{\text{rms}}$, 其中 D 为半阱约为 6 500 DN 或 14 495 e^- , N_{read} 为读出噪声典型值 41 e^- , f 为非均匀性校正后的残余, $f \times D$ 为非均匀性残余贡献的噪声, 计算得到 $f=0.004\,8$, 非均匀性改正后精度达到约 0.5%。

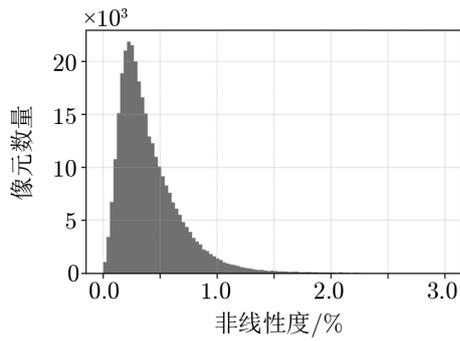
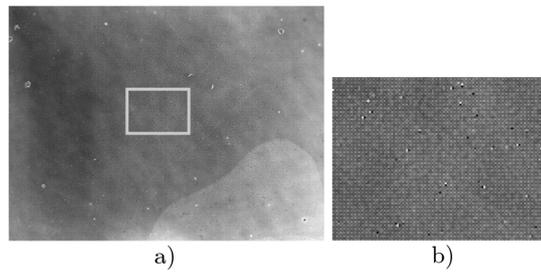


图 20 IR20.001 探测器的像元非线性度分布直方图



注: a) 图右下角响应稍有差别。b) 为 a) 中心白色标示部分放大, 可以看到像元之间的响应差别。

图 21 IR20.001探测器的平场

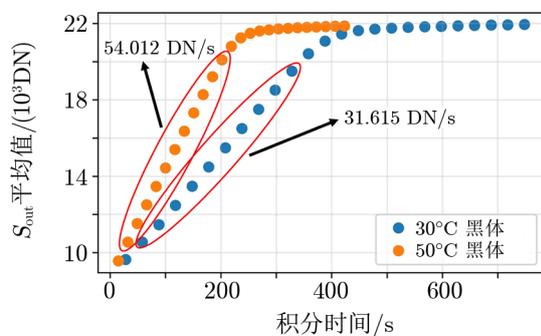


图 22 不同黑体照射时的响应曲线

5.8 探测器量子效率

利用不同温度的黑体照射, 我们测量了 IR20.001 探测器在测试滤光片波段 ($1.7 \mu\text{m}$) 的量子效率。图 22 是不同温度黑体对探测器的照射曲线。对于 30°C 和 50°C 黑体的照射, 测量得到探测器输出信号的斜率 (对应辐射强度) 分别为 31.615 DN/s 和 54.012 DN/s , 或者输出的电子数为 $(54.012 - 31.615) \times 2.28 = 51.05 \text{ e}^-/\text{s}$ ($2.28 \text{ e}^-/\text{DN}$ 为增益)。利用式

(3), 考虑到杜瓦的 F 数为 8, 探测器像元大小为 $15 \mu\text{m}$, 再考虑滤光片的响应曲线, 可以计算得到每秒到达探测器单个像元的光子数分别为: 17.3 (30°C 黑体) 和 96.7 (50°C 黑体)。因此每秒光子数差别为 $96.7 - 17.3 = 79.4$ 。于是量子效率为 $51.05/79.4 = 64\%$ 。需要指出的是, 滤光片的响应曲线、黑体温度、测量的增益值都有一定误差, 目前无法准确衡量各误差, 因此量子效率的测量会有一定偏差。不同测试中得到过量子效率为 72% 的值。

另外, 我们还统计了 IR20.001 探测器的所有坏像元数, 包括本底、暗电流、非均匀性等所有坏像元, 约 2 970 个, 占总像元数 640×512 的 0.9% 左右。坏像元在不同批次观测中会有所变化。本文中我们没有测量亚像元效应, 这个效应对采样不足的观测有影响, 但是测试方法比较复杂, 需要采用小于像元尺寸的红外小光点来测试。总体来说, 这款探测器测试结果显示, 国产红外探测器在不同工作模式下噪声水平在 $38 \sim 41 \text{ e}^-$ 之间, 已经非常接近哈勃望远镜 20 世纪 90 年代红外相机 NICMOS 的典型噪声 (30 e^- 左右)^[6]。最小暗电流小于 $17.48 \text{ e}^-/\text{s}$, 虽然高于 NICMOS 的暗电流, 但是对于地面观测, 这个暗电流已经低于背景天光了。因此, 这款探测器完全可以满足地面红外天文观测需求。本文测得的 IR20.001 探测器性能参数如表 7 所示。

表 7 IR20_001 探测器实测性能参数值

性能参数	数值
增益	2.28 e ⁻ /DN
暗电流	<17.48 e ⁻ /s
读出噪声	40.70 e ⁻ (典型值)
非线性度	0.43%
满阱	30 000 e ⁻
动态范围	>30 000
非均匀性	<0.5%
量子效率	>64%
坏像元率	0.9%

6 探测器探测能力分析 with 外场测试

6.1 探测器红外天文观测能力分析

我们使用上海天文台佘山 1.56 m 望远镜对 AS21-0 进行观测, 积分时间为 19 s, 实测星象信号约占 509 个像元。按照 Landolt 星表, AS21-0 H 波段星等为 9.043 mag。考虑大气透过率、光学系统效率、滤光片波段与效率和量子效率, 估算信号在 IR20_001 探测器中约产生 3 112 793 个电子。在天文观测中, 信噪比是衡量探测能力的重要指标, 信噪比为信号与噪声的比值。总噪声 σ_{tot} 为^[10]:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sqrt{\sigma_{\text{st}}^2 + \sigma_{\text{rd}}^2 + \sigma_{\text{dk}}^2} . \quad (10)$$

此时噪声单位均为电子数, σ_{st} 为光子散粒噪声, 为信号电子数的平方根; σ_{rd} 为读出噪声电子数; σ_{dk} 为暗电流噪声电子数, 为当前积分时间下产生的暗电流信号的平方根。于是信噪比的计算如下:

$$SNR = \frac{S_{\text{est}}}{\sqrt{S_{\text{est}} + B_{\text{sky}} + n_{\text{pix}} \cdot \sigma_{\text{rd}}^2 + n_{\text{pix}} \cdot I_{\text{dk}}}} , \quad (11)$$

式中, S_{est} 为估算的目标星象在探测器中产生的电子, n_{pix} 为信号所占像元数, B_{sky} 为背景天光辐射, 大约 13 mag/($''$)² (对应约 70 e⁻/s, 高于探测器暗电流值), σ_{rd} 为单个像元的读出噪声, I_{dk} 为该积分时间下单个像元产生的暗电流, 以上所有值的单位均为电子数。代入上文测得的读出噪声与暗电流数值, 可估算此状态下信噪比为 1 177.76。

6.2 外场天文测试

使用上海天文台佘山 1.56 m 望远镜对 AS21-0 进行观测, 积分时间为 19 s, 减去非破坏性读出过程第一帧并平场校正后, 所得图像如图 23 所示。

在计算出图像背景并减去后, 算得信号总数为 358 581.03 个电子。此时信噪比计算方法如下:

$$SNR = \frac{S_s}{\sqrt{S_s + n \cdot \sigma^2}} , \quad (12)$$

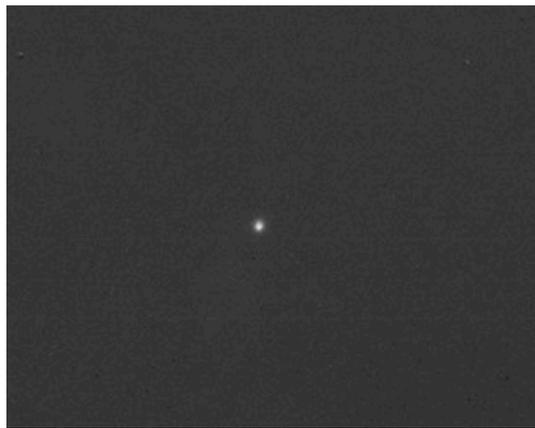


图 23 上海天文台 1.56 m 望远镜获得的 AS21-0 图像

式中 n 为信号所占像元数，为 509 个像元， σ 为单个像元噪声，此噪声包含图像中所有噪声，为 $87.33 e^-$ ，由信号附近与信号范围大小类似区域计算得出，所以信噪比计算为 174.13。按照这个信噪比我们可以推算，在目前设计的波段在佘山 1.56 m 望远镜上 19 s 曝光时间的该红外探测器灵敏度为 (3σ): $9.04 + 2.5 \times \lg(174.13/3) = 13.5 \text{ mag}$ 。这与国际著名的近红外巡天 2MASS 的 15 mag 灵敏度已经非常接近^[11]。

实际观测的信噪比与预测信噪比之比为 $174.13/1177.76 = 1/6.8$ ，实际观测的信号强度与预测强度之比为 $358581/3112793 = 1/8.7$ 。显然，我们远远高估了望远镜获取的光子数。可能的原因是望远镜和转接系统的效率被高估了，特别是大气的透过率被严重高估。事实上外场观测阶段大气中一直有明显的水汽。系统透过率的问题目前还在进一步研究中。

7 结 论

中国自主研发的近红外探测器的性能测试显示，IR20_001 探测器读出噪声约为 $38.1 e^-$ ，暗电流低于 $17.5 e^-/s$ ，与国外早期红外探测器噪声水平相当。非线性、天文观测动态范围、平场等特性都能满足天文观测需求。探测器的本底、本底变化出现了一定的不稳定性，在单帧曝光模式下对数据处理有一定影响，需要精确标定，但是在非破坏性读出模式下不会影响天文探测。红外探测器的非破坏性读出模式，对于长曝光的天文观测非常有用，可以在非线性、读出噪声、动态范围等多方面帮助提高天文数据的处理水平。外场实际观测显示，在上海低海拔、高水汽的站址，20 s 左右的短暂曝光就能够达到 13.5 mag 灵敏度，接近国际著名的 2MASS 巡天 15 mag 的灵敏度。国产探测器的性能测试和外场试观测显示，中国红外探测器已经上了一个新的台阶，能够满足地面红外天文观测的需求。

参考文献:

- [1] Beletic J E, Beletic J W, Amico P. Scientific Detectors for Astronomy 2005: Explorers of the Photon Odyssey. Holland: Springer Netherlands, 2006: 1
- [2] 李佳席, 邓劲松, 许春, 等. 天文学进展, 2016, 327: 340
- [3] 贾正明. 天文文献情报, 1989, 4: 41
- [4] http://www.shao.ac.cn/tq/zgxy/201207/t20120726_3621838.html, 2025
- [5] Viana A, Wiklind T. NICMOS Instrument Handbook, Version 11.0. Baltimore: STScI, 2009: 1
- [6] Lee D, Carmody M, Piquette E. Journal of Electronic Materials, 2016, 4587: 4595
- [7] Janesick J R. Scientific Charge-Coupled Devices. America: SPIE Publications, 2001: 1
- [8] 郝立超, 黄爱波. 红外与激光工程, 2016, 33: 38
- [9] Hilbert B. Instrument Science Report WFC3. Baltimore: STScI, 2008: 1
- [10] 徐丽娜, 董杰. 激光与红外, 2018, 497: 502
- [11] Skrutskie M F, Cutri R M, Stiening R, et al. AJ, 2006, 131: 1163

Testing and Analysis of Astronomical Applications for Self-reliant Domestic Infrared Detectors

ZHANG Yanming^{1,2}, WEN Xinrong², FAN Wenlong³, LIN Chun³,
WEI Yanfeng³, CHEN Yonghe³, FU Yutian³, FAN Weijun¹, XU Chun²

(1. College of Metrology Measurement and Instrument, China Jiliang University, Hangzhou 310018, China; 2. Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China; 3. Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Abstract: Over the past two years, China has achieved significant breakthroughs in the development of infrared detectors. Guided by the demands of astronomical observation, we have conducted comprehensive tests on all astronomical detection parameters of the infrared detector and obtained key indicators such as readout noise, dark current, full well capacity, dynamic range, nonlinearity, nonuniformity, and quantum efficiency. These tests have enabled us to assess the detector's capabilities in infrared astronomy. Additionally, we utilized the 1.56 m Telescope at the Shanghai Astronomical Observatory's Sheshan site for real-world observations. These observations confirmed that the detector's ground-based application performance is comparable to that of foreign detectors, indicating that China's infrared astronomy has advanced to a stage where it can employ domestically developed infrared detectors for astronomical observations in specific near-infrared bands.

Key words: infrared astronomy; domestic HgCdTe infrared detector; non-destructive reading mode; dark current; read noise