

光学和红外辐射探测

〔美〕 R. H. 金斯顿 著

孙培懋 等译

王 英 校

内 容 简 介

本书主要内容包括辐射的基本定律和电磁模式、理想探测器的探测过程和噪声限制、真空和半导体光电探测器的工作特性、外差探测和非相干探测的特点和基本定理、热探测及其应用、激光前置放大和大气扰动的影响、探测统计规律以及在光学雷达、光谱测量、天体干涉和其他干涉测量等方面的应用。

本书是美国麻省理工学院和罗彻斯特大学等高等学校有关辐射和探测课程的主要参考书，可供研究辐射探测和从事该系统设计与应用的科技人员阅读，也可作为高等院校有关专业的参考书。

R. H. Kingston
DETECTION OF OPTICAL AND
INFRARED RADIATION
Springer, 1978

光学和红外辐射探测

〔美〕 R. H. 金斯顿 著
孙培懋 等译
王 英 校
责任编辑 刘海龄

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1984年7月第一版 开本：787×1092 1/32

1984年7月第一次印刷 印张：5 1/2

印数：0001—4,600 字数：119,000

统一书号：15031·582

本社书号：3604·15—4

定价：0.90 元

目 录

1. 热辐射和电磁模式	1
1.1 热辐射场的性质	1
1.2 普朗克辐射定律的推导	2
1.3 黑体辐射的一般性质	6
1.4 普朗克分布的真实性实验	8
1.5 常数和典型值	9
习题	10
2. 理想光子探测器	11
2.1 事件概率和泊松分布	11
2.2 探测过程中的噪声	12
2.3 受信号-噪声限制的探测	16
2.4 受背景-噪声限制的探测	17
2.5 在有热背景情况下的 NEP 和 D^*	18
2.6 一个受背景限制探测的实例	20
2.7 一个理想探测器的 D^*	23
习题	26
3. 相干探测或外差探测	28
3.1 外差变换和噪声	28
3.2 天线定理	33
3.3 混频定理	36
3.4 普朗克定律的重新推导	41
习题	44
4. 放大器噪声及其对探测器性能的影响	45
4.1 非相干探测中的放大器噪声	46
4.2 相干探测或外差探测中的放大器噪声	47

习题	49
5. 真空光电探测器	50
5.1 真空光电二极管	50
5.2 光电倍增管	55
习题	58
6. 半导体器件的噪声和效率	60
6.1 光电导体	60
6.2 半导体光电二极管	74
6.3 雪崩光电二极管	88
习题	93
7. 热探测	95
7.1 辐射场的涨落	95
7.2 理想热探测器的灵敏度	101
7.3 电阻式测辐射热计	107
7.4 热电探测器	109
7.5 用热探测器的外差探测	112
习题	114
8. 激光前置放大	115
习题	119
9. 大气湍流的影响	120
9.1 外差探测的限制	120
9.2 非相干探测的限制	123
习题	125
10. 探测统计规律	126
10.1 目标后向散射的统计规律	126
10.2 非相干情况下的探测和误警几率	130
10.3 相干情况	133
10.4 光电子计数情况	136
习题	138
11. 应用例选	139

11.1	雷达	139
11.2	辐射测量术和光谱学	144
11.3	星体干涉测量术	152
11.4	强度干涉测量术	155
	习题	157
	参考文献	158
	索引	160

1. 热辐射和电磁模式

在讨论探测过程之前，我们首先研究处于温度为 T 的一个热平衡腔的光学辐射和红外辐射的性质。这种推导的结果对于了解受热辐射限制的探测过程是很重要的，这种热辐射来自探测器附近地区以及背景和所需信号源附近的其它外来辐射体。本章的论述还介绍了热统计规律的三种形式，这些规律将在后面讨论激光前置放大和热探测器时要用到。在这章里介绍的并在书中其它章节里要用的一个极其有用的概念是电磁场容许的空间模式。这些模式的性质是处理外差探测和辐射场涨落的关键因素。

1.1 热辐射场的性质

为了论述热辐射场，我们从能适用于“光子”分布的统计规律开始，并将这些统计规律应用于电磁场所允许的模式上。首先我们考虑相应的统计规律，这是三种不同类型的统计规律。这三种统计规律分别是麦克斯韦-玻耳兹曼，费米-狄拉克和玻色-爱因斯坦统计规律。如下所述，它们都是一种允许状态的占有几率，并且适用于下述不同类型的粒子。

麦克斯韦-玻耳兹曼统计： 可识别的粒子，不遵守不相容原理。其统计限于所有高能粒子或状态占有率比 1 小得多的粒子，

$$f(E) = f_0 e^{-E/kT} \quad (1.1)$$

式中， E 是状态的能量， k 是玻耳兹曼常数 $k = 1.38 \times$

10^{-23}JK^{-1} .

费米-狄拉克统计: 遵守不相容原理的不可识别的粒子,即每个状态只允许一个粒子(例如电子),

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} \quad (1.2)$$

玻色-爱因斯坦统计: 不可识别的粒子和不受限制的状态占有率

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_B)/kT} - 1} \quad (1.3)$$

对于电磁场模式或“光子”的情况,“粒子”数是不受限制的,因此其分布变成

$$f(E) = \frac{1}{e^{E/kT} - 1} \quad (1.4)$$

这通常称之为“光子统计规律”。在费米-狄拉克统计与玻色-爱因斯坦统计中,要调整固定的能量参数 E_F 和 E_B , 以便使该系统中总的分布相加,直至等于有效粒子的总数。在光子的情况下,粒子数是不受限制的,所以 E_B 变成零。这些统计规律的推导可以在标准的课本中找到(例如可参看文献 Reif, 1965), 并且推导本身就是一个课题。因此,这里我们将不去证明它们,但是稍后将根据辐射理论导出一些关系式,它们将使这些统计规律具有独立性,并且至少是合理的。

1.2 普朗克辐射定律的推导

我们从下述定理开始: 在一个大的腔体中(尺寸比一个波长大), 频率为 ν 的每一个允许的电磁模式具有能量 $E = h\nu$, 并且受激模式的数目由适用于光子的玻色-爱因斯坦统计确定。在平衡条件下, 温度由腔壁的温度或者腔内任一吸

收粒子的温度确定。

考虑一个腔壁损耗很小的大腔体,为便于计算模式,设腔体是一个尺寸为 L_x , L_y , 和 L_z 的平行六面体. 为把模式作为频率的函数进行计算,我们写出麦克斯韦方程的驻波解是

$$E = E_0 \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z \sin 2\pi\nu t$$

遵守边界条件为: $k_x L_x = n\pi$ 等等

我们还注意到麦克斯韦方程

$$\nabla^2 E = (1/c^2)\partial^2 E/\partial t^2$$

其要求是

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = 4\pi\nu^2/c^2$$

利用这些关系式,我们就能在 k 空间内将允许的模式分布绘制成发生于 $k_x = n\pi/L_x$, $k_y = n\pi/L_y$, 等点处的一个阵列图,这里 n 是整数 1 或比 1 大的数. 正如从图 1.1 所看到的那样,在 k 空间内,点的密度是: $\rho_k = L_x L_y L_z / \pi^3 = V/\pi^3$ 式中, V 是腔体积. 为了确定模式密度与频率的关系,如图

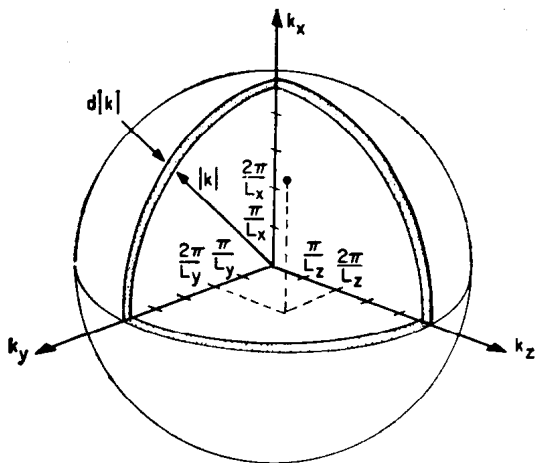


图 1.1 k 空间的模式分布

1.1 所示,我们注意到

$$|k| = \frac{2\pi\nu}{c}$$

因此,在 k 空间第一象限内的球壳上的点就代表着频率为

$$\nu = |k|c/2\pi$$

的所有模式. 于是我们就可以直接求出某一个频率范围 $d\nu$ 内的模式数目 dN

$$\begin{aligned} dN &= \frac{\pi}{2} \cdot \rho_k k^2 dk \\ &= \left(\frac{\pi}{2}\right) \left(\frac{V}{\pi^3}\right) \frac{4\pi^2 \nu^2}{c^2} \cdot \frac{2\pi d\nu}{c} \\ &= \frac{4\pi V}{c^3} \cdot \nu^2 d\nu \end{aligned} \quad (1.5)$$

为了计算每单位频率间隔的能量,我们必须考虑该模式允许的占有率. 这由(1.4)式给出,并且还必须包括这一事实: 即每一个模式允许有两个独立的相互垂直的偏振. 于是

$$du = dE/V = 2 \int h\nu dN/V \quad (1.6)$$

而最终的结果为每单位体积每单位频率范围的能量,

$$du_\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \cdot \frac{\nu^3 d\nu}{(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (1.7)$$

式中 h 是普朗克常数 $= 6.6 \times 10^{-34}$ Js.

现在我们要问投射到腔壁上或穿过腔内任意一个小表面积上的功率密度是多少. 我们知道: 能量密度起因于产生驻波模式的正向和反向行波, 并且波和能量是以光速 c 运动的. 若该表面的面积是 A , 和法线成 θ 角投射于其上的功率由下式给出

$$dP_\nu = \frac{c}{2} du_\nu \frac{A \cos\theta d\Omega}{2\pi} \quad (1.8)$$

如图 1.2 所示, 此处, 落在一个小的立体角 $d\Omega$ 中的功率密度

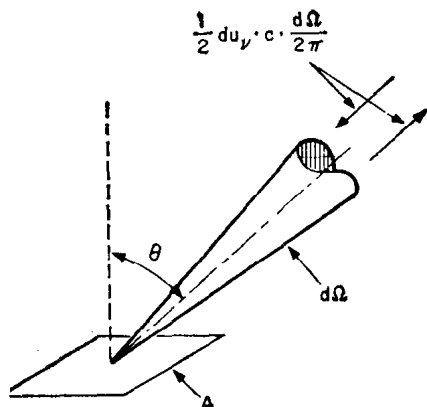


图 1.2 热辐射场中的功率通量

是能量密度的一半乘以光速再乘以该立体角与整个半球的比例。由于能流入射角的原因，所以被表面 A 收集到的功率正比于 $A \cos \theta$ 。这种理论是假定辐射通量为各向同性的，它可利用腔处理加以验证，但是我们将在后面作更普遍的证明。由于

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$$

对整个半球进行积分得到

$$P_\nu = \frac{c}{2} du_\nu \int_0^\pi \frac{A \cos \theta 2\pi \sin \theta d\theta}{2\pi} = \frac{c}{4} du_\nu A \quad (1.9)$$

和

$$dI_\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \frac{\nu^3 d\nu}{(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (1.10)$$

式中 I_ν 定义为辐照度或者是每单位表面积的总功率。这个最后的表达式就是普朗克辐射定律通常使用的形式。图 1.3 画出了 $T = 300\text{K}$ 时以波长的倒数(波数) ν^* 为变量的普朗克分布。

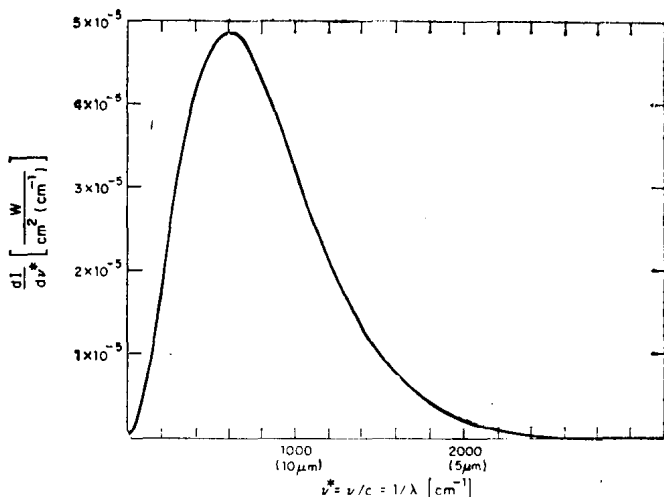


图 1.3 $T = 300\text{K}$ 时的普朗克分布. 对任意温度 T 横坐标 ν^* 乘以 $T/300$, 纵坐标 $dL/d\nu^*$ 乘以 $(T/300)^3$

1.3 黑体辐射的一般性质

在我们的推导中,为了导出辐射定律,我们假定是一个理想腔体,其腔壁损耗很小.现在我们来建立和引入发射率 ϵ 和吸收率 α 的概念.利用通常称为细致平衡的一般原理,我们可以证明:

- 1) 在所有的频率和所有的人射角上,物体的发射率等于它的吸收率.
- 2) 辐射是各向同性的,并且与腔内的位置无关.
- 3) 只要整个腔壁的温度和封闭物体的温度相同,那么辐射定律对任意形状的任何封闭区域都是正确的.

首先我们在腔内放入一个对所有频率都完全吸收的小粒子.如果这个粒子和腔壁的温度相同,那么它吸收的能量将

等于它辐射的能量，否则其温度将改变。我们设想这个粒子在腔内到处运动。由于粒子辐射的能量只是温度的函数，所以入射在该粒子上的能量必须和位置无关，否则粒子的温度就要改变，这样就违背了平衡的要求。因此，辐射场与位置无关。我们进一步假定这个粒子的发射率小于1。在这种情况下，这个粒子辐射掉的能量小于照射在其上的能量。为了保持温度不变，粒子的反射率必须抵消其发射的降低。因此我们要求发射率等于(1-反射率)，即发射率等于吸收率。用类似的方法，在粒子附近使用任意的屏蔽装置或者频率滤波器，我们能证明腔内的辐射是各向同性的，辐射率等于吸收率这一结果对所有的频率和表面的各种入射角都是成立的。最后，我们设想把我们的试验腔体通过一个小孔和另外一个任意形状腔壁具有任意发射率的腔体耦合，并且这两个腔体都维持在平衡温度 T 上。通过在两个腔体之间引入频率、角度或偏振滤波器，我们可以证明：不论哪个腔体的辐射都具有同样的频率、角度和偏振性质；否则，第二个腔体将吸收或消耗能量，这就又违背了等温的要求。对于更进一步的细节，读者可参考 Reif 的著作 (1965)。

现在我们来推导上述讨论的两个重要的结论。首先，它是一个发射率为 ϵ 、温度为 T 的表面，即使没有人射的辐射，也发射能量，其发射速率等于它在温度也为 T 的腔体内从入射到该表面的辐射中吸收能量的速率。如果我们规定辐射率 $H_{\nu, \Omega}$ 单位为 $\text{Wm}^{-2}\text{srad}^{-1}$ ，则表面积为 A 的辐射率是

$$dH_{\nu, \Omega} = \epsilon(\nu, \theta) \cdot \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3 d\nu \cos\theta}{(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (1.11)$$

对于各向同性的 ϵ ，总的发射功率是

$$dP_{\nu} = \epsilon \cdot \frac{2\pi h}{c^2} \frac{A\nu^3 d\nu}{(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (1.12)$$

当将它对整个频率范围积分，即可得出斯忒芬-玻尔兹曼方程。

这个定则的推广可适用于分布在该腔的一个小体积中部分吸收的介质。在这种情况下，我们用一个假想的边界包围这个吸收或部分透射的介质，考虑到能流的一个方向经过边界区域，所以要求流入一边的净能流等于流出的净能流。如果要使介质的温度保持不变，那么沿着光程被吸收的辐射必须等于发射掉的辐射。由此可见：介质在正向或反向发射时，其有效的发射率等于吸收率或等于在光程中部分功率损耗。如果我们把这种吸收介质从其腔体中取走，但又保持其温度，那么，对于无辐射的背景，它就象是一个辐射体，按照处于同一温度下的一个发射表面所遵循的同样规律进行辐射。

1.4 普朗克分布的真实性的实验

尽管我们介绍了三种统计分布而没有证明，但是，说明其中两个统计分布之间的相互关系以及指出它们的物理真实性是有指导意义的。我们通过计算一个简单的双能级麦克斯韦-玻尔兹曼系统和黑体腔内部辐射场之间的相互作用来进行这一工作。爱因斯坦把这种处理方法用作反演的手段，推导出玻色-爱因斯坦统计。以下，我们从定义原子跃迁的爱因斯坦系数 A 和 B 开始讨论。在一个低占有率的双能级系统中，从较高能态，即能级 2 跃迁的几率由下式给出

$$P_{(\text{发射})} = (A + Bu) \rho_2 \quad (1.13)$$

式中， A 表示自发发射项， Bu 是感应发射，它正比于辐射场的能量密度。 ρ_2 是上能态的麦克斯韦-玻尔兹曼因子，即 $\exp(-E_2/kT)$ 。吸收率是：

$$P_{(\text{吸收})} = Bu \rho_1 \quad (1.14)$$

如果原子系统和辐射场处于平衡,那么这二个速率应该相等。于是我们得到

$$A/B = u(f_1 - f_2)/f_2 = u[e^{-(E_2 - E_1)/kT} - 1]$$

用普朗克辐射密度代换 u , 得到:

$$A/B = 8\pi h\nu^3/c^3$$

我们注意到它与温度完全无关。这一点在物理上是令人满意的,因为它表明自发发射功率与感应发射功率之比正比于 ν^4 , 这和经典理论所预期的是一样的。

1.5 常数和典型值

辐射场典型计算中所使用的物理常数是:

$$h = 6.6 \times 10^{-34} \text{ Js} \quad c = 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$$

$$k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1} \quad e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$$

在大多数计算过程中,用 eV 表示光子能量和热能更为方便,电子伏特被定义为这样一个电位差: 一个电子在经过这个电位差时损失或得到的能量应该相同。这样,若能量是 1eV, 则用焦耳为单位的能量是 1V 乘以电子电荷,或者是 $1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$ 。光子的能量是

$$E = h\nu = hc/\lambda$$

它用 eV 为单位表示为:

$$(h\nu)_{\text{eV}} = hc/e\lambda = 1.24/\lambda$$

式中波长 λ 以 μm 为单位。类似地,以 eV 为单位的的热能为:

$$(kT)_{\text{eV}} = \frac{kT}{e} = 0.026(T/300)$$

式中 T 用绝对温度 K 表示。

根据这些关系式,在典型的温度和波长下来计算玻色-爱因斯坦占有率系数的数值是有益的。在 $T = 300\text{K}$ 和波长

为 $1\mu\text{m}$ (刚刚由可见区进入红外区) 时, 结果是:

$$f = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} = \frac{1}{e^{48} - 1} \simeq 10^{-21}$$

在波长大约是能穿过大气层传播的最长的红外波长 $10\mu\text{m}$ 时, 该因子是

$$f = \frac{1}{e^{4.8} - 1} = \frac{1}{120}$$

这样, 不论是哪种情况, 状态的占有率都比 1 小得多; 在以后的很多处理中, 我们将采用下述近似式:

$$f = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} = e^{-h\nu/kT} \quad h\nu \gg kT$$

习 题

1.1 通过在普朗克分布范围内进行积分来推导斯忒芬-玻耳兹曼定律。 $I = \sigma T^4$ 。试证明 $\sigma = (2\pi^5 k^4)/(15c^2 h^3) = 5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ deg}^4$ [积分

$$\int_0^{\infty} (x^3 dx)/(e^x - 1) = \pi^4/15].$$

1.2 某一表面为温度 300K 的热平衡黑体辐射场。

a) 该表面上的总辐照度是多少?

b) 在什么波长 λ 上每单位频率间隔的辐照度为最大值? 用图 1.3 检查你的答案。

1.3 太阳的直径从地面上看是对着一个 9.3m rad 的角度。如果太阳是一个温度为 $T = 5800\text{K}$ 的理想黑体, 试求太阳常数和地球大气层顶部的辐照度。

1.4 面积为 A 的一个光学接收元件, 受衍射限制的光束宽度由 $\Omega = \lambda^2/A$ 决定, 式中 Ω 是光束的立体角。试求人射在该接收器上这个立体角 Ω 内的单位频率间隔的功率。并求极限情况下的数值, 这里 $h\nu \ll kT$ 。

1.5 在 1.3 节中我们利用平衡辐射场处于麦克斯韦-玻耳兹曼分布从而推导出爱因斯坦系数 A 和 B 的比值。请利用费米-狄拉克系统处于平衡辐射时重新计算, 注意, 现在跃迁几率正比于初始状态的占有率乘以最终状态的“空位”。这样你将得到 $f_i(1 - f_j)$ 项, 等等。

2. 理想光子探测器

现在，我们以理想的光子探测器为前提来论述光学和红外探测过程。光子探测器是一种元件，它对入射的辐射进行取样，并产生一个与入射到探测器表面的总功率成正比的电流。我们首先考虑探测的基本原理，然后研究与探测过程有关的噪声，最后分析探测的两种极限形式，即受信号-噪声限制和受背景-噪声限制的情况。在后一种情况中，我们将利用第一章的结果求出有热辐射时的极限灵敏度。在这部分论述中，忽略掉来自后面各级放大器的噪声以及实际探测器所特有的噪声源；但其结果却确定了二个呈现理想特性的探测器灵敏度的绝对极限。

2.1 事件概率和泊松分布

这一节，我们从光电探测的一个基本原理着手。这个基本原理是所有论述探测理论的基础。该定理是：如果恒定功率 P 的辐射入射到一个理想光子探测器上，则电子将由下式给出的平均速率产生。

$$\bar{r} = \eta P / h\nu$$

式中 η 定义为量子效率，即用于产生发射电子的有效入射功率的百分数。该定理的第二部分同时也是最重要的部分是：电子发射过程在时间上是随机分布的。由于辐射的量子性质，每个光电过程或电子都是从入射场中提取或损失一个“光子”或者能量 $h\nu$ 的结果。如果入射的辐射随时间变化，那么

平均速率也将以同样的方式随时间变化。对于恒定的 \bar{r} ，这样一种随机过程遵循泊松统计规律，这表明在测量的时间间隔 τ 内，发射 k 个电子的几率为

$$p(k, \tau) = \frac{(\bar{r}\tau)^k e^{-\bar{r}\tau}}{k!} \quad (2.1)$$

这个分布的推导过程可以在 Davenport 和 Root (1958) 的著作中找到。在功率随时间变化、因而 \bar{r} 也随时间变化的情况下，只要取样时间间隔 τ 比功率变化的任何特性周期短，则泊松分布仍然是适用的。显然眼下我们将不利用这个分布函数。这个问题将在第 10 章关于探测与虚警概率的讨论中予以考虑。然而，我们将利用该分布的一种特殊的性质，这就是对多次观察结果进行平均时，在一个固定的时间周期内事件发生次数的均方涨落。这个表达式和简单的统计规律类似，为，

$$\overline{(n - \bar{n})^2} = \overline{n^2} - 2\overline{n\bar{n}} + \bar{n}^2 = \overline{n^2} - \bar{n}^2 = \bar{n} \quad (2.2)$$

在热辐射能量 $h\nu$ 可与 kT 相比较或者小于 kT 时的特殊情况下，即使是“恒定”的热功率也不会产生上述分布。很多著作(例如 Ross, 1966) 根据玻色-爱因斯坦占有率系数的涨落，来论述总输出电流的涨落。在第 8 章中我们将说明：通过把热辐射功率当作经典方法中的涨落量来处理，也可以得到同样的结果；涨落发生在从零到整个光谱宽的频率上。

2.2 探测过程中的噪声

由于理想光子探测器产生一系列窄的等幅脉冲，所以处理信息的最好方法是对单个脉冲进行计数。但是，在大多数的光学和红外探测系统中，不是脉冲速率过高造成脉冲重叠从而使脉冲难以辨别，就是探测器或放大器电路中的竞争噪