

## 固 体 检 测 器 的 性 能

激光技术的迅速发展,使人们对那些对电磁波谱的可见光和红外波段有快速响应的检测器发生了兴趣。光电发射器件(例如光电倍增器和真空光电二极管)长期以来就用作可见光的检测器,但它对红外波段的响应就很差。而且,这种器件多少总需要复杂的电路和电源。然而,利用内光电效应的检测器(固体检测器)一般却具有小尺寸、可靠、电路简单以及频段宽等优点。事实上,最近努力的结果已经制出了固体光检测器,它能检测的调制频率超过  $10^9$  赫<sup>[1-3]</sup>。

从实用的角度着眼,固体光检测器可认为是下列三类光检测器中的一种:光电导器件、光电磁器件以及过渡层器件(光电二极管)。这篇文章对光电二极管较重视,因为在一般情况下,在光电导体器件和光电磁器件中,为很多激光应用所需要的增益-带宽乘积都很低。

### 光电导器件

在光电导检测器中,电子讯号是由于吸收光子使电荷载流子数目变化,引起电导率的改变而产生的。对光子能量的严格要求是,它大于检测器材料的禁带能量。如果  $\Delta E$  是所要求的最小能量,  $\lambda_c$  为最长的可检测波长,则有

$$\Delta E = \frac{hc}{\lambda_c}, \quad (1)$$

其中  $h$  为普朗克常数,  $c$  为光速。如果用电子伏表示  $\Delta E$ , 用微米表示  $\lambda_c$ , 则长波长阈

值为

$$\lambda_c = \frac{1.24}{\Delta E}. \quad (2)$$

图 1 是常用的光电导器的工作电路。无辐射时,负载电阻  $R_L$  两端的电压  $V_L$  是

$$V_L = V_0 \frac{R_L}{R_L + R_c}, \quad (3)$$

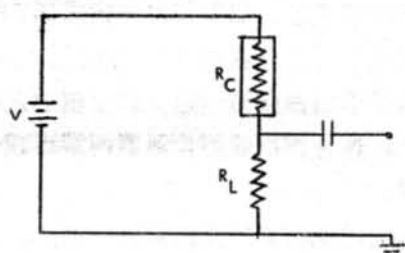


图 1 光电导检测器(以电阻  $R_c$  表示)的典型电路。

其中  $V_0$  为电池电压,  $R_c$  为光电导器件的电阻。有辐射作用时,负载电阻上的电压改变  $V_s$  为

$$V_s = V_0 \frac{\Delta R_c R_L}{(R_L + R_c)^2}. \quad (4)$$

加一不变的偏压,当  $R_L = R_c$  时,得到  $V_s$  的最大值。在这一条件下,对于小讯号情形 ( $\Delta R_c \ll R_c + R_L$ ), (4) 式变为

$$V_s = V_0 \frac{\Delta R_c}{4R_c}. \quad (5)$$

光电导器件可分为多晶薄膜型和单晶体型。在多晶薄膜检测器中,由于主带跃迁(电子从价带被激到导带)而产生载流子。长波长的截止波长由物质的本征能带间隙决

定。最值得提出的这种薄膜检测器是铅盐 (PbS, PbSe, PbTe) 和碲化铋。在单晶体检测器的禁带能隙里引入杂质能级, 便获得长波长的光电导性。截止长波长由杂质能级与导带或假带的能量差决定。对于长波长(低能间隔)检测器, 在室温下的热生载流子会掩盖所有的光电效应, 因此, 这些器件必须在低温下工作。这类检测器中最有名的是渗杂质的锗器件。

### 光电磁检测器

光电磁效应发生在浸于磁场中的半导体中。波长短于工作物质吸收边界的光子在前表面附近被吸收。因而, 在前表面上载流子过多, 在后面又缺少载流子, 这样就导致载流子向内部扩散。如果加上一横磁场, 作用在载流子上的合力就使空穴偏向材料的一边, 而电子则偏向另一边。只要辐射入射在表面上, 这种作用就使检测器两端出现一电压讯号。

光电磁检测器的光谱响应与截止长波长由(2)式确定的光电导体相似。热生载流子在光电磁检测器中引起的噪声不如光电导检测器中的大。存在这一优点是因为热生载流子效应发生在材料的整个体积内, 并且不会引起能的单方向载流子扩散。因此, 光电磁检测器有一较低噪声的等效功率。

### 光电二极管

光电二极管实质上是一个带有过渡区的半导体  $p-n$  结。半导体吸收光后产生电子-空穴对。如果载流子在过渡区内, 或在它的扩散长度内产生, 它们就会被跨在结上的电场分开, 在外电路中引起一讯号电流。

图2上部是光电二极管工作示意图。下部是等效电路。光电二极管工作时可以不加偏压(光电流方式)或在结上加一反向偏压。

吸收光子后, 结上产生的光电流  $I_\phi$  为

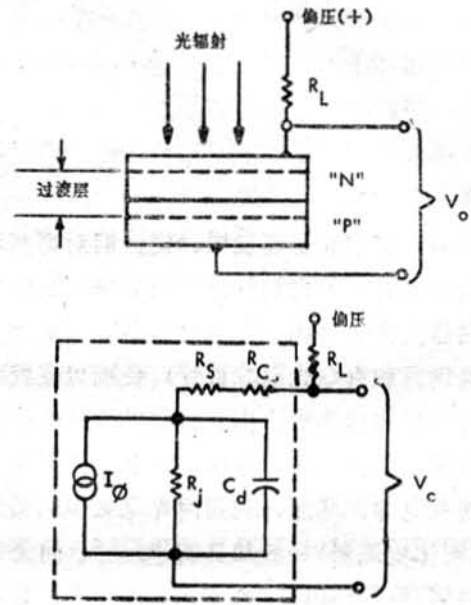
$$I_\phi = \eta \phi q A,$$


图2 上部是光电二极管工作情形示意图, 下部是等效电路。

其中  $\eta$  是检测器的量子效率,  $\phi$  是入射光子流量,  $q$  是电子电荷,  $A$  是检测器表面积。在图2下部的等效电路中, 光电流用电流发生器  $I_\phi$  表示, 它的流量由结的电容  $C$ 、电阻  $R_j$  以及串联电阻  $R_s$  和接触电阻  $R_c$  决定, 结电阻或动态阻抗  $R_j$  则由  $\frac{dV}{dI_j}$ 、即结偏压随结电流的变化率来决定。在多数二极管中, 串联电阻  $R_s$  和接触电阻  $R_c$  与  $R_j$  和  $R_c$  相比都很小。忽略  $R_s$  和  $R_c$ , 输出电压  $V_0$  为

$$V_0 = I_\phi \left[ \frac{R_j R_L}{R_j + R_L} \right] \quad (6)$$

对于零偏压或光电流工作方式,  $R_L$  可以认为是无穷大, 因此输出电压变为

$$V_0 = I_\phi R_{j0}, \quad (7)$$

其中  $R_{j0}$  是偏压为零时的结电阻值。  $R_{j0}$  可由  $R_{j0} = \frac{dV}{dI_j}$  求出, 其中的  $I_j$  由二极管方程

$$I_j = I_0 \left[ \exp \frac{qv}{KT} - 1 \right] \quad (8)$$

确定。因而结电阻为

$$R_{j0} = \frac{KT}{qI_0} \quad (9)$$

因为结电流  $I_j$  等于光电流, 因此

$$I_\phi = I_0 \left[ \exp \left( \frac{qv}{KT} \right) - 1 \right]. \quad (10)$$

对于弱光电流 ( $I_\phi \ll I_0$ ), 输出电压为

$$V_0 = \left( \frac{KT}{q} \right) \left( \frac{I_\phi}{I_0} \right). \quad (11)$$

值得注意的是, 由(11)式给出的零偏压二极管的输出电压, 只在  $R_L$  接近无限大时才成立。此外, 输出电压  $V_0$  与光电流之间是对数依赖关系。在这些条件下工作的二极管在一狭窄的动态区域内是线性的。光电流  $I_\phi$  接近  $I_0$  时, 光电压就饱和。对于在开路情况下工作的零偏压光电二极管, 当光电流比饱和电流  $I_0$  小一个数量级时, 就能实现直线性。

如果不论在何种辐射水平下, 二极管的结上都保持一个反向偏压, 或只要偏压大于  $I_\phi(R_L + R_e + R_s)$ , 则二极管就不会饱和。这样, 二极管的输出电压就由(6)式给出。一般说来, 当二极管保持有偏压时, 关系式  $R_L < R_j$  就成立。因此(6)式可化为

$$V_0 = I_\phi R_L. \quad (12)$$

光电二极管在低频下的主要噪声源是  $1/f$  噪声。频率超过几百周时, 主要的噪声源则是约翰逊噪声(热噪声和电阻噪声)、散粒效应噪声(电流噪声)和光子噪声(背景噪声)。一个理想的二极管的总均方根噪声电流是

$$i_n = \sqrt{\Delta f \left[ \frac{4KT}{R_e} + Zq(I_{jD} + I_\phi) + \frac{AI_\phi^2 \Delta f}{f} \right]}, \quad (13)$$

其中  $\Delta f$  是频带宽,  $R_e = \frac{R_j R_L}{(R_j + R_L)}$ ,  $I_{jD}$  是

结暗电流, 而  $A$  是比例常数。这个电流给出的噪声电压  $V_n$

$$V_n = i_n R_e. \quad (14)$$

光电二极管的截止长波长由材料的能带间隙决定。也存在截止短波长, 这是因为对高能光子的吸收系数高。短波长辐射在非常靠近表面的地方被吸收, 在这个区域里非常容易发生复合过程, 因而载流子在它们能被集合之前就复合了。

光电二极管的频率响应与载流子向过渡层扩散的时间、通过过渡层的时间以及阻容效应都有关系。使结紧靠表面以使过渡层足够宽, 如此就可以把扩散效应减到极小。在过渡层内产生的载流子的集合时间由载流子的迁移率、结上的电场及过渡层的厚度来决定。如果过渡层太厚, 过渡时间就会变得太长。如果太薄, 结电容又会变得太大, 因而阻容效应就会限制频率响应。安德森(Anderson)曾指出, 若选择过渡层厚度, 使载流子的过渡时间等于  $1/2f$  ( $f$  为工作频率), 则出现最佳的折衷值。

#### 光电检测器的应用

在特定的应用中, 光电检测器的选择取决于整个系统的要求, 这包括光源、透光介质的吸收特性及检测器的参数。在大气中作比较远距离的传输时, 要求利用大气“窗口”中的一个。图3给出大气传输与波长的函数关系。在激光应用中较重要的几种光电检测器的响应特性, 以及一些重要激光工作物质的特征波长。

特别使人感兴趣的系统利用了铍玻璃激光器和扩展了响应范围的硅检测器。这种组合很引人注目, 因为玻璃激光器的功率输出高, 而且硅检测器在室温下信噪比高, 响应

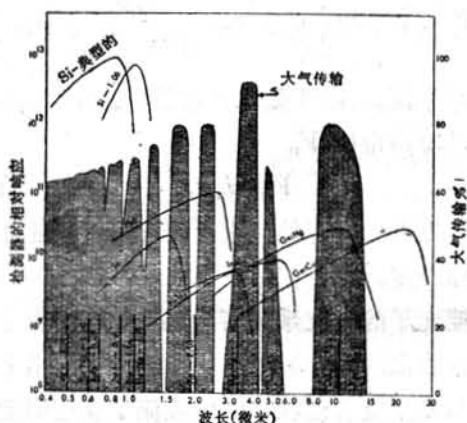


图 3 当在特殊应用中选用固体光电探测器时,要考虑下列三种重要因素: 大气传输与波长的函数关系; 几种光电探测器的相对响应特性; 一些重要激光工作物质的特征波长。

快, 特别是因为钽波长 (1.06 微米) 正好处在 0.94~1.13 微米的大气窗口中。1.06 微米的硅探测器是最近为了要在钽波长上制成快速、高灵敏度探测器而得到的结果。这些探测器在 1.06 微米处的量子效率大于 60%, 响应时间为 10 毫微秒或更短。

复杂的材料成形和光屏蔽技术使半导体光电二极管成为多用途的检测器。图 4~6 是美帝电-核实验室公司制造的几种作特殊应用的光电二极管结构。图 4 的设计可消除随入射辐射角变化的灵敏度的余弦律衰减。这种探测器在整个  $2\pi$  球面度的视场中具有均

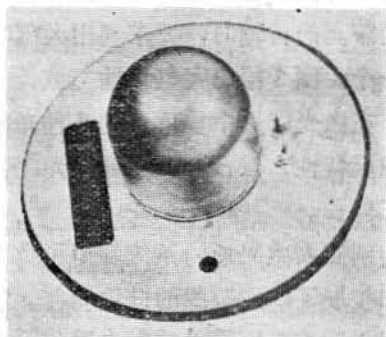


图 4 图示的半球形硅光电二极管探测器在整个  $2\pi$  球面度视场内具有均匀的响应。

匀的响应。

多元像平面检测器经常用来在大视场中准确确定目标的位置。图 5 是使用了这种技术的 256 个单元的二进制检测器。与柱面透镜光耦合后, 远处的点光源在检测器上就成为一条线, 这条线横过检测器的所有十条二进制线。每条二进制线上的所有检测器单元都是并联的。记录每一条二进制线的输出, 就能在视场中的一根轴上确定目标的位置, 精度为  $1/512$  (512 是最后一条二进制线的分格数目)。如果再用第二个检测器和光学系统提供横轴上的情况, 那么在只有 20 条二进制线的情况下, 目标位置能分辨到  $1/65,536$ 。

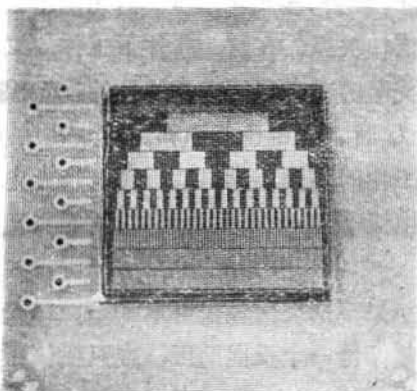


图 5 使用如图所示的有 10 条线、512 个单元的二进制探测器, 就能在大视场内精确确定目标的位置。

图 7 是 6 线二进制检测器的工作图解。垂直线是点光源目标通过柱形透镜后造成的像。所示目标在每一条线上的二进制输出示于线的对面。

光跟踪和制导应用中确定目标位置的一种方法是利用一个光检测器阵列, 所有检测器光学地耦合到一公共的像平面上。实际上, 利用一个硅象限检测器也能取得同样结果。图 8 是这种检测器的工作原理图。在图上部, 一散焦的目标像示于四个象限的死点上。检测器整流输出的相应显示表现为相等

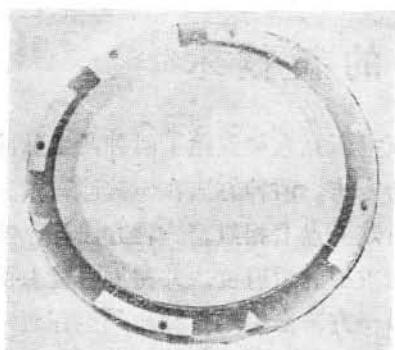


图 6 用于激光跟踪和通讯的四象限零检测器(见图 8)。

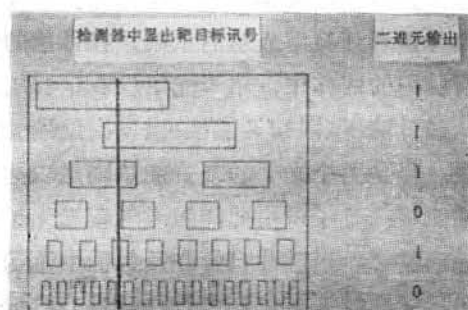


图 7 定位目标用的六线二进制检测器的典型的数据安排形式。

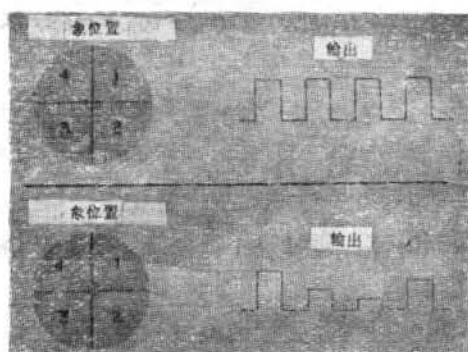


图 8 本图说明如何利用一只四象限硅探测器来精确跟踪目标(见图 6)。在图上部, 散焦的目标像示于四个象限的死点, 这样整流输出有相等的振幅, 因而产生零平衡。但在图下部, 由于目标像略微偏离中心, 故输出的振幅相差悬殊, 因而产生一非平衡信号。

的振幅, 即指出了零位置。图下部是目标像的位置略微偏离中心时象限仪的输出。象限

光电二极管对单个像具有极高精度的零跟踪性能。

图 9 是另一种对零跟踪有用的方法。将一玻璃棱镜做成一定形状, 使得从前表面垂直入射的光正好以由式

$$\theta_c = \sin^{-1} n/n'$$

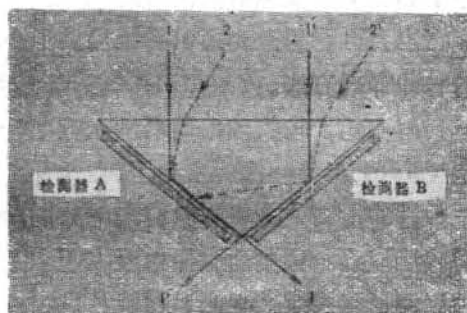


图 9 利用两只检测器和图示的玻璃棱镜, 就能进行目标的零跟踪。

决定的临界角落在它的两个边上, 其中  $n'$  是棱镜的折射系数,  $n$  是空气的折射系数。光学玻璃的折射系数为 1.5, 临界角约为  $42^\circ$ 。

垂直于棱镜表面入射的两条光线用  $I$  和  $I'$  表示。它们反射后平行于棱镜的两个边, 通过棱镜后射到检测器表面上。与法线夹一角度  $\phi$  的入射光, 如  $\alpha$  和  $\alpha'$ , 在检测器 A 中引起一讯号。光线  $\alpha$  以小于临界角的入射角射向表面 A, 并透过它直接射向检测器。光线  $\alpha'$  以大于临界角的入射角射向表面 B, 然后反射到表面 A 上, 同样透过之后, 也进入检测器 A。当光线在棱镜表面上的入射角为  $-\phi$  时, 在检测器 B 上也引起一相同的信号。利用一四角锥形棱镜, 这种原理就可应用于双轴零检测。

### 参考文献(略)

译自 Chow K. T., Bates C. E.; *Leser Focus*, 1967 (May), 3, № 9, 33~37