

光辐射探测技术

张松祥 胡齐丰 编著

GUANGFUSHE TANCE JISHU

上海交通大学出版社

内 容 提 要

本书共有12章,内容上分为两大部分。第一部分主要介绍各种光辐射探测器件的原理、结构、基本特性及使用方法等,包括第一章光辐射探测器基础,第二章热探测器,第三章光电发射探测器,第四章光电导探测器,第五章光伏探测器,第六章特种探测器和第七章成象器件;第二部分介绍几种探测技术,包括第八章光电探测中的噪声,第九章微弱信号检测技术,第十章超短脉冲测量技术,第十一章光外差探测技术和第十二章光纤传感技术。

本书可作为高等院校应用物理、光电子技术等专业教材,也可供从事光电子技术的研究人员和工程技术人员阅读参考。

责任编辑 戴柏诚

封面设计 刘 伟

光 辐 射 探 测 技 术

张松祥等 编著

上海交通大学出版社·出版

(上海市华山路1954号 邮政编码 200030)

新华书店上海发行所·发行

常熟文化 印刷厂·印刷

开本: 850×1168 (毫米) 1/32 印张: 8.875 字数: 236000

版次: 1996年4月 第1版 印次: 1996年5月 第1次

印数: 1— 1.000

ISBN 7-313-01628-X/TN·004 定价 8.90 元

前 言

本书是编者在多年来讲授“光辐射探测技术”课讲义的基础上重新整理修订而成的。全书共分12章,从内容上可分为两大部分。第一大部分主要介绍各种光辐射探测器件的原理、结构、基本特性、使用方法等,包括第一章光辐射探测器基础,第二章热探测器,第三章光电发射探测器,第四章光电导探测器,第五章光伏探测器,第六章特种探测器和第七章成象器件。第二大部分介绍几种探测技术,包括第八章光电探测中的噪声,第九章微弱信号检测技术,第十章超短脉冲测量技术,第十一章光外差探测技术和第十二章光纤传感技术。

全书由张松祥编写第一、二、三、四、五、六、七章,胡齐丰编写第八、九、十、十一、十二章。全书由张松祥统编定稿。

本书可作为高等院校应用物理、光电子技术等专业本科生教材,也可供从事光电子技术的研究人员和工程技术人员阅读参考。

由于编者水平有限,书稿中缺点错误在所难免,敬希读者批评指正。

编 者

目 录

第一章 光辐射探测器基础	1
1-1 半导体物理基础.....	1
1-2 热效应.....	24
1-3 光电效应.....	26
1-4 光电探测器中的噪声.....	31
1-5 光电探测器的特性参数.....	35
第二章 热探测器	39
2-1 热探测器基本原理.....	39
2-2 热敏电阻测辐射热计.....	42
2-3 辐射热电偶.....	47
2-4 热释电探测器.....	53
第三章 光电发射探测器	62
3-1 光电发射材料.....	62
3-2 真空光电二极管.....	68
3-3 光电倍增管.....	70
第四章 光电导探测器	85
4-1 光电导探测器工作原理.....	85
4-2 光电导探测器的特性参数.....	90
4-3 几种常用光电导探测器.....	95
4-4 光电导探测器的偏置.....	101

第五章 光伏探测器	103
5-1 光电二极管	103
5-2 光电三极管	135
5-3 光电池	148
第六章 特种探测器	156
6-1 自扫描光电二极管阵列	156
6-2 光耦合器	162
6-3 位置敏感器件	166
6-4 象限探测器	171
第七章 成像器件	174
7-1 变象管	174
7-2 图象增强器	178
7-3 CCD 摄像器件	182
第八章 光电探测中的噪声	198
8-1 噪声的统计特性	200
8-2 噪声的相关函数	203
8-3 噪声源的相关性	206
第九章 微弱信号检测技术	213
9-1 相关检测原理	213
9-2 锁相放大器	222
9-3 取样积分器	230
9-4 单光子计数器	239
第十章 超短脉冲测量技术	248
10-1 光电二极管系统	248

10-2 双光子荧光法.....	249
10-3 超速快门法.....	252
10-4 电子—光学系统条纹变象管法.....	253
第十一章 光外差探测技术	257
11-1 光外差探测基本原理.....	257
11-2 光外差探测的特性.....	259
11-3 光外差探测技术应用举例.....	264
第十二章 光纤传感技术	266
12-1 光纤的技术性能.....	266
12-2 光纤应用举例.....	269
主要参考文献	275

第一章 光辐射探测器基础

光辐射探测涉及到的是光与物质的相互作用,光辐射探测器是将入射的光能量转变为其他形式能量的一种器件。大多数光辐射探测器是利用半导体材料制成的。半导体材料所以能广泛地用来制造各种光探测器件,是因为它的导电性能介于导体与绝缘体之间,它的许多特性与温度、光照、电场、磁场及掺杂等密切相关。为便于理解各种主要光探测器的工作原理及其性能,有必要首先简要地叙述一些有关半导体物理方面的基本内容,同时对热效应、光电效应、光电探测器的特性、参数等逐一介绍。

1-1 半导体物理基础

1-1-1 半导体中的电子状态

对于一个孤立原子来说,原子中的电子受到原子核势场作用,它们只能处于某些特定的分立能量状态 $E_1, E_2, E_3, \dots$ 。电子可能具有这一系列分立的能值,称为原子中电子的能级,即原子中的电子只能在一些特定的轨道上运动。要全面描述原子中一个电子的状态,通常需要用四个量子数 n, l, m_l, m_s 来表征。

主量子数 n 表示电子量子化轨道属于第 n 层,是决定电子能量的主要因素。不同的 n 数,可把电子轨道分为许多不同壳层。用K, L, M, N, O, P...等符号表示 $n=1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$ 等壳层,而可把同一主量子数 n 的电子看作分布在同一壳层上。

角量子数 l 确定电子运动轨道角动量的大小,并决定其轨道的形状。对于同一主量子数 n ,由于 l 数值不同,电子具有的能值会发生分裂,且轨道形状又各不相同。所以,常将壳层再分成若干支壳层,用符号s, p, d, f, g, h等分别表示 $l=0, 1, 2, 3, 4, 5$ 各个支壳层。对于同一主量子数 n , l 的取值范围为 $l=0, 1, 2, 3, 4, \dots$

($n-1$)。

磁量子数 m_l 确定电子运动轨道角动量矢量, 即决定轨道平面法线在空间的方位。对同一个 l 值, m_l 的可能取值为 $0, \pm 1, \pm 2 \dots \pm l$, 共有 $(2l+1)$ 个不同的状态。

自旋量子数 m_s 决定电子自旋角动量在空间的方位。因为自旋只可能有两个状态, 所以 m_s 只能有两个值 $\pm 1/2$ 。这样, 对每一

表1-1

壳层	n	支壳层	l	m_l	m_s	量子态数
K	1	1s	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	2
L	2	2s	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	2 6 } 8
		2p	1	-1, 0, 1	$\pm \frac{1}{2}$	
M	3	3s	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	2 6 10 } 18
		3p	1	-1, 0, 1	$\pm \frac{1}{2}$	
		3d	2	-2, -1, 0, 1, 2	$\pm \frac{1}{2}$	
N	4	4s	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	2 6 10 14 } 32
		4p	1	-1, 0, 1	$\pm \frac{1}{2}$	
		4d	2	-2, -1, 0, 1, 2	$\pm \frac{1}{2}$	
		4f	3	-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3	$\pm \frac{1}{2}$	
⋮	⋮			⋮	⋮	$2n^2$ ⋮

种可能的状态数应乘以2,即共有 $2(2l+1)$ 个状态。用 n, l, m_l, m_s 四个量子数就可完全确定原子中电子的状态,这四个量子数确定的电子运动状态即为量子态。原子中各壳层和支壳层量子态数目归结在表1-1中。

原子中核外电子在壳层上的分布必须遵从泡利不相容原理和能量最低原理。泡利(Pauley)指出:在原子系统内,不可能有两个或两个以上的电子具有相同的四个量子数,亦即不可能具有相同的状态,这称为泡利不相容原理。当 n 给定时, l 的可能值为 $0, 1, 2 \dots n-1$ 共 n 个;当 l 给定时, m_l 的可能值为 $-l, -l-1 \dots 0 \dots l-1, l$,共 $2l+1$ 个;当 n, l, m_l 都给定时, m_s 取 $1/2$ 和 $-1/2$ 两个可能值。所以,根据泡利不相容原理,可以算出原子中具有相同主量子数 n 的电子数目最多为

$$Z_n = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = \frac{2+2(2n-1)}{2} \times n = 2n^2.$$

在遵守泡利不相容原理的前提下,电子在原子中总是趋向占有能量最低的量子态,这种原子体系是最稳定的。 n 数越小,能量越低; n 数越大,能量越高。因此,原子中的电子总是首先占据K壳层中的量子态,K壳层填满了再填L壳层,……电子能量除了与 n 有关外,还与角量子数 l 有关。在同一壳层中,s支壳层能量比p支壳层能量低,p支壳层能量比d支壳层低。这样,电子在同一壳层中一般是按s,p,d…次序来填充量子态的。

1. 半导体中的电子共有化运动

大多数半导体材料是晶体材料。晶体材料可分为单晶和多晶。如果原子规则排列的周期性只在一个很小的晶粒中出现,而晶粒与晶粒之间则由原子不规则排列的晶粒边界分隔开来,这种晶体材料称为多晶。反之,如果一块晶体材料中全部原子都按照一个统一的晶格排列,那么这种规则有序、结构完整的晶体材料称为单晶。多晶也可看作是许多小颗粒的单晶集合在一起形成的。

在半导体晶体中,其电子运动状态与孤立原子中的电子状态

是根本不同的,特别是原子的外层电子有着明显的变化,而内层电子则保留不少孤立原子的特征。以硅晶体为例。每立方厘米硅晶体中有 5×10^{22} 个原子,硅原子之间的最短距离为 $2.35 \text{ \AA}$,它与原子直径同一数量级。从电子的运动情况来看,由于在晶体中各原子排列紧密,原子之间距离非常近,不同原子的轨道之间就有一定交叠,尤其是原子的最外电子壳层交叠最多,而内电子壳层则交叠较少。由于晶体中原子的电子壳层交叠,电子不再仅仅局限于某一原子上,它可以由一原子转移到相邻原子上去,通过相邻原子又可转移到更远的原子上去。因而,电子将可在整个晶体中运动,以致无法区分某一个电子究竟是属于哪一个原子的,只能看作为整个晶体所共有。晶体中电子的这种运动,称为电子共有化运动,这是晶体中电子运动的特点。

晶体中电子的共有化运动的产生,是由于不同原子相似电子壳层间的交叠所致。因为内外电子壳层交叠程度不同,共有化运动程度也就不同。外壳层交叠得多,电子作共有化运动也就显著;内壳层交叠得少,电子共有化运动也就不太显著。各原子中相似层上的电子具有相同的能量,电子由一壳层转移到另一壳层上,必须供给或放出能量。因此,电子的共有化运动只能在各原子的相似壳层间进行,如图1-1所示。

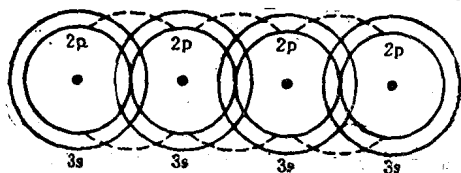


图1-1 电子共有化运动示意图

以上从轨道转移角度讨论了晶体中电子共有化运动。下面讨论晶体中电子的能量状态。如果一块由 N 个原子组成的晶体,原来处于 $3s$ 轨道上的 $2N$ 个电子产生了“ $3s$ ”共有化运动,但这 $2N$ 个电

子不会处于同一能级上。根据泡利不相容原理，在一个电子体系中由一组 n 、 l 、 m 量子数所确定的一个能级上最多只能容纳两个自旋方向相反的电子，这 $2N$ 个电子显然只能处于 N 个能级上，也就是说 N 个原子的每个相同的电子能级分别分裂产生 N 个极为接近的能级，其能量变化几乎是连续的。通常把这个能量范围称为能带。在晶体中所以引起能级分裂，是因为晶体中的电子除了受其本身原子核的势场作用外，还要受到另一原子势场的作用，这样其能量就不同于孤立原子时的能量。晶体中对应于同一轨道的 $2N$ 个共有化电子，它们的受力情况不相同，速度不相同，与原来能级相比能量改变也各不相同，彼此之间能量略有差别，这样就形成一能带结构。能级分裂的程度与共有化运动剧烈程度有关，共有化运动越显著，能级分裂就越大，反之越小。

2. 能带结构

当大量原子结合形成晶体时，原子的能级分裂而形成能带，晶体中的电子就可能具有这一系列用能带表示能量范围的能量数据，一般把这些能带称为允许带。在各允许带之间，电子的能量不可能具有这范围内的能量值，这些能量范围称为禁带。原子能带的示意图如图1-2所示。

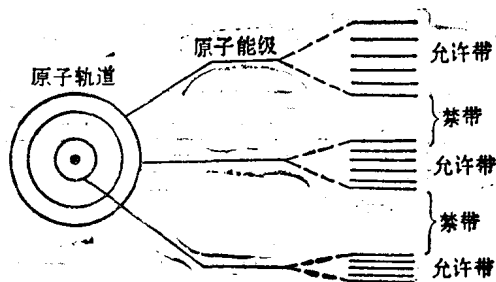
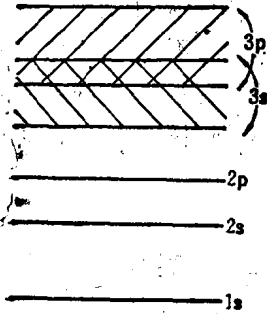


图1-2 原子能级分裂成能带

通常情况下，晶体中原子的内层电子能级是填满的，所以内层电子能级分裂形成的能带称为满带。而那些外层电子能级可能没

有被电子所占据，它们分裂形成的能带称为空带。价电子填充的能带称为价带，价带既可能被电子全部填满，也可能被电子部分填充。

利用能带理论，可以解释为什么有些材料是很好的良导体，而有些材料是非导体。以金属钠为例，因为每个金属钠原子的3s状态可允许存在两个电子，但每个单独的钠原子只有一个3s态电子，当有 N 个原子结合成固体时，它的3s能带只填充一半。此外，3p能带



实际上已经与3s能带相重叠，其能带图如图1-3所示。这种能带结构的价电子能带与邻近的允许带相重叠或者它们之间的禁带宽度很小，在外电场作用下，价电子很容易从外电场中获得能量而跃迁到较高能态上去，电子可作定向运动，故此种结构的材料是良导体，金属钠是典型的良导体。镁有两个3s态电子，因而

图1-3 钠原子能级图

3s能带是满带，但因为3p能带与3s能带是交叠的，所以镁也是导体。如果价带与邻近的容许带(称导带)之间的能隙很大，即禁带宽度很大，则此种结构的材料是绝缘体。如果价带与导带之间的能隙比较小，则此种结构的材料是半导体。导体、半导体和绝缘体的能带图如图1-4所示。

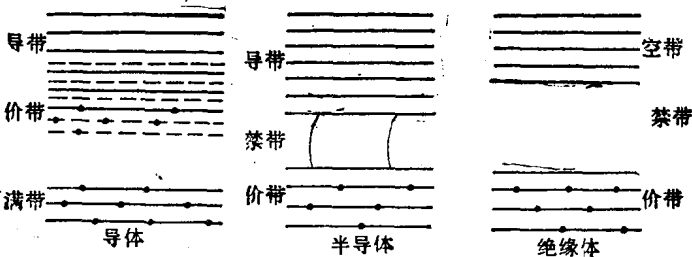


图1-4 导体、半导体、绝缘体的能带结构

对于绝缘体，由于它的禁带宽度大，导带中没有电子存在，在

外电场作用下没有电子作定向运动,所以它不导电。而对于半导体材料,由于热激发,即使在室温下,半导体的导带中也有一些电子,电子数取决于禁带宽度相对 KT 的大小。

1-1-2 本征半导体和杂质半导体

1. 本征半导体

在绝对零度下,没有杂质的纯净半导体,几乎没有导电能力。随着温度上升或当受光照射时,价带中的电子可从外界获得能量,其中那些具有大于禁带宽度的价电子能跃迁到导带中去作自由运动,使半导体具有导电能力。电子离开原子激发到导带中去成为自由电子,而在价带中出现空能量状态,把这空能量状态称为空穴。一个空穴表示它所在空间缺少一个电子。自由电子和空穴可在外电场作用下作定向运动,自由电子逆外电场方向运动,空穴顺电场运动,结果产生电流。这种由电子和空穴混合导电的机制称为本征导电,以本征导电的半导体称为本征半导体。在本征激发时,电子和空穴总是成对产生的,即 $n_0 = p_0 = n_i$, $n_0 p_0 = n_i^2$ 。式中 n_0 为电子浓度, p_0 为空穴浓度, n_i 为本征载流子浓度。

2. 杂质半导体

完全纯净的半导体仅是一种理想情况。实际应用的半导体材料中,总是存在一些微量杂质元素和晶格缺陷,它们对半导体性能会发生很大影响。杂质半导体按掺杂的不同分为n型半导体和p型半导体。

(1) n型半导体 在半导体硅(或锗)中掺入Ⅴ族元素的杂质砷(或磷),可使晶体中自由电子浓度大大增加。因为Ⅴ族元素最外层有五个价电子,当它替代晶格中一个四价元素的原子时,它的四个价电子与周围四个硅(或锗)原子以共价键相结合,余下一个多余价电子。当晶体温度稍有增大,这个多余的价电子就可具有足够的热运动能量,摆脱杂质原子的束缚而成为导电电子在晶体中作自由运动。与此同时,砷原子被离子化,形成不可移动的带正电的中心,这一过程称为施主电离,这些Ⅴ族元素杂质称为施主杂质。

施主电离过程可在能带图上表示出来。在图1-5中, E_i 为禁带中心能级, E_D 为施主能级, 每一条短线段对应一个施主杂质原子。 ΔE_D 表示能级 E_D 上的电子跃迁到导带所需能量, 称为杂质电离能。由于 ΔE_D 远小于禁带宽度, 所以在室温下, E_D 能级上的电子几乎都能获得 ΔE_D 的能量而跃迁到导带。这种以掺入施主杂质, 并且主要依靠施主释放电子到导带而具有导电能力的半导体称为n半导体。

(2) p型半导体 在半导体硅(或锗)中掺入Ⅲ族元素硼(或铟、镓), 当最外层有三个价电子的硼原子替代晶格中的一个硅原子时, 它的三个价电子与周围的四个硅原子以共价键相结合, 但必然

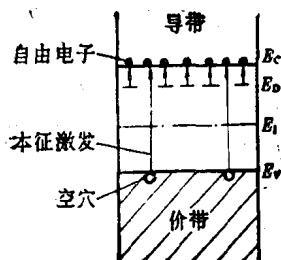


图1-5 n型半导体能级图

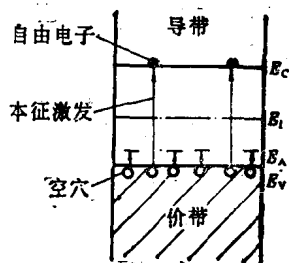


图1-6 p型半导体能级图

缺少一个价电子, 形成一个空位, 相邻硅原子上的价电子只要获得很小能量就会来填补这个空位, 从而产生了一个空穴, 硼原子则由于多了一个电子而成为负离子, 这一过程称为受主电离。受主电离也可在能带上表示出来。图1-6中 E_A 为受主能级, 用位于离价带顶很近的禁带之中的相等短线表示, ΔE_A 表示价带中的电子跃迁至能级 E_A 上所需的能量。由于 ΔE_A 远小于禁带宽度, 在室温下, 硅中的受主杂质几乎全部电离, 并产生能参与导电的空穴和不能运动的负离子。通常把这种靠空穴导电的半导体称为 p 型 半 导 体。

1-1-3 载流子的分布和浓度

在半导体中,由于晶格的热振动使电子获得能量,它们不断地从价带跃迁到导带之中,结果引成电子-空穴对。这种由于热运动而使电子从价带跃迁到导带的过程称为电子-空穴的产生过程,这是一种无休止、永不停息的过程。随着产生过程的进行,电子-空穴的复合也不断进行着。电子在高能态跃迁到低能态,向晶格放出能量,使一对电子-空穴消失。在半导体中,产生与复合总是同时存在的,如果产生超过复合,电子和空穴数将增加;如果产生小于复合,电子和空穴数将减少。在无光照或无外注入时,半导体温度处于恒定,产生和复合将建立起热平衡。了解在热平衡下半导体的载流子浓度及其随温度变化的规律,将有助于掌握半导体的基本性质及半导体器件的工作原理。

1. 费米统计分布规律

量子统计理论指出,凡服从泡利不相容原理的电子体系遵循费米统计分布规律。在绝对温度 T 的物体内部,当电子体系处于热平衡时,能量为 E 的状态被一个电子占据的几率为

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}, \quad (1-1)$$

式中: $f(E)$ 称为费米分布函数; E_F 为费米能级; k 为玻耳兹曼常数 ($k = 8.63 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$); T 为绝对温度,单位是 K。

这个量子状态不被电子占据的几率为

$$1 - f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right)}. \quad (1-2)$$

当 $T = 0 \text{ K}$, 即 $kT = 0$ 时,若 $E < E_F$, 则

$$\frac{E - E_F}{kT} \longrightarrow -\infty,$$

所以

$$f(E) \longrightarrow 1.$$

这表明在绝对零度时,凡能量比 E_F 小的状态被电子占据的几率为

1, 这些能级全部被电子所占满。

若 $E > E_F$, 则

$$\frac{E - E_F}{kT} \rightarrow +\infty,$$

所以

$$f(E) \rightarrow 0.$$

这表明在绝对零度时, 处于能量大于 E_F 状态的电子占据的几率为零。

当 $T > 0K$ 时, 若 $E = E_F$, 则

$$\frac{E - E_F}{kT} = 0,$$

所以

$$f(E) = \frac{1}{2}.$$

这表明能量为 E_F 的状态中电子占据的几率为 $1/2$, 即费米能级 E_F 被电子占据的几率为 $1/2$ 。

若 $E < E_F$, 则 $f(E) > \frac{1}{2}$, 这表明比费米能级低的量子态

被电子占据的几率大于 $1/2$ 。

若 $E > E_F$, 则 $f(E) < 1/2$, 这表明比费米能级高的量子状态被电子占据的几率小于 $1/2$ 。

当 $E - E_F \gg kT$ 时, $\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \gg 1$, 则

$$\begin{aligned} f(E) &\approx \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right) \\ &= \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) = f_B(E). \end{aligned} \quad (1-3)$$

此时, 电子占据能量为 E 的量子态的几率称为玻耳兹曼分布函数 $f_B(E)$ 。一般只要满足 $E - E_F > 2kT$, 即可认为半导体中的电子(或空穴)的分布遵循玻耳兹曼分布。

2. 本征半导体的载流子浓度

对于本征半导体, 导带中的自由电子浓度 n_0 和价带中的空穴浓度 p_0 分别为

$$n_0 = K_1 T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right), \quad (1-4)$$

$$p_0 = K_1 T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right), \quad (1-5)$$

式中: K_1 为常数, E_C 为导带底能级, E_V 为价带顶能级。上述两式说明电子浓度和空穴浓度与费米能级有关。对于本征半导体, 电子和空穴总是成对产生的, 即 $n_0 = p_0$, 所以有

$$\frac{E_C - E_F}{kT} = \frac{E_F - E_V}{kT},$$

得到

$$E_F = \frac{1}{2}(E_C + E_V). \quad (1-6)$$

上式表示本征半导体的费米能级位于禁带中心位置。把此式代入式(1-4)和式(1-5), 可得

$$n_i = n_0 = p_0 = K_1 T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (1-7)$$

式中: n_i 表示本征半导体的载流子浓度, E_g 为材料的禁带宽度。可见本征半导体的载流子浓度与温度和禁带宽度有关。对于给定的半导体材料, 当它受外来光照射致使温度发生变化时, 载流子浓度也发生变化。利用此特性可将本征半导体制成光敏元件。

3. 杂质半导体的载流子浓度

对于n型半导体, 由于施主杂质原子的多余价电子都能进入导带而成为自由电子, 所以导带中自由电子的浓度比本征半导体的电子浓度高得多, 即n型半导体的费米能级高于本征半导体的费米能级。掺杂越多, 费米能级 E_{Fn} 就越靠近导带。由于自由电子浓度高, 它们与本征激发的空穴复合的几率就大, 所以n型半导体中空穴浓度反而比本征半导体中的空穴浓度低。通常把n型半导体中的自由电子称为多数载流子(或简称多子), 空穴称为少数载流子