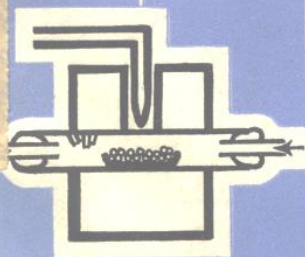


半导体手册

第5編



特种半导体器件

科学出版社

75.67073/157
5.7

73.67073
157
5:7

《半导体手册》第5編
特种半导体器件

《半导体手册》翻译组译

2K500/22



《半导体手册》第5编

特种半导体器件

《半导体手册》翻译组译

*

科学出版社出版

北京西直门外三里河路2号

北京市书刊出版业营业许可证出字第061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

*

1970年10月第一版 开本：787×1092 1/32

1970年10月第一次印刷 印张：2 7/8

字数：61,000

统一书号：15031·280

本社书号：3636·15-7

定价：0.23元

毛主席语录

中国人民有志气,有能力,一定要在不远的将来,赶上和超过世界先进水平。

打破洋框框,走自己工业发展道路。

外国有的,我們要有,外国沒有的,我們也要有。

对于外国文化,排外主义的方針是錯誤的,应当尽量吸收进步的外国文化,以为发展中国新文化的借鏡;盲目搬用的方針也是錯誤的,应当以中国人民的实际需要为基础,批判地吸收外国文化。

譯 者 的 話

本书是根据〔日〕半导体手册编委会编《半导体手册》1963年初版本译出。内容包括半导体物理学、半导体材料、晶体二极管和晶体三极管的工作原理、晶体二极管和晶体三极管、特种半导体器件、晶体二极管和晶体三极管特性、半导体电路理论、线性放大、振荡、调制与解调、脉冲电路、数字电路、电源、微波电路、参量放大器、数据等16编。

本书于1966年已全部译完，因工作量较大，未能及时出版。最近，我们征求读者意见，认为做为一般了解和查阅半导体电子技术的参考书，还应出版。我们遵照毛主席关于“洋为中用”的教导，为适应读者的要求，又继续进行审查校对，现将其单行出版。

本书主要特点是将半导体基础知识和应用技术综合汇编在一起的半导体电子技术的资料性参考书。书中在基础知识方面涉及的范围较为广泛，在应用技术方面介绍的比较全面，各编重点不一样，仅供读者参考。

原书中主要缺点表现在：有些编的内容尚有形式化的数学推导较多，物理分析较少；有些编在讲解概念和理论分析上有些模糊；有些编在文字和数字上有错误；有些编则为一些资产阶级学术权威和厂商吹嘘、捧场；有些编内容是从别的资料中传抄过来的，未经过实践验证。我们遵照伟大领袖毛主席“一切外国的东西，如同我们对于食物一样，必须经过自己的口腔咀嚼和胃肠运动，送进唾液胃液肠液，把它分解为精华和糟粕两部分，然后排泄其糟粕，吸收其精华，才能对我们的身体有益，决不能生吞活剥地毫无批判地吸收”的教导，加以删

节和校正。

本书在译校过程中,很多工厂、学校、科研单位给予了很大的支持和热情帮助,并提出不少宝贵意见,我们对这些单位表示衷心的感谢。

由于外文、专业知识的限制,在文字翻译及技术概念的表达上不免会有错误,又由于我们毛泽东思想学习的不够好,所以对原书中的其他错误观点及存在的问题,未能指出和很好的批判,恳切希望广大读者批评指正。

目 录

第一章 光电器件	(1)
1.1 光敏电阻	(1)
1.1.1 光敏电阻的工作机构和光电导	(1)
1.1.2 光敏电阻的种类和制造方法	(4)
1.1.3 特性	(7)
1.1.4 应用	(9)
1.2 光电池	(11)
1.2.1 光生伏特效应的机构	(11)
1.2.2 光电池元件	(15)
1.2.3 光电池的应用	(20)
1.3 太阳电池	(20)
1.3.1 太阳电池的基本工作原理	(20)
1.3.2 太阳电池的构造和特性	(23)
1.4 原子电池	(27)
1.5 电发光	(27)
1.5.1 电发光电池.....	(28)
1.5.2 电发光的特性.....	(29)
1.5.3 电发光的应用.....	(31)
第二章 半导体电阻元件	(34)
2.1 电阻器	(34)
2.1.1 种类	(34)
2.1.2 特性	(35)
2.2 热敏电阻	(37)
2.2.1 种类和制造方法	(37)

2.2.2 特性	(38)
2.2.3 应用	(39)
2.3 变阻器	(42)
2.3.1 种类和特性	(42)
2.3.2 应用	(44)
2.4 压电电阻器	(45)
2.4.1 种类和特性	(46)
2.4.2 应用	(47)
第三章 磁电效应元件	(49)
3.1 霍尔器件	(49)
3.1.1 工作机构	(49)
3.1.2 种类和特性	(52)
3.1.3 应用实例	(57)
3.2 磁阻元件	(61)
3.2.1 磁阻效应	(61)
3.2.2 磁阻效应的应用	(64)
第四章 热电效应元件	(67)
4.1 基本理论	(67)
4.1.1 热电效应	(67)
4.1.2 热电理论	(70)
4.1.3 热电制冷理论	(72)
4.2 热电元件材料	(74)
4.2.1 单一热电元件	(74)
4.2.2 复合半导体元件	(77)
4.2.3 耐热热电元件	(78)
4.3 热电元件及其应用	(79)
4.3.1 温差制冷	(79)
4.3.2 温差发电机	(81)
4.3.3 其他	(82)
参考资料	(83)

第一章 光电器件

1.1 光敏电阻

1.1.1 光敏电阻的工作机构和光电导 当光照射在半导体表面时,半导体内的载流子就增加,使半导体的电导率发生变化。这种现象称为光电导,具有这种光敏性的物质称为光电导体。

光敏电阻是一种用光电导体制成的器件,如图 5.1 所示,加上一定电压后,利用光照作用而使回路中的电流发生变化。这个光敏电阻的工作机构就是对光电导的最好说明。只要考虑一下半导体的能带图,就能理解为什么半导体会产生光电导。光照之所以使半导体的

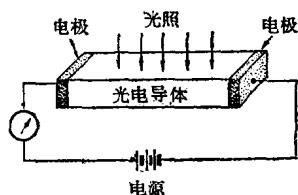


图 5.1 光敏电阻

的电导率增加,是因为满带的电子被光激发到导带,从而使导带的电子和满带的空穴浓度增加,为此必须用能量大于禁带宽度 E_g 波长的光来照射,也就是选定能满足下式中的波长 λ 。

$$h\nu = \frac{12395}{\lambda[\text{\AA}]} \geq E_g[\text{eV}] \quad (5.1)$$

式中 h 是普朗克常数, ν 是辐照光的频率。例如,就 Ge 来说,因为 $E_g = 0.7$ 电子伏,所以从 $\lambda \lesssim 1.8$ 微米的红外光就开始显示光电导。但是,有些半导体即使处于能够产生电子空穴

对的波长范围内也不显示光电导特性。这是因为被激发的载流子虽然在外加电场作用下作布朗运动的同时也有流动,但立即被禁带中的能级俘获或复合,使载流子寿命 τ 非常短。总之,要增大光电导效应,载流子的寿命必须比它在半导体的全长上移动的时间长得多。因此,光电导体的特性参数 G ,必须以激发电子的寿命 τ 与所产生的载流子在电极间运动的时间 T_r 之比来表示。设光电导体的长度为 L ,截面积为 S ,外加电压为 V ,这时的电场强度为 E ,根据电导率因光照而发生的变化 $\Delta\sigma$ 计算光电流的变化 ΔI ,由欧姆定律可得

$$\Delta I = \Delta\sigma S \frac{V}{L} = \Delta\sigma S E \quad (5.2)$$

另一方面,设 F 为整个光电导体在单位时间内产生的电子空穴对的数目,应用下式

$$G = \frac{\tau}{T_r} \quad (5.3)$$

则

$$\Delta I = qGF \quad (5.4)$$

如果增大 V 或选用迁移率 μ 大的半导体,则 T_r 缩短而 G 增大。要增大 τ 来增大 G ,可尽量选用复合中心的俘获截面和复合中心浓度都小的半导体。实用上多选用暗电阻大的半导体以便增大 V ,从这一点来说,用CdS制成的光敏电阻较为有利, G 达到了 10^4 。

[1] 光电导电流(光电流) 在光电导体中,光电流 I 和外加直流电压 V 以及入射光强 L (照度)的关系,可用下式表示:

$$I = C \cdot V^\alpha \cdot L^\beta \quad (5.5)$$

电压指数 α 的值最好接近1。照度指数 β 在光弱时为1,光增强时则变成 $1/2$ 而趋向饱和。有时在这中间存在 $\beta \geq 1$ 的范围(超线性)。 β 因光强而发生这种变化,是由于有效的陷

阱能级的位置不同的关系。

[2] 光谱灵敏度 如前所述, 根据光电导性预期的光谱灵敏度在长波方面的临界波长是能量相当于禁带宽度 E_g 的波长。但是经过实际测量,

Ge 的光谱灵敏度如图 5·2 所示, 曲线末端伸延到 1.9—2.0 微米处。这种情况表明, 即使长于临界波长的光也能产生光电导特性, 其原因可能有以下几点。第一, 虽不足相当于临界波长的能量, 但吸收了晶格的热振动能, 使能量的总和等于临界波长能量。第二, 禁带宽度 E_g 对

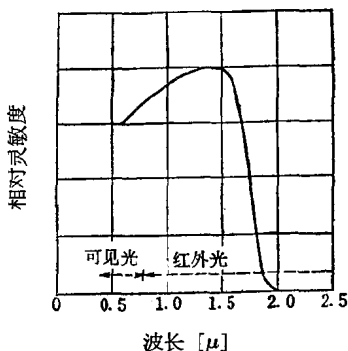


图 5·2 Ge 的光谱灵敏度

于该光电导体不是绝对的, 会由于局部变动而出现小于 E_g 的部分, 当该部分吸收光时, 便能以波长长于临界波长的光产生电子空穴对。此外, 把施主杂质或受主杂质引进光电导体, 并在杂质原子不致预先被热电离的温度范围内使用时, 可以增大长波方面的光谱灵敏度。

短波方面的衰减情况是这样, 当入射光的波长减短, 它的能量值相当于从满带底到导带顶时, 光电导性才消失。但是, 通常在波长长于这个波长时, 光电导性就消失了。其原因是在于进行激发的照射光的波长减短时, 载流子被激发的几率增大, 光在表面的薄层中被吸收, 使载流子密集在紧靠光辐照的表面下, 结果复合速度增大, 大部分载流子的平均寿命缩短, 来不及对光电导作出贡献。

[3] 时间常数 光导体并不是在受到光照时立即产生光电流, 而停止光照时, 光电流也不是立即完全消失, 它具有

如图 5.3 所示的时间延迟现象。这个延迟时间称为时间常数,根据不同使用目的,用达到稳态电流的半值或 $(1-1/q)$ 时的上升时间和衰减时间来表示。由图中可以看出,时间常数依照度而异,光照越亮则越短,光照越暗则越长。一般说来,光敏电阻的缺点是能够响应的最高频率比其他光电器件低。

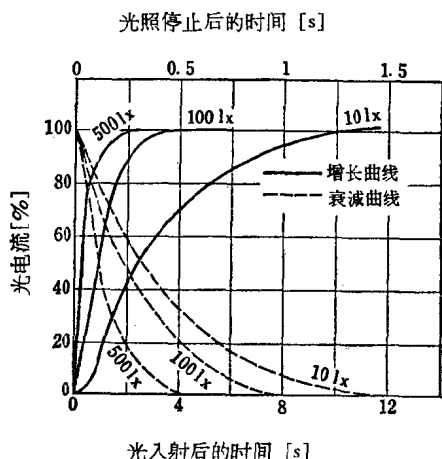


图 5.3 CdS 光敏电阻的光电流增长和衰减特性

[4] 暗电流 把光敏电阻放在黑暗中时,有微小电流通过。这种电流称为暗电流,是由存在于浅能级的载流子被热能激发到导带上而产生的。为了增大上述增益 G ,使用暗电流小的光电导体制作光敏电阻较为有利。

1.1.2 光敏电阻的种类和制造方法

[1] 光敏电阻的种类 具有光电导性的物质的种类甚多,但要用来制造光敏电阻却要受到各种限制,实际应用的光电导体材料如表 5.1 所示。用这些材料制成的光敏电阻的光谱灵敏度的范围各不相同,难以简单地比较它们的性能,目前在可见光区多使用 CdS 光敏电阻,在红外光区多使用 PbS 光

敏电阻。

表 5-1 光电导体材料

单 质	Se,	Ge,	Si
氧 化 物	ZnO,	PbO	
Cd 化 合 物	CdS,	CdSe,	CdTe
Pb 化 合 物	PbS,	PbSe,	PbTe
其 他	InSb,	Sb ₂ S ₃	

[2] 制造方法 因吸收光而产生的载流子只限于光电导体的表面层, 因此光电导率的变化也发生在这一部分。当然载流子或多或少要扩散到内部, 但其距离最多不过 1 毫米, 所以要提高光敏电阻电导率的变化, 光电导体的厚度越薄越好。

光敏电阻的电极应选用能形成欧姆接触的材料, 用真空蒸发法或喷涂法等方法镀成或涂成适当形状, 为此必须选用功函数小于光电导体的功函数并在化学上稳定的物质作电极材料。电极安置好以后再用适当的方法把光电导面保护起来。

(a) **CdS 单晶**^[1] 制造 CdS 单晶, 目前有升华法、气相法和熔炼法等方法, 特别是升华法和气相法由于装置和操作都简单, 一般常采用这两种方法。

升华法是把 CdS 粉放在晶体生长炉内保持 1000°—1250°C 的部分里加热, 让 CdS 粉升华, 用携带气体把 CdS 蒸气带到同一炉中温度约为 950°C 的低温部分, 使其冷凝而变成晶体(图 5-4)。

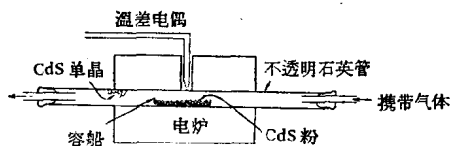
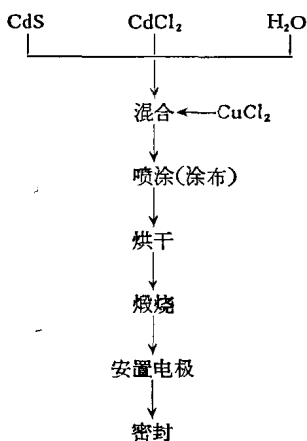


图 5-4 CdS 单晶的制造装置(升华法)

(b) CdS 多晶 制造 CdS 多晶有烧结法、粉末法和真空



蒸发法等方法, 其中使用最多的是烧结法。

烧结法大体上可以分为两种方式^[2], 一种方式是使高纯度 CdS 粉悬浮于水, 并在其中添加约为 CdS 的 10% 的 CdCl₂ 和 10—1000 ppm 的 CuCl₂, 然后涂布或喷射在耐热绝缘底板 (如滑石板或硼硅酸玻璃板) 上, 放在 500°—700°C 的空气中或惰性气

图 5.5 烧结型 CdS 光敏电阻的制造工艺
体中烧结, 形成光电导面(图 5.5)。

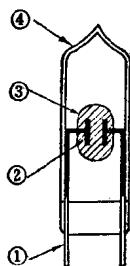
另一种方式^[3]是预先把 Ga、In 和 Ag 等杂质以其盐的形式引入 CdS 粉末中, 制成适当的形状或涂布在底板上, 然后进行烧结。

粉末法^[4]是预先制备光电导率大的 CdS 粉末, 用稀释到 1% 左右的有机胶粘合剂固结, 然后制成薄片。

真空蒸发法是把 CdS 粉末放在加热到 200—500°C 的玻璃板上真空蒸发约 1 小时, 使形成厚为 1—10 微米的薄层。将淀积了 CdS 薄层的玻璃板瞬时暴露于 Cu 或 Ag 的蒸气中, 然后加热到 450—550°C, 使 CdS 的晶体在玻璃板上生长, 并使 Cu 和 Ag 等杂质扩散。另外, 也可不添加杂质, 而在空气或惰气中进行热处理。

(c) PbS 光敏电阻 制造 PbS 光敏电阻有真空蒸发法和化学淀积法, 用前一种方法制造的光敏电阻是立式的, 灵敏度高, 用后一种方法可以比较自由地制成任意形状的微型光敏

电阻。这里就真空蒸发法^[5]加以说明。将长2厘米左右的钨丝隔着适当距离焊在玻璃外壳的一端作为电极(图5·6)。使这个电极沿着玻璃外壳的内面延长,在电极间隙的正下方放入数毫克 PbS 粉末或 PbS₂O₃ 粉末,然后进行排气(10^{-1} —1 毫米汞柱),用煤气的火焰从下方加热 PbS 部分,使 PbS 凝结在电极间隙部分。



①钨电极 ②胶体石墨
③ PbS 薄层 ④外壳

图 5·6 PbS 光敏电阻

1.1.3 特性

[1] CdS 单晶 CdS 的单晶是在可见光区灵敏度最高的光电导体,对 X 射线、 γ 射线、 α 射线和 β 射线的照射也很灵敏。而且由于内阻高,具有能够简单地加以放大的优点。但是单晶的大小有限,所以受光面小,而电流容量低。

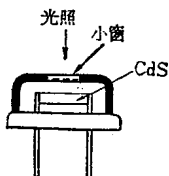


图 5·7 单晶型 CdS 光敏电阻

受光面积为 1 毫米 $\times$ 0.5 毫米左右时,光灵敏度约为 0.1 安/流明,至于光电流则是几十微安左右。工作范围在 5200 埃—3000 埃之间。响应时间和延

迟时间也都比较短,只有几毫秒左右(图 5·7)。

[2] CdS 多晶 由于感光面大,可以获得比较大的电流,用隐埋法制成的 CdS 光敏电阻在 50 伏、100 勒克司下,可以获得 6—7 毫安的光电流,而用烧结法制成的 CdS 光敏电阻(图 5·8)在 10 伏、50 勒克司下,可以得到 10 毫安的光电流。特别是用烧结法制成的光敏电阻,光谱灵敏度范围比单晶宽广,延伸到长波方面。但是光电流的时间延迟却比单晶大得多,衰减时间短时不能使用(在 1 千赫以上时难以使用)。

[3] PbS 光敏电阻 这种光敏电阻在常温下对波长约为

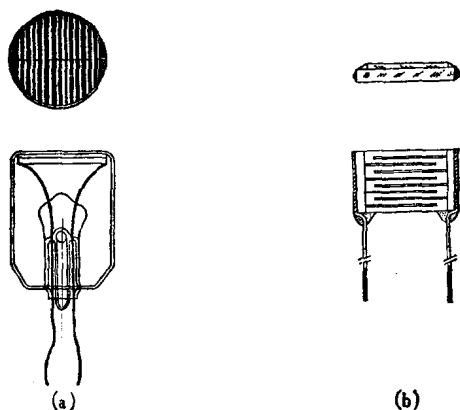


图 5-8 多晶型 CdS 光敏电阻(烧结法)

3 微米以内的红外光灵敏, 而且在这段波长范围内灵敏度最高, 因而用途很广。输出电流和灵敏度与入射照度的关系如图 5.9 所示, 大体上在照度不超过 0.5 毫瓦/厘米² 时呈线性关系。电阻噪声在信号噪声比 (S/N) 最大的电压 40—60 伏时不超过 5 微伏, 时间常数很小, 为 20—100 微秒。频率特性在

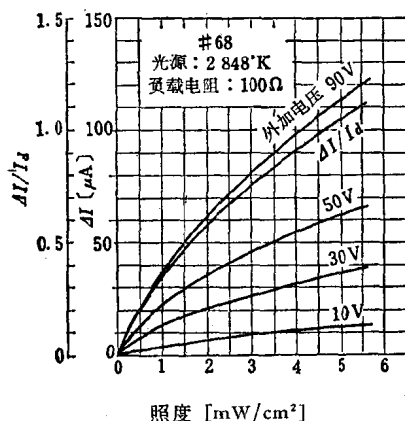


图 5.9 PbS 光敏电阻的照度-输出电流和灵敏度特性

10 千赫时约为 70%，灵敏度和电阻的温度效应都大，使用时最好保持 60℃ 以下的温度。

[4] 其他光敏电阻 CdSe 光敏电阻最近在各方面都被利用，引起了人们的注意。最高波长灵敏度在 6700 埃附近，对红色光灵敏度最高，如果引进杂质还可以移到 7900 埃处。响应速度比 CdS 光敏电阻快，光电导率也大，不过在对温度的依从关系上还有问题。

PbSe 光敏电阻在常温下可以在 1—5 微米的波长范围内使用，冷却到 90°K 时，工作波长可达到 7 微米。

PbTe 光敏电阻在常温下可以在 4 微米的波长范围内使用，冷却到 90°K 时可以在 5 微米的波长范围内使用。不论在常温下或在 90°K 下使用，时间常数均为 10^{-4} — 10^{-5} 秒，最低探测辐射能均为 10^{-13} — 10^{-14} 瓦左右，噪声电压都不超过 5 微伏。

Ge 光敏电阻在引进 Au 作为杂质时，灵敏度可以伸展到波长 10 微米处，并能探测 10^{-13} 瓦的辐射能。时间常数为 2×10^{-7} 秒左右，响应非常快。但是这种情况一般都是在冷却下使用的。

InSb 光敏电阻用作红外光区的探测器时特别有用，可以一直使用到波长 7.5 微米以上，能探测 10^{-9} 瓦的辐射能。而且在室温下就可工作在长波方面，这是运用上方便之处。

各种光敏电阻的特性值如表 5.2 所示。

1.1.4 应用

[1] CdS 系光敏电阻 在可见光区的用途很广，广泛应用于照明系统的自动点灭装置（图 5.10）、电视接收机的亮度自动调整电路（ABC）、照相机的自动曝光装置以及汽车前灯自动调节器等器件中，尤其是在用于继电器电路里时，不需要放大器就能直接使继电器进行工作，所以非常有利。

表 5-2 各种光敏电阻的特性

光敏电阻	灵 敏 度	响应时间	备 考
CdS	50 安/流明	毫秒—秒	
CdSe	50 安/流明	500 微秒—一秒	CdSe 的响应时间比 CdS 快, 但灵敏度随着温度的上升而降低
PbS	在 $\sim 10^{-12}$ 瓦时 $S=N$	100 微秒	在 $\lambda < 3.4$ 微米时灵敏度比热电偶好
PbSe	在 $\sim 10^{-11}$ 瓦时 $S=N$	100 微秒	$\lambda < 4$ 微米
PbTe	在 $\sim 10^{-12}$ 瓦时 $S=N$	10 微秒	$\lambda < 4.6$ 微米
InSb	在 $\sim 10^{-11}$ 瓦时 $S=N$	0.4 微秒	在 25℃ 下对 7.5 微米波长的光有响应
Se	1 毫安/流明	100 微秒	
Ge	在 $\sim 10^{-13}$ 瓦时 $S=N$	10 微秒	

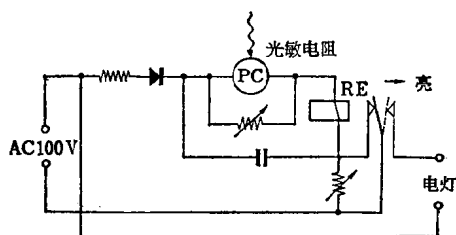


图 5-10 自动点灭装置的电路

[2] PbS 系光敏电阻 用在红外光区, 特别是利用其响应速度快的特点。主要用于红外探测器 (图 5-11)、温度的测量和影片声迹的再现等。

此外, 还可把 PbS 系光敏电阻和电场发光荧光体组合起

来使用,关于这方面的应用请参阅本编第1·5·3节。

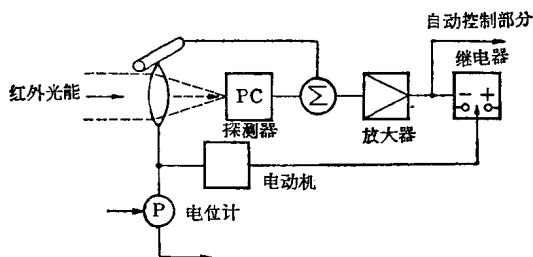


图 5·11 红外光跟踪导弹的机构

1.2 光 电 池

1·2·1 光生伏特效应的机构 在物体受到光照时,物体内的电荷分布状态发生变化而产生电动势的效应,即光生伏特效应,大致可以分成三种:(1)金属-半导体接触;(2)pn 结接触;(3)丹倍效应。下面将说明这三种效应的机构。

[1] 金属-半导体接触 从科学史上来说,金属和半导体之间的整流接触面的光生伏特效应的发现,应追溯到1877年,不过由于当时的理论是在人们没有充分理解接触的整流作用的时期提出的,所以光生伏特的理论有些混乱。但是我们可以按照近似于下述 pn 结光生伏特效应的理论来理解,所以这里不再作说明。

[2] pn 结光生伏特效应 在热平衡状态下,pn 结的电势分布如图 5·12(a) 所示, P 型区和 n 型区的费米能级是一致的。在这种状态下光照射在 pn 结时,如果光能大于禁带宽度,则晶格吸收光能,使满带的电子跃迁到导带而产生电子空穴对。被光激发的结附近的剩余电子,在势垒附近电场梯度的作用下向 n 侧迁移,剩余空穴则向 P 侧迁移,如果电路象图

(b)那样处于开路,则 n 侧成为负电势, P 侧成为正电势,并象图 (b') 那样 n 型区的费米能级上升 qV_{oc} , 从外部可以观察到开路电压 V_{oc} 。又,如图(c)所示,电路短路时, P 型区和 n 型区之间没有费米能级差,被光激发的载流子流直接流到外部电路,可以观测到电流方向如图(c)所示的短路光电流 I_L 。

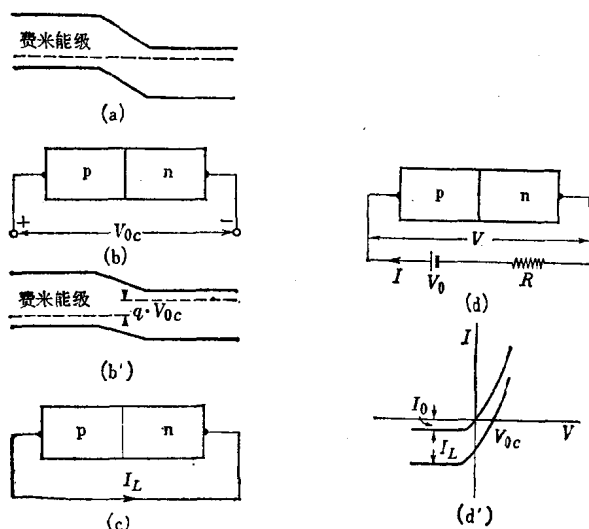


图 5-12 pn 结光电效应说明图

一般来说,当把图 (d) 所示的外部电路连接于 pn 结时,加在结上的电压 V 和流入结内的电流 I (图示的方向) 在沒有光照时,是普通的 pn 结的整流特性,可用下式求出:

$$I = I_0 \{ \exp(qV/kT) - 1 \} \quad (5.6)$$

式中 I_0 是反向饱和电流值。今设在这个状态下使光照射在 pn 结,则在图 (c) 中说明的电流 I_L 向式 (5.6) 的相反方向流动,在这个情况下,上式就变成为下式:

$$I = I_0 \{ \exp(qV/kT) - 1 \} - I_L \quad (5.7)$$

在式(5.7)中, 设 $V = 0$, 则短路电流为

$$I = -I_L \quad (5.8)$$

在式(5.7)中, 设 $I = 0$, 对 V 求解, 则开路电压 V_{oc} 为

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{I_L}{I_0} \right] \quad (5.9)$$

式(5.8)和式(5.9)是表示光生伏特效应的公式。

现在再改变一下式(5.9)的形式, 以明确半导体本身的特性与光生伏特效应之间有什么关系。

如果 p 型区中的杂质浓度比 n 型区中的杂质浓度大得多, 并且反向饱和电流 I_0 大部分是由空穴输送的, 则反向饱和电流 I_0 一般可由下式求出:

$$I_0 = 4 \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^3 \left(\frac{m_n^* \cdot m_p^*}{m^2} \right)^{3/2} \times \\ \times \exp \left(\frac{-E_g}{kT} \right) q^2 \mu_n \cdot \rho_n \cdot \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \quad (5.10)$$

式中 E_g 是半导体的禁带宽度(能量单位), ρ_n 是 n 型区的电阻率, μ_n 是电子迁移率, D_p 和 τ_p 分别是空穴的扩散常数和寿命。

将式(5.10)代入式(5.9), 在 $I_L \gg I_0$ 时, 则

$$V_{oc} = \frac{E_g}{q} - \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{4}{I_L} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^3 \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{m_n^* \cdot m_p^*}{m^2} \right)^{3/2} \cdot q^2 \mu_n \cdot \rho_n \cdot \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right] \quad (5.11)$$

一般来说, 该半导体的禁带宽度越大, 开路电压也就越大。

式(5.8)的短路光电流值 I_L 为

$$I_L = q g_0 L \quad (5.12)$$

式中 L 是包括载流子的扩散长度、光的吸收系数和载流子的寿命等在内的一个复杂的项^[6], g_0 是在势垒部分因获得光子

而产生的电子空穴对的数目，与入射光通量成正比。因此短路光电流与入射光通量成正比，由式(5.9)求出的开路电压与入射光通量的对数近似地成正比。

[3] 由丹倍效应引起的光生伏特效应 上述金属-半导体接触和 pn 结光生伏特效应都是由势垒效应产生的，而这里要说明的光生伏特效应完全不是由势垒产生的，而是由载流子的浓度梯度产生的效应。

当光照射在某种光电导体的一部分时，如在本编 1.1 节所述，就会产生电子空穴对，被照射部分的载流子浓度比未被照射部分有所增加，在两者之间产生载流子浓度梯度，因而载流子进行扩散。假设电子的迁移率比空穴大，空穴的扩散与电子的扩散比较起来可以忽略不计，则电子向未被照射部分扩散，这部分就形成负的空间电荷，所以对未被照射部分来说，被照射部分带正电，两者之间产生光电动势。这种现象是在 1919 年观测^[7]到的，这种现象叫做丹倍效应^[8]。

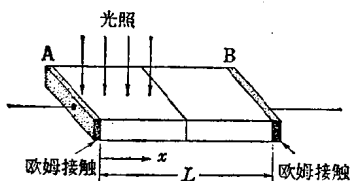


图 5.13 丹倍效应的说明图

今设把半导体光电导材料(例如 CdS 等)，如图 5.13 所示，夹在两个电极(欧姆接触)之间，并只照射接近其中一个电极 A 的部分。同时设晶体内离 A 电极的距离为 x 处的电场为 $E(x)$ ，电子密度为 $n(x)$ (假定空穴的迁移率比电子小，为了便于说明，空穴的效应可以忽略不计)。在开路没有电流流过时，必须是

$$n(x)\mu E(x) - D \frac{dn(x)}{dx} = 0 \quad (5.13)$$

这个式子的第一项是由空间电荷电场产生的效应，第二项是

由电子的浓度梯度产生的扩散效应。这里用爱因斯坦的关系式

$$\mu = D \frac{q}{kT} \quad (5.14)$$

将式(5.13)的 $E(x)$ 从样品的一端积分到另一端, 则得

$$-\int E(x) dx = \frac{kT}{q} \ln \frac{n(0)}{n(L)} = \frac{kT}{q} \ln \frac{\sigma_i}{\sigma_d} \quad (5.15)$$

式中 L 是两个电极之间的距离, σ_i 和 σ_d 分别是光照射时的电导率和未照射时的电导率。

上式的左边表示晶体两端的电势差, 所以由丹倍效应产生的光电势 V 可由下式求出:

$$V = \frac{kT}{q} \ln \frac{\sigma_i}{\sigma_d} \quad (5.16)$$

1.2.2 光电池元件

[1] **金属-半导体接触光电池** 利用金属和半导体的整流接触制成的光电池, 主要有氧化亚铜光电池和 Se 光电池。

(a) **氧化亚铜光电池** 这种光电池是使铜板的表面氧化, 制成氧化亚铜 Cu_2O , 然后蒸发上一层 Au 作为电导层而制成的。用这种制造工艺时, 在电导层和 Cu_2O 之间的交界面形成势垒的, 称为前壁型[图 5.14(a)], 在底板的 Cu 和 Cu_2O 之间的交界面形成势垒的, 称为后壁型[图 5.14(b)], 而将两者加以区别。两者的光谱灵敏度如图 5.18 所示, 前壁型在从 6000 埃到紫外光区之间具有灵敏度, 后壁型相反, 在从 6000 埃直到长波区具有灵敏度。这是由于势垒的位置不同, 到达势垒的光的波长也不同的原故。光电流灵敏度不太好, 约为 200 微安/流明。光电流灵敏度的频率界限是, 前壁型为 10—15 千赫, 后壁型为 6 千赫左右。目前人们已经不太使用氧化亚铜光电池了。

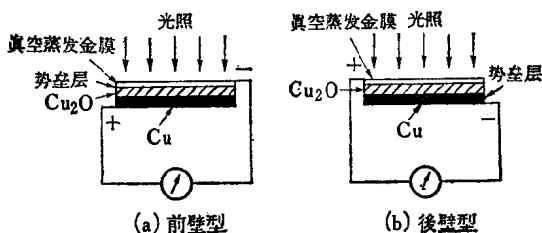


图 5-14 氧化亚铜光电

(b) **Se 光电** Se 光电池目前最多用于照相的曝光表等器件中。其制造方法如图 5-15 所示，用喷砂法把 Fe 底板

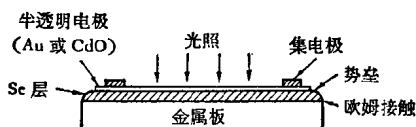


图 5-15 Se 光电池

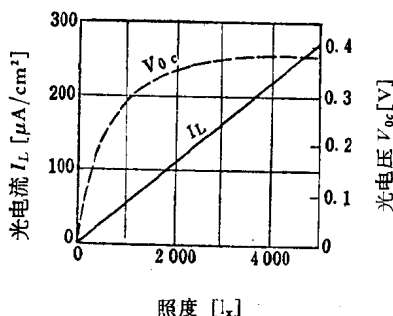


图 5-16 Se 光电池的光电特性

图 5-16 表示 Se 光电池的短路电流 I_L 和开路电压 V_{oc} 与照度的关系。由(5-9)式可以看出，照度增大， V_{oc} 就趋向饱和而逐渐接近 0.4 伏。由(5-12)式可以看出， I_L 与照度大致成正比，光电流灵敏度约为 500 微安/流明，是氧化亚铜光电

池的 2—3 倍。

图 5·17 表示 V_{oc} 和 I_L 对环境温度的依从关系，其特点是： V_{oc} 随温度而变化的变化较大，但光电流的温度系数则非常小。

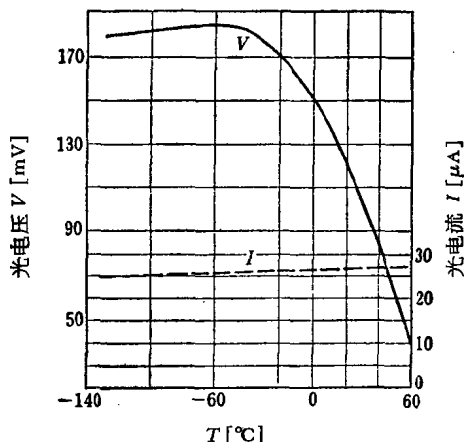


图 5·17 Se 光电池的温度、光电电压和光电流的变化

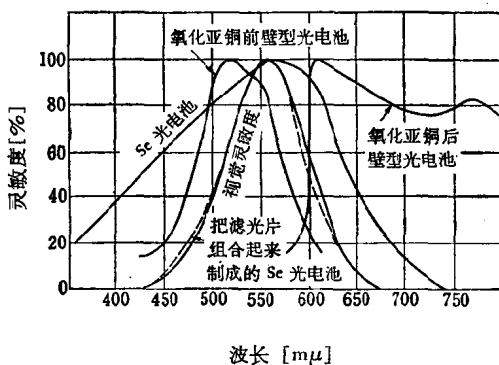


图 5·18 各种光电池的光谱灵敏度曲线

图 5·18 表示 Se 光电池和 Cu_2O 光电池的光谱灵敏度与视觉灵敏度曲线的比较。Se 光电池的最大灵敏度的波长与视

觉灵敏度的最大点非常近似，因而可以配合适当的滤光器使之与视觉灵敏度重合。Se 光电池的频率界限是 0.2—6 千赫。

[2] **pn 结光电池元件**^[9] 目前，pn 结光电动势效应在下述太阳电池和光敏三极管方面的应用比在光电池方面多。因此这种类型的光电池元件的构造等和本编第 1·3 节所讨论的太阳电池完全相同，所以这里只以 Ge 的 pn 结和 Si 的 pn 结为例，介绍一些它们的光电特性。

图 5·19 表示用 100 瓦的钨丝灯照射 Ge pn 结光电池和

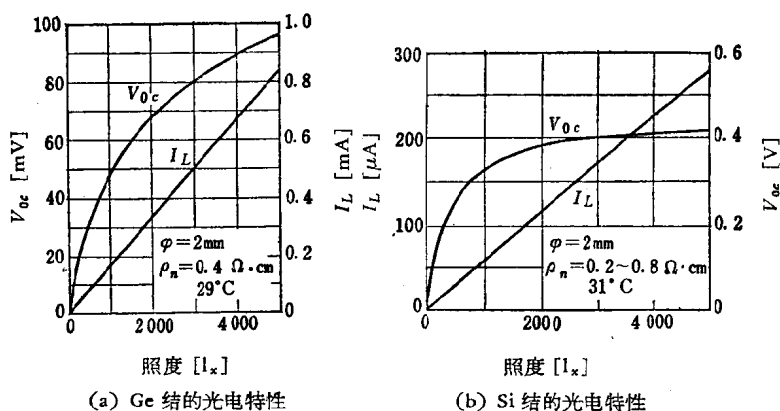
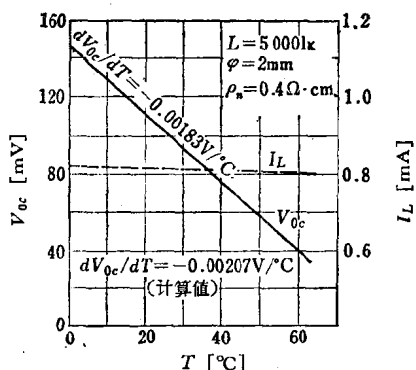
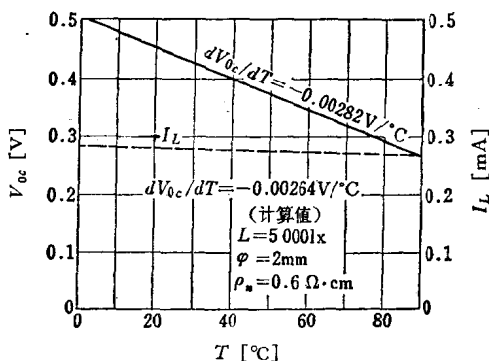


图 5·19

Si pn 结光电池时，照度与开路端光电压和短路光电流的关系。把这个特性同图 5·16 的 Se 光电池的特性加以比较，可知 pn 结光电池的光电流比 Se 光电池大一个数量级。再把图 5·19 (a) 和 (b) 中的 Ge 和 Si 的开路端光电压加以比较，可知 Si 的光电压比 Ge 大几倍，这个现象证实了 (5·11) 式，其主要原因是 Si 的 E_g 为 1.1 电子伏，比 Ge 的 0.72 电子伏大。这些光电特性对环境温度的依从关系，如图 5·20 所示， I_L 对温度的依从关系比 V_{oc} 小得多。



(a) Ge 结光电特性对温度的依从关系



(b) Si 结光电特性对温度的依从关系

图 5.20

图 5.21 表示 Ge 和 Si 光电池元件的光谱灵敏度与 Se 光电

池的比较。光电池的光谱灵敏度取决于半导体材料的禁带宽度 E_g , 对光电效应有效的入射光子的波长 λ 应该是

$$\lambda < hc/E_g \quad (5.17)$$

所以 E_g 越小的半导体, λ 就越向长波方面(红外光部分)

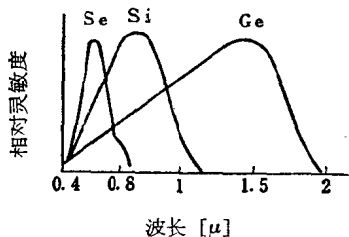


图 5.21 Ge、Si 和 Se 的波长灵敏度

伸展,对间断光的频率响应,两者都能到 100 千赫。

[3] 丹倍效应光电池^[10] 在 CdS 的单晶上安置冻胶状导电性物质的电极,使光只照射该晶体的二分之一,由于丹倍效应的作用,两个电极之间便产生电势差。这时受到光照的二分之一部分总是正值。开路电压最高为 200 毫伏,短路光电流为 3×10^{-8} 安培左右。光电动势与波长的关系,是当入射光的波长比吸收端的波长长时,不产生光电动势,而只在光的波长略等于吸收端的波长或较短时才产生光电动势。电动势对光强的依从关系是,在光强超过某种程度时,电动势与光强没有很大关系。

1.2.3 光电池的应用 应用光电池的方法大致可以分成如下两种:(1)光学上的应用,如利用光电池的光电流与照度成正比的性质测量照度,测量物体表面的反射率等;(2)工业上在特殊用途方面的应用,如利用随着光照的断续而进行工作的继电器的作用对一般物理量进行遥测以及自动控制等。这些用途,特别是第(2)项的用途不仅可以使使用光电池,也可以用光电导体(参阅本编第 1.1 节)和光敏三极管,而且后两者是最常使用的,所以这里就不谈光电池在这些用途中的例子了。至于光电池作为能源的应用,下面就加以说明。

1.3 太阳电池

1.3.1 太阳电池的基本工作原理 如图 5.22 (a) 所示,把负载电阻 R_L 连接于 pn 结的两端,然后用光照射 pn 结时,就会象本编第 1.2.2 节所说的那样,在负载上有电流 I 流过(为了方便起见,规定电流方向与图 5.12 的相反),可以把光能直接变为电能。这种器件就是太阳电池。

这时的伏安特性可以由式(5.7)即

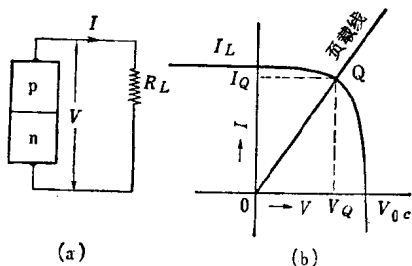


图 5.22 太阳电池工作原理说明图

$$I = I_L - I_0 \{ \exp(qV/kT) - 1 \} \quad (5.18)$$

求出。图 5.22 (b) 表示电压和电流的关系。给定负载 R_L 的负载线 OQ ，工作点 $Q(I = I_Q, V = V_Q)$ 必须选择得能使供给负载的功率 $I_Q \times V_Q$ 最大。求输出功率 P 为最大的条件 [用式(5.18)的关系] 是将下式对 I 微分，

$$P = IV = I \frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{I_L - I}{I_0} \right] \quad (5.19)$$

由 $dP/dI = 0$ 求出当时的电流 I_m ，则得出

$$I_m = \frac{I_0 + I_L}{1 + \frac{q}{kT} V_m} \cdot \frac{q}{kT} V_m \quad (5.20)$$

式中 V_m 是使 P 最大时的电压，从而最大输出 P_m 为

$$P_m = I_m V_m = \frac{I_0 + I_L}{1 + \frac{q}{kT} V_m} \cdot \frac{q}{kT} V_m^2 \quad (5.21)$$

今设在单位时间内每一单位面积有 H_s 个光子照射 pn 结，并设光子的平均能量为 E_{av} [电子伏]，则输入能量 P_i 为

$$P_i = H_s E_{av} \quad (5.22)$$

这个器件的最大转换效率 η_m 为

$$\eta_m = P_m/P_i = (I_0 + I_L) \frac{\frac{q}{kT} V_m}{1 + \frac{q}{kT} V_m} \cdot \frac{V_m}{H_s E_{av}} \quad (5.23)$$

另一方面,在工作时光的照度高,一般是 $I_L \gg I_0$, 而且 $(q/kT)V_m \gg 1$, 因此利用式(5.12)可将式(5.23)近似为下式:

$$\eta_m \approx \frac{I_L V_m}{H_s E_{av}} = \frac{q g_0(E_g) L}{H_s E_{av}} V_m \quad (5.24)$$

式中 $g_0(E_g)$ 是禁带宽度为 E_g 的半导体的 pn 结吸收光子后

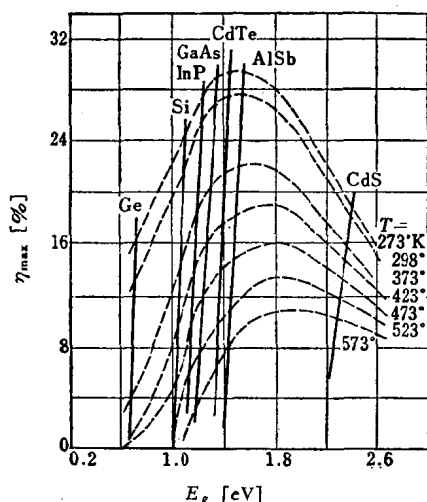


图 5.23 温度发生变化时 E_g 与 η_m 的关系

在单位时间内每单位体积产生的电子空穴对的数目。 V_m 与由式(5.11)求出的开路电压近似地成正比, 和 $g_0(E_g)$ 一样, 依禁带宽度 E_g 而变化, 所以 η_m 是 E_g 的函数。来自太阳的辐射光谱大体上为 5760°K 的黑体辐射光谱, 不过实际上入射光子中小于 E_g 的太阳辐射能已经白白消耗了, 因此 E_g 越增加, $g_0(E_g)$ 就越减少。但是如(5.11)式所示, E_g 越大, V_m 就越大, 结果理应存在着能使 η_m 的值最大的 E_g , 根据太阳光谱来计算, η_m 与 E_g 的关系如图 5.23 所示, 在 $E_g = 1.6$ 电子伏时 η_m 最大。图 5.23 是用工作温度作参数的, 工作温度升高时, η_m 减少, 同时给出了 η_m 的最适值的 E_g 的数值(室温)随着温度的上升而

增大。这是由于 E_g 通常因温度上升而减小,以致在工作温度上具有最适的 E_g 的原故。

1.3.2 太阳电池的构造和特性

[1] Si 太阳电池^[11] Si 太阳电池的构造如图 5.24 所示,用固体扩散法制成pn结,并把表面P型(n型)层制造得非常薄(2 微米左右)以使受到光照的光子大多数能到达结的附近。

图 5.25 表示 Si 太阳电池的光谱灵敏度与太阳的辐射能分布的对比,本图所示

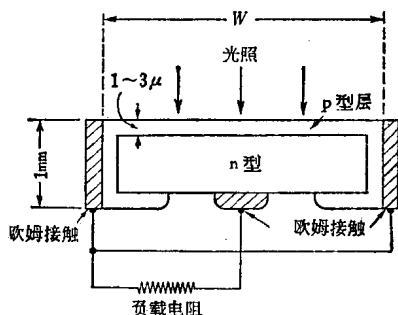
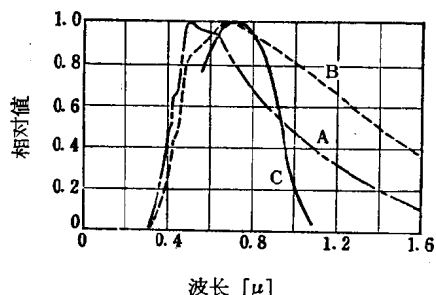


图 5.24 Si 太阳电池的构造图

的 Si 太阳光电电池是从相当于 $E_g = 1.1$ 电子伏的光,即波长



- A: 太阳的辐射能分布
- B: 太阳辐射的光子分布
- C: Si 太阳电池的光电流的光谱分布

图 5.25

1.2 微米的光处开始吸收光的,波长越短,这种吸收作用越强。但是波长越短,光被晶格吸收时的吸收系数越急剧增加,只在 Si 的表面层生成电子空穴对,它到达 pn 结的比率减少,因此在波长 0.7—0.8 微米附近具有灵敏度的极大值。

单个元件的开路电压约为 0.55 伏,短路光电流为 35—40

毫安/厘米², 转换效率平均为 8%, 最高可达 15% 左右。

最近 Si 太阳能电池开始被实际用作无人中继站等的电源, 典型的太阳能电池就是这种 Si 太阳能电池。

兹将 Si 太阳能电池的特性列于表 5·3, 供作参考。

表 5·3 Si 太阳能电池的特性

变换效率 [%]	形 状 [厘米]	有效面积 [厘米 ²]	最大输出特性		
			V [毫伏]	I [毫安]	P [毫瓦]
8	1×2	1.8	400	36.0	14.4
9	1×2	1.8	400	40.5	16.2
10	1×2	1.8	400	45.0	18.0
11	1×2	1.8	400	49.5	19.8
10	1×2	1.8	485	31.7	18.0
11	1×2	1.8	485	40.8	19.8
12	1×2	1.8	485	44.5	21.6
13	1×2	1.8	485	48.3	23.4
14	1×2	1.8	485	52.0	25.2
8	2×2	3.8	400	76.0	30.4
9	2×2	3.8	400	85.5	34.2
10	2×2	3.8	400	95.0	38.0

[2] **GaAs 太阳能电池**^[12] 如图 5·23 所示, Si 的 $E_g = 1.1$ 电子伏, 用作太阳能电池 E_g 过小。因此, 近年来人们开始研究 GaAs 等金属间化合物。GaAs 太阳能电池的构造与 Si 太阳能电池大致相同, 是用固体扩散法使 Zn 渗入 n 型 GaAs 晶体的表面下, 在表面下很浅的地方形成 pn 结。当太阳光线辐照在 GaAs 太阳能电池时, 其开路电压为 0.84 伏 (Si 太阳能电池的开路电压为 0.55 伏), 短路光电流为 13—15 毫安/厘米² (Si 太阳能电池的为 35—40 毫安/厘米²), 转换效率约为 7%, 比 Si 太阳能电池

略小。但是这个数值有可能通过制造技术的提高而增大。GaAs 太阳能电池能够工作到 250°C 左右 (Si 太阳能电池能工作到 150°C)。

[3] InP 太阳能电池^[13] InP 太阳能电池是将 In + Zn 合金放在 n 型 InP 底片上, 以 500°C 的温度进行 10 分钟左右的热处理, 使其形成 pn 结而制成的。这种电池在有效结面积为 0.1 厘米^2 时可以获得开路电压 0.68 伏, 而短路光电流为 1 毫安/厘米² 左右, 比 Si 太阳能电池和 GaAs 太阳能电池小一个数量级。转换效率在现阶段为 2% 左右。

[4] CdTe 太阳能电池^[13] 前面已经讲过, 从禁带宽度来说, CdTe 是接近理想的材料, 但它的缺点是电阻率太高。因此目前采用添加碘的方法来降低电阻。pn 结的形成方法同 GaAs 太阳能电池和 InP 太阳能电池等一样, 采用扩散法或合金法, 用元素周期表的 I 族和 IV 族的元素作 p 型杂质, 用 III 族和 VII 族的元素作 n 型杂质。

开路电压约为 0.6 伏, 比根据禁带宽度推测的数值小得多, 短路光电流也相当小, 据报导转换效率为 0.6%。

[5] CdS 太阳能电池^[13] 近几年来, 人们对于用 CdS 作制造太阳能电池的材料很重视。CdS 的禁带宽度为 2.4 电子伏, 在理论上只能利用太阳辐射能的 $1/5$ 左右, E_g 未免太大。但是有人报导: 实际测量 CdS 的光谱灵敏度时, 发现它的光谱灵敏度恰好相当于 E_g 为 1.0—1.5 电子伏左右的材料, 能吸收大部分太阳辐射能, 获得了 7.5% 的转换效率。

CdS 太阳能电池的制造工艺是, 先使 CdS 的晶体在气相中生长, 然后添加 In 制成 n 型, 将这 n 型 CdS 晶体切成 $1 \times 1 \times 0.1$ 厘米大小的方块, 然后在这小方块的一面上放上 Cu, 以 460°C 的温度进行 1 分钟热处理, 使 Cu 扩散而形成厚度 1—10 微米的 p 型层, 制成 pn 结。太阳光线是从 n 型方面照射

的,上述 Si 太阳电池和 GaAs 太阳电池等都是前壁型,而 CdS 太阳电池则是后壁型。CdS 太阳电池的最大优点是成本比 Si 太阳电池等低廉。

[6] 重选型太阳电池 如上所述, Si 太阳电池、GaAs 太阳电池和 InP 太阳电池等用 1 种半导体材料制造时,难以使其与太阳辐射的光谱完全符合,如上所述,在理论上最高只能获得 24% 左右的转换效率。

要使转换效率高于这个数值,有一种把几种半导体材料重选起来制造太阳电池的方法。这种方法是使 E_g 小的半导体如 Ge 吸收太阳辐射能的长波方面,使 CdTe 等 E_g 大的半导体吸收太阳辐射能的短波方面,以符合太阳辐射能的光谱灵敏度而提高变换效率。例如,把 0.94 电子伏、1.34 电子伏和 1.91 电子伏的 3 种材料重选起来,从理论上来说,可以获得 69% 的转换效率,如果把 10 种材料重选起来,就可以获得 86% 的转换效率。但是在实际上,现在还没有人报导过这种类型的太阳电池已经试制成功。

[7] 高电压光电动势光电池 上面讲过的 Si 太阳电池和 GaAs 太阳电池等都是采用单晶半导体材料,但是最近在制造这种太阳电池时,和制造 Se 光电池一样,采用真空蒸发等方法把 Si 等半导体沉积在适当的底板上来制造太阳电池。在研究这种太阳电池的过程中^[14],曾用真空蒸发法斜着把 CdTe 沉积在加热到 150—200°C 的派热克斯玻璃上,然后用光照射,结果发现每一厘米发生 100 伏的光电动势,后来有很多人除 CdTe 以外,又用 Ge、Si、ZnS 等进行试验,也观测到这种现象。现在已经知道:这种光电池的光电压的数值比单一的 pn 结大 2—3 个数量级,并且与膜的长度成正比,以同一角度沉积的地方,电势都相同。

这种类型的电池内阻很大而光电流很小,所以作为太阳

电池的能量转换效率只有 $10^{-4}\%$ 左右。

1.4 原子电池

太阳电池是一种把太阳的辐射能变为电能的器件, 根据同一原理, 把放射性原子的射线照射在 pn 结上使其变为电能, 这种器件就是原子电池。

原子电池的构造如图5·26所示, 用半导体元件围起放射线源(通常用 β 线), 再设置外部屏蔽。

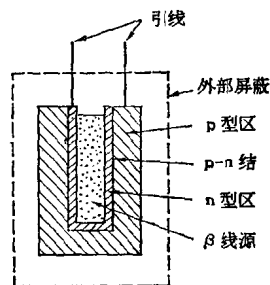


图 5·26 原子电池的示意图

表 5·4 是用由 50 毫居里的 $\text{Sr}^{90}\text{-Y}^{90}$ 获得的 β 线照射 Si pn 结的几个样品时获得的特性数值, 最大输出约为 1.6 微瓦。可见这种电池的效率较低, 不过太阳电池常受到天气的影响, 并且夜间不能工作, 而原子电池却有能够经常取出输出的优点。

表 5·4 Si 原子电池特性数值

样 品	$I_{\max}$ [安]	$V_{\max}$ [伏]	V_{mp} [伏]	R_{mp} [欧]	$P_{\max}$ [微瓦]
SAB 12	5×10^{-6}	0.354	0.285	6.6×10^4	1.23
SAB 85	7×10^{-6}	0.324	0.250	4.1×10^4	1.51
SAB 109	7.5×10^{-6}	0.312	0.240	3.58×10^4	1.58

[注] R_{mp} 和 V_{mp} 是能产生 $P_{\max}$ 的负载电阻值和当时的电压值。

1.5 电 发 光

电发光是加电压于荧光体上时在荧光体内产生的电场

的作用下激发光现象，它依物质的能级或物质内局部电场的状态而不同，所以不能一律地决定其发光机构，不过大体上可以分成下列两种。

[1] 本征电发光 将荧光体粉末埋置在电介质里，加交流电场时即可看到连续发光，加直流电场时只在加电场那一瞬间发光。在这种情况下，载流子只在荧光体内部运动。

[2] 载流子注入电发光 使电极直接接触荧光体粉末或单晶，载流子即从电极流入荧光体而发光。电场用直流或交流均可。

在这两种电发光中，目前从实用方面进行研究的是本征电发光，从理论方面进行研究的主要是载流子注入电发光。

1.5.1 电发光电池 为了观测或利用电发光现象，常

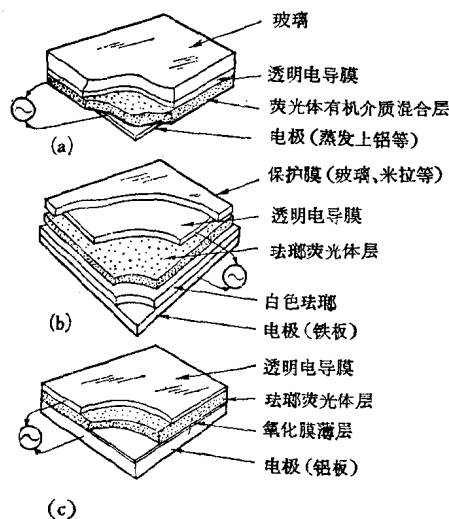


图 5.27 电发光电池的构造例

使用由荧光体薄层夹在电容器形平行电极之间而制成的器件。这种器件称为电发光电池或电发光板，电发光电池依其构造方法的不同分为以下三种：(1)埋置型，(2)粘合型，(3)真空蒸发型。

图5.27表示各种电发光电池的构造。下面将讨论各种电发光电池所用的材料。

[1] 荧光体 荧光体的种类很多，但作为电发光的荧光体目前常用 ZnS 、 $\text{Zn}(\text{S}:\text{Se}:\text{Te})$ 或 $(\text{Zn}, \text{Cd})\text{S}$ 的固溶体作基

[2] 胶粘剂(电介质)

剂中时, 加在荧光体粉末上的电场 E_1 和平均电场 E_0 ($E_0 = V/d$: V 是加在电发光电池上的电压, d 是电池的厚度) 的关系, 可以由下式求出:

$$E_1 = E_0 \frac{3\varepsilon_2}{2\varepsilon_2 + \varepsilon_1 - f_p(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)} \quad (5.25)$$

式中 f_v 是荧光体的体积与电池的体积之比。一般地讲, ε_2 的电容率越大, E_1 也就越大, 发光也就越强。而 f_v 越小越好, 在这点上涉及到光学问题, 较为复杂。表 5.5 表示主要的电发光用的合成树脂胶粘剂的特性。

【3】**电极** 为了能把发光取出于外部, 电发光电池的一个电极是常用透明电导玻璃 (NESA) 制成, 另一个电极则涂布电导性涂料, 或用反射良好的金属 (Ag、Al、Fe) 制成。

1.5.2 电发光的特性 提高外加电压 V 时,亮度 B 急剧增加,但电压的提高超过一定程度,亮度趋于饱和。现在已经有提出了许多表示这种关系的实验式或理论式,其中同实验最符合的是下式^[16]。

$$B = B_0 \exp(-C/V^{1/2}) \quad (5.26)$$

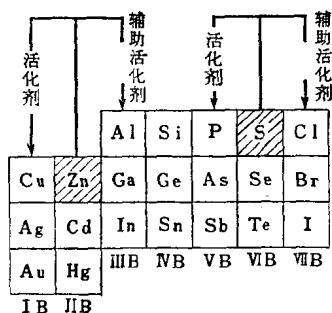


图 5.28 活化剂和辅助活化剂在元素周期表中的位置

表 5-5 电发光用的合成树脂胶粘剂的特性

合 成 树 脂		环氧树脂	三聚氰胺树脂	尿素树脂	异丁烯酸树脂
体积电阻率 [欧·厘米]		10^{16} — 10^{17}	10^{11} — 10^{14}	10^{12} — 10^{13}	$<10^4$
电场强度 [千伏/毫米]		15	10—14	10—12	14—16
电容率	60[周/秒]	3.89	6.2—7.6	7.0—9.5	3.5—4.5
	1000[周/秒]	3.67	6.0—7.5	7.0—7.5	3.0—3.5
电介质损耗角正切	60[周/秒]	0.0021	0.019—0.03	0.035—0.04	0.04—0.06
	1000[周/秒]	0.0047	0.013—0.03	0.025—0.035	0.03—0.05
透 明 性		半透明	透明、不透明	半透明、 不透明	90%以上

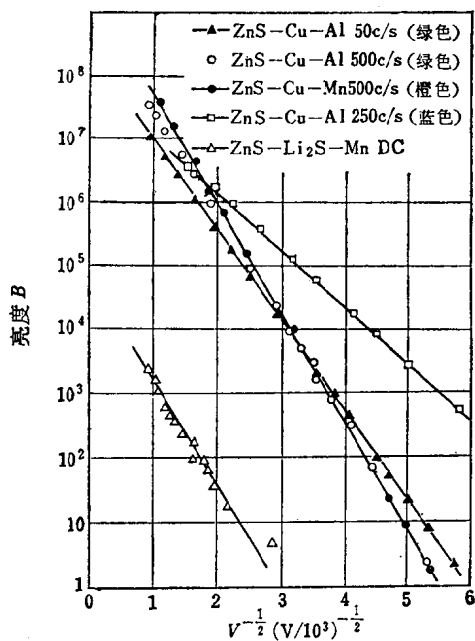


图 5-29 电发光的电压特性

式中 B_0 和 C 是常数(图 5·29)。

电发光电电池的发光是与其外加的交流电压相对应的, 是频率为电源频率两倍的连续发光, 其相位比电压略有超前(图 5·30)。

频率与亮度的关系是, 亮度随着电源频率的升高直线地增加, 但到高频时, 亮度

趋于饱和(图 5·31)。其次, 在同一荧光体中有两个或超过两个发光中心时(例如具有蓝色成分和绿色成分的荧光体), 由于发光频率特性各不相同, 因而随着频率的增加, 发光颜色由绿色变为蓝色(图 5·32)。

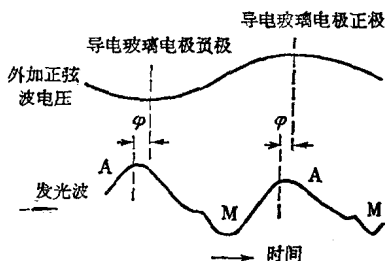


图 5·30 电压波与发光波的相位只相差 φ

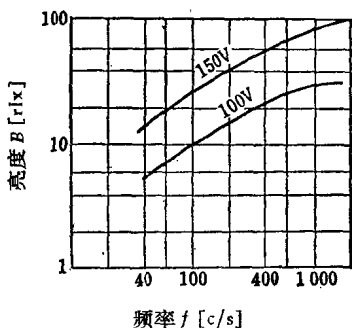


图 5·31 电发光的频率-亮度特性

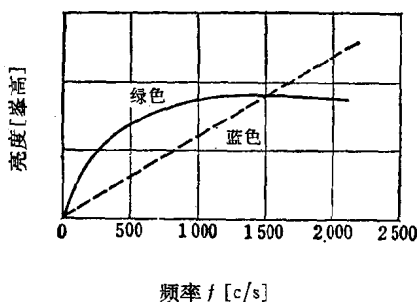


图 5·32 频率-亮度特性

亮度的经时变化在电发光电电池的实用上是个中心问题, 使用寿命经过改良后, 目前半衰时间已经达到 4 万小时左右。但是在一般情况下, 提高亮度时, 就难免缩短使用寿命。

1·5·3 电发光的应用^[17] 要用电发光电池作照明光源,

在性能方面还有不足之处。也就是说，用 50 周/秒的商用频率电源使电发光电池工作时，亮度约为 10 呎·朗伯，实用上需要是这个亮度的 5—10 倍。然而电发光电池的效率只有 100 瓦白炽灯的二分之一。目前适合于这种程度亮度的电发

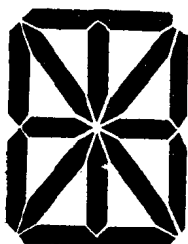


图 5·33 情报表示板

光电池的用途是用以表示亮度不太重要的钟表字盘、无线电收音机的度盘以及数字或符号的情报等，特别是当文字由分别照明的各个小部分组成时更为有利（图 5·33）。要用图形来表示时，用电发光电池作字模即可。人们有时希望以在任意时间都能立即取出的形式而把这些情报长时间存储起来，利用电发光现象

制成的存储装置即能满足人们这种要求。

光放大器是一种不改变入射象的大小而能使其变成更明亮的象的器件，是由光电导电池和电发光电池组合而成的，即由光电导性的 CdS 薄层和荧光体的薄层夹在两个透明的电导

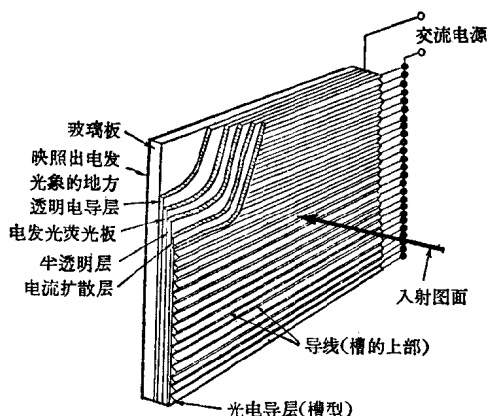


图 5·34 槽型光放大器的构造

性电极之间而制成的。为了取得高增益，必须准确地匹配两个电池的阻抗，因此，最好使用如图 5·34 所示的构造复杂的电发光电池。在光放大器的细微部分得到改进以后，现在又已经制出了增益超过 100 的光放大器。这种光放大器的主要的用途，是在 X 射线方面的应用。这种光放大器在同一强度的入射 X 射线的情况下，不但可以得到亮度为荧光屏的 100 倍以上的象，而且图象的黑白对比度良好。

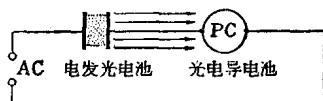


图 5·35 光电导电发光电池

如图 5·35 所示，把电发光电池和光电导电池对交流串联起来时，这两个电池便能等效地作为再生光放大器而工作。这种类型的电路可以用作开关或存储元件，如果使用许多个这种电池，就能设计出计算机的记忆装置、双稳态多谐振荡器和运算装置等。

第二章 半导体电阻元件

半导体的电阻值范围很广，介于导体和绝缘体的电阻值之间，而且可以利用外部条件改变其电阻值。因此用半导体可以制出各种利用周围条件来控制电阻值的电阻元件。本章准备对这些元件中用于电子电路的元件即单纯地作为固定电阻而工作的元件(电阻器)和电阻值随着温度、电场、机械应力等而改变的电阻器元件(热敏电阻、变阻器、压电电阻器)加以说明。

2.1 电 阻 器

2.1.1 种类 金属系统的固定电阻的优点是稳定而噪声小以及电阻的温度系数小，但成本高而又不容易获得高电阻，因而用于电子电路中的小形高电阻器，大都是用碳制成的。用碳制成的电路用的高电阻元件，从形态上可以分成薄膜电阻器和体电阻器(固体电阻器)两种。

[1] 碳膜电阻器 这种电阻器是在石英、瓷器等基体上形成碳膜作为电阻而制成的，根据制造方法可以分为下列三种。

(a) 析离碳型薄膜电阻器 将圆筒形的基体放在真空炉中加热，使碳氢化合物的蒸气接触基体而发生热分解，碳即游离析出于基体的表面而形成碳膜。碳膜变成石墨后具有 10^{-5} 欧·米左右的电阻率，碳膜厚度约为 1 微米，可以根据所需

要的电阻值调整碳膜的厚度。为了调整电阻值，常把碳膜切成螺旋形的槽，用涂装或玻璃密封等适当方法来保护薄膜而制成电阻器。

(b) 碳化型薄膜电阻器 在基体的表面涂以有机涂料，干燥后放在真空中或惰性气体中缓慢地加热，使涂料中的碳变成石墨薄膜。这种方法适于大量生产。

(c) 烧结型薄膜电阻器 这种电阻器是将胶态石墨直接涂在基体上，或者与树脂的溶液混合后涂在基体上，然后进行烧结而制成的。依烧结温度的不同可以分为高温烧结型和低温烧结型两种。低温烧结型可以用有机物作基体，因而用途很广，不过由于含有有机物，所以电学特性不太好。

[2] 碳质体电阻器 薄膜电阻器的体积大部分被基体占去，由于电子机器需要体积小，所以近来用碳制出了结构如图 5-36 所示的体电阻器。这种碳质体电阻器是碳粉里(电阻率为 5×10^{-2} —10 欧·米)混加胶合剂或填料而制成的，分两个系统：一个是在胶合剂等里面混加无机物而制成的陶瓷系统，另一个是在胶合剂等里面混加一部分有机物而制成的树脂系统。碳质体电阻器是一种小型的电阻器，适于大量生产，目前已经制出从几欧到几兆欧的电阻器。这种电阻器容易制得体积小而容量大而且对过负载也安全。

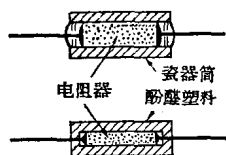


图 5-36 固体电阻器

2.1.2 特性 作为电子电路中的固定电阻元件要求：具有固定的电阻值，不受温度或频率的影响；以及噪声低等等。

[1] 薄膜电阻器 这种电阻器的电阻值从几欧到几兆欧，比金属薄膜能经受负载，电阻值的准确度很高，因而也可以用于测量仪器中。电阻的温度系数比金属电阻器大，析离型薄膜电阻器的温度系数是 $-(2-3) \times 10^{-4}$ 度 $^{-1}$ ，碳化型

和烧结型的温度系数都比析离型略大。为了改善特性，可以在碳中混加杂质。最近在碳氢化合物中加入硼化合物使之发生热分解，制出了硼碳薄膜电阻器。硼碳薄膜电阻器的温度系数不超过 $-0.5 \times 10^{-4} \text{度}^{-1}$ ，容易制出高阻值电阻，可以制成

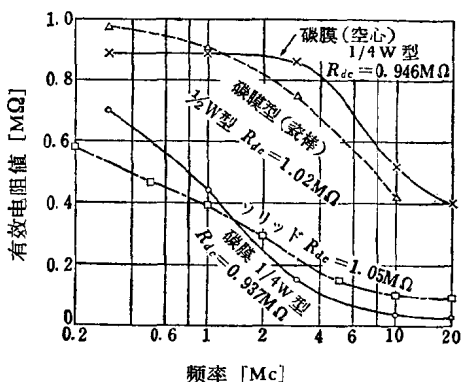


图 5-37 各种电阻器的频率特性

成优良的小型电阻器。小型电阻器的有效电阻随着频率的增加而减少，兹将各种电阻器的测量结果例示于图 5-37。有效电阻随着频率的增加而减少的原因是由于小型电阻器本身的杂散电容大，对于薄膜电阻器有槽间电容的影响，对于体电阻器有粒子之间电容的影响。

膜电阻器有槽间电容的影响，对于体电阻器有粒子之间电容的影响。

[2] 体电阻器 体电阻器的电阻值是随着温度而改变的，但改变的情况并不一样，如图 5-38 所示。尽管碳本身的温度系数是负值，但体电阻器的温度系数在高温下却变成正值，这是由于电阻器的膨胀等而产生的二次效应所致。一般来说，体电阻器的温度特性比薄膜电阻器稍差。频率特性因电阻种类不同而异，图 5-37 举出了一个例子。

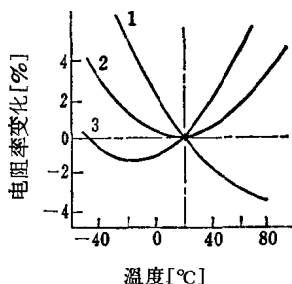


图 5-38 体电阻器的电阻值随着温度而发生的变化

一般地讲，半导体电阻的噪声比金属电阻略大，特别是体

电阻器, 由于其电导率取决于碳粒子之间的接触电阻, 所以发生的噪声更大。

2.2 热敏电阻^[18-20]

热敏电阻是利用半导体的电阻受温度的影响很大这个性质制成的器件。从很早以前, 人们就已经知道半导体的电阻温度系数是负的而且具有较大的数值, 不过要利用半导体作电路元件却有各种困难, 因此从 1930 年代才开始实际使用。半导体作为电子电路中有用的元件, 必须具备下列条件: (1) 电阻值强烈地随着温度而改变; (2) 特性可重复; (3) 能在广泛的范围内改变电阻的温度系数和散热常数等; (4) 稳定。

2.2.1 种类和制造方法 用于电子电路中的热敏电阻, 根据使用上的条件, 可以分成直热式、旁热式和延迟用热敏电阻三种。直热式热敏电阻是利用在电阻内流过的电流本身加热而改变电阻值, 并利用因此产生的电路的非线性电压-电流特性。旁热式热敏电阻则尽量减低自加热所产生的电阻变化, 而用缠在本体外侧的加热器的加热电流来改变电阻值从而控制电路。延迟用热敏电阻是利用电阻自加热来改变电阻值, 进而电流随着时间而改变的现象即瞬变现象制成的。热敏电阻从构造上可以分为圆珠形、圆柱形、圆盘形、垫圈式和薄片式五种, 其外形如图 5-39 所示。热敏电阻用 Fe、

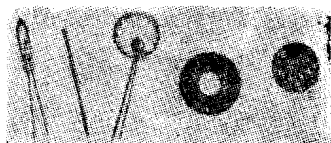


图 5-39 各种热敏电阻, 左起圆珠形、圆柱形、圆盘形、垫圈式和薄片式热敏电阻

Ni、Mn、Mo、Cu 以及其他各种金属氧化物作原料, 实际上常用其碳酸盐、硝酸盐和氯化物等, 将这些原料充分精制以后混合起来进行成形, 在高温下烧结即可制成。热敏电阻通常用

玻璃或涂料加以保护。此外，最近还用 $V_2O_5-P_2O_5-BaO$ 系玻璃中 V_2O_5 含量特别大的玻璃制成热敏电阻，还有人报导^[21]：在 $(Ba, Sr) TiO_3$ 中添加少量 La 的材料，其电阻的温度系数为正值而且较大，并且可以利用其组份的改变而制成具有各种特性的热敏电阻。

2.2.2 特性 根据半导体的一般理论，热敏电阻的温度与电阻的关系可以由下式给出：

$$R = R_0 \exp \left\{ B \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right\} \quad (5.27)$$

式中 R 和 R_0 分别为在温度 T 和 $T_0 [^\circ K]$ 下的电阻， B 为热敏电阻的常数，相当于活化能除以玻耳兹曼常数而得出的数值，表示热敏电阻对温度的依从关系。上式表示 $\ln R - 1/T$ 的关系成线性关系，但是在实际上下式更为正确。

$$R = AT^{-C} \exp \left(\frac{D}{T} \right) \quad (5.28)$$

式中 A 、 C 、 D 都是不同材料的常数， C 的数值接近于 0，在

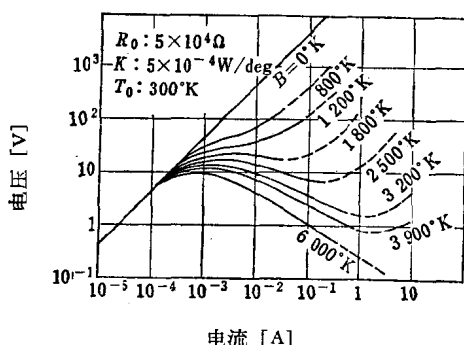


图 5.40 热敏电阻的静态特性曲线

C 为 0 时，上式与式 (5.27) 相一致。如果用 $(1/R) \cdot dR/dT$ 作为温度系数 α 的定义，则由式 (5.27) 可以得出下式：

$$\alpha = -B/T^2 \quad (5.29)$$

热敏电阻的伏安特性，如图 5.40 所示，其一部分具有负电阻，依 B 的大小不同而得出各种形状的曲线。设热敏电阻的散热系数为 K ，则

在稳定状态下,下式可以成立:

$$V \cdot I = K(T - T_0) \quad (5.30)$$

式中 T_0 表示环境温度。由式(5.30)和式(5.27)可知,如果给定 B 、 R_0 、 T_0 、 K , 就可以从理论上求出静态伏安特性。图 5.40 中的静态特性曲线就是用这个方法求出的。在实际电路中,热敏电阻大多与电阻串联,在这种情况下,总特性如图 5.41 所示,可以串入电阻进

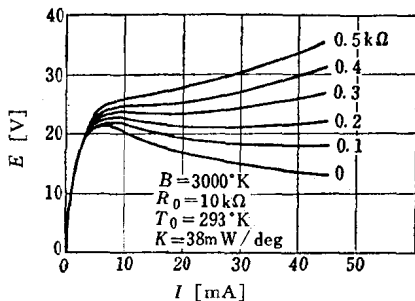


图 5.41 将串联电阻插入热敏电阻时的综合特性

行调整。热敏电阻温度因电流的断续而发生的经时变化是一种重要的工作特性。其中的冷却特性是:如果在环境温度 T_0 下有电流通过,当温度变成为 T_a 时电流停止,那么根据牛顿的冷却定律可以由下式求出在时间 t 的温度 T 。

$$T - T_0 = (T_a - T_0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.31)$$

式中 $\tau = H/K$ (H 是热敏电阻的热容量),称为热敏电阻的时间常数。至于加热特性,如果不采用近似计算的方法,就难以求出。使用热敏电阻时,除此以外还需要注意热敏电阻的劣化特性。要制成稳定的热敏电阻,除了注意原料和制造方法以外,还要在最高使用温度以上的温度下进行老化处理。图 5.42 是两个元件的典型劣化特性,从图中可以看出,在 105°C 下进行老化处理一个月后,电阻值在 5 年之内只改变 0.2%,把它换算为温度时相当于发生了 0.05°C 的变化。

2.2.3 应用^[19,20,22] 热敏电阻的应用范围很广,不仅在工业方面用作各种测量用的和控制用的元件,而且在医学、

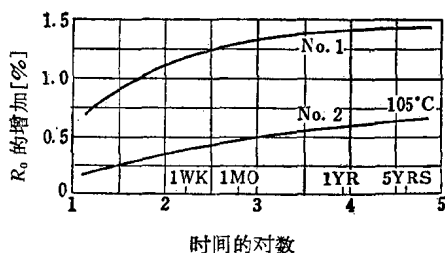


图 5.42 热敏电阻在高温下的恶化特性

气象等方面也被广泛利用。下面将介绍热敏电阻的典型应用例。

[1] 温度的测量和控制 热敏电阻温度计由于温度系数比热电偶和金属电阻温度计大，所以具有可以制成灵敏度高的温度计和不需要零接点等优点，但另一方面具有特性

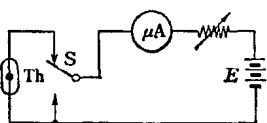


图 5.43 试验器型热敏电阻温度计

易于改变的缺点。最简便的测温型式是试验器型热敏电阻温度计，采用图 5.43 所示的电路测量温度。这种温度计在低温和高温时灵敏度有所降低，但是精

度也有 0.5°C 左右。要更精密地测量温度时，常使用电桥型热敏电阻温度计，这种温度计是把热敏电阻连接在电桥的一个臂上，利用电阻随着温度的变化而产生的不平衡电流来测量温度。这种型式的温度计利用灵敏度为 2×10^{-10} 安培的电流计时可以测量 0.0005°C 的温度变化。温度的控制，其方法也和温度的测量一样，图 5.44 表示装有电桥的温度调节电路。此外，采用如图 5.45 所示的接线方法时，不需要继电器等

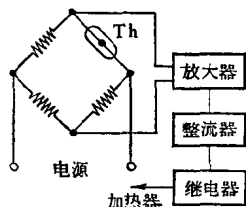


图 5.44 热敏电阻温度调节器

可动机构即能保持恒定的温度。

[2] 其他物理量的测量 在各种物理量中,有的可以通过温度的测量间接地进行测量,热敏电阻可以用来测量这种

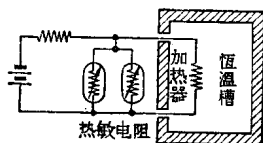


图 5-45 热敏电阻恒温槽

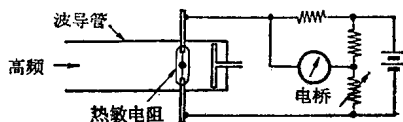


图 5-46 热敏电阻瓦特计

物理量。也就是说,用热敏电阻可以制成湿度计、气压计和风速计等。此外,以图 5-46 所示装置的形式,又可以用于微波功率计上。它的精度比以往金属热电偶高一个数量级。

[3] 温度的补偿

温度补偿是利用金属的电阻温度系数是正值而热敏电阻的电阻温度系数是负值这点来进行的。温度补偿有各种方法,在图 5-47 的电路中,如果使并联电阻的数值变为串联电阻的约 $1/2$,并使各电阻的温度特性

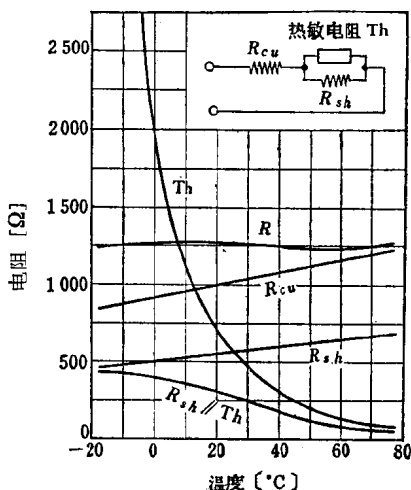


图 5-47 利用热敏电阻的电阻补偿

如图所示,则电阻的变动在 -20°C — $+80^{\circ}\text{C}$ 的范围内不超过 $\pm 2\%$ 。此外,也可以使线圈的电感在某一定温度范围内保持稳定。

[4] 其他方面的应用 热敏电阻还可用于定时或延迟装置、放大器的自动增益调整、稳压装置、利用负电阻的放大器

以及利用热延迟的超低频振荡器等方面。

2.3 变阻器^[22]

伏安特性是非线性的电阻元件，总称为变阻器。具有非线性伏安特性的元件，有晶体二极管、各种整流器、热敏电阻以及烧结 SiC 制成的元件等，但热敏电阻的伏安特性之所以显示非线性，是由通过电流引起的温度上升所致。通常称为变阻器的就是晶体二极管、整流器和 SiC 元件，它们的伏安特性的非线性，不是由于热效应而产生的。这些变阻器中的晶体二极管和整流器已经在第四编中叙述过了，因此这里主要介绍 SiC 元件。

2.3.1 种类和特性 变阻器按伏安特性对电压的正负是否具有对称性而分为如下两种。

[1] 非对称变阻器 晶体二极管和各种金属整流器都属于非对称变阻器，其静态特性可以用下式表示：

$$I = I_s \{ \exp(qV/kT) - 1 \} \quad (5.32)$$

[2] 对称变阻器 制造对称变阻器有两种方法。第一种

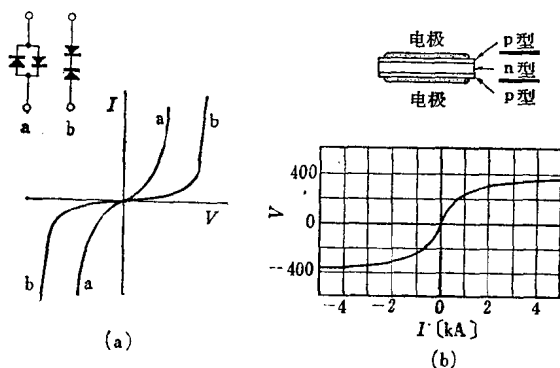


图 5.48 由整流器组合成的变阻器(图 a)和 Si pnp 电阻器(图 b)

方法是把两个非对称变阻器并联或串联起来。如果是并联,则呈现由正向特性合成的特性;如果是串联,则呈现由反向特性合成的特性。前者常用作低电压用的元件,后者常用作高电压用的元件。小功率用的变阻器常使用 Se 或 Cu_2O 整流器、Ge 或 Si 晶体二极管,大功率用的变阻器则使用在 Si 板的两侧使之产生 pn 结而制成的变阻器(图 5·48)。制造对称变阻器的第二种方法是变阻器本身由具有对称性和非线性特性的材料制成,这样的材料到目前为止还只知道有 $\text{SiC}^{[23]}$ 。 SiC 变阻器是在 SiC 粉里加入成形材料、碳和金属氧化物成形后烧结,装上金属电极而制成的(图 5·49)。这种变阻器的伏安特性可以用下式表示:

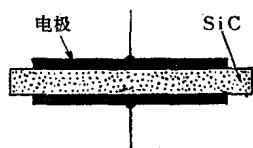


图 5·49 SiC 变阻器的构造

$$I = KV^n \quad (5\cdot33)$$

式中 K 在 SiC 的种类给定时依元件的形状、粒子、压力而定,可以用下式表示:

$$K = kAP^{n/m}d^{n-2}/t^n \quad (5\cdot34)$$

式中 k 是依 SiC 的种类而定的常数, A 是电极面积, P 是压力, d 是粒子的直径, t 是元件的厚度, m 和 n 的数值实例如表 5·6 所示。式(5·33)中的 n 较大,表示非线性很显著,变阻

表 5·6 变阻器的种类和常数

SiC 的种类	m	n
1	3.6	5.6
2	3.6	5.6
3	4.0	5.6
4	3.6	6.8
5	3.6	6.8

器要求 n 越大越好, 图 5.50 表示直径 6 吋、厚度 3/4 吋的圆

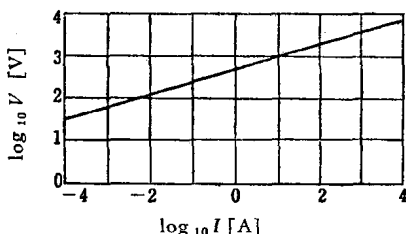


图 5.50 变阻器的伏安特性

盘形 SiC 变阻器的典型伏安特性。出现这种非线性的机构目前尚未充分研究清楚, 可能是由于受到粒子交界面上电阻的影响^[24]。在电路中使用对称变阻器时, 可用式 (5.34) 求出电压、

电流以及消耗功率等的数值, 但是在大多情况下不是能那么简易求出的。不论是硅变阻器或 SiC 变阻器, 由于电极或粒子的关系都具有固有电容 C , 因此交流运用时其伏安特性可以用下式求出:

$$I = V(KV^{n-1} + j2\pi fc) \quad (5.35)$$

在频率不太高时 C 可以忽略不计, 但由于变阻器是非线性元件, 所以加正弦波时就会产生高次谐波, 这点需要注意。

2.3.2 应用 非对称变阻器可用作整流器以及用于其他用途, 关于非对称变阻器的用途请参阅第十三编。这里只介绍几个对称变阻器的应用实例。

[1] 浪涌的吸收 从很早以前, 变阻器就被用作电力传输线的避雷器。它是在传输线的两端把变阻器装在传输线与大地之间来吸收异常电压的, 目前已经制出能经受 100 千安脉冲电压的大功率变阻器。在电子电路中, 变阻器也开始被用于同样目的, 但由于电子电路中的浪涌电压在几伏以内, 所以常使用 SiC 薄板或并联的 Cu_2O 整流器。在电话电路中常把变阻器与受话器并联, 用以吸收通话中的喀呖声。此

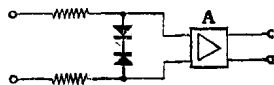


图 5.51 放大器的保护电路

外,利用 pn 结的齐纳现象也能起同样作用,例如用图 5·51 所示的接线方法也可以保护放大器。

[2] 接点的保护 在断开具有电感的电路中的电流时,如果按照图 5·52 那样在电感的两端插入变阻器,则断开时的异常电流就可流过变阻器而接点受到保护。使用非对称变阻器时,应采取与电感的工作电压相反的方向。

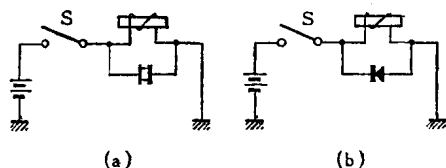


图 5-52 利用对称变阻器(图 a)和非对称变阻器(图 b)来保护开关

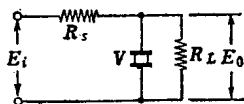


图 5-53 稳压电路

[3] 稳压装置 在图 5·53 的电路中,即使输入电压 E_i 发生变化,但由于变阻器具有非线性特性,从 R_L 中流过的电流变动很小,所以可以使输出电压 E_o 的电压变化率小于输入电压 E_i 的电压变化率。

[4] 其他用途 如果把变阻器与电阻串联,就可以扩大电阻两端的电压中的输入电压的变动。如果把变阻器与电流计并联,就能保护电流计免受大电流的损坏。此外,利用变阻器的非线性,可以扩大或缩小电流计或电压计的刻度,也可以用其曲线特性作为高次函数进行模拟运算。还可以利用交流所产生的高次谐波进行频率的倍增。

2.4 压电电阻器^[25]

压电效应是机械现象和电气现象的相互作用,有两种:一种是加应力(或应变)时产生电极化(或相反加电场而产生应

变)的压电效应;另一种是电阻值因应力而变的压阻效应。某些半导体后一种效应的现象显著,目前半导体的这种新用途正在开辟中。

2.4.1 种类和特性 过去已经知道压电电阻体有Bi、Sb以及用于应变计中的白金等,但后来发现在灵敏度等特性方面半导体比这些物质优良。半导体的压阻效应,可以用所谓多谷模型来说明。晶体在应力的作用下晶格间隔发生变化,禁带的宽度改变,同时晶格和载流子的相互作用也改变,以致影响到载流子的迁移率,因而电阻值改变。如果半导体是本征半导体,则载流子浓度 n 和 p 可以由下式求出:

$$n = p = (N_c N_v)^{1/2} \exp(-E_g/2kT) \quad (5.36)$$

式中 N_c 和 N_v 分别是导带的能级密度和满带的能级密度, E_g 是禁带宽度, k 是玻耳兹曼常数。如果不计迁移率的变化,则电导率 σ 随压力 P 的变化为

$$\frac{d(\ln \sigma)}{dP} = \frac{d(\ln n)}{dP} = \left(-\frac{1}{2kT} \right) \frac{dE_g}{dP} \quad (5.37)$$

一般半导体的导带大多数是由s带和P带组成的,加压力于半导体时,它的 E_g 就加宽,所以由式(5.37)可以看出,这种半导体一受到压力,它的电阻值就增加。

表 5.7 E_g 对压力的依从关系 dE_g/dP

	电子伏/公斤·米 ⁻²	测 量 法
Te	-16×10^{-10}	电 导
Ge (111)	5×10^{-10}	电 导
Ge (100)	-1×10^{-10}	光 学
Si	-2×10^{-10}	电导,光学
InSb	15×10^{-10}	电 导
TiO ₂	1.12×10^{-10}	光 学

加应力时电阻的变化 ΔR 一般可由下式求出:

$$\Delta R = (1 + 2\sigma + M)R_x \quad (5.38)$$

式中 R 是在与应力同一方向测量的, σ 是泊松比, x 是机械应变, M 是没有量纲的弹性电阻率。在表 5.8 中, M 为负值的半导体表示电阻因压力而减少。白金的 $\Delta R/R \cdot x$ 为 1—2, M 为 0, 可知远远小于 Ge 的 $\Delta R/R \cdot x$ 和 M 。此外, $\Delta R/R \cdot x$ 依从于温度, 在低温时较大。

表 5.8 各种半导体的弹性电阻率

物 质	型	电 阻 率 [欧·米]	电阻率测量温度 [°K]	M (300°K)	晶体方向
Si	p	7.8×10^{-2}	300	175	[111]
Si	n	11.7×10^{-2}	300	-133	[100]
Ge	p	15.0×10^{-2}	300	102	[111]
Ge	n	16.6×10^{-2}	300	-157	[111]
InSb	p	0.54×10^{-2}	77	-45	[100]
InSb	p	0.010×10^{-2}	77	30	[111]
InSb	n	0.013×10^{-2}	77	-74.5	[100]
TiO ₂		0.25×10^{-2}	300	15	[100]
TiO ₂		50×10^{-2}	300	28	[001]

2.4.2 应用

[1] 半导体话筒 半导体话筒也叫晶体话筒, 通常用酒石酸钾钠制成, 但可以用半导体的压电电阻代替。图 5.54 是

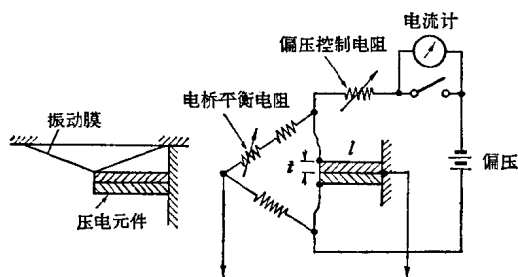


图 5.54 半导体话筒说明图

半导体话筒的结构图,利用 n 型 Si 单晶作电阻。为了提高灵敏度,把两块 Si 单晶重迭成双金属形组成电桥,利用加在电阻元件自由端的应力来打破平衡,以得到输出。

[2] 转矩计 转矩计是把扭力即转矩变换为电量的装置,

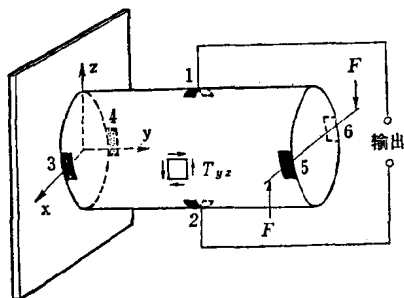


图 5.55 转矩计原理图

其原理如图 5.55 所示。在同图中,使偏压电流从 3 流向 5 或从 6 流向 4。在转矩对自由端不发生作用时,电极 1 与电极 2 之间的电势相等,而当转矩对自由端发生作用时,由于压阻效应的作用,这种等

电势状态改变,因而便在输出端子上感生电压。

[3] 其他用途 目前利用压电电阻已经试制出流体压力计、延度计和张力计等,但压电效应的应用不仅限于工程应力方面,在研究半导体的能带结构方面也是一种重要的研究方法。

第三章 磁电效应元件

3.1 霍耳器件

3.1.1 工作机构 在放置于磁场中的导体里,设沿着 x 轴方向通过电流,并设磁场的方向为 z 轴方向,那么将在与 x 轴方向和 z 轴方向成直角的 y 轴方向产生电动势。这种现象是称为霍耳效应。现设如图 5.56 所示,沿着 x 轴方向通过电流 I ,并加 z 轴方向的磁场,那么载流子在洛伦兹力的作用下便会在 y 轴方向受到 $-qvB$ 的力的作用。式中 q 是载流子的电荷, v 是载流子的速度, B 是磁通量密度。这样一来,载流子将聚集于图中半导体的 A 一边,而产生空间电荷。这时便会在 y 轴方向产生能抵消这个电荷的电场 E_y ,它与上述的力形成平衡。

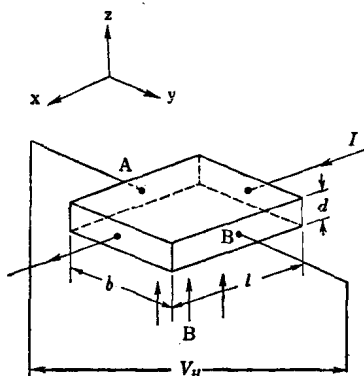


图 5.56 霍耳效应

由于这个电场 E_y 所产生的力为 qE_y , 因而电场 E_y 为

$$E_y = -vB$$

电流密度 J 为 $J = nqv$, 因而 $v = J/nq$,

所以

$$E_y = -\frac{JB}{nq} \quad (5.39)$$

设 $R = 1/nq$, 则

$$E_y = RJB \quad (5.40)$$

这个 R 叫做霍耳常数(这是就 n 型半导体的情形计算的, 如果是 p 型半导体, 则 $R = -1/nq$. 一般可以表为 $R = \pm 1/nq$).

如图 5.56 所示, 设在导体里通以电流 I [安培], 并设导体的厚度为 d [米], 则加磁通量密度 B [韦伯/米²] 时, 霍耳电动势 V_H [伏] 为

$$V_H = R \frac{IB}{d} \quad (5.41)$$

[设导体的宽度为 b (米), 长度为 l (米), 则 $V_H = bE_y$, 而 $J = I/b \times d$, 将其代入式(5.40)即可求得上式]. 式中 R 的单位是米³/库仑.

在这里, 霍耳电场 E_y 与初级电场 E_x 之比为

$$\frac{E_y}{E_x} = R \sigma B = \mu_H B \quad (5.42)$$

式中 $E_x = J/\sigma$, σ 表示电导率. 式(5.42)中的 μ_H 叫做霍耳迁移率, 其单位是米²/伏·秒.

关于上述计算中所使用的载流子的速度, 对金属或简并化的半导体来说, 实用上可以认为对所有的载流子都是相同的, 但对于未简并的半导体, v 因载流子的动能不同而遵循玻耳兹曼分布. 因此, 仅对于具有平均能量的载流子, E_x 才与洛伦兹力平衡. 所以, 根据 v 值的分布和 $v = \mu_d E_x$ 求出的 μ_d (漂移迁移率) 与 μ_H 就不同了. 在这种情况下, R 可用下式表示:

$$R = \pm \frac{\mu_H}{\mu_d} \cdot \frac{1}{nq} = \pm \frac{r}{nq} \quad (5.43)$$

若设载流子的寿命为 τ , 则 τ 可以表为 $\tau = \lambda \cdot e^\beta$. 式中 λ 是常数, e 是载流子的动能, 而 r 就成为 β 的函数.

表 5.9

	β	r
利用点阵散射或经典统计力学计算时	$-\frac{1}{2}$	$\frac{3\pi}{8}$
利用电离的杂质散射计算时 ^[19]	$\frac{3}{2}$	$\frac{315}{512} \pi$
利用极化散射计算时	$\approx \frac{1}{2}$	$\approx \frac{45}{108} \pi$

$$\frac{\mu_H}{\mu_d} = r = \frac{3\sqrt{\pi} \Gamma\left(2\beta + \frac{5}{2}\right)}{4\Gamma^2\left(\beta + \frac{5}{2}\right)} \quad (5.44)^{[28]}$$

各种情况下 r 的数值如表 5.9 所示。

但是,不论 β 的数值如何, 如果 $R \cdot \sigma \cdot B \gg 1$, 则 $r \rightarrow 1$ ^[30]。

其次, 在载流子有两种(电子和空穴)时, R 可以表示如下:

$$\begin{aligned} R &= \frac{3\pi}{8q} \cdot \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2} \\ &= \frac{3\pi}{8q} \cdot \frac{p - nb^2}{(p + nb)^2} \end{aligned} \quad (5.45)$$

式中 $b = \mu_n/\mu_p$ 是迁移率比, n 和 p 分别是电子和空穴的浓度, μ_n 和 μ_p 分别是电子和空穴的迁移率。

再次, 在某种形状的霍尔器件的输出端子上发生的电动势 V_H 还要受到元件形状的影响。在图 5.56 所示的元件上, 实际的电动势为^[31]

$$V_H = R \frac{IB}{d} f(l/b) \quad (5.46)$$

式中 $f(l/b)$ 是依形状而定的关系, 可以表为

$$f(l/b) = \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(2k+1)^2} \times \tanh\left(\frac{2k+1}{2} \cdot \frac{l}{b} \pi\right) \quad (5.47)$$

l/b 与 $f(l/b)$ 的关系如图 5.57 所示, $f(l/b)$ 随 l/b 而变的数值, 如表 5.10 所列.

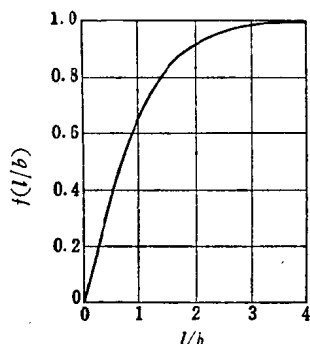


图 5.57 $f(l/b)$ 与 l/b 的关系

表 5.10

l/b	$f(l/b)$
0.5	0.370
1.0	0.675
1.5	0.841
2.0	0.923
2.5	0.967
3.0	0.984
4.0	0.996

由表 5.10 和图 5.57 可以看出, 如果 $l/b \geq 4$, 就能消除因形状而产生的短路效应.

3.1.2 种类和特性 从各种用途来考虑, 用于制造霍耳器件的材料必须具有较大的 μ , 而且 R 越大越好. 目前用于制造霍耳器件的材料有 Ge, Si, InSb 和 InAs 等, 其中, Ge 能适当地调整材料的特性, 在利用上较为有利, InSb 和 InAs 的 μ 非常大, 从这点上说大有发展的前途. InSb 和 InAs 都是所谓金属间化合物, 在金属间化合物中有适合于制造霍耳器件和用于其他特殊用途的材料. 下面将讨论各种材料的特性和霍耳效应.

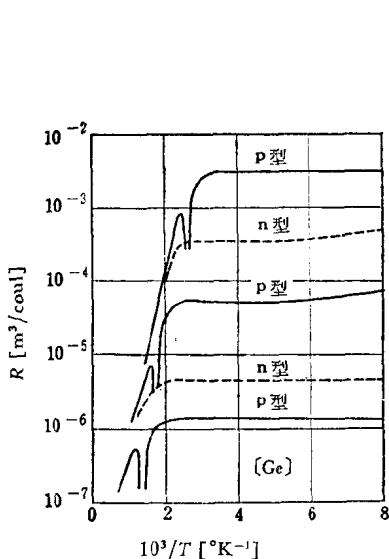


图 5.58 Ge 的霍尔常数的温度特性

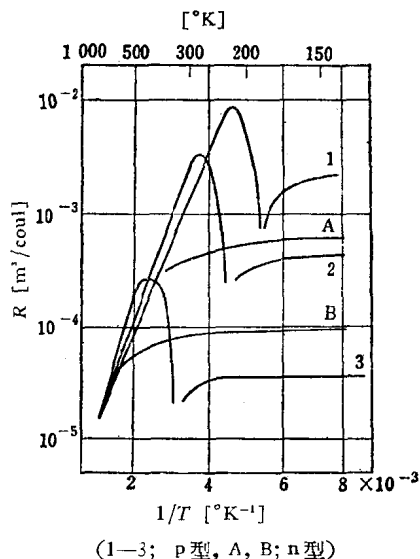


图 5.59 InSb 的霍尔常数的温度特性

[1] 温度特性 利用霍尔器件进行各种测量时，首先值得考虑的问题就是温度特性。材料中的杂质含量、禁带宽度等对于温度特性具有重要的意义，根据霍尔常数 R 与载流子浓度成反比这点来看，Si ($E_g = 1.12$ 电子伏) 和 Ge ($E_g = 0.72$ 电子伏) 等一直到高温都显示稳定的特性，而 InSb ($E_g = 0.17$ 电子伏) 的特性即使在室温附近随温度的变化也较大。InAs ($E_g = 0.37$ 电子伏) 不仅迁移率较大 ($\mu_n = 3$ 米²/伏·秒) 而且温度特性在室温附近也很良好。

图 5.58 是就 P 型材料和 n 型材料所测量的 Ge 的霍尔常数的温度特性，图 5.59 是就 InSb 进行同样测量的结果，图 5.60 是就 InAs 进行测量的结果。

图 5.61 是常用以制造霍尔器件的 InSb 和 InAs 从室温到 200°C 之间的温度特性的比较。图中的 ρ 表示电阻率。除上

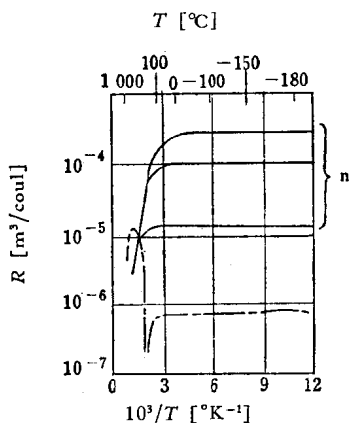


图 5-60 InAs 的霍尔常数的温度特性

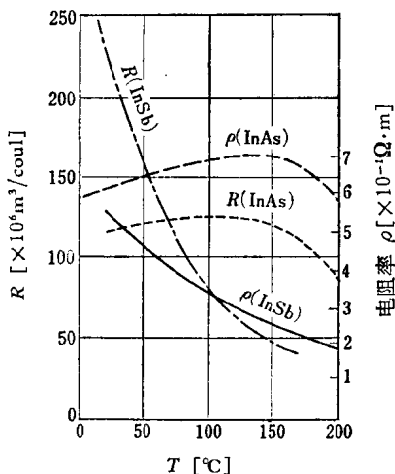


图 5-61 InSb 和 InAs 在常温到 200°C 之间的 $R\rho$

述几种材料以外, 还有 GaSb, 它的性质与 Ge 大致相似, 如 $E_g = 0.69$ 电子伏, $\mu_n = 0.4$ 米²/伏·秒等, 而电阻率却比 Ge 小得多, 为 6×10^{-4} 欧·米, 反而便于使用, 不过经过精制后所获得的载流子浓度不超过 10^{23} 米⁻³。

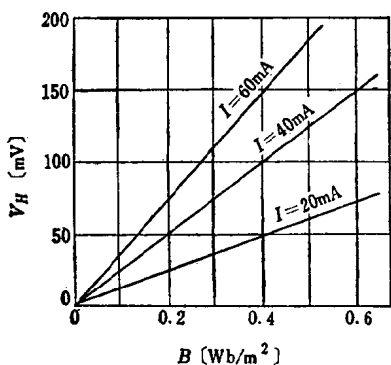


图 5-62 $B-V_H$ 特性

[2] 磁特性 如上所述, 设 R 稳定不变, 则 V_H 正比于磁场。设 B 不超过 1 韦伯/米², 则 R 可以看做大致稳定不变, 所以, V_H 对 B 也显示线性, 如图 5-62 所示。

如果把元件的消耗功率控制在温度上升的界限内, 则 V_H 正比于控制电

流 I , 所以设以 B 为参数, 则显示如图 5·63 所示的特性。

[3] 其他特性 霍耳效应现象的建立所需要的时间大约在 10^{-12} — 10^{-14} 秒之间, 因而霍耳器件作交流应用时, 理应在 10^{12} — 10^{14} 周/秒的范围内显示均匀的特性, 但由于材料在交变磁场中产生涡流等的影响, 实际上同理论并不一致。

制造霍耳器件时, 要求没有磁场时的霍耳端电压为 0 , 但实际上其端子电压并不等于 0 , 所以装好电极的霍耳器件, 必须按照图 5·64 所示的方法, 进行零点校正。

表 5·11 表示用 InAs 制造的实际霍耳发电器的特性。目

表 5·11

霍 耳 发 电 器 的 名 称	FA-22	FA-23
器 件 的 材 料	InAs	InAs
额定霍耳电流(在空气中) I_m [毫安]	150	150
额定控制磁场 B_m [韦伯/米 ²]	1	1
开路霍耳电压(在额定条件下) V_{Hm} [毫伏]	106	240
最佳线性负载电阻 R_{lin} [欧]	4	7
对磁场的非线性误差 ε [%]	1%以下	1%以下
霍耳发电机常数(开路) [毫伏·米 ² /毫安·韦伯]	0.85	0.96
在霍耳端子上联接最佳电阻时的灵敏度 [毫伏·米 ² /毫安·韦伯]	0.55	0.72
内阻(电流电极间) R_I [欧]	1.9	1.3
内阻(电压电极间) R_V [欧]	1.1	1.2
电阻性零成分 r_0 [欧]	0.002 以下	0.0025 以下
电感性零成分 A_0 [米 ⁴]	5×10^{-6} 以下	4×10^{-6} 以下
霍耳电压的温度系数 α [%/°C]	-0.07	-0.07
内阻的温度系数 β [%/°C]	+0.16	+0.16
热阻 R_Q [°C/瓦]	50	35

前还利用 Ge 元件进行各种测量^[32], 它在这些情况下的特性如表 5·12 所示。

在间隙窄小的场所进行测量时以及要求微型或任意形状的元素等时, 以使用真空蒸发法制成的薄膜元件^[33]最为适宜。

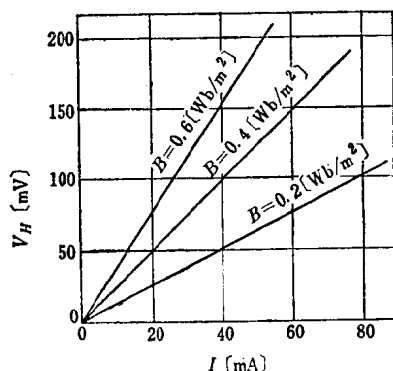


图 5·63 $I-V_H$ 特性

表 5·12

霍耳器件的种类	(Ge)A	(Ge)B	(Ge)C
电阻率 ρ [欧·米] 在 20℃ 下	3.5×10^{-1}	1×10^{-2}	0.3×10^{-2}
内阻(电流端子) R_I [欧]	590	190	48.3
内阻(电压端子) R_V [欧]	690	230	57.2
霍耳器件常数 K_{HO} [伏·米 ² /10 ⁻¹ ·韦伯·安培]	5.36	1.67	0.34
霍耳常数 R [米 ³ /库仑]	11×10^{-3}	3.3×10^{-3}	0.68×10^{-3}
内阻的温度系数 β [°C] 在 0℃ 下	5×10^{-3}	5.5×10^{-3}	5.5×10^{-3}
霍耳电压的温度系数 α [°C] 在 0℃ 下	0	1.2×10^{-4}	1.3×10^{-4}
平坦霍耳电压的上限温度 t_s [°C]	30	60	100
杂质浓度 N_d [米 ⁻³]	5.7×10^{20}	1.9×10^{21}	9.2×10^{21}

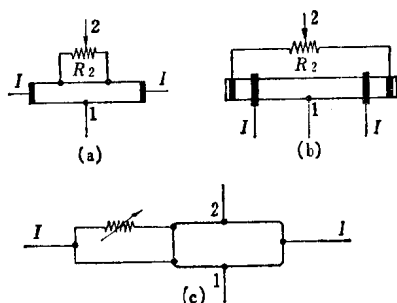


图 5-64 霍尔器件的零点校正法

3.1.3 应用实例

[1] 磁场的测量 前节已经讲过, 假设元件中流过的电流固定不变, 则霍尔电动势 V_H 正比于 B , 所以可以应用它测量磁场。使用半导体时, 其灵敏度比过去用 Bi 制成的霍尔元件高得多, 使用 Ge 制的霍尔元件时, 可以测到 $2\pi \times 10^{-12}$ 安匝/米, 使用由 InSb 里加高导磁率材料制成的霍尔元件时可以测到 $4\pi \times 10^{-8}$ 安匝/米。这种霍尔器件的体积小, 在非常狭窄的场所也能够进行测量。

[2] 电流的测量 利用霍尔器件很容易测量因电流而产生的磁场, 所以能够间接测量电流。用霍尔元件测量电流时有下列特点: (1) 精度较高; (2) 不必接触被测量物; (3) 没有其他磁场、返回电流以及其他磁性干扰; (4) 示度与电流成正比。

图 5-65 是实际测量电流的电路, 电路中使用两个器件,

每个元件都通有 50 周/秒的交流。这种方法也能用于交流。电流小时可以用磁场聚焦器。

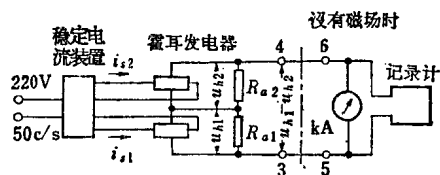


图 5-65 电流测量电路

[3] 功率的测量 设电场强度为 E [伏/米], 磁场为 H [安匝/米], 则电磁场中功率的瞬时值 P 为

$$P = EH \text{ [瓦/米}^2\text{]} \quad (5.48)$$

把霍耳器件放在电磁场中使其在电场 E 的作用下产生控制电流时, 则其产生的霍耳电动势与电场 E 成正比。用这种方法可以测量电缆、波导管和传输线等的功率。

[4] 乘法器 模拟计算机等需要有能把两个电量之积准

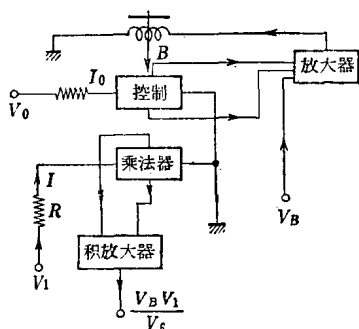


图 5.66 霍耳效应乘法器

确地变换为其他电量的元件。因为霍耳器件的输出正比于一次电流和励磁电流之积, 所以可以用作乘法器。用霍耳器件作乘法器时, 其特点是体积小、坚固、结构和制造工艺都很简单、响应频率宽广以及特性的直线性良好等。制造霍耳器件的材料, 在以

功率变换率为目的时最好使用 μ 大的 InSb 或 InAs, 在以电压灵敏度为目的时最好使用 R 大的 Ge 或 Si。图 5.66 表示乘法器电路之一例。

[5] 放大器 如果由直流电源供给元件一次电流, 并用小功率高效率地对电磁铁励磁, 就能使元件起放大器的作用。

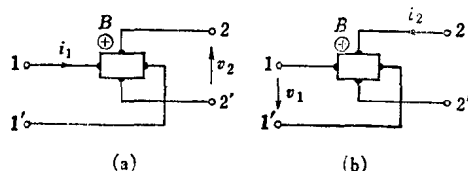


图 5.67 霍耳效应迴转器

在这种情形下, 必须尽量增大一次电流, 并使霍耳输出大于励磁功率。

[6] 迴转器

现在我们就霍耳器

件来设想。在图 5-67(a) 中,如果从 11' 沿着箭号方向使 i_1 流过,在 22' 就会发生箭号方向的 v_2 。相反地,在图(b)中,如果从 22' 沿着箭号方向使 i_2 流过,在 11' 就会发生箭号方向的 v_1 ,所以可以应用这个原理制成迴转器。

【7】 **隔离器和环行器** 如图 5·68 所示,把半导体元件放在磁场里,对 11' 加电压时,则内部的电势分布便如图中虚线所示,这时从①向②传能是 $\text{①} \rightarrow \text{②} \rightarrow \text{③} \times \rightarrow \text{②} \times \rightarrow \text{①}$

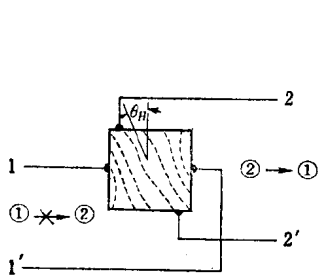


图 5.68 霍耳效应隔离器

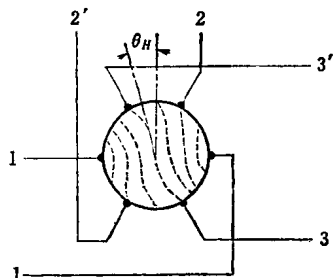


图 5.69 霍耳效应环形器

不可能的,但从②向①传能却是可能的,这种器件叫霍耳效应隔离器。

图 5·69 表示霍耳效应环行器的结构。信号可以从 11' 向 22', 从 22' 向 33', 从 33' 向 11' 传输, 但不能相反地从 33' 向 22', 从 22' 向 11', 从 11' 向 33' 传输。

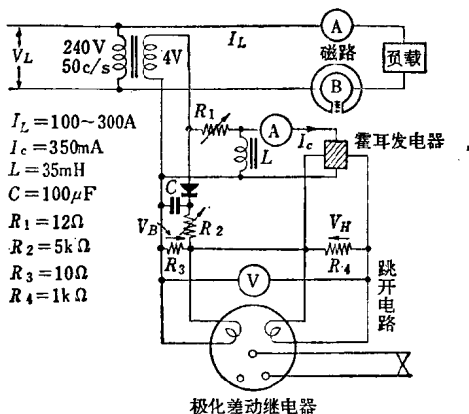


图 5.70 试验电路

[8] 继电器

在图 5.70 所示的电路中,把霍尔器件和整流器组合在一起,

即可用作保护继电器。这种保护继电器是用以保护电缆或输电线的,用霍耳器件表示功率要素,用整流器表示电压平方要素。在这种情况下,如果用传输电流激励电磁铁,并向霍耳器件通以与传输电压成正比的电流时,霍耳输出就与 $VI \cos \varphi$ 成正比。在发生短路故障时,继电器接点的阻抗便降低,电流增加,在电阻 R_1 上出现的霍耳电压的值大于平衡时的值,产生不平衡电压,使电磁继电器进行工作。电磁继电器是利用半导体制成的,所以继电器装组得很紧密,使用时很方便。

[9] 无整流子直流电机^[34] 在直流电动机和发电机中用

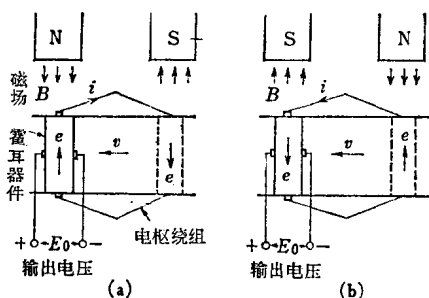


图 5.71 发电机的工作原理

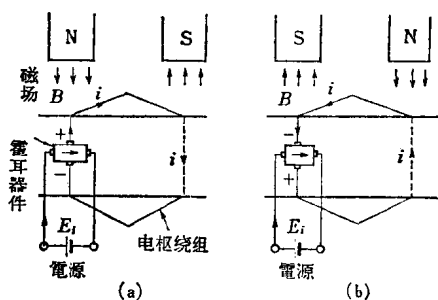


图 5.72 电动机的工作原理

霍耳发电机进行整流时,没有机械接触导电部分,因而是有利的。其工作原理是把许多霍耳器件配置在电枢上,如图 5.71 和图 5.72 所示,各个器件的一对端子都分别联接在独立的电枢绕组上,形成闭合电路。元件的另一对端子则依次串联。现设用图 5.71 的连接法所获得的霍耳电压为 E_0 , 则 E_0 为 (作为发电机时):

$$E_0 = KR(l/d \times r) B_s^2 \quad (5.49)$$

式中 R 是霍耳常数, l 是线圈一边的长度, d 是元件的厚度, r 是包括霍耳器件在内的各电枢绕组的等效电阻, B 是磁场, v 是电枢的移动速度, K 是比例常数。

图 5·72 是电动机用霍耳器件整流时的情形,电动机和发电机不同之点在于电动机是由霍耳器件所产生的霍耳电压来供给电枢电流的。

[10] 斩波器 利用霍耳器件可以制成无触点斩波器。图 5·73 表示斩波器的电路,在这种情况下,如果外加磁场

$$B = B_m \sin \omega t,$$

则直流输入 I_c 和 V_c 都可变换为角频率为 ω 的交流电压 V_0 。

[11] 其它用途 除上述用途以外,霍耳器件还能用以测量功率因数、磁位梯度、以及制成振荡器、电罗盘、数字-模拟变换器和开关等。

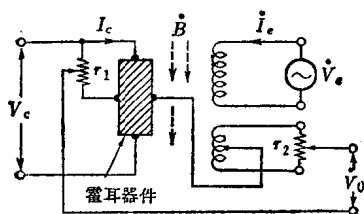


图 5·73 霍耳效应斩波器

3.2 磁阻元件

3·2·1 磁阻效应 对有载流子流的导体加磁场时,就会产生霍耳效应,同时也会产生磁阻效应^[35]。也就是说,样品的电阻因加磁场而发生变化。

设样品在加电场 E 时的载流子速度为 v , 则

$$v = \mu E \quad (5.50)$$

载流子在样品里同晶格碰撞着前进,沿电场方向的加速度是 qE/m 。现设载流子的寿命为 τ , 则

$$v = (qE/m^*)\tau \quad (5.51)$$

假设式中 m^* 表示有效质量, 则式 (5·51) 的关系在正常的导

带中是能够成立的。在这种导带中载流子的寿命 τ 固定不变,所以

$$\mu = (qE/m^*)\tau \quad (5.52)$$

这时如果加磁场,则载流子受到上述磁场的力的作用而改变路程的方向,因而同晶格碰撞的次数增加,载流子的平均自由程是固定的,所以在这种情况下 τ 减少,从而 μ 也减少。另一方面,电导率 σ 为

$$\sigma = nq\mu \quad (5.53)$$

所以也是 σ 减少而电阻增大(在极其特殊的情况下,例如,在极低温下测量 InSb 或 GaAs 的电阻时,也可以观测到电阻的减少,但产生这种现象的机构在现阶段还不明确)。

现设样品不加磁场时的电阻率为 ρ_0 , 加磁场时的电阻率为 ρ_H , 并取其变化量 $\Delta\rho = \rho_H - \rho_0$ 与 ρ_0 之比,则为:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{9\pi}{16} \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) \mu^2 B^2 \quad (5.54)$$

在制造磁阻元件时,和制造霍尔元件时一样,电阻要受到元件形状的影响。如果采取霍尔输出大的形状(短路效应小的形状),则载流子即使在磁场的

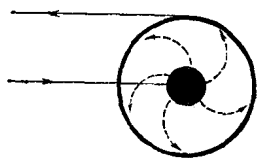


图 5.74 科尔比诺圆盘

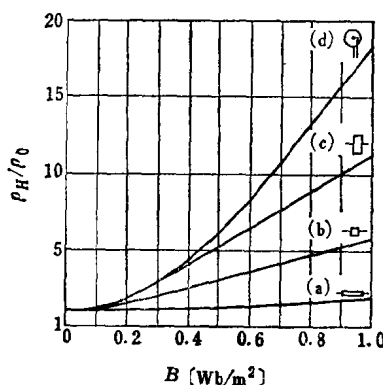


图 5.75 $B - \rho_H/\rho_0$ 特性

作用下改变其路程的方向也会被霍尔电场推回,所以电阻的

增加率小。如果采取霍耳输出小的形状,则这种推回的力较弱,载流子路程的方向大大改变,所以电阻的增加率大。从这个观点来说,如图 5·74 所示的圆盘形样品[这种样品叫作科尔比诺圆盘,这时的效应叫作科尔比诺效应]的电阻增加率最大。各种形状的磁阻元件的磁场与电阻变化率的关系,如图 5·75 所示。

在考虑到形状的影响时,则电阻变化率与迁移率和磁场的关系可以用下式表示:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{k(\mu B)^2[1 - f(l/b)]}{1 + (\mu B)^2 f(l/b)} \doteq k(\mu B)^2[1 - f(l/b)] \quad (5.55)$$

$\Delta\rho/\rho_0$ 正比于 μ^2 , 而 μ 正比于 $T^{-3/2}$, 所以 $\Delta\rho/\rho_0$ 正比于 T^{-3} 。

载流子的复合速度因表面的状态而不同,所以如果使样品的相对面的状态大不相同,利用磁场的力把载流子吸引到这些面上,自然会显示整流特性。利用这种现象的整流器叫作**磁阻挡层整流器**^[36]。现在就图 5·76 说明磁阻挡层整流器的机构。图 5·76(a) 是未加磁场的状态,载流子的分布象图 (d) 那样是

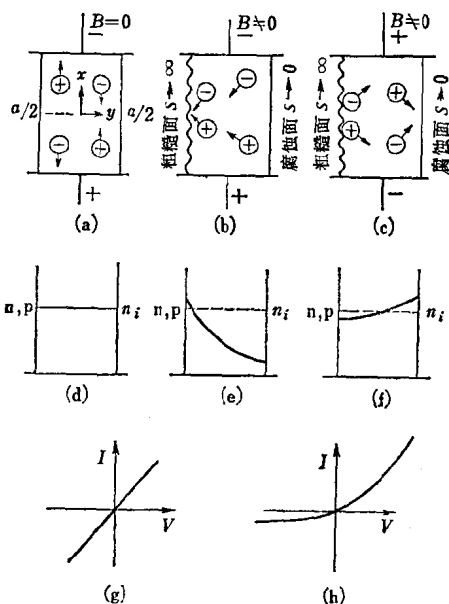


图 5·76 磁阻挡层效应

相同的,即使改变外加电压的方向,样品的电阻也不致发生变

化。其次,在与载流子流成直角的方向加磁场,载流子首先象图(b)那样被吸引到表面粗糙的一边,由于载流子的复合速度大,所以其分布状态便象图(c)那样,电阻增大。再次,把电压的方向倒过来,载流子就象图(c)那样被吸收到腐蚀面的一边,由于载流子在腐蚀面的复合速度小,所以其分布状态便象图(f)那样,电阻并不增大。由此可见,使表面的状态极其不相同,即可获得如图(h)所示那样的整流性[(g)是不加磁场时的情况]。

在这种情形下,能使整流比为最大的样品厚度,在理论上是 $[1.4 \times \text{扩散长度}]$ 。

3.2.2 磁阻效应的应用

[1] 开关 利用磁阻效应可以构成开关。图 5.77 表示磁阻效应开关的基本电路。电阻 R_1, R_2, R_3, R_4 都是由磁阻效应显著的材料制成的。事先利用线圈 L 对这些电阻加磁场 B_0 。在 $I = 0$ 时, $R_1 = R_2 = R_3 = R_4$, 在 $I \neq 0$ 时, 在磁场 $B = b + B_0$ 中有 $R_1 = R_4$, 在磁场 $B = b - B_0$ 中有 $R_2 = R_3$ 。

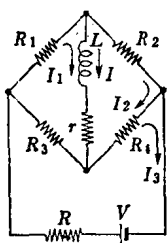


图 5.77 磁阻效应开关

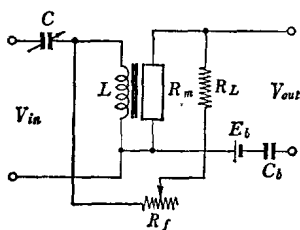


图 5.78 磁阻器

设磁阻元件的电阻为 $R = R_0(1 + CH^2)$, 则在 $I > 0$ 时, R_1 和 R_4 的电阻都增加而 R_2 和 R_3 则减少。对于 C 的某一数值, 如果适当地选取 B_0, R, L, V 等, 就能找出稳定点 1—3 个。其中具有两个稳定点的条件最实用。

[2] 磁阻器 利用图 5.78 所示的电路时, 可以放大频率

低的信号。这种器件叫做磁阻器， r 是磁阻元件，装在输入阻抗的间隙里。如果适当地选择电路参数，叫 R_m 的电阻值可以由输入信号调制，最大放大率为

$$r_{\max} = (ME_0)^2/4 \cdot R_{m0}R_{in} \quad (5.56)$$

这个 M 叫做**磁阻器系数**，可以表为：

$$M = \frac{d(\ln R_m)}{dI_d} \quad (5.57)$$

R_{in} 是电感线圈的电阻， R_{m0} 是对磁阻元件只加直流电场时的电阻值， E_0 是这时元件两端的电压。用 InSb 制成的磁阻器的特性，如表 5.13 所示。

表 5.13

InSb 磁阻器			
温 度 [°C]	M/A	r/W	$R_m [\Omega]$
-196	59.5	20	43.5
- 70	40.5	2.1	200
25	12.0	0.12	330
-253 (利用外推法时)	65	36.0	

[3] 继电器 在磁场中移动磁阻效应显著的半导体元件，利用它的电阻变化，即可使其作为继电器进行工作。

[4] 磁场分布的测量 同上述继电器的原理一样，在不均匀的磁场中移动磁阻效应显著的半导体元件，即可测量磁场的分布。

[5] 功率计^[37] 设磁阻元件在磁场 B 中的电阻为 R_B ，在磁场 $B + \Delta B$ 中的电阻为 R ，当 $B > 6 \times 10^{-1}$ 韦伯/米²左右时， $R - R_B$ 大体上可以用下式表示：

$$R - R_B = \Delta R = \left(\frac{dR}{dB} \right)_B \cdot \Delta B \quad (5.58)$$

现在使正比于相电流 $I_{\max} \sin(\omega t + \varphi)$ 的 i_s 流过磁阻元件, 并加上磁场振幅 $B_{\max}$ 与相电压振幅 $U_{\max}$ 成正比的交变磁场 $\Delta B = B_{\max} \sin \omega t$, 则

$$\left. \begin{aligned} \Delta R &= k_U U_{\max} \sin \omega t \\ i_s &= k_I I_{\max} \sin(\omega t + \varphi) \end{aligned} \right\} \quad (5.59)$$

所以元件的端子电压 u_s 可以用下式表示:

$$\begin{aligned} u_s &= i_s(\Delta R + R_B) \\ &= k_U k_I U_{\max} I_{\max} \frac{\cos \varphi}{2} - k_U k_I U_{\max} I_{\max} \frac{\cos(2\omega t + \varphi)}{2} \\ &\quad + k_I I_{\max} \sin(\omega t + \varphi) R_B \end{aligned} \quad (5.60)$$

功率计的具体电路如图 5.79 所示, 为了上述联立方程能够成立, 设 $r_B \gg \omega L$.

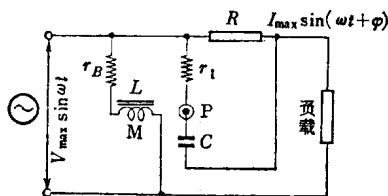


图 5.79 功率计

[6] 微音器和拾音器 同上述继电器的情形一样, 在不均匀的磁场中移动半导体元件调制电阻, 使较大的电流流过电阻材料, 即能起微音器或拾音器的作用。这种情形的有效输出比从前的微音器或拾音器大得多, 可以直接使扬声器进行工作。

第四章 热电效应元件

4.1 基本理论^[38,39]

4.1.1 热电效应 加热物体时,物体中的原子以及载流子(电子、空穴)的运动就活跃起来,这种运动向周围传播而发生所谓热传导现象。载流子的这种移动同时也伴随着电荷的移动,因而当然存在着把热与电之间结合起来的某些现象。这些现象叫作热电效应,有下列三种。下面将依次加以说明。

[1] 塞贝克效应 设想如图 5·80 所示,使同一金属的两端与一块细长的半导体片(P 型)作欧姆接触,并保持左端接触处的温度为 T_c ,右端接触处的温度比 T_c 高 ΔT 。这时在两端

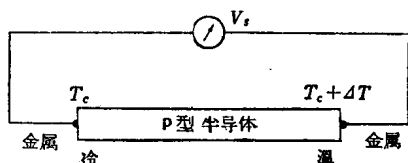


图 5·80 塞贝克效应的说明

上产生的电动势 V_s 正比于温度差 ΔT , 而为 $V_s = \alpha \Delta T$ 。比例常数 α 叫做塞贝克系数。现在来讨论这个 α 。

温度高的右端的载流子浓度比左端的大,所以载流子借扩散作用向左移动,使左端带正电。由这带电作用产生的电场 E_x 和由扩散作用引起的电荷移动建立起平衡而保持稳定状态。这时的平衡条件是

$$Dq \frac{dp}{dx} = pq\mu E_x \quad (5.61)$$

式中 D , p , μ 分别是空穴的扩散常数、浓度和迁移率。将爱因斯坦关系 $D/\mu = kT/q$ 和利用玻耳兹曼统计的载流子浓度公式

$$p = CT^{3/2} \exp(-qE_f/kT)$$

代入式(5.61)中加以整理, 可得

$$V_x = l \cdot E_x = \left(-\frac{dE_f}{dT} + \frac{E_f}{T} + \frac{3}{2} \cdot \frac{k}{q} \right) \Delta T \quad (5.62)$$

式中 E_f 是以伏特为单位表示的半导体费米能级的能量, l 是半导体片的长度, k 是玻耳兹曼常数, 并且 $C = 2(2\pi m^* k)^{3/2}/h^3$ 。由半导体片两端上产生的空间电荷引起的电动势是按照这个式(5.62)计算的 V_x , 但是实际观测到的电动势 V_s 是考虑到费米能级变动的影响以及载流子浓度与温度的关系而对 V_x 进行修正得出的, 即

$$V_s = \frac{k}{q} \left(A + \ln \frac{CT^{3/2}}{p} \right) \Delta T$$

因而塞贝克系数为

$$\alpha = \frac{k}{q} \left\{ A + \ln \frac{2(2\pi m^* k T)^{3/2}}{h^3 p} \right\} \quad (5.63)$$

式中 A 是因载流子的散射机构而不同的常数, 如表 5.14 所列。

上面所述的是只考虑了多数载流子的情形, 在一般的半导体中把少数载流子考虑在内时可以得出下式:

$$\begin{aligned} \alpha = \frac{k}{\sigma} \left[\mu_n n \left\{ A + \ln \frac{2(2\pi m_n^* k T)^{3/2}}{h^3 n} \right\} \right. \\ \left. - \mu_p p \left\{ A + \ln \frac{2(2\pi m_p^* k T)^{3/2}}{h^3 p} \right\} \right] \end{aligned} \quad (5.64)$$

式中 σ 是半导体的电导率, n , μ_n , m_n^* 分别是电子的浓度、迁移率和有效质量, p , μ_p , m_p^* 分别是空穴的浓度、迁移率和有效质量。

表 5.14

散 射 机 构	A
原子点阵	2.0
离子点阵 ($kT \ll h\nu_0$)	2.5
离子点阵 ($kT \gg h\nu_0$)	3.0
杂质离子散射	4.0

[注] ν_0 表示离子的固有振数

[2] 珀耳帖效应 按照图 5.81 所示,将不同的导体连接起来(图中是连接半导体和金属),通过电流时,在不同导体的接触处,除了焦耳热以外,还要放出(或吸收)热量。这种现象是塞贝克效应的相反现象,叫作珀耳帖效应。这时如果把电流的方向反过来,则放热就变成吸热,吸热就变成放热,所放出(吸收)的热量与通过的电流成正比,即 $Q = \Pi I$, 比例常数 Π 称为珀耳帖系数。

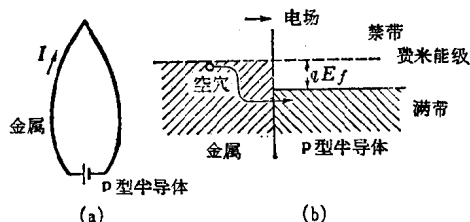


图 5.81 珀耳帖效应的说明图

假设空穴从金属流入半导体,那么空穴就必须具有费米能级的能量 qE_f 和在半导体内运动所需要的动能。为此,需要从外界吸收相应的能量。这种平均动能约为 $3/2 kT$, 但把散射的影响等考虑在内时,则为:

$$\begin{aligned} \Pi &= \left(E_f + \frac{kT}{q} A \right) \\ &= \frac{kT}{q} \left\{ A + \ln \frac{2(2\pi m^* kT)^{3/2}}{h^3 n} \right\} \end{aligned} \quad (5.65)$$

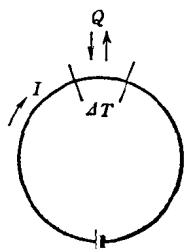


图 5.82 汤姆孙效应的说明图

[3] 汤姆孙效应 按照图 5.82 所示,对一部分有温度梯度的导体通过电流 I 时,除焦耳热以外,这个导体还要放出或吸收热量。设所放出或吸收的热量为 Q , 则 $Q = rI\Delta T$ 。比例常数 r 称为汤姆孙系数。用上面同样的方法计算 r 时,则为

$$r = \frac{k}{q} \left(A - \frac{q}{k} \cdot \frac{V_r}{\Delta T} \right) \quad (5.66)$$

[4] 开耳芬关系式 上面所讲的三个系数都是表示热电材料特性的重要数值,但并不是各自独立的数值,而是相互之间存在着某种关系式。由式(5.63)和式(5.65)可以直接得出:

$$\Pi = \alpha T \quad (\text{开耳芬第一关系式}) \quad (5.67)$$

又,由式(5.62)、(5.63)和(5.66)可以得出:

$$\frac{d\alpha}{dT} = \frac{\gamma}{T} \quad (\text{开耳芬第二关系式}) \quad (5.68)$$

在 α , Π , γ 这三个系数中,能简单地测定出来的是 α , 其他系数可以用式(5.67)和(5.68)来计算。

4.1.2 热电理论 利用塞贝克效应,不用其他间接方法即能直接把热能变为电能。图 5.83 表示这种热电元件,现设温差电动势率、内阻、热导率分别为 α 、 r 、 K , p 型半导体支路和 n 型半导体支路的温差电动势率^{*)}分别为 α_p 、 α_n , 电阻率分别为 ρ_p 、 ρ_n , 热导率分别为 K_p 、 K_n , 截面积分别为 s_p 、 s_n , 长

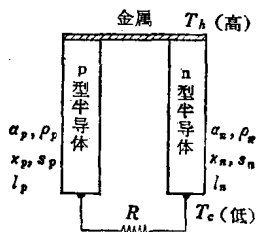


图 5.83 热电元件

^{*)} 原文似不确切,应为“温差电动势率”。

度分别 l_p, l_n , 则可以成立下列关系, 即: $\alpha = \alpha_p - \alpha_n, r = \rho_p l_p / s_p + \rho_n l_n / s_n, K = \kappa_p s_p / l_p + \kappa_n s_n / l_n$.

现在来讨论这种热电元件在 1 秒钟内放出或吸收的热量. 设 $m = R/r$, 则流过电路的电流 I 为

$$I = \alpha(T_h - T_c) / r(1 + m)$$

热接点在珀耳帖效应的作用下吸收的热能 Q_1 为

$$Q_1 = \alpha I T_h = \alpha^2 T_h (T_h - T_c) / r(m + 1)$$

由热接点沿着两个支路逸散到冷接点的热能 Q_κ 为

$$Q_\kappa = K(T_h - T_c)$$

由于电流 I 而放出的焦耳热为 $Q_j = I^2 r$, 假设其 1/2 流向热接点, 其余 1/2 流向冷接点. 如果汤姆孙热略去不计, 则能由热电元件取出的输出为 $P = I^2 R$, 所以热源所供给的能量的效率 ψ 为:

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{I^2 R}{Q_1 + Q_\kappa - \frac{1}{2} Q_j} = \frac{T_h - T_c}{T_h} \times \\ &\times \frac{\frac{m}{m+1}}{1 + \frac{Kr}{\alpha^2} \cdot \frac{m+1}{T_h} - \frac{T_h - T_c}{2} \cdot \frac{1}{m+1}} \quad (5.69) \end{aligned}$$

要想尽量增大这个 ψ , 需要做到下列三点: (1) $T_h - T_c$ 要大; (2) Kr/α^2 要小; (3) 要适当地选择 m . 其中(1)和(3)依外部条件而定, (2)是取决于热电元件材料特性的量. 因此, 如果选择能使 Kr/α^2 尽量小的元件尺寸, 则为

$$\frac{l_n s_p}{l_p s_n} = \sqrt{\frac{\rho_p \kappa_n}{\rho_n \kappa_p}} \quad (5.70)$$

在这个条件下, α^2/Kr 最大, 其数值为

$$\frac{\alpha^2}{Kr} = \frac{\alpha^2}{(\sqrt{\kappa_p \rho_p} + \sqrt{\kappa_n \rho_n})^2} \equiv Z \quad (5.71)$$

$Z = \alpha^2 / Kr$ 只依从于元件的物理特性, 所以是元件材料优劣的标准。一般称这个 Z 为热电元件的优值系数。

其次, 适当地选择 m 的数值。首先要使供给负载的输出功率最大, 必须选择 $m = 1$, 这时 Ψ_0 为:

$$\Psi_0 = \frac{T_h - T_c}{2T_h + \frac{4}{Z} - \frac{1}{2}(T_h - T_c)} \quad (5.72)$$

要使效率 Ψ 最大, 就假设 $\partial \Psi / \partial m = 0$ 进行计算, 而得出:

$$\Psi_m = \frac{T_h - T_c}{T_h} \cdot \frac{\sqrt{1 + ZT_M} - 1}{\sqrt{1 + ZT_M} + \frac{T_c}{T_h}} \quad (5.73)$$

式中 $T_M = (T_h + T_c)/2$ 。 Ψ_m 的第一因数 $(T_h - T_c)/T_h$ 是可逆机的效率, 由于 Z 中含有热损耗, 所以只有第二因数标志效率的降低。图 5.84 表示 Z 与效率 Ψ 的关系。

4.1.3 热电致冷理论

使物体冷却并不容易, 但利用珀耳帖效应, 即能直接利用电来吸热。图 5.85 表示冷却用的热电元件。根据本编第

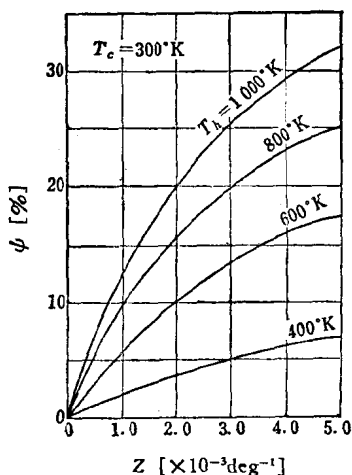


图 5.84 热发电的效率

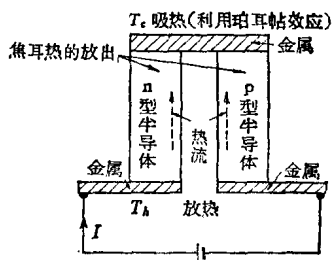


图 5.85 电子冷冻元件

4.1.2 节内所述同样的观点,冷接点在1秒钟内所吸收的热能 Q_k 为 $Q_k = \alpha I T_c$ 。由于元件内部放出的焦耳热的二分之一和因热传导而产生的热量都进入冷接点,所以冷接点从元件的周围介质吸收的热能 Q_0 为:

$$Q_0 = \alpha I T_c - K(T_h - T_c) - \frac{1}{2} I^2 R$$

而由电源施加的能量 W 等于元件内部所消耗的焦耳热和为抵消温度差产生的热电动势而消耗的功率之和,可以表示为:

$$W = \alpha(T_h - T_c)I + I^2 R$$

由于汤姆孙效应小,可以略去不计,所以冷接点从元件周围介质吸收的能量与由电源供给的能量之比 ϕ 为

$$\phi = \frac{\alpha I T_c - K(T_h - T_c) - \frac{1}{2} I^2 R}{\alpha(T_h - T_c)I + I^2 R} \quad (5.74)$$

一般称这个 ϕ 为性能系数,表示热电致冷的效率。

其次,要使 ϕ 最大,由 $\partial\phi/\partial I = 0$ 可以求得在 $I = \alpha\Delta T/(\sqrt{1 + ZT_M} - 1)R$ 时 ϕ 为最大,

$$\phi_{\max} = \frac{T_c}{T_h - T_c} \cdot \frac{\sqrt{1 + ZT_M} - \frac{T_h}{T_c}}{\sqrt{1 + ZT_M} + 1} \quad (5.75)$$

此外,设冷接点处于完全绝热状态,则 $\phi = 0$,这时的 $\Delta T_{\max}$ 表示由这个元件所能获得的最大温度差。即由

$$(T_h/T_c)_{\max} = \sqrt{1 + ZT_M}$$

得

$$\Delta T_{\max} = \frac{1}{2} Z T_c^2 \quad (5.76)$$

同本编第 4.1.2 节所述的情形一样,在式(5.70)所示的条件下 Z 最大。图 5.86 表示 Z 与 $\Delta T_{\max}$ 的关系,图 5.87 表示 Z 与 $\phi_{\max}$ 的关系,

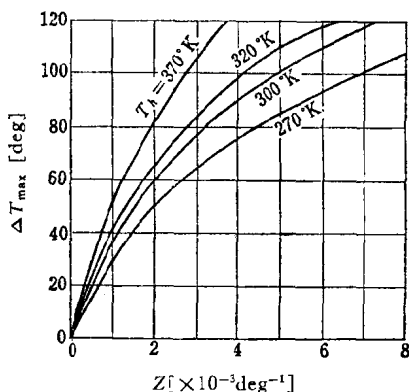


图 5.86 Z 与 ΔT 的关系

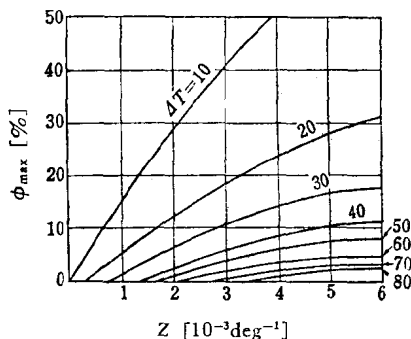


图 5.87 Z 与 $\phi_{\max}$ 的关系

4.2 热电元件材料

4.2.1 单一热电元件 在第 4.1 节中已经讲过, 要提高热电器件的效率, 必须尽量增大元件的优值系数 Z 。这个优值系数 Z 可以用式(5.71)表示, 不过这里把 1 个热电元件的优值系数另行定义为 $z = \alpha^2 / \kappa \rho$, 我们可以用这个 z 来鉴别各个元件的热电特性。所以我们现在来讨论如何尽量提高 z

的条件。

根据威德曼-弗朗兹定律,所有金属的 $\kappa\rho$ 值是相同的,而对于半导体的 $\kappa\rho$ 值并不是所有的半导体都是固定不变的,不过一般来说比金属的大,然而半导体的 α 比金属大得多,所以能够获得比金属大得多的 z 值。在这些 α, ρ, κ 和载流子浓度 n 之间存在着一些关系。首先,热导率 κ 可以分为两部分:由电子引起的部分和由声子引起的部分,即 $\kappa = \kappa_n + \kappa_p$ 。又根据威德曼-弗朗兹定律, $\kappa_n/\sigma = A(k/q)^2 T$, 而且 $\sigma = 1/\rho = nq\mu$, 由式(5.63)得到

$$\alpha = \frac{k}{q} \left\{ A + \ln \frac{2(2\pi m^* k)^{3/2}}{k^3} + \ln q\mu T^{3/2} - \ln \sigma \right\} \quad (5.77)$$

取 z 的倒数,作为能使

$$1/z = \kappa/\alpha^2\sigma = \kappa_n/\alpha^2\sigma + \kappa_p/\alpha^2\sigma$$

最小的条件,可以得出下式:

$$\alpha = 2 \cdot \frac{k}{q} \left(1 + \frac{\kappa_n}{\kappa_p} \right) = 172 \left(1 + \frac{\kappa_n}{\kappa_p} \right) [\text{微伏} \cdot \text{度}^{-1}] \quad (5.78)$$

半导体的 $\kappa_n/\kappa_p \approx 0.1$, 所以在 α 为 200 微伏·度⁻¹左右时, z 最大。由式(5.63)和(5.78)求出载流子浓度, 则为 $n \approx 10^{25} \text{ m}^{-3}$ 。图 5.88 表示载流子浓度与热电特性的关系。

在一般情况下, $\sigma = nq\mu$, 由于 μ 与晶体的键有关, 因而当然与 κ 有某种关系。它们的关系可以近似地表示为^[40]:

$$\mu/\kappa \approx CdM/v$$

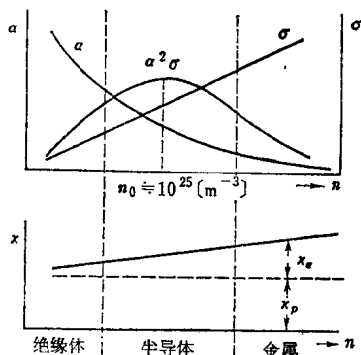


图 5.88 载流子浓度 n 与热电特性的关系

表 5.15

物 质	型	α [微伏·度 ⁻¹]	ρ [欧·米]	κ [瓦·米 ⁻¹ ·度 ⁻¹]	z [度 ⁻¹]
Sb		41	0.4×10^{-6}	22.4	0.19×10^{-3}
Bi		80	1.2×10^{-6}	7.5	0.78×10^{-3}
BiSb	n	77	2.0×10^{-6}	5.4	0.55×10^{-3}
ZnSb	p	175	19×10^{-6}	2.1	0.77×10^{-3}
Sb ₂ Te ₃	p	100	3.3×10^{-6}	3.2	0.9×10^{-3}
PbSe	n	160	9.1×10^{-6}	2.4	1.1×10^{-3}
PbTe	n	160	6.7×10^{-6}	2.8	1.4×10^{-3}
Bi ₂ Te ₃	p	170	10×10^{-6}	1.8	1.6×10^{-3}
75%Bi ₂ Te ₃ -25%Bi ₂ Se ₃	n	166	10.3×10^{-6}	1.33	2.0×10^{-3}
30%Bi ₂ Te ₃ -70%Sb ₂ Te ₃ [2%(重量)Te]	p	195	9.2×10^{-6}	1.48	2.8×10^{-3}
25%Bi ₂ Te ₃ -75%Sb ₂ Te ₃ [2.3%(重量)Te]	p	196	7.8×10^{-6}	1.49	3.3×10^{-3}
25%Bi ₂ Te ₃ -75%Sb ₂ Te ₃ [1.75%(重量)Se]	p	210	9.8×10^{-6}	1.27	3.54×10^{-3}

式中 C 是常数, d 是物质的密度, M 是原子量(如为化合物, 则是平均原子量), v 是固体内的音速。一般是离子键越强, κ_p 就越小。并且随着 M 的增加, d 也增加而 v 减少, 因此 μ/κ 急剧增加。 μ/κ 的增加就变成 z 的增加, 所以由原子量大的元素 Bi、Te、Sb、Pb 等组成的强离子性化合物最适于用作热电材料。

单纯半导体的热电材料的实例如表 5.15 所列。在金属之中, 最优良的热电材料是 Bi-Sb 的组合, 这种热电材料是 $\alpha = 50$ 微伏·度⁻¹, $\kappa_p = 9 \times 10^{-6}$ 瓦·欧·度⁻¹, $z = 0.28 \times 10^{-3}$ 度⁻¹。而 Bi₂Te₃ 热电材料在 $\sigma = 10^5$ 欧⁻¹·米⁻¹ 时 z 最大, 竟能达到 $z_p = 1.8 \times 10^{-3}$ 度⁻¹。这时 $\alpha_p = 190$ 微伏·度⁻¹, 大致与式(5.78)一致。

4.2.2 复合半导体元件^[41] 在半导体里添加杂质是使半导体的特性向有利方向转变的最重要而且唯一的方法。1956 年有人发现, 由半导体和半导体制成的固溶体, μ/κ_p 即 z 增大了。

两个同型结晶的固溶体, 由于两者的原子大小不同, 晶格部分地发生畸变。电子和声子都被同一畸变所散射, 不过波长约大一个数量级的电子的散射, 比波长和晶格差不多的声子大。一般说来, μ 的减少是由于电子的散射而引起的, κ 的减少是由于声子的散射而引起的, 但在适当条件下, 可以不使 μ 减少得很多而能使 κ 大大减少。例如, Ge 在室温下的 κ_p 是 60 瓦/米·度, 而添加 12% 的 Si 时则变成 $\kappa_p = 10$ 瓦/米·度, 添加 50% 的 Si 时则变成 $\kappa_p \doteq 5$ 瓦/米·度。如果制成固溶体, 则有减小 κ_p 对温度的依从关系的优点。例如, 制成 50% 的 PbTe-PbSe 的固溶体时, 它的 z 比 PbTe 提高 1.5 倍, 比 PbSe 约提高两倍。而且 κ_p 在温度 0—300°C 之间几乎不发生变化。一般说来, P 型半导体时, 添加离子为正的元

素置换后的化合物而制成固溶体(例如, P 型 Bi_2Te_3 里添加 Sb_2Te_3), 而 n 型半导体时, 则与此相反。目前最优良的元件的 z , 在 P 型时为 $z_p \approx 4 \times 10^{-3} \text{度}^{-1}$, 在 n 型时为 $z_n \approx 3 \times 10^{-3} \text{度}^{-1}$ 左右。表 5.15 列出了几种元件的特性。

4.2.3 耐热热电元

件^[42] 用作冷冻元件的热电物质, 高温一边的温度最高不过是 100°C 左右, 而用于热发电的元件可以加大温度差以提高效率, 所以需要能耐高温的材料。上述 Bi_2Te_3 系统的热电材料, 最高只能使用到温度约 400°C 。

因此, 近几年来制出了一些在高温下也能使用的物质, 例如 PbTe-SnTe 、

InAs-GaAs 以及三元合金 AgSbTe_2 、 AgSbS_2 、 AgBiS_2 等。这些物质能够使用到温度接近 700°C 。图 5.89 示出了 PbTe-SnTe 的热电特性, 图 5.90 示出了几种物质对温度的依从关系, 此外, 可以在 700°C 以上

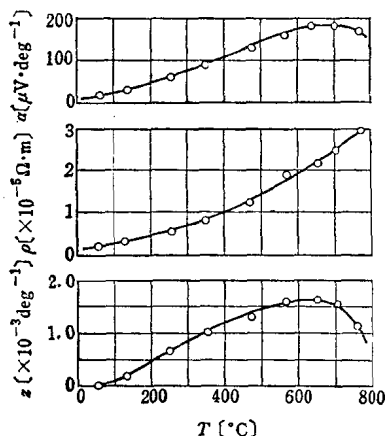


图 5.89 n 型 75% PbTe -25% SnTe 的热电元件的温度特性

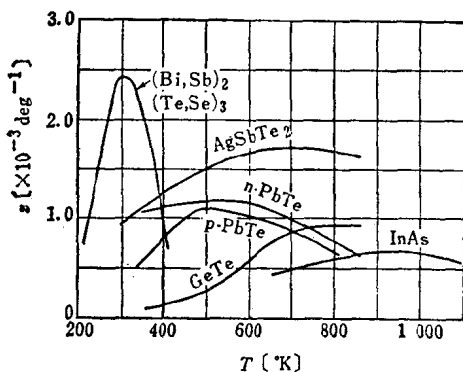


图 5.90 z 对温度的依从关系

的温度下使用的耐热热电元件如表 5.16 所列。这些物质的 z 都非常小, 在 10^{-4} — 10^{-5} 的数量级之间, 但由于能采取相当高的热接点, 所以发电效率较高。

表 5.16

物 质	α [微伏·度 ⁻¹]	ρ [欧·米]	κ [瓦/米·度]	z [度 ⁻¹]	Th [°K]
W	31.5	2.4×10^{-7}	135	3.1×10^{-5}	1500
Mo	30.8	2.0×10^{-7}	135	3.1×10^{-5}	1500
MoSi ₂	20	2.1×10^{-7}	47	4×10^{-5}	1500
MnSi ₂	150	5.4×10^{-7}	6	7×10^{-4}	1000
Cr ₂ O ₃	450	1.5×10^{-3}	10	1.4×10^{-7}	1400

4.3 热电元件及其应用

4.3.1 温差致冷 热电冷却元件的构造同图 5.85 一样, 在通过的电流为该元件的最佳值 (参阅本编第 4.1.3 节) 时可以得到最高的温度差。而要获得更高的温度差, 就需要使用图 5.91 所示的级联。图 5.91 是 2 级级联, 增加级数时, 温度差就相应地增大。下面将计算一下由 m 级级联组成的热电元件的性能系数 ϕ_m 。设第 1 级……第 m 级的冷却量分别为 $Q_1, \dots, Q_m$, 并设第 1 级……第 $m-1$ 级的性能系数和整个器件的性能因数分别为 $\phi_1, \dots, \phi_{m-1}$ 和 ϕ , 则 $Q_m = Q_{m-1}(1 + 1/\phi_{m-1}) = Q_1(1 + 1/\phi)$, 所以

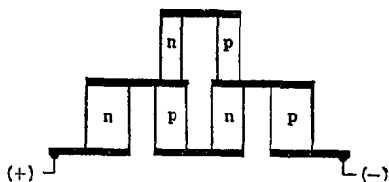


图 5.91 级联

$$\phi = 1 / \left[\prod_{i=1}^{m-1} \left(1 + \frac{1}{\phi_i} \right) - 1 \right] \quad (5.79)$$

在 $\phi_1 = \phi_2 = \dots = \phi_{m-1}$ 时, ϕ 最大, 温度差的最大值为

$$\left(\frac{T_h}{T_c}\right)_{\max} = \{\sqrt{1 + ZT_M}\}^m \quad (5.80)$$

但实际上能够获得的温度差比这个数值小得多。

目前所获得的最高温度差, 用 P 型 (Bi_2Te_3 - Sb_2Te_3)-n 型 (Bi_2Te_3 - Bi_2Se_3) 时在 $70-72^\circ\text{C}$ 之间 (热接点的温度为室温) [43, 44]。

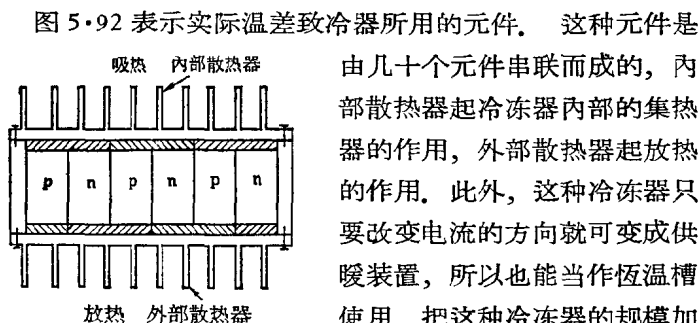


图 5.92 温差制冷器的元件

图 5.92 表示实际温差制冷器所用的元件。这种元件是由几十个元件串联而成的, 内部散热器起冷冻器内部的集热器的作用, 外部散热器起放热的作用。此外, 这种冷冻器只要改变电流的方向就可变成供暖装置, 所以也能当作恒温槽使用。把这种冷冻器的规模加大, 就可变成房间的冷暖装置,

通过电流方向的转换, 夏季可以用作冷冻装置, 冬季可以用作供暖装置, 但是不经济。

电子冷冻器的特点是结构简单而可靠性高, 但从经济方面来看, 以用于体积小、功率小 (30—50 瓦以内) 的器件上较为有利 (点面冷却)。下面将举出几个实际的例子 [45, 46]。

(1) 电子器件的冷却 (光电倍增管、晶体三极管以及其他电子器件的冷却)——使用半导体的器件对温度很灵敏, 所以温差制冷器在这方面的作用很大。

(2) 红外线检测部分的冷却——温差制冷能减小红外线检测用的光电管的噪声。据说由于这个原因, 军用火箭的命中率得到了提高。

(3) 湿度计——温差制冷器常用在露点湿度计的曝光部

分上。

(4) 温度调节室——这是军用和医学用的，现在有几千瓦以上的温度调节室。

(5) 温度调整衣服——有一种在挂有铝薄膜内衬、完全密封的衣服背部装有气冷式温差致冷器的温度调整衣服。这种衣服即使外界温度在 -40 — $+130^{\circ}\text{F}$ 之间发生变化，衣服内部也总保持着 80°F 的温度。

(6) 其他用途——其他用途是在有关医学的样品、血液等的保存和输送上的应用以及在照相部件上的应用等。

4.3.2 温差发电机^[42,47] 温差发电机是构造最简单的由热能变为电能的器件，但是由于在温度差大的地方使用，所以制造温差发电器的材料和这些材料相互接合的方法等就成为最大的问题。现在还没有发现在实际使用时 z 值在宽广的温度范围内大致相同的材料，所以一般常使用多层型元件或特性有梯度的元件等。多层型热电元件如图 5.93 所示，是由几个元件组合而成的，使各个元件在其 z 值最大的狭窄的温度范围内进行工作。特性有梯度的热电元件如图 5.94 所示，是在制造合金时，预先就使组成的特性具有梯度。

温差发电机构造简单，用法简便，使用期限长，但效率不如热机，在现阶段其功率也都只限于小功率。现在举出几个实际例子于下：

(1) 将温差发电机安置在煤气灯上，用作收音机或电视

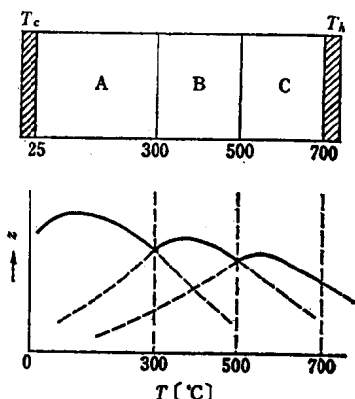


图 5.93 多层型热电元件

机的电源。

(2) 将温差发电机安置在灯塔或浮标上,用以照明。

(3) 用作通信的小型电源。

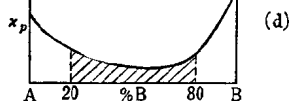
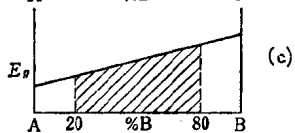
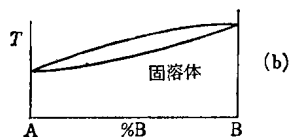
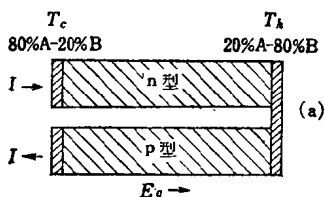


图 5-94 特性有梯度的热电元件

A 在低温下 α 值大, B 在高温下 α 值大。(a) 元件的构造; (b) 固溶体的平衡图; (c) 元件的能量间隙; (d) 元件的 κ_p 。

需要进一步降低,等等。

热电元件的原料,不但纯度可以比用于制造晶体三极管或晶体二极管的 Ge 或 Si 低 2—3 个数量级,而且用量很大,因此热电元件的原料在资源方面的发展可能较快。

4.3.3 其他 上面介绍了温差致冷器和温差发电器的特性及其用途,但当我们把它工业化时还有许多问题需要解决。现在举出几个今后应当解决的问题于下。

(1) 需要进一步提高元件的性能。目前, α 的最高值是 $3-4 \times 10^{-3} \text{ 度}^{-1}$ 。

(2) 需要降低元件的成本。由于把 α 值提高 $0.5 \times 10^{-3} \text{ 度}^{-1}$ 左右,所遇到的工艺技术问题将造成元件单价高,倒不如降低 α 值低的元件单价而使用较多的元件更为有利。

(3) 低电压大电流的、性能优良的小型直流电源的成本

参 考 资 料

- [1] R. Frerichs: Phys. Rev., **72**, 595 (1947).
- [2] C. P. Hadley and E. Fisher: RCA Rev., **20**, 635 (1959).
- [3] N. A. de Gier: Philips Tech. Rev., **20**, 277 (1959).
- [4] 山下, 伊吹: 三菱電機, **32**, 1448 (昭33).
- [5] 小黑: 東芝レビュー, **15**, 994 (昭35).
- [6] R. L. Cummerow: Phys. Rev., **95** 16 (1954).
- [7] W. W. Coblenz: Sci. Papers Bureau of Standard, 1919-21.
- [8] H. Dember: Phys. Zs., **32**, 554, 856 (1931); **33**, 207 (1932).
- [9] 酒井, 高橋: 電学誌, **80**, 43 (昭35).
- [10] Hartmut Kallmann et al: Phys. Rev., **117**, 1482 (1960).
- [11] Chapin, Fuller and Pearson: Bell Lab. Rec., 241 (1955).
- [12] E. G. Bylander, A. J. Hodges and J. A. Roberts: J. Opt. Soc. Am., **50**, 983 (1960).
- [13] P. Rappaport et al: RCA Rev., **101** (1956-03).
- [14] B. Goldstein and L. Pensak: J. Appl. Phys., **30**, 155 (1959).
- [15] Pfann and van Roosbroeck: J. Appl. Phys., **25**, 1422 (1954).
- [16] J. B. Taylor and G. F. Alfray: Brit. J. Appl. Phys. Suppl., 4, S, 44 (1955).
- [17] D. H. Smith: Electronic Engng., part 2, **33**, 164 (1961).
- [18] J. A. Becker, C. B. Green and G. L. Pearson: Trans. A. I. E. E., **65**, 713 (1946).
- [19] J. A. Becker, C. B. Green and G. L. Pearson: B. S. T. J., **26**, 170 (1947).
- [20] 加野: サーミスタとその応用, オーム社 (昭25).
- [21] Wildhock: Rev. Sci. Instr., **27**, 658 (1956).
- [22] J. N. Shive: Semiconductor Devices. D. van Nostrand (1959).
- [23] F. A. Schwertz: J. Appl. Phys. **24**, 1015 (1953).
- [24] E. B. Moulin: Proc. I. E. E. Part 1, **98**, 87 (1951).
- [25] F. T. Geyling and J. J. Forst: B. S. T. J., **39**, 705 (1960).
- [26] 小林: 物性, **2**, 623 (昭36).
- [27] E. H. Hall: Am. J. Math, **2**, 287 (1879).
- [28] E. H. Putley: The Hall effect and related phenomena. Butterworths (1960).
- [29] F. J. Blatt: J. Phys. Chem. Solids, **1**, 262 (1957).
- [30] J. A. Swanson: Phys. Rev., **99**, 1799 (1955).
- [31] Frederick Seitz and David Turnbull: Solid State Phys. **5**, 120.
- [32] 大野: 計測, **10**, 9, 549 (昭35).
- [33] 酒井, 大下: 電学誌, **80**, 857, 166 (昭35).

- [34] 酒井, 須藤: 昭 36 電気学会東京支部大会論文集, 184.
- [35] J. W. Harding: Proc. Roy. Soc., **140A**, 205 (1933).
- [36] E. Weisshaar et al.: Zs. Naturf., **8 a**, 681 (1953).
- [37] M. J. O. Strutt, S. F. Sun: Bull. Assoc. Suisse. Elec., 50 e année, N°10, p. 452 (1959).
- [38] E. Altenkirch: Phys. Zs., **12**, 920 (1911).
- [39] A. V. Ioffe (坂田民雄訳): 半導体とその応用.
- [40] H. J. Goldsmid: Proc. Phys. Soc., B, **67**, 360 (1954).
- [41] A. F. Ioffe, S. V. Airapetyants, A. V. Ioffe, N. V. Kolomoiets and L. S. Stil' bans: Dokl. Akad. Nank. SSSR, **106**, 981 (1956).
- [42] F. D. Rosi, E. E. Hockings and N. E. Lindenblad: RCA Rev., XXII, 1, 82 (1961).
- [43] A. Ioffe: J. Phys. Chys. Solid, **8**, 6 (1959).
- [44] 青木, 菅: 応用物理, **29**, 363 (昭 35).
- [45] W. L. Wright: Elec. Engng., **79**, 380 (1960).
- [46] M. B. Grier: Proc. I. R. E., **47**, 1515 (1959).
- [47] T. M. Corry, W. C. Moreland and E. L. Strickland: Elec. Engng., **79**, 482 (1960).