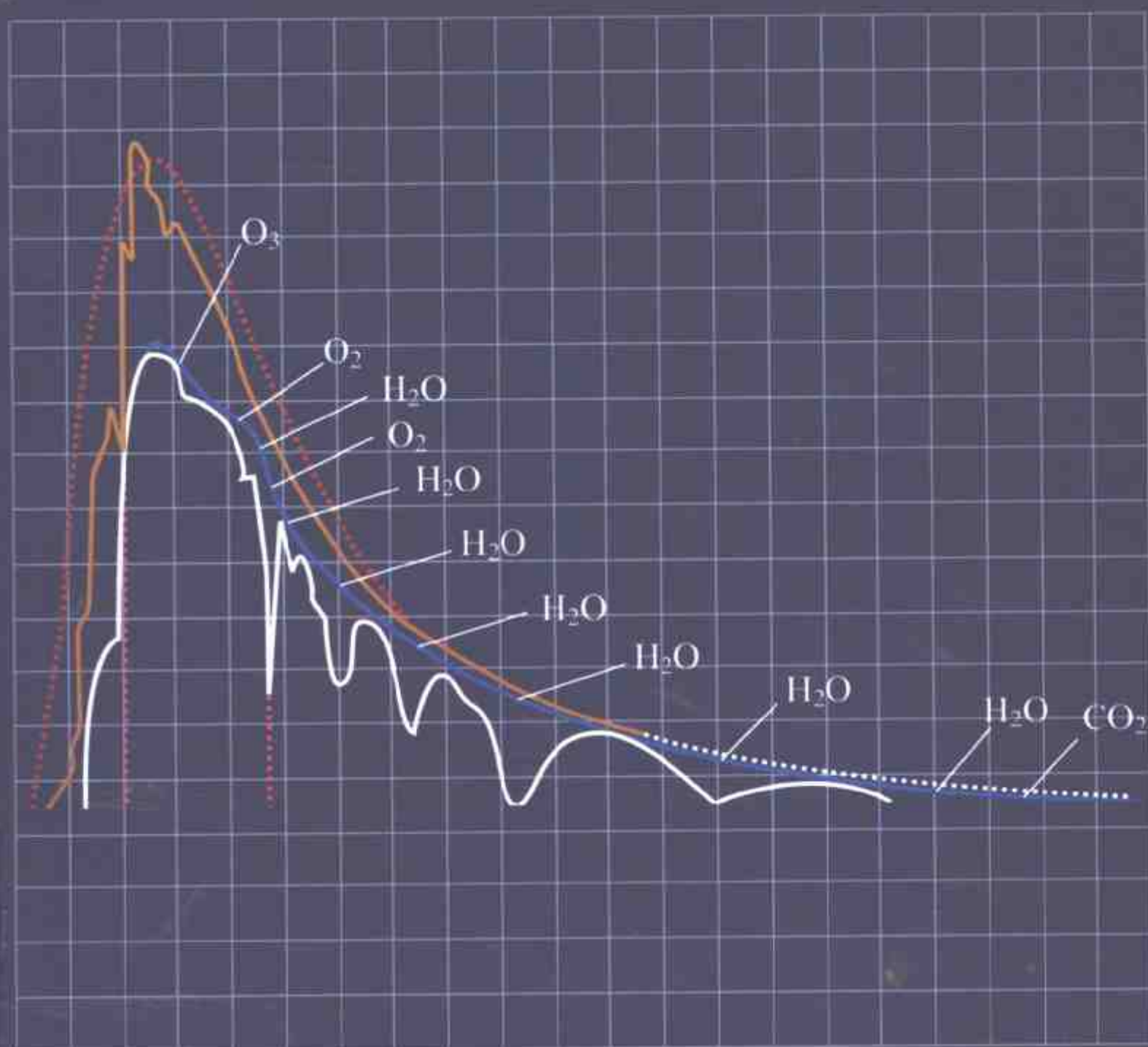


OHM 大学理工系列

光电子学

〔日〕滨川圭弘 西野种夫 编



科学出版社 OHM社



OHM 大学理工系列

光 电 子 学

〔日〕 滨川圭弘 西野种夫 编
于广涛 译
杜宝勋 校

科 学 出 版 社

OHM 社

2002

图字:01-2002-0306 号

Original Japanese edition

Shinsedai Kougaku Series; Hikari Electronics

Edited by Yoshihiro Hamakawa and Taneo Nishino

Copyright © 2001 by Yoshihiro Hamakawa and Taneo Nishino

Published by Ohmsha, Ltd.

This Chinese language edition is co-published by Ohmsha, Ltd. and Science Press

Copyright © 2002

All rights reserved

本书中文版版权为科学出版社和 OHM 社所共有

新世代工学シリーズ
光エレクトロニクス

濱川圭弘 西野種夫 オーム社 2001

图书在版编目(CIP)数据

光电子学/(日)濱川圭弘,(日)西野種夫编;于广涛译. 北京:科学出版社,2002

ISBN 7-03-010031-X

I. 光… II. ①濱…②西…③于… III. 光电子学-高等教育 教材 IV. TN201

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2002)第 004041 号

北京东方科龙图文有限公司 制作

<http://www.okbook.com.cn>

科学出版社 OHM 社 出版

北京东黄城根北街 16 号 邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

中国科学院印刷厂 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

2002 年 2 月第 一 版 开本: B5(720×1000)

2002 年 2 月第一次印刷 印张: 8 5/8

印数: 1—5 000 字数: 142 000

定 价: 18.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换〈新欣〉)

目 录

第 1 章	概 述	1
1.1	人类文明与光	1
1.2	日益进步的光学应用技术	3
第 2 章	半导体的光学性质	7
2.1	半导体和光之间的相互作用	7
2.1.1	半导体的光学特性	7
2.1.2	半导体和电磁波之间的相互作用 ...	8
2.2	半导体的光吸收	9
2.2.1	光吸收系数和光谱	9
2.2.2	激子吸收	12
2.2.3	能带边的光吸收	12
2.3	用电子能带结构解释光学性质	14
2.3.1	直接跃迁型的光吸收	14
2.3.2	间接跃迁型的光吸收	15
2.3.3	Ge 的吸收光谱	16
2.3.4	GaAs、a-Si 的吸收光谱	18
2.4	半导体发光的原因	21
2.4.1	半导体发光机理	21
2.4.2	能带边的复合发光	22
2.4.3	与杂质能级有关的发光	24
2.4.4	与等电子陷阱有关的发光	26
2.5	其它光学效应	28
2.5.1	非线性光学效应	28
2.5.2	拉曼散射	28
2.5.3	超晶格的光学性质	31
	练习题	35

第 3 章 光接收器件	37
3.1 光电导器件	37
3.1.1 光电导器件的工作原理	37
3.1.2 光电导器件的种类	39
3.1.3 光电导器件的性能	39
3.2 光电二极管的工作原理	40
3.2.1 光电二极管概述	40
3.2.2 光电二极管的工作原理	42
3.2.3 光晶体管的作用	43
3.3 高速光电二极管具有优越性能的原因	44
3.3.1 pin 光电二极管的结构和作用	45
3.3.2 APD 的工作原理和作用	46
3.4 摄像器件	48
3.4.1 摄像器件的种类	48
3.4.2 CCD 的结构及作用	49
3.4.3 CCD 的种类及应用	51
练习题	52
 第 4 章 太阳能电池	 55
4.1 太阳能	55
4.1.1 太阳能的实质	55
4.1.2 日照量	56
4.2 太阳能电池原理	57
4.2.1 太阳能电池的工作原理	57
4.2.2 太阳能电池的结构和作用	58
4.3 太阳能电池的性能	59
4.3.1 能量转换效率	59
4.3.2 性能参数	61
4.4 太阳能电池材料	62
4.4.1 高效率太阳能电池	62
4.4.2 理论极限效率	62
4.5 通过研究和开发提高光电转换效率	64
4.5.1 提高转换效率的研究和开发	64
4.5.2 多结多层结构的太阳能电池	64
练习题	66

第 5 章 光发射器件	69
5.1 发光二极管(LED)	69
5.1.1 复合发光过程	69
5.1.2 半导体中的受激发射	71
5.1.3 发光效率	72
5.1.4 结构和工作原理	74
5.1.5 输出功率特性	77
5.2 激光二极管	79
5.2.1 半导体激光器的种类和用途	79
5.2.2 结构和工作原理	80
练习题	87
第 6 章 电子图像显示器件	89
6.1 阴极射线管 CRT	89
6.1.1 CRT 的工作原理	89
6.1.2 彩色阴极射线管	90
6.1.3 投影式显示器	92
6.2 液晶显示器 LCD	93
6.2.1 液晶光调制和开关的工作原理	93
6.2.2 图像显示的原理	95
6.2.3 液晶投影式显示器	98
6.3 等离子体显示板 PDP	100
6.4 电致发光显示器 ELD	102
6.4.1 EL	102
6.4.2 无机 EL 的工作原理	102
6.4.3 有机 EL 的工作原理	104
6.5 场发射显示器 FED	106
练习题	107
第 7 章 光 IC 和光信息处理	109
7.1 光 IC 概述	109
7.1.1 将光波导型器件集成后的光 IC	109
7.1.2 光波导型器件的结构	109
7.1.3 以电介质为衬底的无源光 IC	110
7.1.4 使用电光晶体的有源光 IC	112

7.1.5 使用半导体衬底的光 IC	113
7.2 光信息处理的独特性质	115
7.2.1 光信息处理能力	115
7.2.2 利用傅里叶变换的光图像信息 处理	115
7.2.3 利用空间并行性的超高速信息 处理	118
7.2.4 未来展望	119
练习题	120
练习题简答	121
参考文献	125

第 1 章 概 述

当出现了利用太阳光的农耕技术,并且人们掌握了用火进行照明和炊事的时候,人类文明的发祥也由此开始了。到了 21 世纪的今天,在高新技术的发展中,光学技术显示出举足轻重的作用。那么,到底是什么原因决定了它的地位呢?为什么光学技术如此重要呢?带着这个问题,我们在本章中首先介绍人类文明的进步与光密不可分的关系,然后,根据光的高速度、高能量密度等特性,具体地说明光电子学这一新兴技术是如何开拓其应用领域的。第 2 章以后将切入各项专题进行叙述。

1.1 人类文明与光

地球上可以采集的 99.98 % 的能源都是源自于太阳能。在人类历史上科学技术取得辉煌进步的 20 世纪,简单地也可称为煤炭和石油的文明时代。构筑这个能源文明的化石燃料归根结底是长期在太阳光的照射下靠太阳能生息的动植物演变而成的。换句话说,太阳光以大气和地表所吸收的热能为基础,通过气象活动维持适当的气温,同时促进所有动植物的生物体活动,即维持了所谓的生态学周期。

太阳以“光”的形式抚育大地,施予恩泽。光被物质吸收后所释放出的热、大气和水养育着生灵,“光”本能地“产生光明”,向我们长久不断地发出信息,让我们感到它的存在是必要的、是可以给我们“带来幸福”的。光在很久以前就是人类生活不可缺少的东西,在《圣经》的“创世说”的开篇中,关于光的产生是这样写的——在那以后,神说道:“让光照射出来吧!”,于是产生了光。

近年来,随着信息化社会的到来,在扮演尖端技术角色的微电子学领域内,为了加快技术进步,不断地要求这些新技术可以“更

多”、“更快”、“耗能更少”地处理信息。图 1.1 所示的是在电子信息处理技术从三极电子管发展到最近的半导体集成电路的过程中,有源器件和电路系统的技术进步历程。由图可见,随着时代的推移,器件逐渐小型化,处理速度高速化,而消耗电能越来越少。根据单位(1 比特)信息处理成本不断降低这一经济学原理,这种技术进步趋势今后也不会改变。但是,随着技术要求日益提高,信息处理硬件的微细加工的极限开始显现出来,束缚了技术的日益发展。为了打破这种技术屏障,科学家们想到了光学技术,设想将信息信号加在光波上,不断地开发光信息处理技术,利用光信息处理技术的超高速、大容量、低能量的特点对信息进行处理。另外,在光能利用方面,太阳能发电和激光加工所代表的光能技术日益成熟,逐渐实用化。正如在激光核聚变的实例中所看到的那样,利用光的高能量密度的特性,可以将兆焦[耳]的能量在短时间内聚焦在微小的空间内,这项新技术是其它能源所不可能实现的。

人类自远古开始就接受着太阳的恩惠,即使是夜晚也借助于油灯生活。在托马斯·爱迪生发明了电灯后,夜生活才得以真正地实现,这一切也才是 120 年前发生的事情。有了电之后,它逐渐

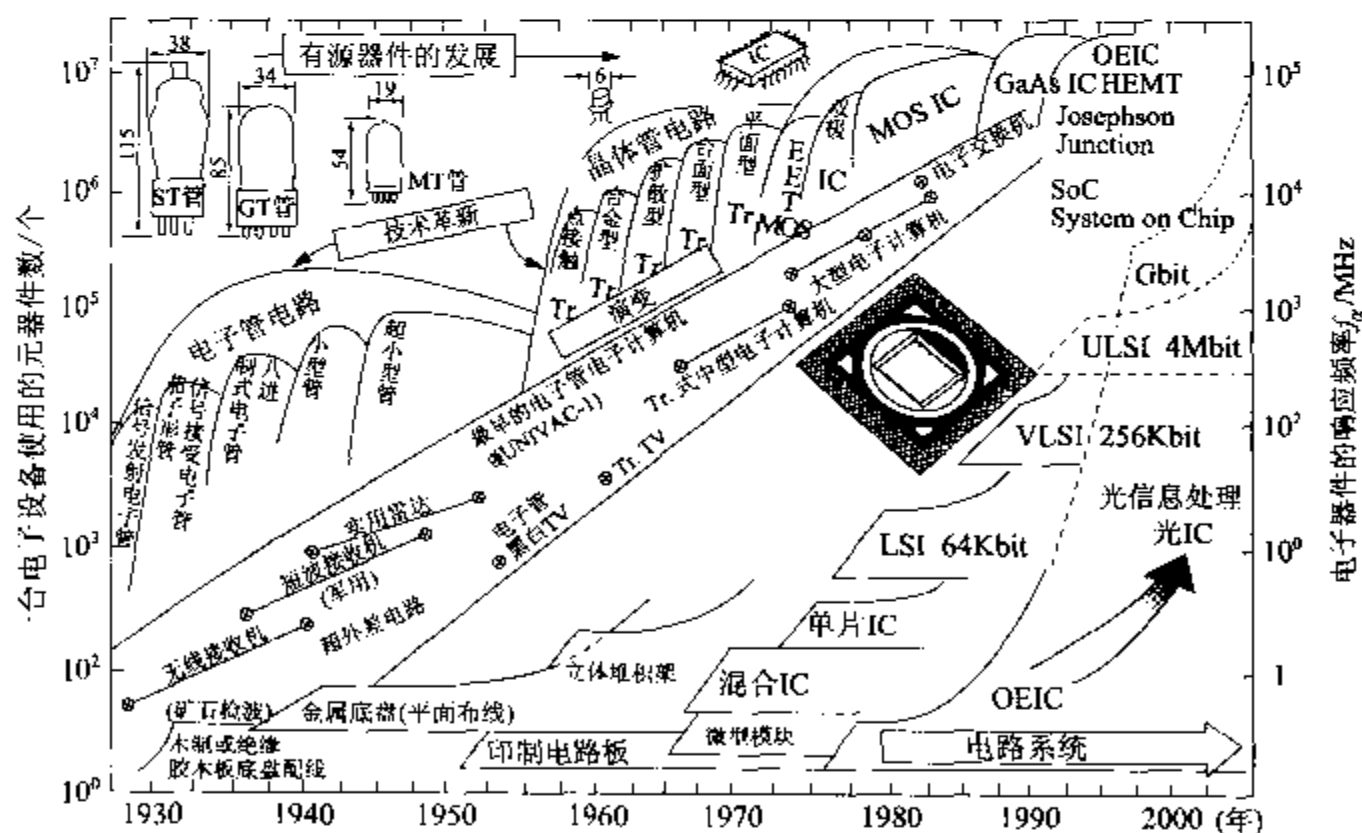


图 1.1 电子技术和器件的进步图¹⁾

1) 从电子管发展到晶体管,又从集成电路发展到集成光路,一直是在“更快”、“更多”、“耗能更少”地处理信息这个经济学原理的“指导”下取得的。下一个目标就是实现光信息处理。

应用到动力、电热、通信等领域,才有了我们今天的文明。而且,在20世纪电学、电子工程学发展的基础上,21世纪必将不断地开拓出以光信息和光能源为主流的新的尖端科学和尖端技术领域。

1.2 日益进步的光学应用技术

图1.2所示的是按照光的特性对光进行的分类,以及光学技术在人类文明进程中发挥重要作用的领域,比如:能源、材料及设备、信息及通信、光学机械、光加工技术、光测量技术、光医疗技术等。

首先应该说光是文明活动的动力源,在被称为“文明之粮食”的能源领域内,科学家通过研究和开发,不断地探求太阳能发电、激光加工、激光核聚变、光纤照明、激光医疗等新的应用。其中,太

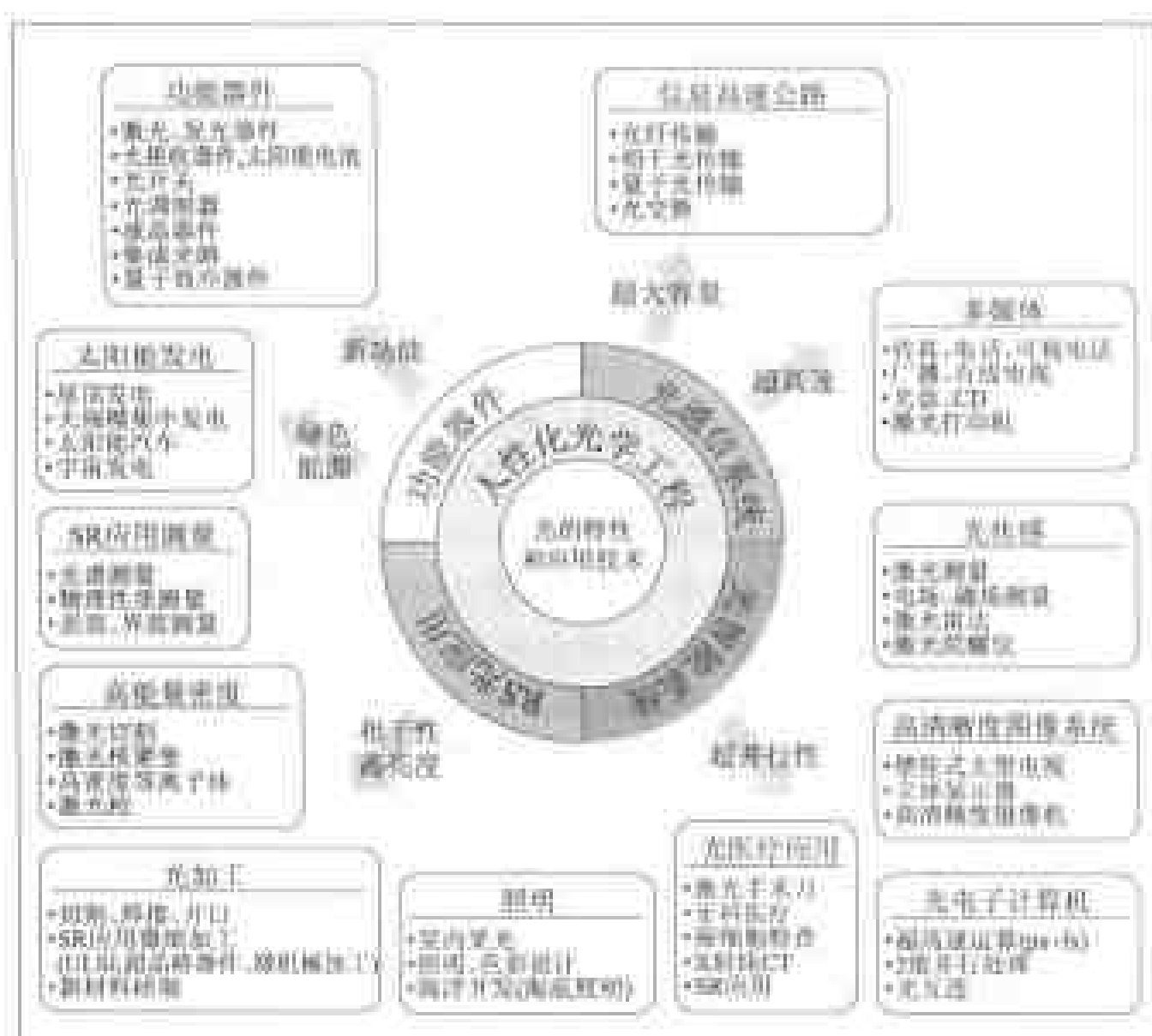


图 1.2 根据光的特性所进行的分类及其新的应用领域

太阳能发电可以解决化石燃料枯竭和地球环境问题,所以成为了绿色能源的冠军,寄予了厚望。此外,光的高能量密度的特性已经在激光加工、激光手术医疗、通过激光切割进行新材料研制等领域内正在得到应用。通过同步加速器的同步辐射(SR)所产生的被称为神奇之光的高亮度 X 射线,可以进行微量元素分析和蛋白质结构分析,还可以对各种材料进行特性测量。另外,利用 SR 光的焦点深和精度高两个特点,SR 光的应用技术正在不断地推广到微机械加工等精加工领域。

此外,根据光的性质还开发了各种各样具有新功能的装置,包括被称为“文明之佳肴”的更舒适更安全的信息处理、信息传输等,这些新研发的装置将成为 21 世纪新文明的有利武器。“光”是高频率的电磁波,可以快速传输。最近,由于可以产生 10 兆分之 1 秒的非常短的光脉冲,超高速光电子计算机、平面图像并行处理的超高速信息处理器、超大容量存储器等新技术相继问世。还有,利用激光的相干性,光波携带高密度信息进行传输的光通信使大容量信息传输成为了可能。正如我们已经从 CD 和光盘的实用化中所体会到的那样,高密度信息的记录已经轻而易举地实现了。不久的将来,我们可以期待利用光的双向传输性,光的应用将扩展到把图像、影像信息和通信融合为一体的可视电话等多媒体领域。而且,还可以构筑使用光纤通信和卫星通信的信息高速公路,通过局域网和互联网还可以编织成全球通信网。

从物质文明的角度来看,取得日新月异进步的 20 世纪,极大地丰富了我们的日常生活。但是,从另一个角度来看,物质文明的建设大量消耗了化石燃料,也导致了森林和海洋资源等自然界留下来的遗产面临枯竭,以至于地球环境的破坏达到了放任不管的程度。在 21 世纪高度文明的建设中,我们需要继续保护包括地下细菌和人类自身在内的整个生态系统的循环周期,将生活方式转移到追求更合理、更舒适的文明生活中来。要摒弃目前经济核算中一味追求物质文明开发的所谓经济发展主义的做法,要注重生态平衡,拉开以保护生态系统为重点的文明之序幕。从以上的观点来考虑,我们除了通过上述的太阳能发电来防止污染之外,在视觉信息上要增加心理学感性因素,制作出使人们感到舒适的具有高雅气息的影像资料,通过颜色和影像信息控制生理上的活力,真正营造出人性化光学工程这一新的领域。图 1.3 所示的是在 21 世纪文明建设中,光产业所追求的新的目标。



图 1.3 在 21 世纪文明建设的高新技术中各种光产业的应用领域

第 2 章

半导体的光学性质

在学习光电子学的时候,我们首先要学习其必要的基本知识——半导体和光之间的相互作用。

光是电磁波,同时也是光子(photon),即光量子。因此,在理解半导体的光学性质的时候,有必要从量子论的角度加以考虑。在本章中,我们举出实际的测量例子来说明光学性质,同时简单易懂地说明半导体和光之间的相互作用。

2.1 半导体和光之间的相互作用

2.1.1 半导体的光学特性

当光照射到半导体上的时候,一部分入射光被表面反射,剩余的或者被半导体吸收或者透过半导体。半导体的种类不同,光反射和透射的比率也不同。也就是说,半导体的反射率和吸收系数与入射电磁波的频率有关。另外,入射光的强度不同,所产生的现象也不同。如果强光照射到半导体上而被吸收,则可以看到不同波长的发光现象等。如上所述,根据半导体不同的种类、入射光的波长和强度不同,光和半导体的相互作用也不同,如图 2.1 所示。

决定半导体和光相互作用的主要是能带结构,这个能带结构是由原子按一定规则排列的晶体结构所决定的。这个现象可以通过比较半导体的颜色直感地加以理解。例如,硅(Si)是灰色的不透明晶体,而磷化镓(GaP)是美丽橘黄色的透明晶体。与 Si 相比, GaP 的带隙能量约为它的 2 倍,与绿色光的能量相当。

无论是低频电波,还是微波、红外线、可见光、紫外线、X 射线等这些波长范围较宽的电磁波,由于它们的能量不同,将会对晶格和各种状态的电子产生影响,显示出各自的光响应特性。像 X 射线那样短波长的电磁波,将会激发每个原子的内层电子。另外,波

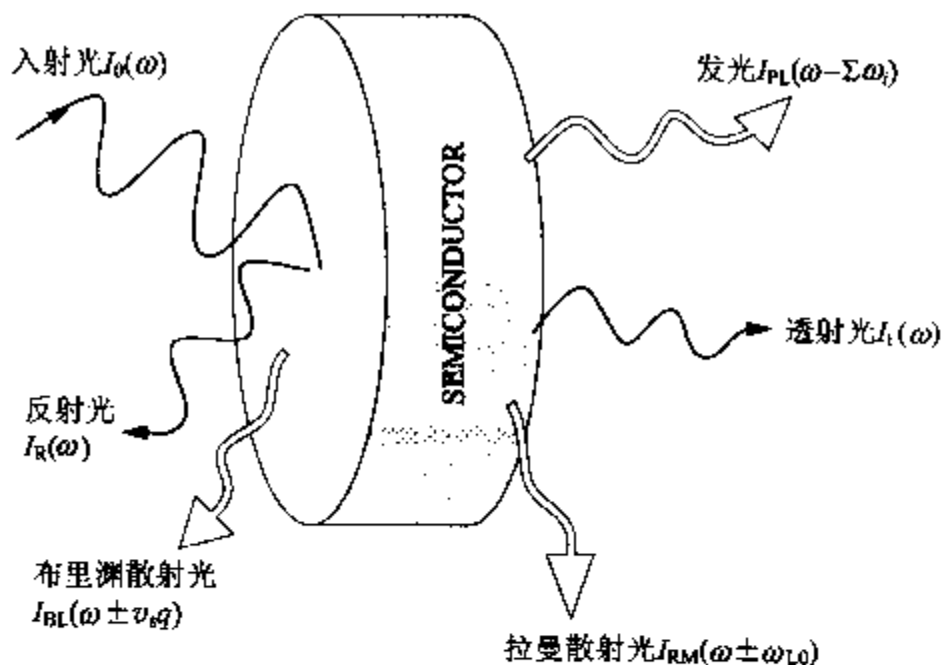


图 2.1 半导体和光之间的相互作用

长较长的微波和远红外线将会激发晶格振动,从而对电子进行加热。决定半导体光学性质的最重要的波长在红外线到可见光的范围内。这是因为几乎所有半导体的带隙能量都处在这个波长范围内。

可见光到红外线的波长大约是半导体晶体的晶格常数的1 000倍以上,所以半导体的光学性质一般可以使用宏观的晶体光学常数折射率和吸收系数来表达。因此,电磁波入射半导体内进行传播的现象可以用麦克斯韦电磁方程式来表示。这样,通过这个方程式就可以给出与电磁波频率有关的光学常数和表示半导体宏观性质的电容率之间的关系。

2.1.2 半导体和电磁波之间的相互作用

作为电磁学基础的麦克斯韦方程式可以用下列公式表示:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho, & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \end{aligned} \quad (2.1)$$

式中, $\mathbf{D}$ 为电位移; $\mathbf{B}$ 为磁通密度; $\mathbf{E}$ 为电场; $\mathbf{H}$ 为磁场; $\mathbf{J}$ 为电流密度。

由于光波电场的作用,晶体中的正负电荷各自向相反的方向移动,形成电偶极矩。这些电荷可以认为是被形成半导体的原子所束缚的电子、离子、“自由”电子、杂质等。光波长不同,其各自响应的电荷种类也不同,正负电荷的纯位移将产生相当于单位体积电偶极矩的电极化。使用电极化强度 $\mathbf{P}$ 这个参数,就可以用下列

公式表示电位移 D ：

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon(\omega) E \quad (2.2)$$

用具有角频率 ω 和波矢 κ 的电磁波 $E e^{i(\kappa \cdot r - \omega t)}$ 进行照射时, 电位移 D 就可以用电容率或称为介电常数 $\epsilon(\omega)$ 来表示。也就是说, 晶体的性质可以全部由 $\epsilon(\omega)$ 来涵盖。光波的波矢与晶体的倒格矢和电子的波矢相比, 远远小于几位数的量级, 所以一般设定 $\kappa \approx 0$, 而忽略电容率的空间分布。因此, 介电常数 $\epsilon(\omega)$ 通常可以作为 ω 的函数, 用复数表示:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega) \quad (2.3)$$

利用这个公式, 再根据折射率的平方等于电容率的关系, 可以用以下的公式定义复折射率 $\bar{n}(\omega)$ 。

$$\begin{aligned} \bar{n}(\omega) &\equiv \sqrt{\epsilon(\omega)} \\ &= \sqrt{\epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)} = n(\omega) + ik(\omega) \end{aligned} \quad (2.4)$$

从公式(2.4)中可以得出:

$$\begin{aligned} \epsilon_1(\omega) &= n(\omega)^2 - k(\omega)^2 \\ \epsilon_2(\omega) &= 2n(\omega)k(\omega) \end{aligned} \quad (2.5)$$

这里, $\bar{n}(\omega)$ 的实部称为折射率, 虚部称为消光系数。

为了理解以上的结果, 以及同半导体光学特性的关系, 在 2.2 和 2.3 节中, 我们将根据实际的数据详细介绍这方面的内容。

2.2 半导体的光吸收

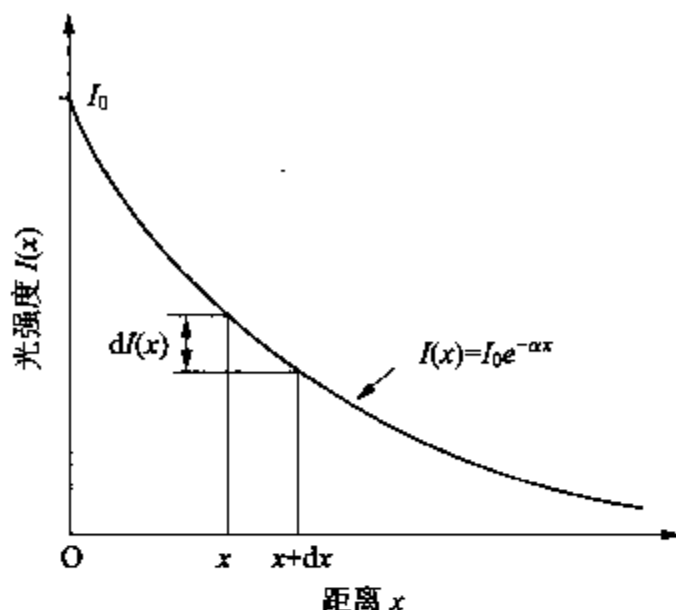
2.2.1 光吸收系数和光谱

当角频率为 ω 和强度为 I_0 的光垂直地照射到半导体表面上的时候, 设距离表面 x 处的强度为 $I(x)$, 则在 x 处的强度变化量为 $dI(x)$, 它与在该点的强度 $I(x)$ 成正比, 如果设比例系数为 α , 则可以得到下列公式:

$$dI(x) = -\alpha I(x) dx \quad (2.6)$$

这里把表示光强度衰减大小的 α 称为吸收系数(absorption coefficient)。单位是 $\alpha(\text{cm}^{-1})$ 。由于 α 是 ω 的函数, 由式(2.6)可以得出下列公式(参见图 2.2):

$$I(x) = I_0 \exp[-\alpha(\omega)x] \quad (2.7)$$

图 2.2 半导体中光强度的变化(α :吸收系数)

如果用波数为 κ 的平面波表示沿 x 方向穿过半导体的光, 则其电场可以用下列公式表示:

$$E(x) = E_0 \exp(i\kappa x - i\omega t) \quad (2.8)$$

光在半导体中的速度比在真空中的速度小, 如果设折射率为 $\bar{n}$, 则根据 $\omega/\kappa = c/\bar{n}$ (c 为真空中的光速) 的关系, 式(2.8)可以变换成以下的形式:

$$E(x) = E_0 \exp\left[i \frac{\bar{n}\omega}{c} x - i\omega t\right] \quad (2.9)$$

由于 $\bar{n} = n - ik$, 根据光强度 $I(x)$ 与 $|E(x)|^2$ 成正比的关系, 就可得出下列公式:

$$I(x) = I_0 \exp\left[-\frac{2\omega}{c} k(\omega) x\right] \quad (2.10)$$

将式(2.7)和式(2.10)进行比较, 就可以得出下列公式:

$$\alpha(x) = \frac{2\omega}{c} k(\omega) = \frac{4\pi}{\lambda} k(\omega) \quad (2.11)$$

在变化较小的频率范围内, 使用式(2.5), 就可以表示吸收系数 α 与电容率虚部 ϵ_2 成正比的关系。

下面, 再看一看到在实际半导体中所观测到的吸收光谱的问题。在各种电子和光的相互作用中, 入射光能量都被反映到了吸收光谱中。通常所观测的半导体的吸收光谱如图 2.3 所示。随着入射光的能量增加, 就可以观察到自由电子和空穴引起的吸收、杂质能级间的吸收、由激子引起的吸收。而且, 在高能量区域, 还可以看到强光带间吸收。

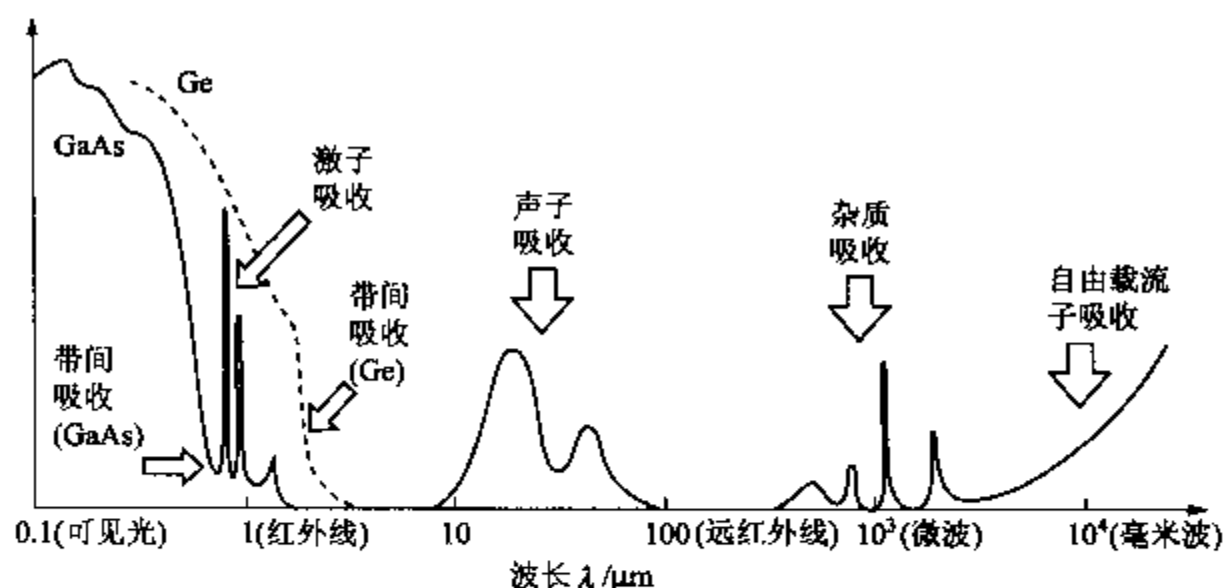


图 2.3 半导体的吸收光谱

图 2.4 所示的能带图说明了与这些吸收有关的电子跃迁的过程。能带图反映了状态密度和电子分布。与其它过程相比,带间吸收是比较强的。导带的电子数量较少时,自由电子吸收相应减小。另外,杂质能级间的吸收还会随着杂质的种类和浓度而发生较大的变化。

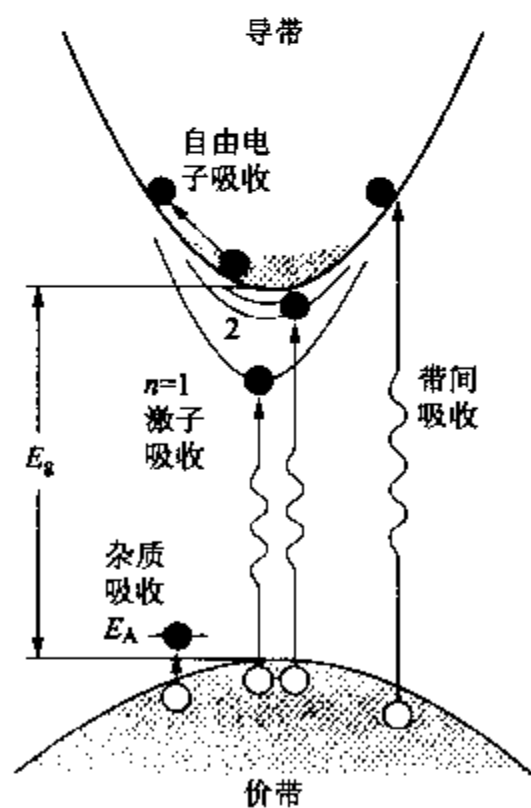


图 2.4 光吸收的过程

2.2.2 激子吸收

图 2.4 中还表示了从价带到接近导带底的激子能级(exciton level)。激子吸收的能量比从价带到导带的本征吸收边要小一点。导带的电子和价带的空穴分别处于由库仑引力相互约束的状态,在各自的原子周围自由地旋转。其轨道半径远远大于原子间隔,可以认为它们的结合是比较弱的。通常将这样的激子称为莫特-万尼尔(Mott-Wannier)激子。

激子的结合能可以用类氢原子模型进行简单的估算。由于在 GaAs 等半导体内激子的能量非常小,只有几毫电子伏(meV),在室温下离化成电子和空穴,从而观察不到激子吸收。图 2.4 中的 $n=1,2$ 表示的是激子的基态和激发态。

具有离子性的 II-VI 族化合物半导体 CdS,其激子的结合能比较大,为 29meV,具有明显的离子晶体的性质。离子晶体和分子晶体的电子和空穴只是局域化在原子周围,所以被称为强束缚激子或者弗伦克尔(Frenkel)激子。KCl 激子的结合能为 400meV,是非常大的。

2.2.3 能带边的光吸收

接着我们再看看本征吸收边,比较一下锗和砷化镓的光吸收实验数据。图 2.5 是在 300K 和 77K 的温度下对 Ge 的吸收系数进行比较的结果。在低温时,由于晶体收缩,带隙扩大,吸收边将向高能量方向移动。对于 Ge 的光谱特征,我们必须注意 α 阶段性地变大。这是间接跃迁和直接跃迁不同的吸收边重叠出现的结果。关于这个结果,我们将根据能带结构,在下一节中详细叙述。

图 2.6 所示的是代表性的 III-V 族化合物半导体砷化镓(GaAs)的吸收光谱。GaAs 是直接跃迁型的半导体。同 Ge 的吸收光谱进行比较,可以发现显著的不同。首先,室温下的光谱是单调变化的,并没有在 Ge 中所看到的阶段性结构。在 77K 的温度下,吸收边有明显的峰,这个峰表示激子吸收。若将该半导体冷却到 4.2K 的温度,则可以观察到自由激子的激发能级和被杂质束缚的激子吸收。

通过以上对 Ge 和 GaAs 吸收光谱的比较,可以了解到间接和直接跃迁型半导体的特征。关于半导体的能带结构和光学性质,我们将在下一节中,一边参考这些实验结果,一边进行探讨。

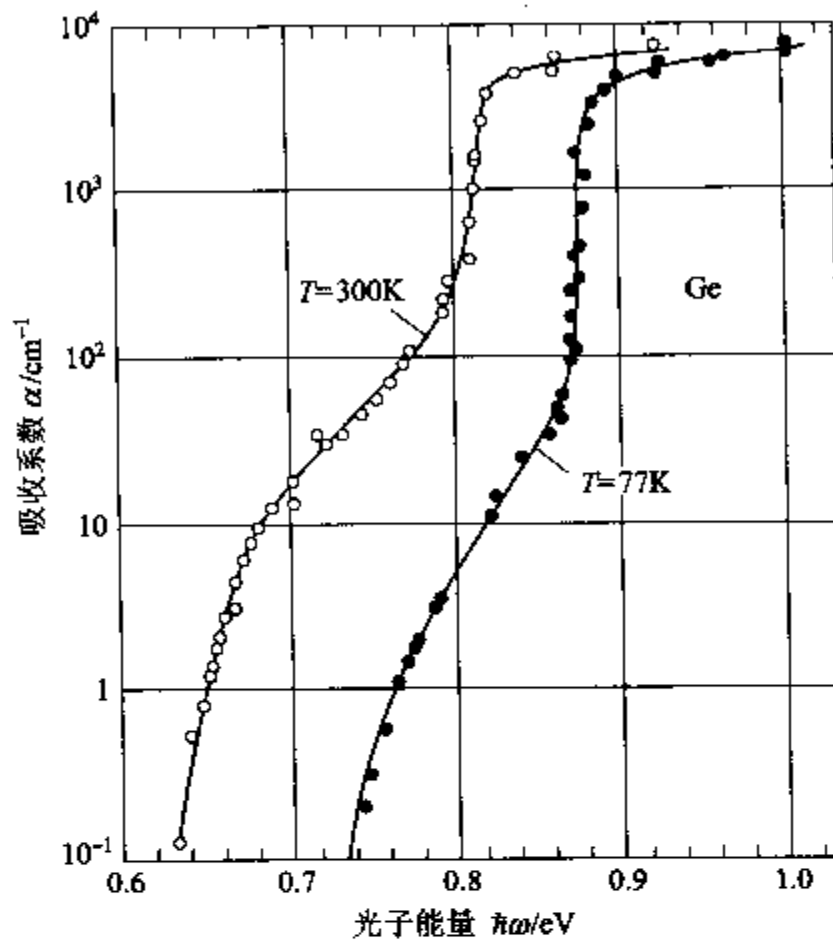


图 2.5 Ge 晶体的吸收光谱(300K 和 77K 温度下的实验结果)
(R. Newman, W. W. Tyler: Solid State Phys. ,8, p. 49, 1959)

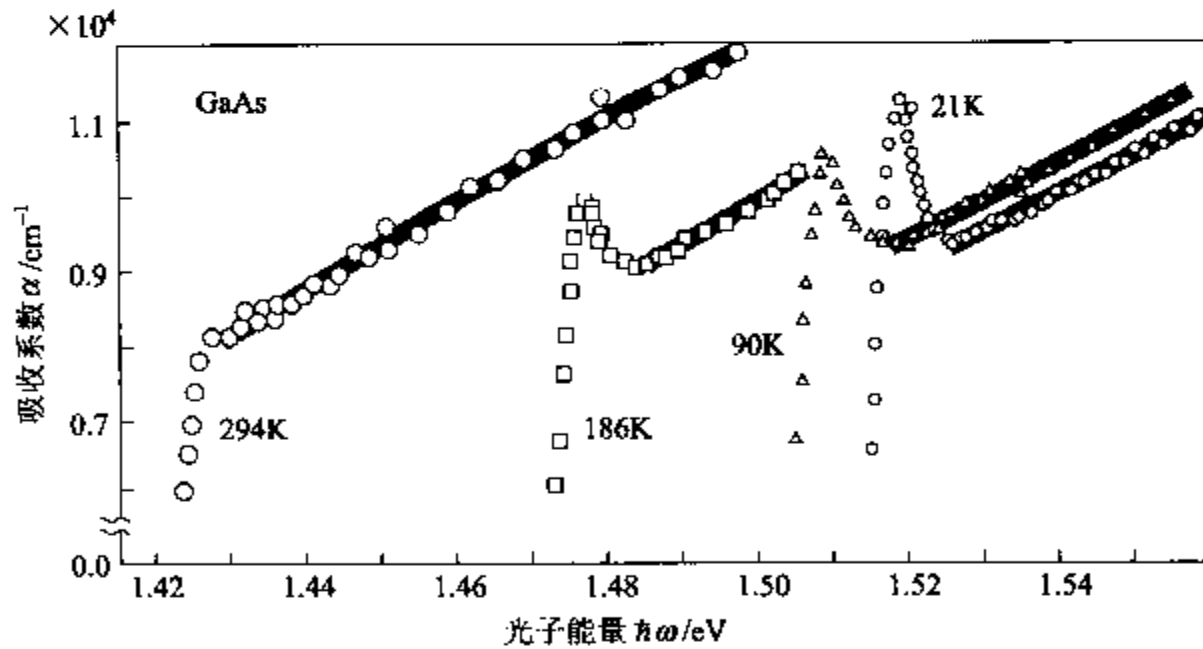


图 2.6 GaAs 晶体的吸收光谱(可观察到低温下的激子吸收)
(M. D. Sturge: Phys. Rev. ,127, p. 768, 1962)

2.3 用电子能带结构解释光学性质

测定半导体能带间的本征吸收并进行分析的光谱学是决定能带结构的有效研究手段,以前已经被广泛地采用了。在本征吸收中,电子从充满电子的价带被激发到导带。因此,吸收系数将由价带内被电子占据的状态、导带内空着的状态和能带间电子的跃迁概率所决定。

当跃迁概率不依赖于能量的时候,吸收光谱将提供电子能带结构的信息。另外,能带间的发射光谱也同吸收一样提供能级和电子分布的信息。与带间跃迁相比,低能量范围内的吸收,可以表示激子和杂质能级的存在。上一节中,我们已经介绍了 GaAs 和 Ge 的吸收光谱,它们最大的差别是直接跃迁和间接跃迁的本征电子跃迁的差别,这一点很重要。

2.3.1 直接跃迁型的光吸收

图 2.7(a)表示的是直接跃迁型半导体的光吸收过程。如果假设光波长为 $\lambda=0.4\sim 1\mu\text{m}$,则光子的动量 $\hbar\mathbf{k}=h/\lambda$ 与晶体的动量 $\hbar\mathbf{k}=h/a(a\approx 2\text{\AA})$ 相比要小的多。因此,光子的动量可以忽略不计,可以认为电子的动量在跃迁前后不变。若假设导带和价带为抛物线形,则可以得到下列式子:

$$E=E_c+\frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m_e^*}, \quad E=E_v-\frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m_h^*} \quad (2.12)$$

因此,下面就可以给出同吸收的光子能量 $\hbar\omega$ 的关系式:

$$\hbar\omega-E_g=\frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2}\left(\frac{1}{m_r^*}\right) \quad (2.13)$$

对应公式(2.13)的折合状态密度 D ,一般认为与 3 维晶体中能带的状态密度 $D(E)$ 相同,可以用下列式子表示:

$$D=\frac{(2m_r)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3}(\hbar\omega-E_g)^{1/2} \quad (2.14)$$

但是,有效质量 m_r 为含有导带和价带有效质量的折合有效质量(reduced mass),是使用下列式子计算的:

$$\frac{1}{m_r}=\frac{1}{m_e^*}+\frac{1}{m_h^*} \quad (2.15)$$

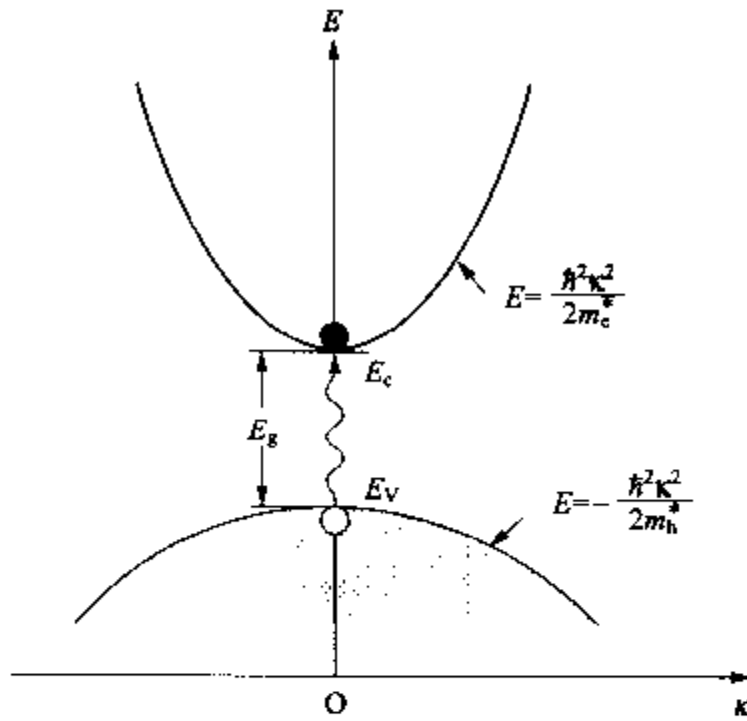


图 2.7(a) 直接跃迁型的光吸收

假设电子的跃迁概率与光子能量 $\hbar\omega$ 无关, 则吸收系数 α 将只与状态密度有关。因此, 可以得到下列式子:

$$\alpha \propto (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (2.16)$$

在 α 的严格计算中, 是通过量子力学的方法, 在计算哈密顿算符的本征状态后再计算的。使用价带和导带的布洛赫函数计算跃迁概率。计算结果可以得到下面的与公式(2.16)相同的关系。

$$\alpha \propto (\hbar\omega - E_g)^{1/2} / \omega \quad (2.17)$$

2.3.2 间接跃迁型的光吸收

图 2.7(b)表示的是间接跃迁型的光吸收。导带底的波矢 κ_f 远离价带顶的 $\kappa=0$ 的位置。因此, 只要与 $\hbar\kappa_f$ 相当的动量不能由晶格振动的声子或者电子间的散射所提供, 则动量守恒准则是不成立的。图 2.7(b)表示的是吸收和发射了波矢为 q 和角频率为 ω_q 的声子之后从 $\kappa=\kappa_i$ 的价带到 $\kappa=\kappa_f$ 的导带电子跃迁的情况。这时, 以下的动量和能量守恒准则成立。

$$\hbar\kappa_f - \hbar\kappa_i = \pm \hbar q \quad (2.18)$$

$$E_f - E_i = \hbar\omega \pm \hbar\omega_q \quad (2.19)$$

在理论上, 对满足这些关系的跃迁的所有能量进行积分, 就可以求得吸收系数。但是, 对于声子分布来说, 必须要考虑公式(2.20)所示的玻色-爱因斯坦分布 n_q 。

$$n_q = 1 / [\exp(\hbar\omega_q / k_B T) - 1] \quad (2.20)$$

声子的吸收具有与 n_q 成正比的因子, 声子的发射具有与 $(n_q + 1)$ 成正比的因子。因此, 间接光跃迁所引起的吸收系数 α 可以由下列式子求出:

$$\alpha \propto \frac{1}{\omega} \left[\frac{(\hbar\omega + \hbar\omega_q - E_g)^2}{\exp(\hbar\omega_q/\kappa_B T) - 1} + \frac{(\hbar\omega - \hbar\omega_q - E_g)^2}{1 - \exp(-\hbar\omega_q/\kappa_B T)} \right] \quad (2.21)$$

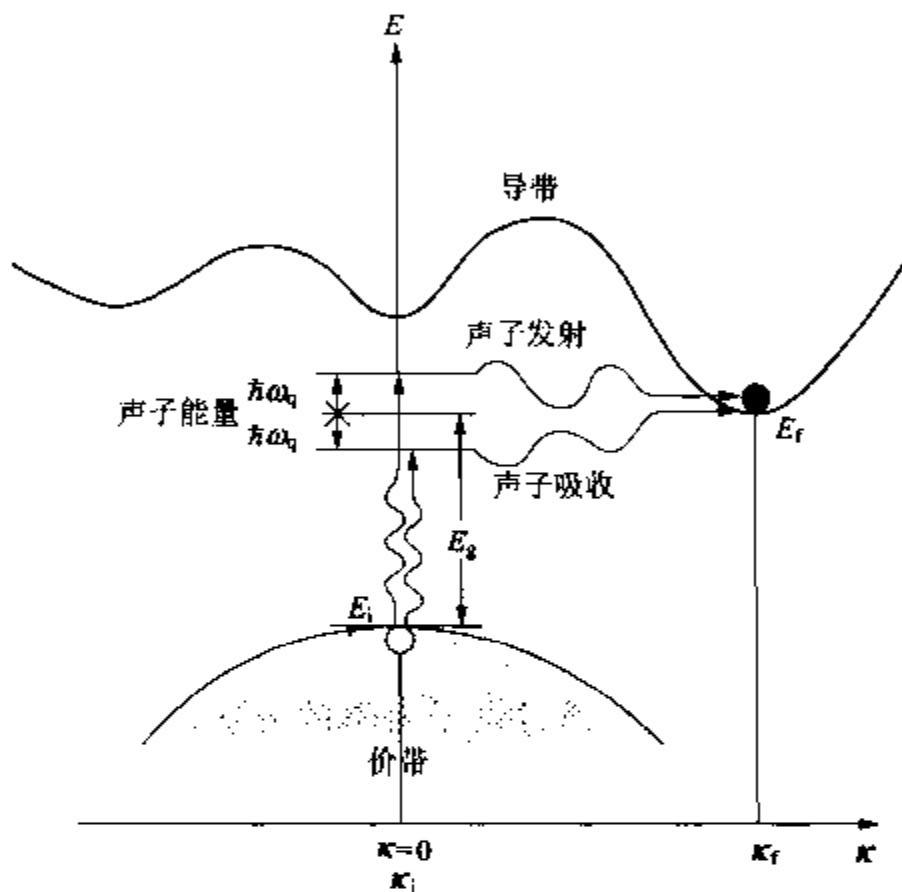


图 2.7(b) 间接跃迁型半导体的光吸收
(声子吸收和发射后电子进行 $\kappa_i \rightarrow \kappa_f$ 的跃迁)

式中的第 1 项与声子的吸收对应, 第 2 项与声子的发射对应。这个公式看上去很复杂, 但是当 $\hbar\omega$ 远远大于 E_g 时, 可以将该公式简化成以下的式子:

$$\alpha \propto (\hbar\omega - E_g)^2 \quad (2.22)$$

2.3.3 Ge 的吸收光谱

以下我们再关注一下此前所叙述的半导体的能带, 看一下光吸收的测量数据。如果将图 2.5 所示的 Ge 在 300K 温度下的吸收数据绘成以 $\sqrt{\alpha}$ 和 α^2 为纵坐标的图, 则可以得到图 2.8。图中代表性的实验值用 $\circ$ 表示。由图可知, 从约 0.6eV 开始的递增是按照 $\sqrt{\alpha}$ 的直线关系变化的, 而从 0.8eV 开始的递增是按照 α^2 的直线

关系变化的。因此,可以理解 Ge 的吸收光谱的阶段性的结构是与上述的低能区域的间接跃迁和高能区域的直接跃迁重叠后的结果。由此可见,Ge 的光吸收实验结果与上述 2 个理论是非常吻合的。

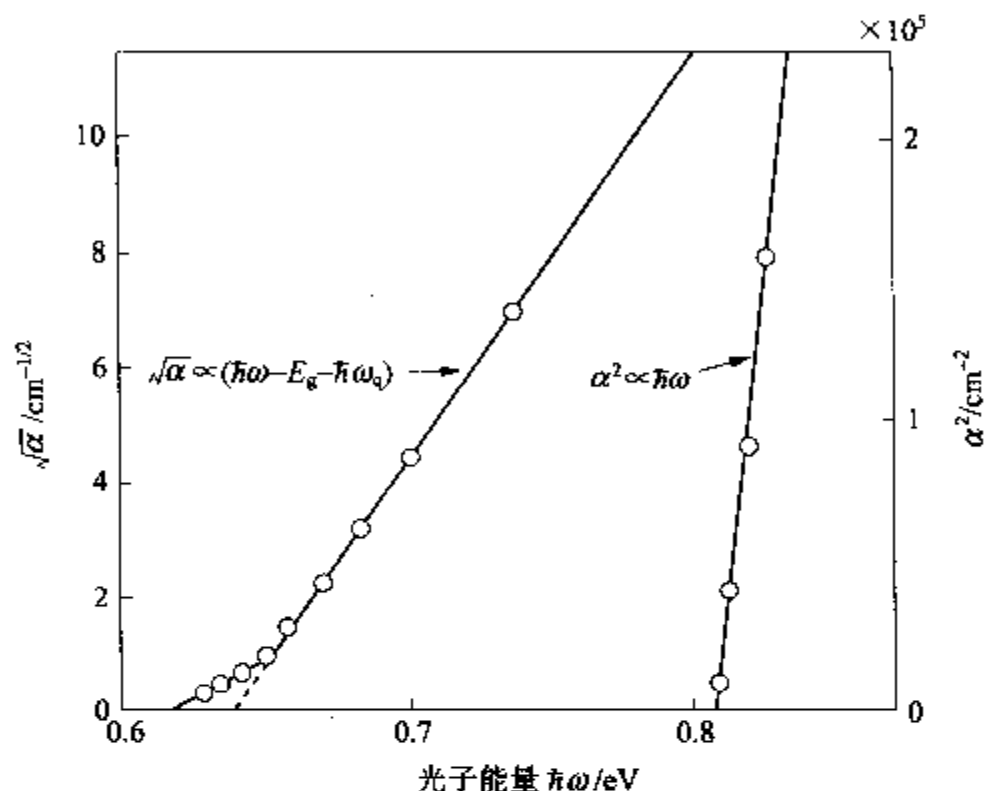


图 2.8 Ge 的 $\sqrt{\alpha}$ 、 α^2 和 $\hbar\omega$ 之间的关系

下面再看一下低能吸收边。仔细地将它们连成曲线的话,可以看到有一点弯曲。 $\sqrt{\alpha}$ 的直线和横轴的交点表示伴随着 $\hbar\omega_q$ 声子发射的吸收边。能量比该点稍低的地方所看到的递增趋势是与伴随着声子吸收的吸收边相对应的。从这个数据我们可以计算出与电子跃迁有关的声子能量 $\hbar\omega_q \approx 0.01\text{eV}$ 。关于该吸收的声子,一般认为是 Ge 晶体晶格振动的纵向声学波声子(LA 声子)和横向声学波声子(TA 声子)。它可以通过其它的声子线实验来得到确认。在这里,纵向和横向的意思是指晶格振动的纵向波和横向波。

将从 0.81eV 处所看到的光吸收同从 0.62eV 处所看到的光吸收进行比较,可以发现它的递增直线较陡,而且能量较高。也就是说,直接跃迁的光吸收不需要声子,因为它从价带到导带几乎是垂直地进行电子跃迁。

根据能带的理论分析结果,可以将 Ge 的能带结构和状态密度 $D(E)$ 表示在图 2.9 中。横轴表示的是波矢。 Γ 、L、X 等符号是与不同晶轴对应的特异点,就像是电子住家的门牌号。从光吸收实验所得到的吸收边是与 $\Gamma_{25'} \rightarrow L_1$ 的电子跃迁相对应的。这是带间

的间接跃迁。另外,直接跃迁表示的是 $\Gamma_{25'} \rightarrow L_{2'}$, 价带和导带的状态密度 $D(E)$ 在带隙 E_g 的上下具有较大的范围。

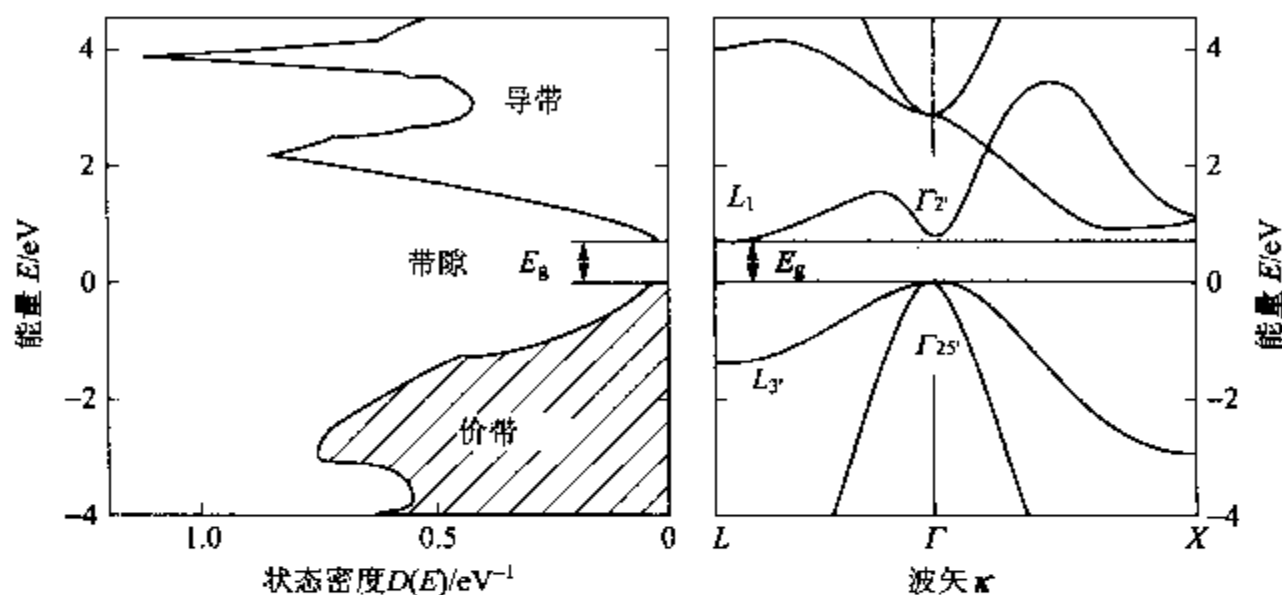


图 2.9 Ge 的能带结构和状态密度

随着光子能量的增大,可以考虑多种光吸收的过程。在带隙以上的高能区域中,虽然其能带极其复杂,但还是可以进行理论性的分析。最近,通过对能带理论与光吸收系数和反射率进行的比较,已经能够以比较高的精度分析清楚各种半导体的能带结构了。

2.3.4 GaAs、a-Si 的吸收光谱

图 2.6 表示的是代表性的直接跃迁型半导体 GaAs 的吸收光谱;而图 2.10 所示的是在 300K 温度下测定的吸收边的弱吸收系数。在图中,我们使用点线来表示式(2.17)所示的直接跃迁理论公式。这样就可以用该公式求得 GaAs 的带隙能量 $E_g = 1.42\text{eV}$ 。图 2.11 所示的是 GaAs 的能带图。

可以看到在 Γ 点具有直接跃迁的带隙 E_g 。但是,图 2.10 的数据表示在 $\hbar\omega < E_g$ 的区域内显示出不可忽视的吸收。虽然我们也考虑了前一节中所述的激子吸收的影响,但是在室温下还考虑了其它的影响。如果吸收系数按照如图 2.10 所示的指数函数进行减小,则称其能带具有尾巴(urbach tail)。关于其原因,一般认为是激子和声子的相互作用以及杂质的存在所引起的。

非晶体半导体的光吸收往往表示出能带尾巴的现象。非晶体半导体是制造太阳能电池的材料,是非常有用的。它不像晶体那样原子排列整齐,而是在空间上起起伏伏,以多种多样的结合状态

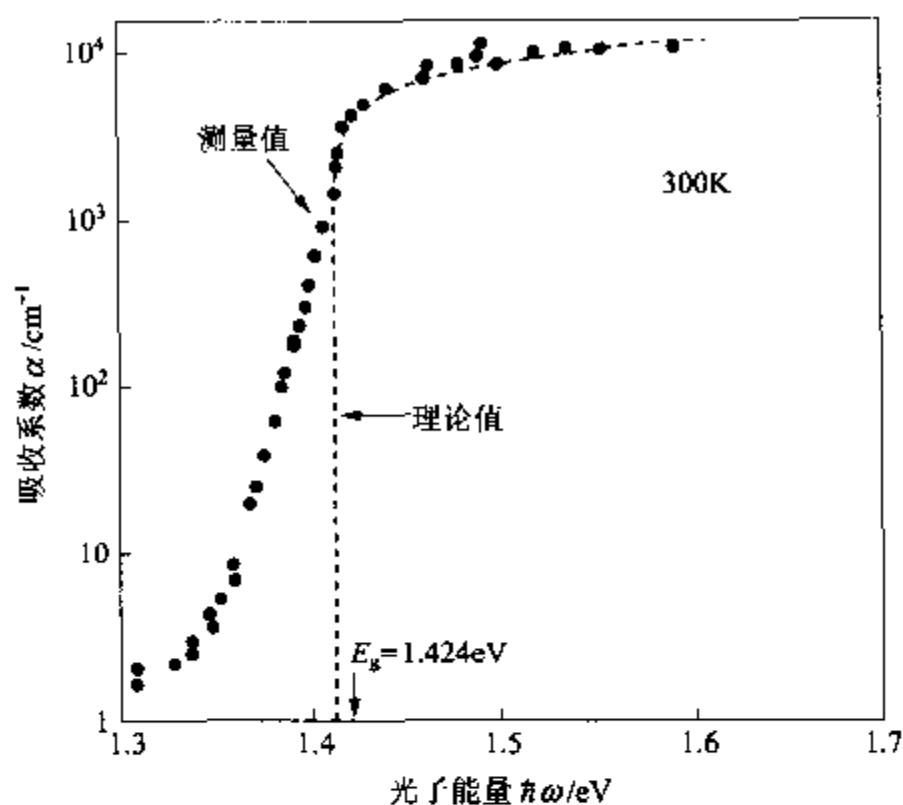


图 2.10 掺杂 GaAs 的吸收光谱

(T. S. Moss, T. D. Hawkins, Infrared Phys., 1, p. 111, 1962)

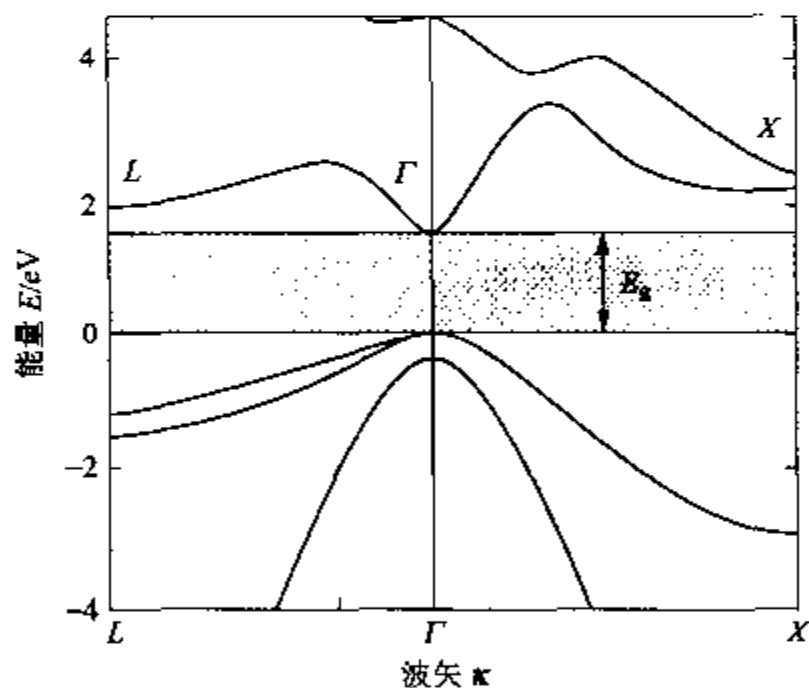


图 2.11 GaAs 的能带结构

存在着的。因此,它表现出与 Si 晶体间接跃迁型的光吸收不同的吸收光谱特性。图 2.12 表示的是对近红外线到可见光范围内具有灵敏度的光接收器件用的半导体的吸收光谱的比较。

由图可见,与 c-Si 相比,a-Si 从太阳辐射的可见光波段吸收了更多的光。这个特性可以用来制造太阳能电池。一般而言,非晶

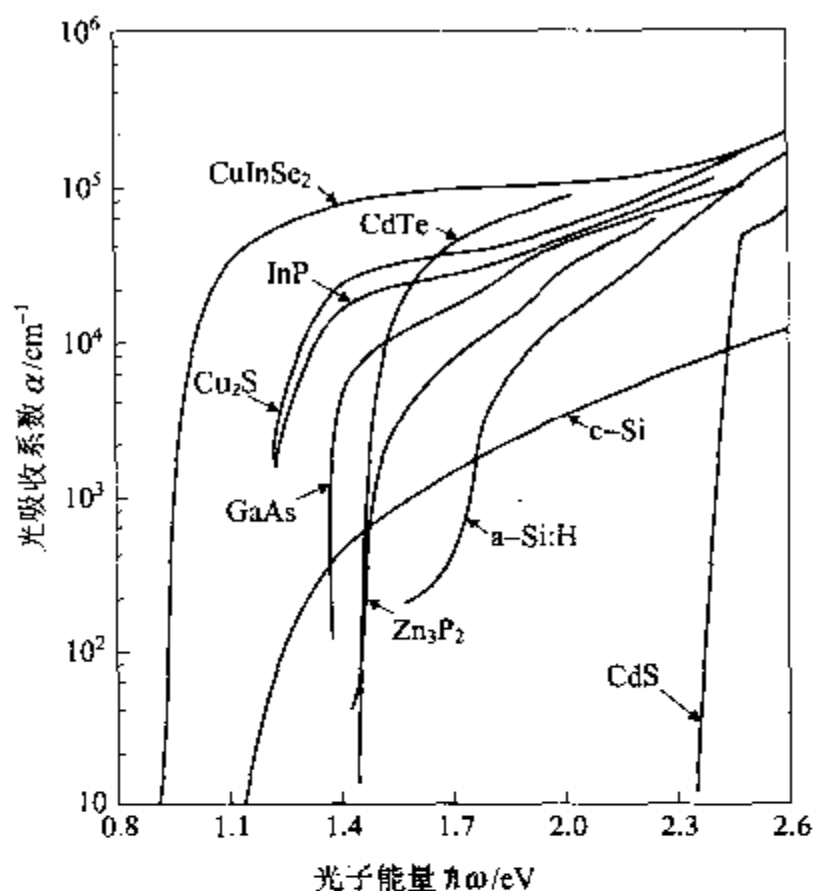


图 2.12 主要光接收器件用的半导体的吸收光谱

体的能带都有伸向带隙内的尾巴,即直到带隙的深处都存在着电子状态。因此,它的吸收光谱可以说与间接跃迁型完全不同。一般而言,非晶体的形态复杂,具有多样性,所以用能带理论一味地说明其光学特性是非常困难的。

费米分布和玻色-爱因斯坦分布

根据泡利原理,在一个量子状态下只能容纳一个电子。像这样的粒子称为费米子(fermion)。该粒子的统计计算可按照狄拉克的分布函数表示。在能量 E 的状态下,粒子所具有的概率 $f(E)$ 可以用下列式子给出:

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/k_B T} + 1}$$

E_F 称为费米能量,当 $T \neq 0$ 时,具有 $E = E_F$ 状态的概率为 $1/2$ 。

另外,在一个能量状态下,往往有多个粒子分布。像这样的粒子称为玻色子(boson)。能量状态由粒子占有的概率 $f_{BE}(E)$ 将由下面的公式给出:

$$f_{BE}(E) = \frac{1}{e^{E/k_B T} - 1}$$

这个函数称为玻色-爱因斯坦分布函数。对本章所述的光进行量子化后的光子(photon)和对晶格振动进行量子化后的声子(phonon)都符合这个玻色统计。

2.4 半导体发光的原因

2.4.1 半导体发光机理

通过光或者注入电流激发,在高能状态下的载流子具有一定的寿命,它将回到低能状态。在这个过程中,实现发射光子的辐射复合(radiative recombination),以及向晶格发射声子并产生热量的非辐射复合(non-radiative recombination)。

设辐射复合寿命为 τ_r ,非辐射复合寿命设为 τ_{nr} ,则它们各自的倒数就是单位时间的复合概率。因此,两种复合过程所决定的少数载流子寿命 τ_i 可以用下列公式表示:

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (2.23)$$

发光的辐射复合的量子效率 η 可以用下列公式表示:

$$\eta = \frac{1/\tau_r}{1/\tau_i} = \frac{1}{1 + \tau_r/\tau_{nr}} \quad (2.24)$$

在 Si 和 Ge 等间接跃迁型半导体中,由于 $\tau_r \gg \tau_{nr}$,将它用于制造发光器件是非常困难的。例如, Si 的少数载流子寿命 τ_i 在本征半导体中有几个小时,即使在高浓度掺杂的 n-Si 中也有几毫秒 ($1\text{ms} = 10^{-3}\text{s}$),可见寿命是非常长的。此外, GaAs 的少数载流子寿命 τ_i 在本征半导体中只有 $2.8\mu\text{s}$ ($1\mu\text{s} = 10^{-6}\text{s}$),非常短。在掺杂的 n-GaAs 中,则更短,只有几纳秒 ($1\text{ns} = 10^{-9}\text{s}$)。在间接跃迁型半导体中,例外地用于发光二极管而实用化的有 GaP。在特殊掺杂的 GaP 半导体中,比如在掺等电子陷阱氮(N)的半导体中发光效率就比较高。关于这一点,在后面将要详细叙述。

辐射复合引起的发光称为发光(luminescence),把 τ_r 较短的称为荧光,把 τ_r 非常长的称为磷光。发光可以根据激发的方法分为光激发引起的光致发光(photo-luminescence, PL)和电流注入引起的电致发光(electro-luminescence, EL)。代表性的 EL 发光器件是由 pn 结造成的注入型 EL,一般把它称为发光二极管(light emitting diode, LED)。图 2.13 所示的是在 LED 中的各种发光过程。

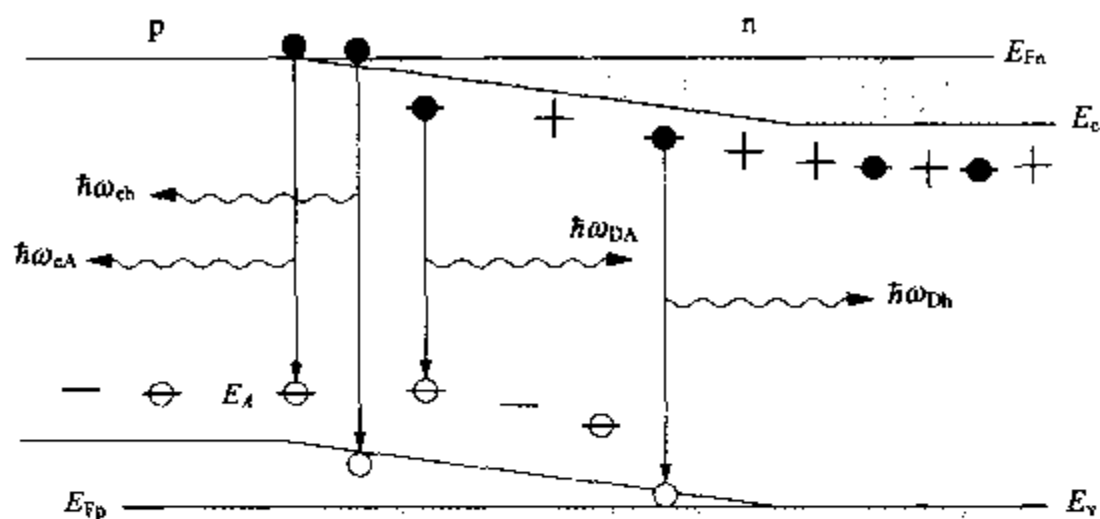


图 2.13 正向偏置的半导体 pn 结造成的复合发光

2.4.2 能带边的复合发光

在导带的电子和价带的空穴之间的带间复合发光,是主要的复合发光($\hbar\omega_{ch}$)。此外,还存在着与 p 型和 n 型半导体内的杂质能级相关的载流子复合发光。在施主能级和受主能级之间的、被称为 D-A 对的发光,有时会是强烈的发光。这种发光的能量与带间发光的能量 $\hbar\omega_{ch}$ 相比当然比较小,其光谱在很大的程度上依赖于杂质浓度。在图 2.14 中表示的是其中的一个实例。

我们再看一下掺受主杂质锌(Zn)的 p-GaAs 的发光光谱。随

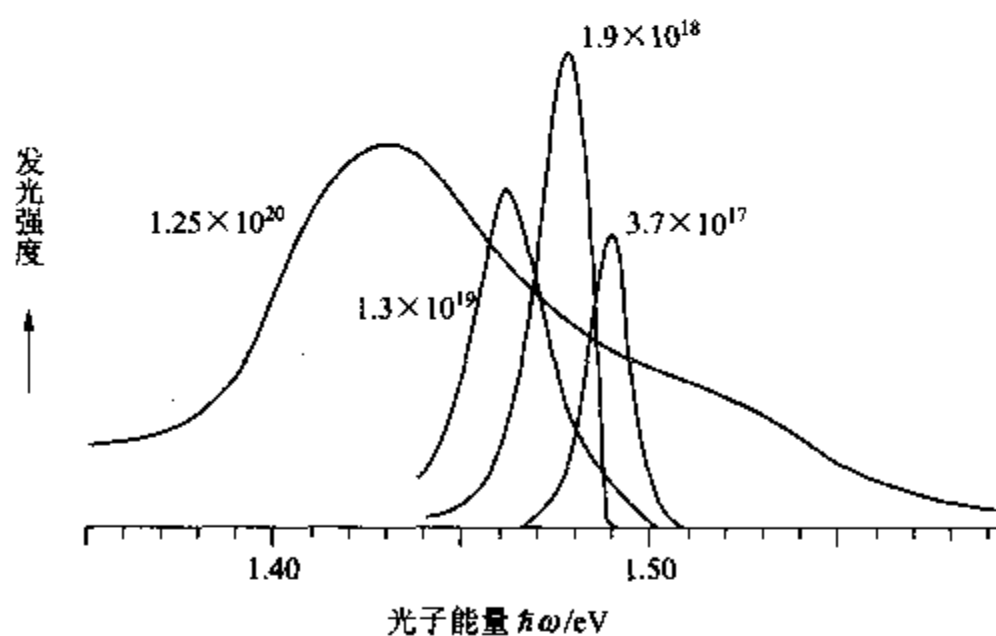


图 2.14 掺锌(Zn)的 p-GaAs 的发光光谱(4.2K)

[数字表示的是 Zn 的浓度(cm^{-3})]

(J. Pankove; Optical Process in Semicond. Dover, New York, P. 136)

着受主浓度的增大,发光光谱发生较大的变化。在高浓度的半导体中,局域杂质能级重叠而形成杂质带。对于与杂质有关的发光,在后面我们将做一些介绍。

大量注入电子和空穴的半导体与热平衡状态不同,是处于非平衡状态的。因此,在热平衡状态中的费米能级 E_F 发生变化,对于电子和空穴而言,各自不同的准费米能级 E_{Fn} 、 E_{Fp} 将进入导带和价带内(参见图 2.15)。以下我们看一下处于这种激发状态下的直接跃迁型半导体中的带间发光光谱。

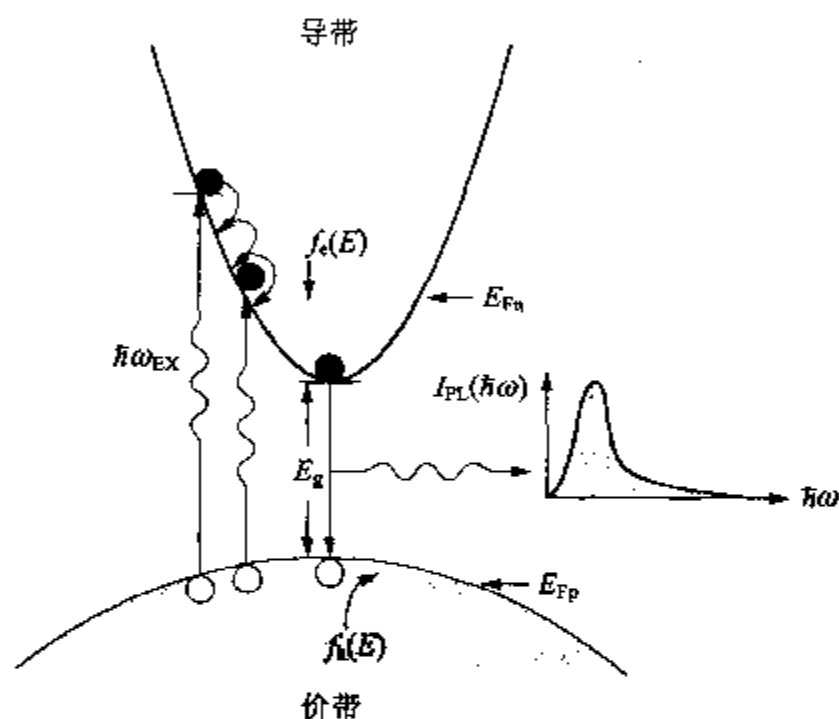


图 2.15 在光激发半导体中产生的带间复合发光
(E_{Fn} 、 E_{Fp} 分别为电子和空穴的准费米能级)

发光强度 I_{PL} 与导带电子和价带空穴的分布概率成正比,因此,可以用下列公式表示。式中 D 、 f 分别为导带和价带的状态密度和载流子分布函数。

$$\begin{aligned}
 I_{PL}(\hbar\omega) &\propto \int D_c(E) f_e(E) \cdot D_v(E - \hbar\omega) f_h(E - \hbar\omega) dE \\
 &\propto (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \exp[-(\hbar\omega - E_g)/k_B T] \quad (\hbar\omega > E_g)
 \end{aligned}
 \tag{2.25}$$

为了理解这个公式,我们将发光光谱的形状画在图 2.16 中。在经常观察到的带间发光光谱中,一般会出现按照指数函数递减的平缓区。这说明在这里分布着大量的高能电子和空穴。假如导带的电子跃迁到带隙内的受主能级而发光,则它只与导带的电子分布函数 $f_e(E)$ 有关。因此,根据实验得到的发光光谱的形状就

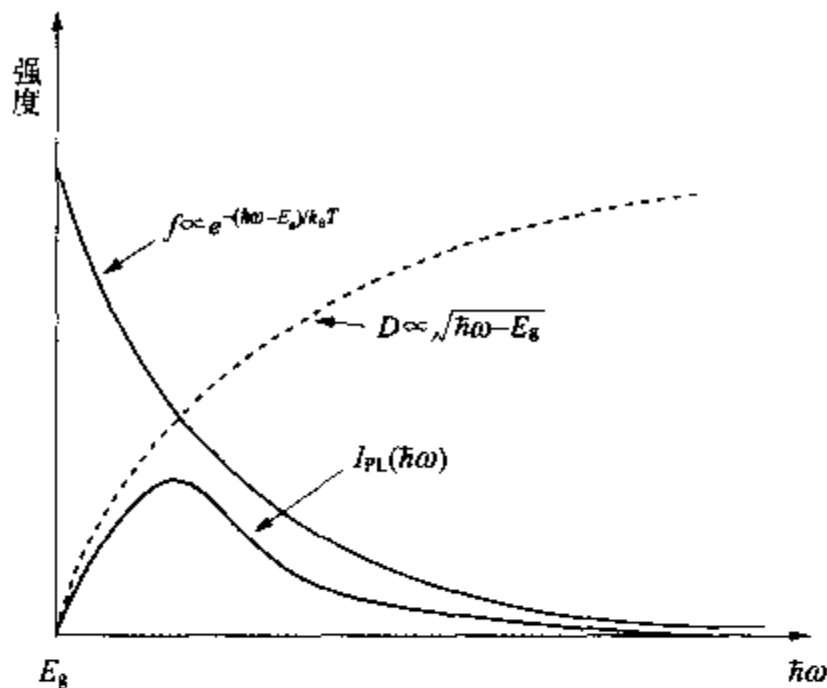


图 2.16 带间发光光谱

可以很容易知道电子分布函数 $f_e(E)$ 。

在这里,再简单地介绍一下半导体激光器的激光振荡条件。激光振荡的必要条件即受激发射条件是电子分布不服从热平衡分布。也就是说,它需要按照图 2.15 所示的那样,通过光激发或者电流注入的方式,满足下面的反转分布条件:

$$E_{Fn} - E_{Fp} > \hbar\omega \geq E_g \quad (2.26)$$

这个条件实际上就是在高能状态的导带上分布着电子,并且在低能状态的价带上分布着空穴。也就是说,反转分布的实现可以使用玻尔兹曼分布 $f_e(E)$ 得到:

$$f(E_2)/f(E_1) = \exp(-E_{21}/k_B T) > 1 \quad (E_2 > E_1) \quad (2.27)$$

从式中可知, $T < 0$, 即负温度是反转分布的条件。

在实际半导体中,创造反转分布条件的具体方法可以利用异质结构。关于半导体异质结构,在本章的后面一节中略微谈到。关于激光二极管的详细内容,我们将在第 5 章中学习。

2.4.3 与杂质能级有关的发光

下面讨论一下与杂质能级有关的发光。在图 2.14 中,我们可以看到导带电子和受主能级 E_A 上的空穴之间的复合发光(e-A)。在低温下,被 E_A 捕获的空穴浓度增加,(e-A)发光比带间的复合发光(e-h)强。这里可以很容易理解决定(e-A)发光强度的复合概率 $1/\tau_{e-A}$ 与受主浓度 N_A 成正比的关系。

在受主浓度较高的半导体中,比如在 $N_A \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的 p-GaAs

中, τ_{e-A} 约为 2ns, 几乎与能带间的复合寿命相等。如果测量与杂质有关的发光强度随温度的变化, 则可以正确地知道杂质能级的深度。

在图 2.14 中, 我们发现增加受主浓度 N_A 时, $(e-A)$ 发光的最大能量 $\hbar\omega_{e-A}$ 将变小。这是 E_g 收缩等多种效应所产生的现象。随着 N_A 的进一步增加 ($N_A = 1.25 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), 光谱的范围将会变的很大, 形状将会完全改变。这可以认为是由于掺入大量的杂质, 使局域化的受主能级的波函数相互重叠, 形成了杂质带 (impurity band) 的缘故。由于杂质带和价带相互重叠, 所以发光光谱范围非常广, 直至高能区域。

以下叙述施主能级上的电子和受主能级上的空穴产生的复合发光。在激发的同时掺入施主和受主且相互补偿的半导体内, 施主和受主分别获得电子和空穴, 成为电中性杂质。下面考虑一下电中性的施主和受主相互接近的状态。施主电子的轨道将同受主空穴的轨道相遇, 产生库仑引力。也就是说, 形成一种激发状态。这个施主和受主对所引起的发光称为 **D-A 对发光** (D-A pair emission)。

图 2.17 所示的是掺入 Si 和 S 的 GaP 的发光光谱, 替代了 P 的 Si 将称为受主。此外, 由于 S 是 VI 族元素, 所以替代 P 时它将成为施主。D-A 对发光的过程用反应式表示的话, 则可以表示成以下的式子:

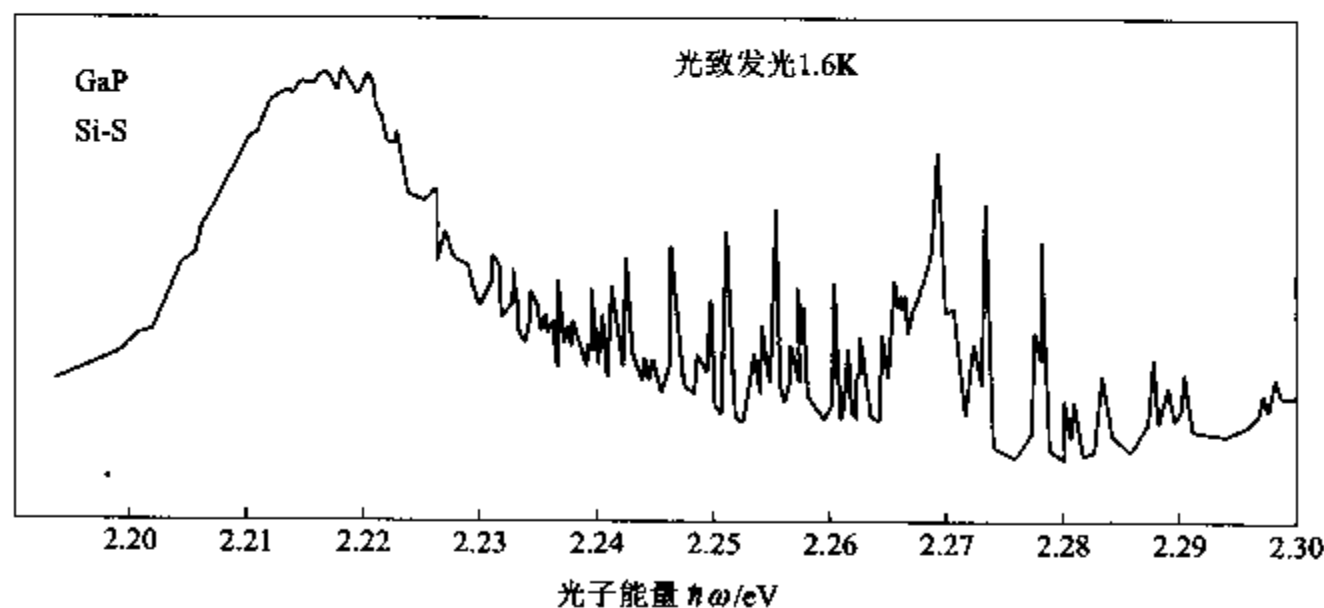


图 2.17 GaP 的 D-A 对发光光谱

(T. S. Moss; Proc. Phys. Soc., B67, p. 775 1954)

式中, D^0 、 A^0 表示的是中性施主和受主。发光的光子能量 $\hbar\omega_{DA}$ 比带隙能量 E_g 小, 即

$$\hbar\omega_{DA} = E_g - E_A - E_D + \frac{e^2}{4\pi\epsilon r_{DA}} \quad (2.29)$$

式中的最后一项表示的是 $D^+ - A^-$ 库仑相互作用的效应。 r_{DA} 是与复合有关的施主和受主杂质间的距离, ϵ 是半导体的电容率。D-A 对发光的特征, 正如上列公式所示的那样, 由于发光前后杂质的电荷状态变化, 库仑相互作用的能量也产生变化。

在图 2.17 的发光光谱中, 在比主峰能量更高的高能区域中有许多变化较陡的发光。复合的 D-A 对的距离 r_{DA} 越小, 发光峰的能量越高。发光能量 $\hbar\omega_{DA}$ 和 r_{DA} 的关系如图 2.18 所示。通过许多施主和受主杂质的组合, 在 $E_g - E_A - E_D$ 以上的能量范围内, 可以看到许多变化比较陡的发光峰。理论上可以通过杂质的位置关系计算库仑能量, 并且与实验进行详细的比较。图 2.17 是只有 P 原子被杂质替代的所谓 I 类 D-A 对发光, 但是也能看到 Ga 和 P 原子分别被杂质替代的 II 类发光。

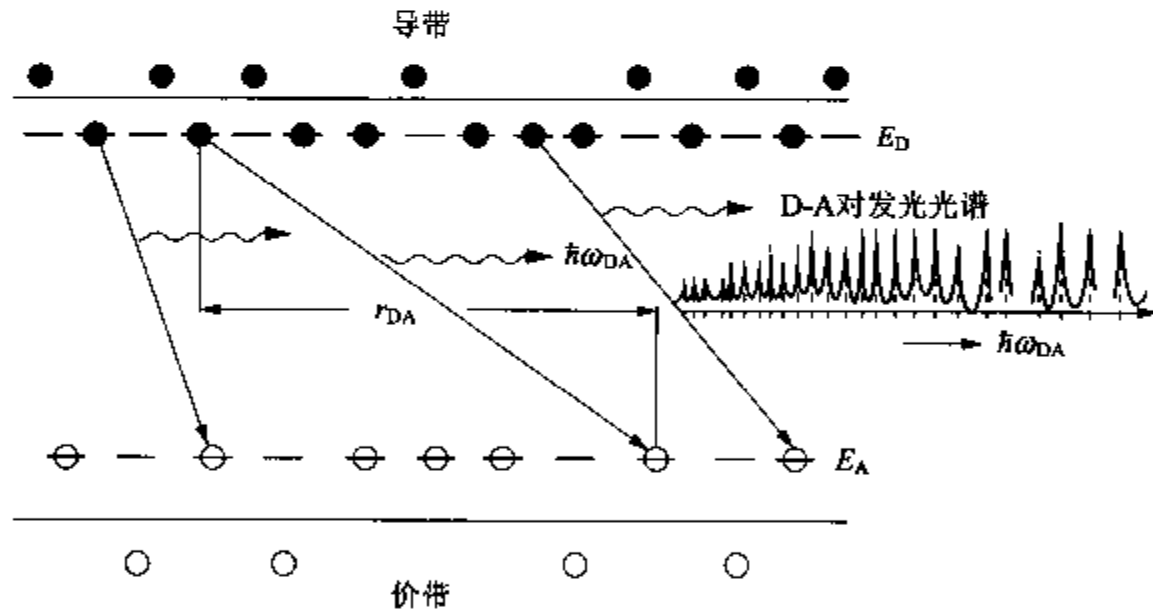


图 2.18 D-A 对的发光过程
(施主和受主的距离 r_{DA} 越小, $\hbar\omega_{DA}$ 越高)

2.4.4 与等电子陷阱有关的发光

以下对在 GaP 中所观察到的等电子陷阱(isoelectronic trap)进行简单的叙述。形成该陷阱的代表性的杂质是氮(N)。下面我们再考虑一下 GaP 中的 N 原子替代同样为 V 族元素的 P 原子的情况。这时, 由于同样是 V 族元素, 所以所有的施主都不会变成

受主。但是,与 P 原子相比,N 原子要少 8 个内层电子。也就是说它的负电性要比 P 原子大,在 N 原子的周围容易聚集电子。但是,与库仑力相比,这种力的相互作用较弱。它只对距离 N 原子最多为 0.2nm 左右的极其接近的电子而言才是有效的。

电子被陷在 N 原子周围的空间里($\Delta x \approx 0$),根据不确定性原理 $\Delta x \cdot \Delta p \approx h$,可知 Δp 是非常大的,即电子的动量将具有较大的范围。GaP 在 X 点为导带底,N 原子将在比其能量低的地方形成杂质能级。但是,由于等电子陷阱产生的效应,在动量空间即波矢空间中,从 X 点到 $\kappa=0$ 的 Γ 点处,电子存在的概率将有所增大。这种情况已经表示在图 2.19 中。 Γ 点的电子可以同价带的空穴进行直接复合,其概率也将显著增大。 Γ 点的电子同价带的空穴形成激子,显示出绿色光较强的复合发光。除了 N 之外,有研究报告说,曾发现过被 Zn-O 和 Cd-O 等混合物所束缚的发出红色光的激子发光。

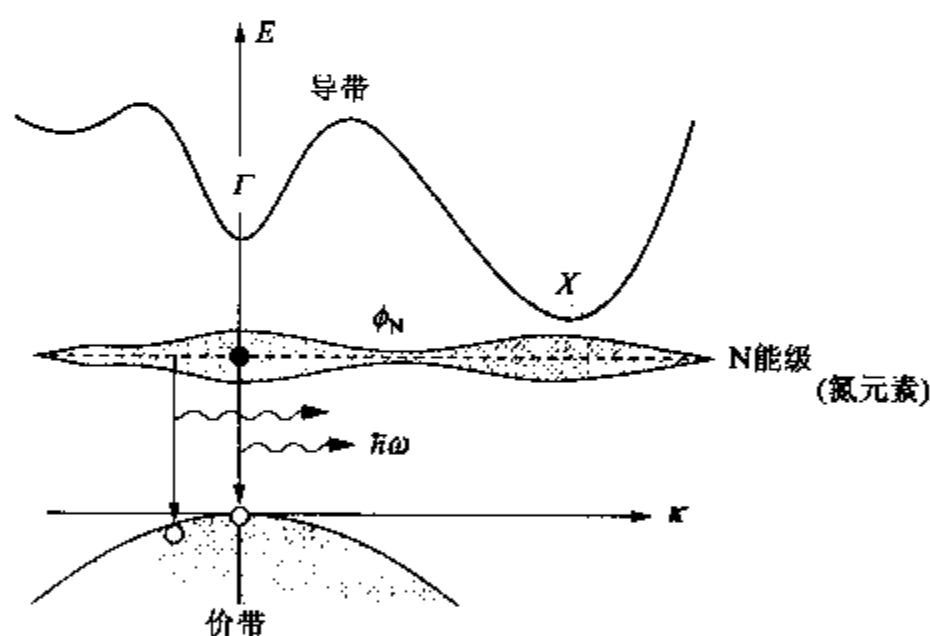


图 2.19 GaP 中的等电子陷阱 N 的能级和波函数 ψ_N
(在 $\kappa=0$ 的 Γ 点附近产生复合发光)

以上介绍了半导体发光的基础知识。最近,从光通信到信号灯等许多领域,都开始应用发光器件。就连过去不可能实现的具有从蓝色光到紫外线这些波长较长的发光二极管,现在也能制造了,而且其输出功率大大提高。图 2.20 所示的是其技术进步的过程。对于这些实际器件的特性,我们将在第 5 章中详细叙述。

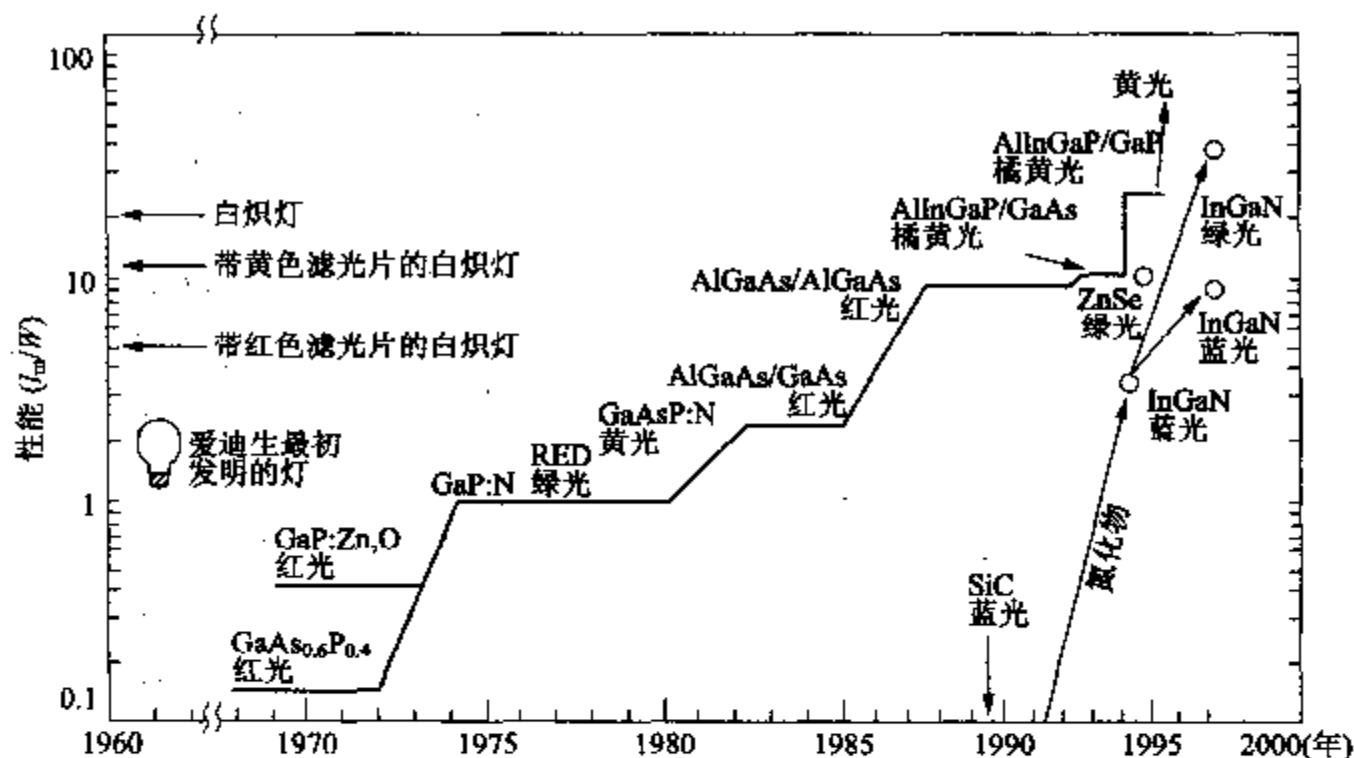


图 2.20 可见光 LED 日新月异的发展
(应用物理, Vol. 68, No. 2, p. 139, 1999)

2.5 其它光学效应

2.5.1 非线性光学效应

当光波的电场较弱时,正如式(2.2)所示的那样,它在半导体中产生的电极化强度 P 与 E 成正比。但是, E 较强时,将出现非线性极化。由于这个非线性极化的影响,将会产生各种非线性光学效应。若用公式表示,则可以得到以下的式子:

$$P = \epsilon_0 (\chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots) \quad (2.30)$$

E 的高次项是作为非线性的成分加入式中的。式中 χ_1 为普通的线性电极化率, $\chi_2, \chi_3, \dots$ 为非线性电极化率。

现在,假设 $E = E_0 \cos \omega t$ 的强光照射到半导体上。这时,即使 χ_2 较小, E 也会变得很大,则以下公式就不能忽视。

$$\chi_2 E^2 = \chi_2 E_0^2 \cos^2 \omega t = \frac{\chi_2 E_0^2}{2} (\cos 2\omega t + 1) \quad (2.31)$$

也就是说,将会产生 2ω 的高频光。由此可见,非线性光学将产生入射光的 2 倍、3 倍、... 的高频光。

2.5.2 拉曼散射

半导体中具有晶格振动等固有振动,这些振动也同光进行相

互作用。如果 ω_s 的固有振动与光波的电场 $E = E_0 \cos \omega t$ 进行作用, 则根据参量效应半导体就会发出 $(\omega \pm \omega_s)$ 的光。这个现象最具代表性的是拉曼散射。现在, 假设通过晶格振动的角频率 ω_s 的变化, 使半导体的电极化率调制为 $\chi = \chi_0 + \chi_1 \cos \omega_s t$ 。此时, 入射光的电场 E 所产生的电极化强度 P 可以用下列公式表示:

$$\begin{aligned} P &= \epsilon_0 \chi E = \epsilon_0 (\chi_0 + \chi_1 \cos \omega_s t) (E_0 \cos \omega t) \\ &= \epsilon_0 \chi_0 \cos \omega t + \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi_1 E_0 [\cos(\omega + \omega_s)t + \cos(\omega - \omega_s)t] \end{aligned} \quad (2.32)$$

从该公式可知, 半导体将发射出新的 $(\omega \pm \omega_s)$ 光。也就是说, 半导体的拉曼散射将会发射出比入射光频率高 ω_s 的斯托克斯光, 以及比入射光频率低 ω_s 的逆斯托克斯光。

图 2.21 是半导体拉曼散射的实际光谱的例子。它是当绿色的 Ar 激光(波长为 514.5nm)照射到半导体超晶格上时, 通过对由

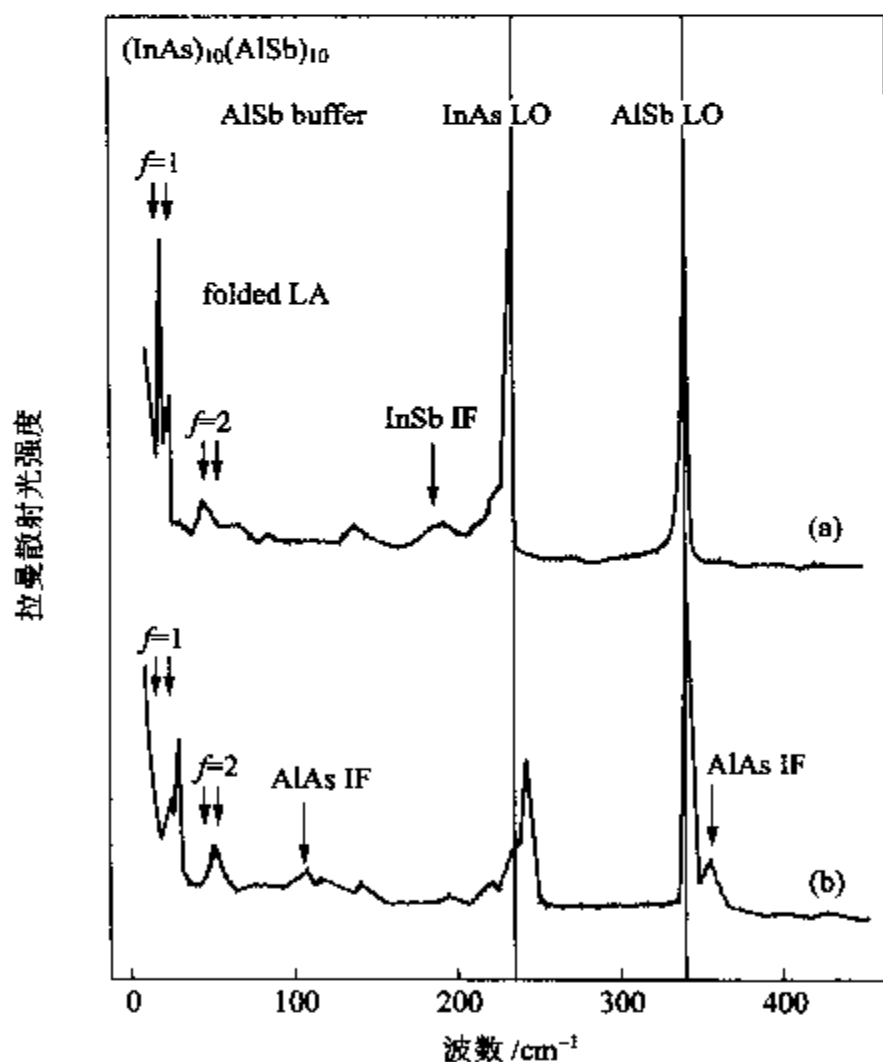


图 2.21 InAs/AlSb 超晶格拉曼散射的光谱图

(a) InSb 异质界面; (b) AlAs 异质界面的光谱

(M. Yano, M. Okuizumi, Y. Iwai and M. Inoue; J. Appl. Phys., 74, p. 7472, 1993)

此发射的光进行光谱测量后所得到的结果。横轴表示的是 Λr 激光的频率, 它的变化量用波数(cm^{-1})来表示。在这里可以看到对应于式(2.32)中 ω_s 的晶体固有的发射峰。图 2.22 所示的是用于测量的半导体超晶格结构。InAs 和 AlSb 均包含 10 个原子层, 二者组成周期重复的结构。由这两种半导体组成的周期结构称为超晶格。图 2.22 是具有 AlAs 异质界面的超晶格结构。

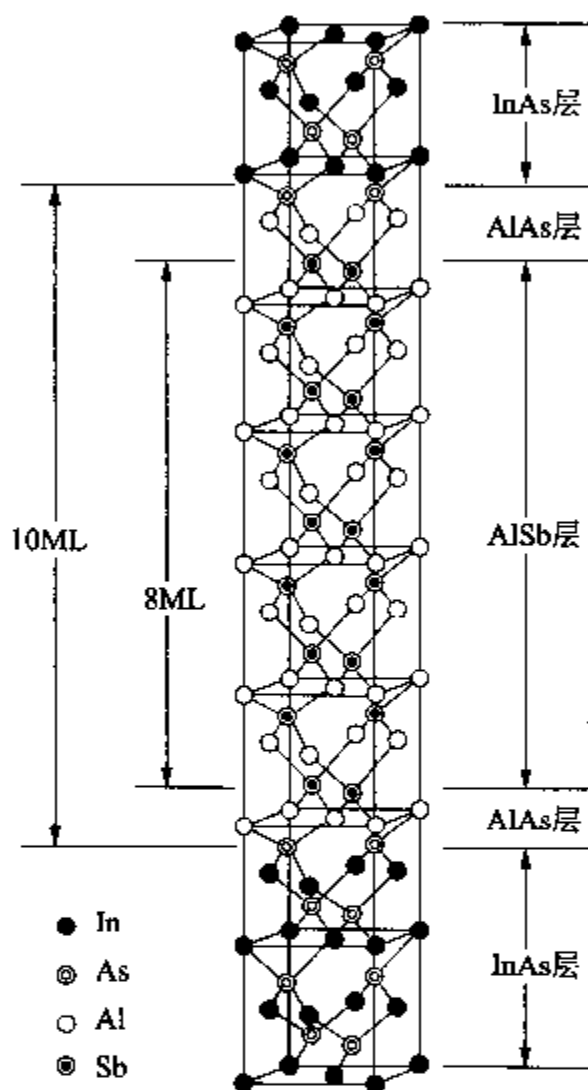


图 2.22 InAs/AlSb 超晶格结构(在异质界面上形成了 AlAs 的 1 个分子层)

这种半导体超晶格同普通的半导体不同, 它可以给出一些有趣的信息。首先我们可以看到具有 InAs 和 AlSb 晶格振动性质的纵向光学波声子(InAs LO、AlSb LO)较强的信号。接近光频的光学波声子一般可以用拉曼散射测量到。此外, 具有 $f=1, 2, \dots$ 标记的发射峰表示超晶格特有的声学波声子。它基本上同在 Ge 的吸收光谱中所看到的声学波声子具有同样的晶格振动。这就是通过半导体超晶格的声波。另外, IF 发射峰还显示着异质界面的分子 AlAs 和 InSb 的信号。被夹在两种半导体之间的仅仅 1 个分子层就可以给出具有各自特征的信息。所以, 拉曼散射可以使

清晰地了解半导体晶体的微观性质。

两种半导体的多层结构具有单一晶体所不具有的性质,这些性质可以广泛地应用于光功能器件和电子器件中。图 2.22 中所示的超晶格包含不同半导体的结,通常称为**异质结**或者**异质结构**。最近开发的许多半导体光功能器件都使用了这种异质结构。半导体激光二极管的实现也是利用 GaAs/AlGaAs 的**双异质结构**制作成的。

2.5.3 超晶格的光学性质

以下将介绍超晶格的光学性质,在这里主要介绍一些与近来新的光功能器件有关的光学性质的一些基本知识。

如图 2.22 所示,AlSb 的带隙能量 E_g 与 InAs 相比要大几倍。因此,正如图 2.23 所示的那样被夹在 AlSb 之间的 InAs 中的电子将被限制在深深的势阱中。当电子陷入这样深的量子阱中时,在这个狭小的范围内(阱宽为 L_w)将出现量子效应。也就是说,势阱中的电子具有离散的能量本征值。

在理论上可以假设势垒 $V_0 \rightarrow \infty$,对于在限制方向(Z 方向)上的电子运动而言,通过解薛定谔方程式,可以按照下面的方法求得能量本征值。

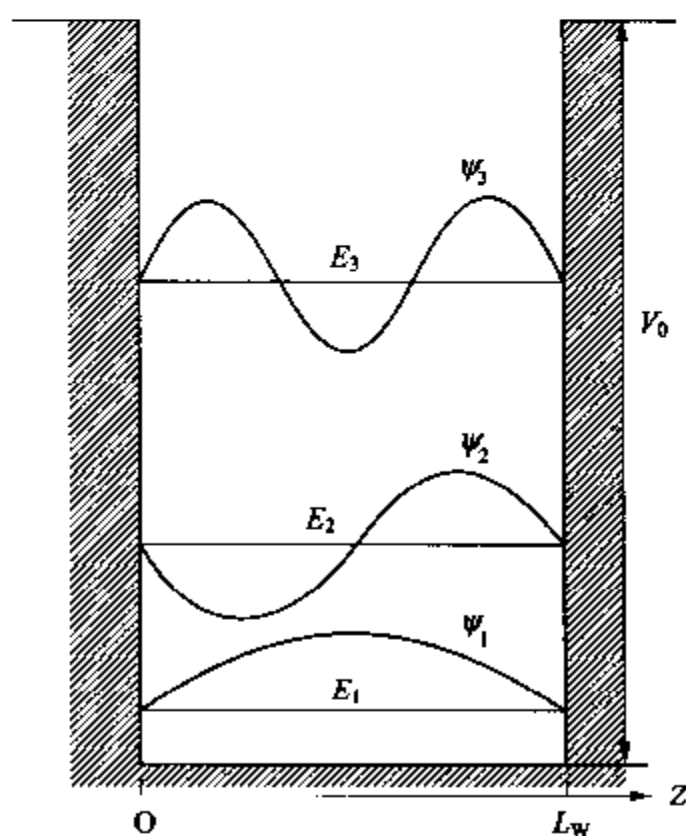


图 2.23 量子阱的能级 E_n 和电子波函数 ψ_n

晶格振动(声子)

晶体是原子同其周围的原子相互结合而有规则地排列形成的。硅晶体是 Si 原子同其周围 4 个 Si 原子共同结合而形成的具有金刚石结构的晶体。但是,实际的晶体决不是静止在所固定的位置上,而是不断地振动着。这种晶格的振动就称为晶格振动。在高温下,晶体的振动将会加快,它还具有在晶体中传播波的性质。

晶格振动的振动模式有声学波模式(acoustic mode)和光学波模式(optical mode)。振动模式不同,振动的角频率($2\pi\nu$)和波数($q = 2\pi/\lambda$)的关系(即色散关系)也将不同。

量子化后的晶格振动就称为声子(phonon)。在本章中,已经就具有能量 $\hbar\omega_q$ 的声子对 Ge 的吸收光谱所产生的影响进行了说明[请参考图 2.7(b)以及图 2.8]。

在红外线吸收和拉曼散射的光谱中,各种晶体具有明显的特有声子现象。这一现象我们可以在图 2.21 中所示的半导体超晶格光谱中看到。

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left(\frac{n\pi}{L_w} \right)^2 \quad (n=1,2,\dots) \quad (2.33)$$

电子将在垂直于限制方向的 xy 平面内自由运动。因此,如果使用 xy 平面内的波矢 $\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y$, 就可以用下列公式来表示电子的总能量 E :

$$E = E_n + \frac{\hbar^2}{2m_e^*} (\mathbf{k}_x^2 + \mathbf{k}_y^2) \quad (2.34)$$

由于这种运动的电子具有 2 维的自由度,通常将这样的量子阱内的电子称为 2 维电子。

2 维电子的状态密度同 3 维电子的不同,它的值是一定的,不依赖于能量 E 。因此,可以想象 2 维结构的光学性质与本章所叙述的 3 维块状半导体的光学性质具有较大的差异。下面将介绍一下半导体超晶格的光吸收的结果。

图 2.24 表示的是 GaAs/AlGaAs 超晶格的吸收光谱。它是用量子阱宽度 L_w 不同的 3 种样品测定后得出的结果。 $L_w = 4000\text{\AA}$ 的结果与块状半导体的性质比较接近。但是, L_w 较小的 2 个样品出现了显著的量子效应。为什么会是这种阶段性的呢? 又为什么会成为波浪形的吸收光谱的呢? 下面我们就将它形象地描绘在图 2.25 中加以说明。

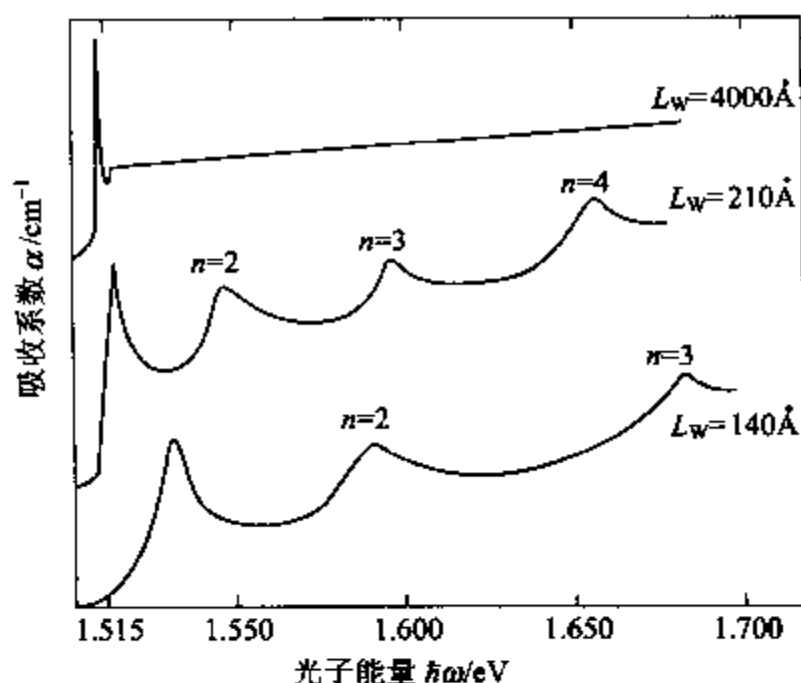


图 2.24 GaAs/AlGaAs 超晶格的吸收光谱
(D. Dingle, Festkörper Probleme, XV, p. 21, 1975)

如上所述, L_w 越小的样品其量子化能量 E_n 就越大, 并且可以看到与 $n=1, 2, 3, \dots$ 的能级相对应的光吸收。但是, 如果认为 2 维电子的状态密度 $D(E)$ 不依赖于能量 E , 则吸收系数应该成为规则的阶跃形状, 如图 2.25 所示。在这里我们再回忆一下在 GaAs 块状晶体光吸收中所看到(图 2.26)的激子效应。对应于各自量子化能级 E_n , 将出现光吸收中的激子效应。在完整的 2 维系统中, 电子和空穴被限制在量子阱中, 所以激子的束缚能量要比块状晶体的大几倍。因此, 在半导体超晶格中, 激子吸收和发光可以清楚地看到。 $\hbar\omega_{ex1}$ 等所显示的激子吸收在图 2.24 的实验结果中也是可以发现的。

最后我们再介绍一下具有半导体超晶格的新型半导体激光器。图 2.26 形象地表示出半导体超晶格的导带。在以前的半导体 LED 和激光二极管中, pn 结是最基本的, 它利用了电子和空穴复合的机理。但是, 在这个结构中, 导带中的电子只有在量子能级间跃迁才能够发光。

综上所述, 通过对超晶格结构进行研究和设计, 我们可以实现实际空间内的电子反转分布。现在, 使用 InGaAs 系和 GaSb 系的超晶格, 已经可以试制出发出红外光的激光二极管了。

现在我们知道了使用超晶格结构可以产生新的电学和光学性质。如果能够充分地利用这些现象, 则我们可以在光的发射、光的传输、光的接收等方面, 进而到光信息处理等一系列的领域中, 研

制并使用光电子学中各种新的器件。

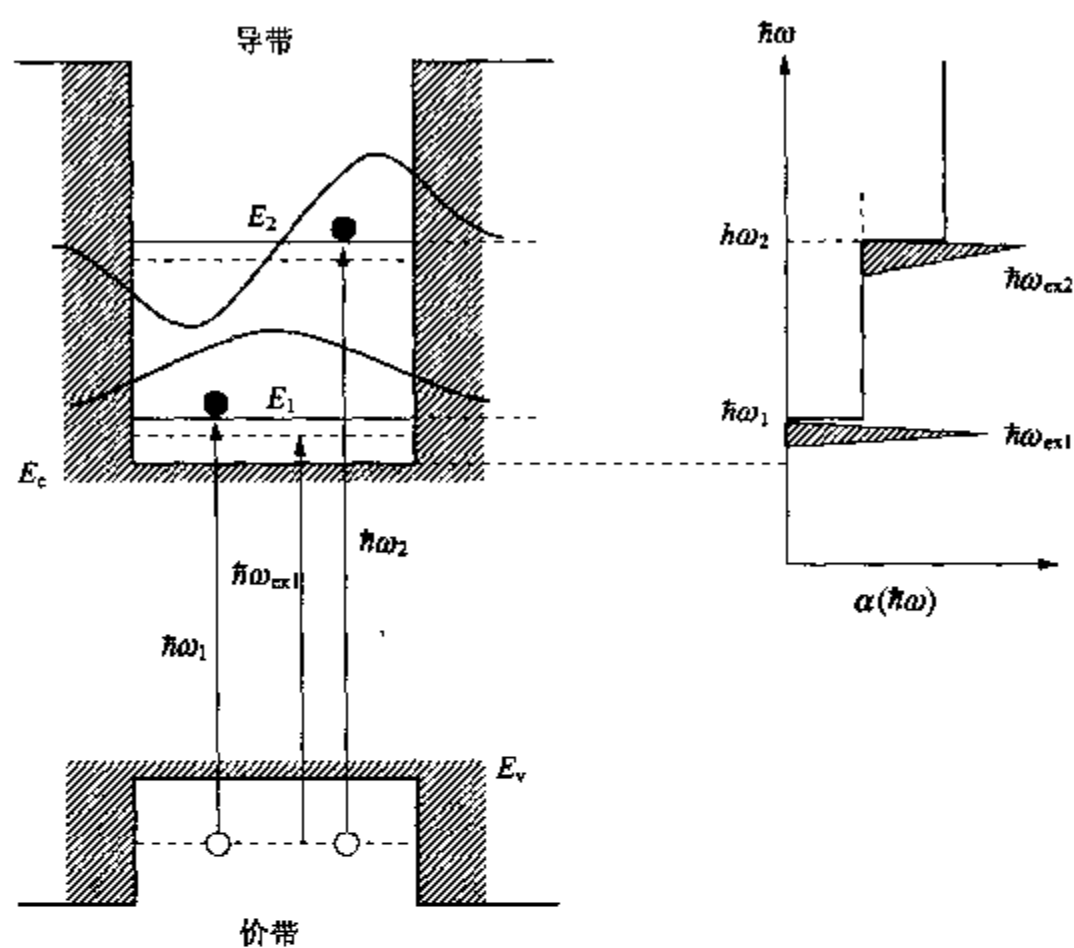


图 2.25 半导体量子阱的光吸收过程

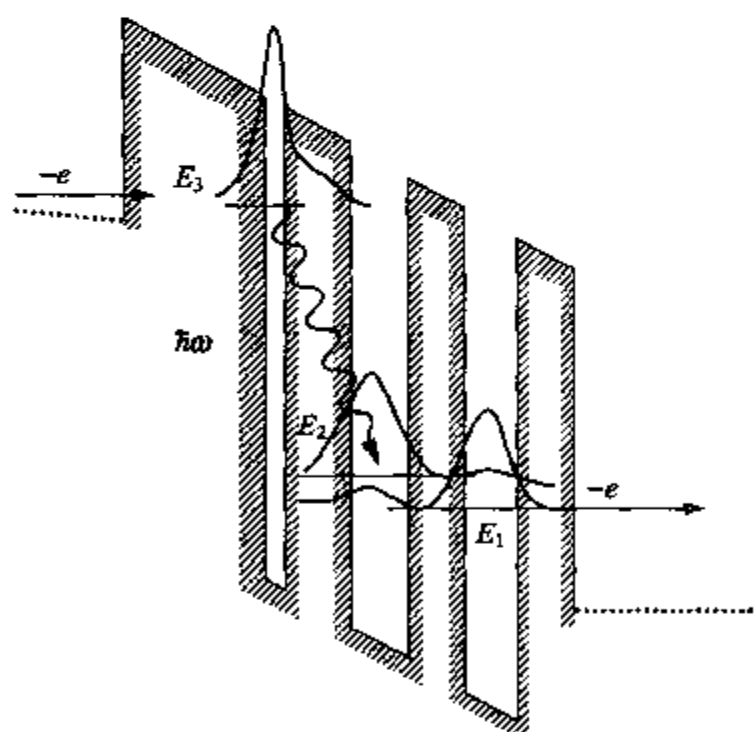


图 2.26 利用超晶格量子能级间的电子跃迁的
半导体级联激光器的能带图

练习题

1. 根据 Ge 的光吸收的实验结果(请参考图 2.5 和图 2.8), 求出带隙的光波长 λ 。接着再求出与光吸收有关的声子能量 $\hbar\omega_q$ 。
2. 参照 GaAs 晶体的吸收光谱(图 2.6), 回答以下的问题:
将 $\hbar\omega=1.46\text{eV}$ 的光照射室温下的 GaAs, 光前进到 $1.0\mu\text{m}$ 的距离时, 其被 GaAs 吸收的比例是多少?
3. 参考类氢原子模型, 近似计算 GaAs 激子的基态能量和轨道半径(有效玻尔半径)。这里用于电子和空穴相对运动的有效质量, 可以使用式(2.15)中的折合有效质量 m_r^* 。下面给出了有关 GaAs 的参数值, $m_e^*=0.067m_0$, $m_h^*=0.45m_0$, $\epsilon=13.1\epsilon_0$ 。在这里 m_0 和 ϵ_0 分别表示的是真空中的电子质量和电容率。
4. 从理论上, 求出 $T=100\text{K}$ 时 GaAs 的能带间复合发光的光谱, 并且用图表示出来。接着画出电场, 并观察电子温度 T_e 为 500K 时的光谱变化。这里设空穴的温度为晶体温度。
5. 求出 2 维以及 1 维电子系统的单位能量的状态密度 $D(E)$ 。接着再对使用这些低维结构的光器件的特性进行分析。

第3章

光接收器件

光接收器件是利用上一章所学到的光电转换现象,将光转换成电信号的器件。本章中将介绍各种半导体光接收器件,在这些光接收器件中,都利用了最常用的光电导效应以及光电动势效应。这些半导体光接收器件,根据光的波长和响应频率等的不同,其使用目的也不同。这些原理和器件在光通信等高性能信息处理仪器和日常使用的电子产品中被广泛地应用。

3.1 光电导器件

3.1.1 光电导器件的工作原理

利用半导体的光电导效应,将光信号转换成电阻变化的器件称为**光电导器件**。正如前一章中所学到的内容那样,光照射到半导体上,若满足一定的条件,将会产生光吸收,在半导体晶体中将产生电子和空穴。

光电导器件就是把光生载流子引起的电阻变化作为电信号进行检测的器件。由于光生载流子的生成机理不同,光电导器件可以分成本征型和掺杂型两种。掺杂型的光电导器件主要作为红外线检测用的光接收器件使用。

本征型的光电导效应,是由于光照射将会引起半导体中的电子和空穴增加。因此,如果假设光照射后引起的热平衡状态下电子和空穴密度的增加量分别为 Δn 和 Δp ,则光照射时的电导率将在暗状态下的电导率基础上增加下列公式所示的部分:

$$\Delta\sigma = q\Delta n\mu_e + q\Delta p\mu_h \quad (3.1)$$

式中, q 为电子的电荷, μ_e 和 μ_h 为电子和空穴的迁移率。当出现带间跃迁引起的本征型光电导效应的时候, $\Delta n = \Delta p$ 。这里设电子和空穴的寿命为 τ_e 和 τ_h ,如果由光引起的电子-空穴对在单位体

积内产生的速率为 g , 那么 $\Delta n = g\tau_e$, $\Delta p = g\tau_h$, 所以由光照射引起的电导率的增加量将可以用下列公式表示:

$$\Delta\sigma = qg(\mu_e\tau_e + \mu_h\tau_h) \quad (3.2)$$

在掺杂型的光电导效应中, 由于光生载流子是由杂质能级提供的, 它只是一种载流子, 即电子或者空穴。因此, 式(3.2)中右边的一项就成为了电导率的增加量。这样就可以用光电导器件检测出光照射引起的电导率的增加量, 即电阻率的减小量。

看一下图 3.1 所示的那种形状的半导体, 在其两端电极间加上电压 V 。这里, 设样品非常大, 端面因素可以忽视。利用频率为 ω 的调制光进行照射的话, 其所产生的电流增加量(即光电流) $\Delta I(\omega)$ 可以由以下的式子表示:

$$\Delta I(\omega) = \frac{\Delta\sigma SV}{l} = qglS(\mu_e\tau_e + \mu_h\tau_h) \frac{V}{l^2} \quad (3.3)$$

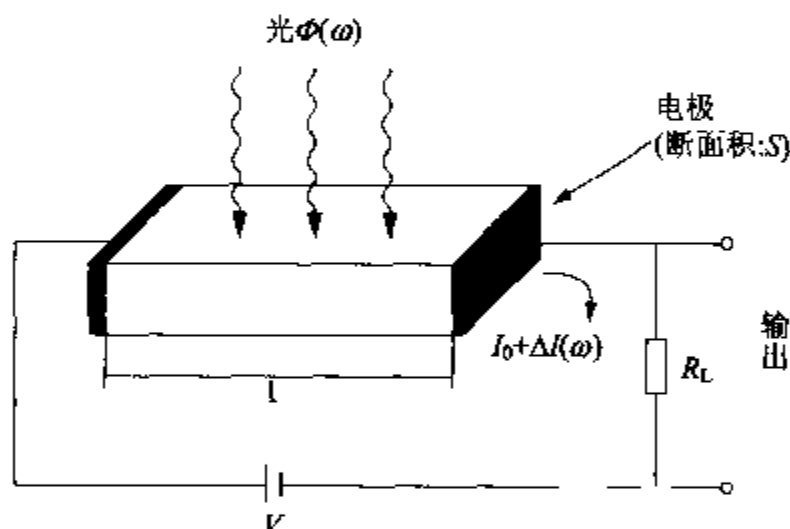


图 3.1 光电导器件的基本电路原理

式中, glS 表示的是在整个样品体积内产生电子-空穴对的速率。此外, 设电子和空穴在两电极间的渡越时间分别为 $T_e (= l^2/V\mu_e)$ 和 $T_h (= l^2/V\mu_h)$, 则从公式(3.3)可得到下列公式:

$$\frac{\Delta I(\omega)}{glS} = q \left(\frac{\tau_e}{T_e} + \frac{\tau_h}{T_h} \right) = qG \quad (3.4)$$

式中, qG 表示的是光电流 $\Delta I(\omega)$ 与光照射产生电子-空穴对的速率之比 glS , 通常把 G 称为光电导增益(photo-conductive gain)。载流子的寿命越长, 渡越时间越短, 则光电导增益越大。载流子渡越时间与电极间距的平方成正比, 与迁移率成反比。因此, 对于光电导器件而言, 必须使用载流子寿命长和迁移率大的半导体材料。实际应用中的光电导器件, 基本上都是采用梳形对置电极。通过

研制,现在已经可以制造光照射面积 S 大和电极间距 l 短的光电导器件了。

3.1.2 光电导器件的种类

有许多种半导体材料可以用于光电导器件。在可见光范围内经常使用的是 CdS(硫化镉)光导管。这种光导管是在陶瓷衬底上烧结 CdS 粉末后制成的,它采用的是上述本征型的光电导机理,材料的化学元素在光照射时会引起电导率变化。这种 CdS 光导管可以在与人视觉接近的可见光范围内灵敏地工作。但是,其响应速度不快,约为几十毫秒。

在波长较长的红外线范围内,根据照射光的波长,许多光电导器件是分别使用的。实际上,经常使用在 $1\sim 5\mu\text{m}$ 的近红外线范围内应用的 PbS(硫化铅)和 PbSe(硒化铅)。一般它们是在玻璃衬底上蒸发 PbS 和 PbSe 的多晶薄膜后制作成的。它们都是本征型的光电导器件,检测精度高,可以在室温下使用,所以被广泛地应用。

此外,在波长较长的红外线范围内具有光电效应的光电导器件中,经常使用的有单晶半导体本征型的 HgCdTe 光导管和掺杂型的 Ge: Au、Ge: Zn、Si: Ga 光导管等。这些红外线范围的光电导器件是在低温下使用的(冷却到液氮 77K 或者液氮 4.2K 温度下使用)。

3.1.3 光电导器件的性能

为了表示光电导器件的性能,通常要使用许多参数。经常使用的参数有噪声等效功率(noise equivalent power, NEP)。它是用与光电导器件的噪声功率相等的人射光功率,即信号与噪声之比(S/N比)等于 1 时的人射光功率表示的。这个 NEP 越小,光检测能力就越高,所以器件的检测能力与 NEP 成反比。检测能力因器件的光照射面积等器件结构不同而不同。

一般来说,器件的检测能力的比较,与器件的表面积无关,而是由材料本身的性质来决定。最常使用的是归一化检测能力 D^* ,它是单位表面积(1cm^2)单位噪声带宽(1Hz)的检测能力,称为器件的检测率。这个检测率通常用来作为表示实际使用的光电导器件的光检测能力的性能参数。

图 3.2 所示的是代表性的红外线光电导器件 D^* 的光谱灵敏度特性。如图所示,半导体光电导器件主要在红外线这个波长较

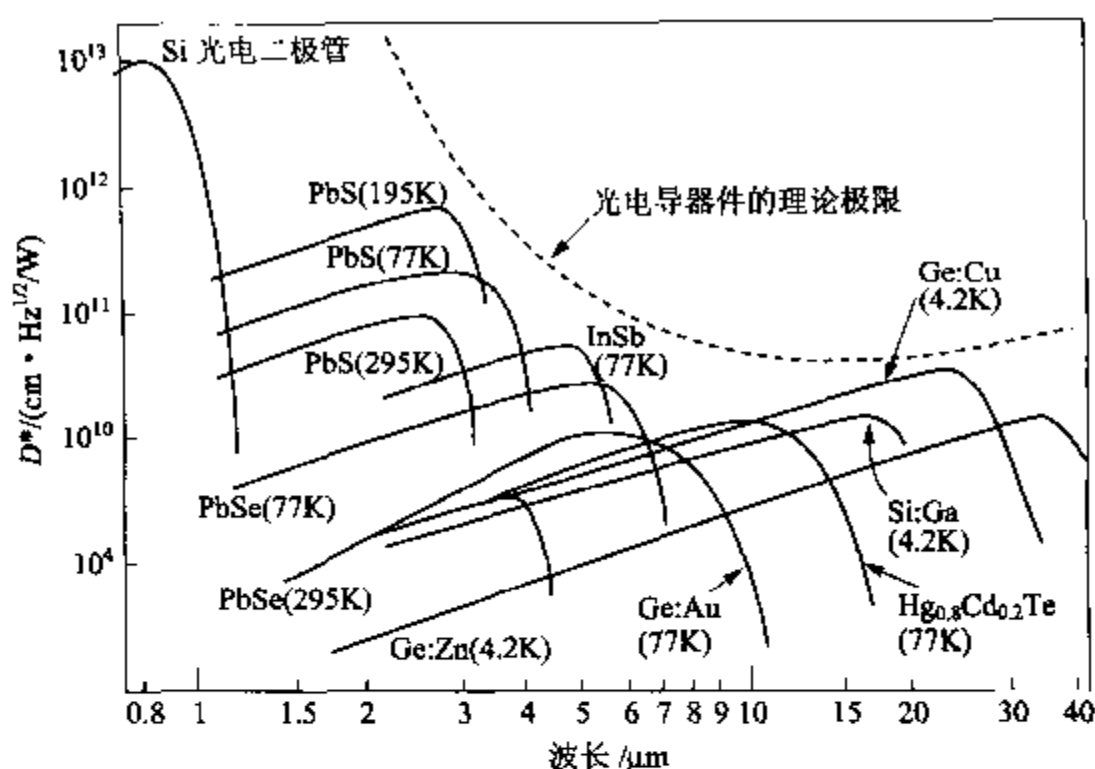


图 3.2 红外线用光电导器件的光谱灵敏度特性

长的范围内使用。而且,为了提高光检测能力,通常是冷却到低温下使用。为了便于比较,我们在这里也画出了下一节中将要详细讨论的 Si 光电二极管在红外线范围内的光谱灵敏度曲线。另外,上述的 CdS 光导管的 D^* 在 $0.5\mu\text{m}$ 附近具有 10^{14} 这样非常之高的灵敏度。光电导器件主要应用于光信号检测。在我们生活的周围,照相机的曝光器就使用了 CdS 光导管,只是近来才被 Si 光电二极管所替代。在火灾报警器中,大量地使用了像 CdS、PbS 和 PbSe 那样的光导管。另外,在波长覆盖较宽的红外线范围内,光电导器件是光应用测量和遥感技术领域不可缺少的器件。

3.2 光电二极管的工作原理

3.2.1 光电二极管概述

光电二极管是利用在半导体 pn 结中的光生电动势效应的光接收器件。在前面的光电导器件中,光生载流子引起的电流变化将可以作为电信号附加在外部偏压上而被检测出来。

但是,对于光电二极管而言,由于它利用的是 pn 结的内部电场,往往使用反向电压,在原理上不需要加上外部偏压。除了这个

便利之外,光电二极管与光电导器件相比,灵敏度高、响应速度快,还有噪声小、 S/N 比较高,所以是用途极其广泛的光接收器件。

图 3.3 所示的是光电二极管的结构和能带图。正如前一章中所述的那样,在 pn 结中的光生电动势效应将在结部位产生。因此,在实际的光电二极管中,为了增加受光面积,需要按照图 3.3 (a)所示的那样,将光电二极管的结构制作成表面 p 区变薄的结构,以使入射光有效地到达 pn 结部位。

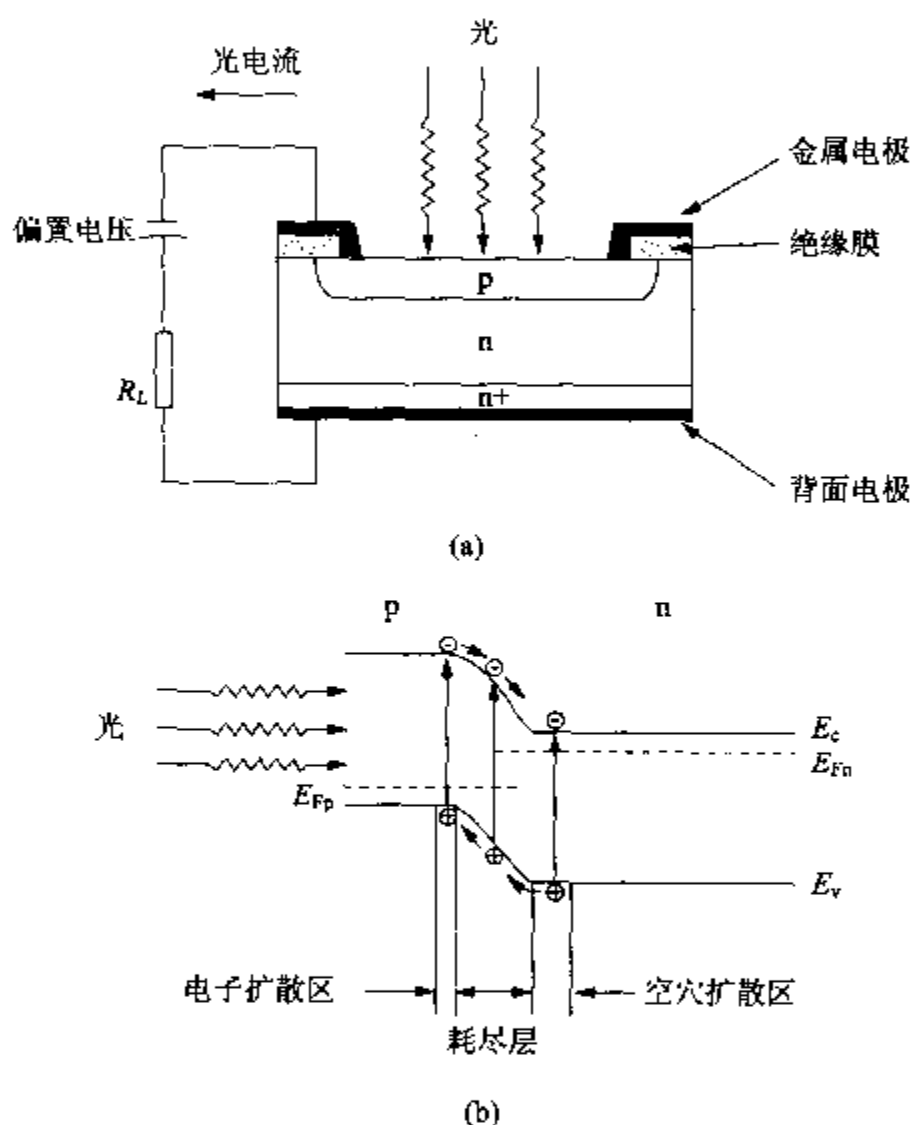


图 3.3 光电二极管的结构(a)和能带图(b)

光照射到光电二极管的 pn 结部位时,能量比带隙宽度还要大的光子将在耗尽层及其两侧的少数载流子扩散长度内激发产生电子-空穴对,这些电子和空穴由于 pn 结的内部电场作用而分离,并作为电信号被检测出来。在除此之外的部位上,激发产生的电子-空穴对通过复合而消失,它们将不再作为光电流(即电信号)起到作用。

为了提高光电二极管的灵敏度,需要通过照射的光子尽可能

多地激发产生电子-空穴对。因此,必须增大耗尽层的宽度和少数载流子的扩散长度。但是,这样做将会减弱 pn 结的内部电场,所以它是与加快响应速度相矛盾的。因此,为了制造出灵敏度高且响应速度快的光电二极管,需要合理地优化设计 p 型和 n 型层厚度等器件结构以及掺杂浓度等。特别是对于要求响应速度很快的应用领域,例如光通信等,需要使用下一节介绍的高速光电二极管。

3.2.2 光电二极管的工作原理

光电二极管基本上是 pn 结,所以在光不照射的时候,通常具有整流特性。但是,一旦光照射,就会通过光生电动势产生光电流 I_L ,形成图 3.4 所示的电压-电流特性。设光电二极管产生的电压为反向电压,即 p 型电极为负而 n 型电极为正,则外部电路将会通过如下的电流:

$$I = I_s \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\} - I_L \quad (3.5)$$

式中 I_s 为 pn 结的反向饱和电流。

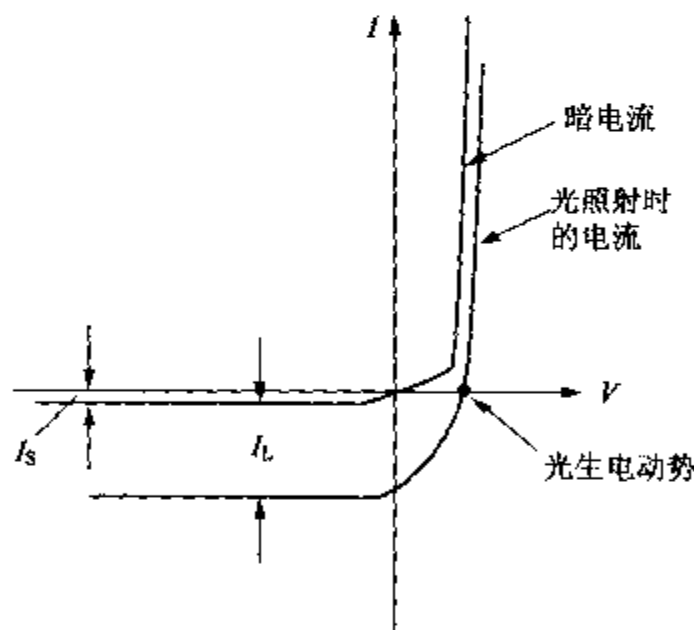


图 3.4 光电二极管的电压-电流特性

在一般的工作状态下,由于是将负载电阻接在光电二极管上,并加上反向电压 V 后使用,光照射后的光电流将通过负载电阻以信号的形式被检测出来。

适当地选择反向电压和负载电阻,就可以在 $10^3 \sim 10^6$ 以上的较大范围内检测与入射光功率成正比的光电流信号。即使不加反

向电压,我们从图 3.4 中知道,也可以在不开放外部电路的状态下产生电动势,并把它作为电信号加以利用。但是,这时通过光照射引起的电压将不与入射光的功率成直线关系,根据式(3.5)求解的结果,相对于入射光功率而言,它将按照对数规律变化,将不适用于对光信号的检测。

光电二极管可以使用多种半导体材料制成。特别是 Si 光电二极管,它的 pn 结可以简单地制造,因其暗电流小和 S/N 比大而被广泛应用。在 Si 光电二极管中,通过在制造过程中改进工艺,使 pn 结的耗尽层加厚和载流子的扩散长度加大,这样就可以制造出在近红外线范围内灵敏度较高的器件。另外,在制造过程中,如果我们使半导体材料在入射光照射到表面极薄层后所产生的载流子也有助于产生光电流,则在蓝色光至紫外线的短波长可见光范围内也可以使器件具有高灵敏度。在近红外线范围内的光接收器件中,还有 Ge 光电二极管,以及具有 pn 结的 InSb 和 InAs 光电二极管等。

这些光电二极管,通常都是用来制造光学仪器。这些光学仪器主要用于测量长度、位置、数量等,以及微弱光信号检测等。它们无论在产业还是在学术和民用等领域中都得到了广泛的应用。

3.2.3 光晶体管的作用

与光电二极管相比,光晶体管作为光接收器件虽然响应速度不快,但是它的灵敏度却非常高。由于它是利用少数载流子扩散的晶体管放大作用来提高其增益,它的响应速度就不能达到很高值。

如图 3.5 所示,光晶体管与普通的结型晶体管相同,具有 3 层结构,基极通常是浮空使用的。这个基极与外部电路连接,往往用来减小暗电流。

在使用时,要在发射极-集电极之间加上与结型晶体管相同方向的偏压,即发射极为正而集电极为负的反方向的电压。此外,还要加大基区的面积,使其作为接收光的部分。在加上如图所示的偏压后,在光的照射下,在基区-集电区结部位产生电子-空穴对。在强电场作用下,空穴向 p 型的基区分离,而电子向 n 型的集电区分离。这时,光电流将流过集电极。另外,由于基区流进了空穴,以及因光吸收而在基区内产生了空穴,基区内的空穴浓度增大。

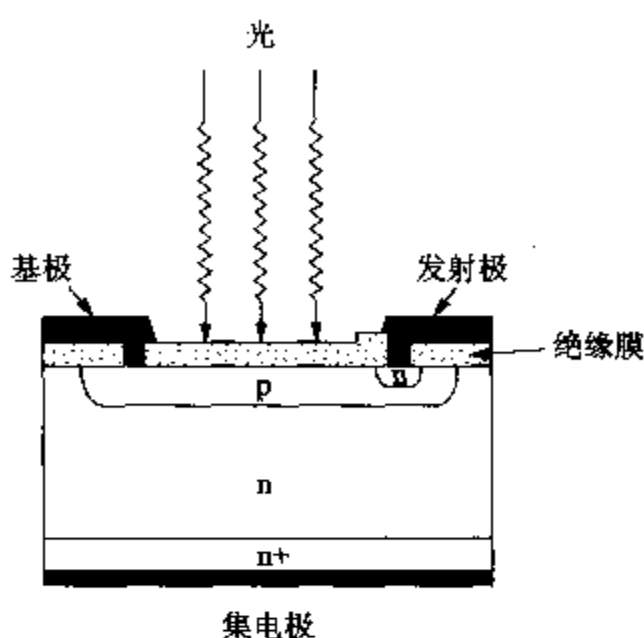


图 3.5 光晶体管的结构

因此，基极-集电极的电位差将变小，电子从发射区注入进基区。这些注入的电子穿过较薄的基区到达集电极，从而增加了光电流。这个过程同发射极接地的晶体管的工作过程相同，在发射极-集电极间流过放大的光电流。

这种光晶体管利用了晶体管的放大作用，所以成为了灵敏度较高的光接收器件，它与普通的光电二极管相比，具有高几百倍的灵敏度。

但是，如同光电二极管那样，也有一个缺点，那就是相对于入射光功率不具有线性特性。这种光晶体管很早以前就被用来制造光开关传感器。大家都知道的产品是，同发光二极管光源共同使用的耦合器，用这种耦合器可以制造物体检测装置，例如自动售货机的硬币检测、工厂传输带上的物体检测等。

3.3 高速光电二极管具有优越性能的原因

通过提高在前一节中所述的光电二极管的响应速度和灵敏度而制成的光接收器件就是**高速光电二极管**。通常使用的高速光电二极管有 pin 光电二极管和雪崩光电二极管 (avalanche photo-diode, APD)，它们在要求高频响应的光应用领域中得到了广泛的应用。高速光电二极管的光转换成电信号的原理与前面学到的光电

二极管基本上是一样的。

3.3.1 pin 光电二极管的结构和作用

pin 光电二极管的结构如图 3.6 所示,它在 pn 结的耗尽层区域内具有本征区域(i 层)。这个 i 层是载流子浓度非常低的高电阻层,在工作时若加上反向偏压它将成为具有较强内部电场的区域。因此,通过加入这个高电阻 i 层,不仅可以扩大携带电信号的光生载流子的产生空间,而且还可以降低与响应频率有关的 pn 结的电容量。这个作用将有助于提高光电二极管的灵敏度和响应速度。

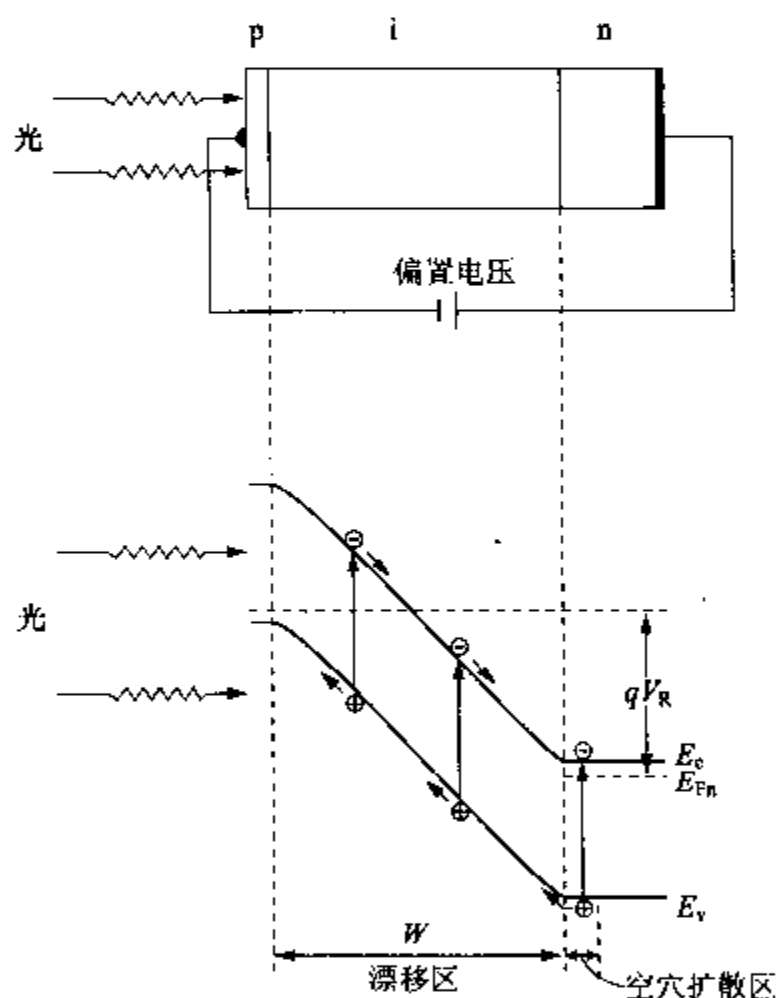


图 3.6 pin 光电二极管的工作原理

如图所示,为了使外加的反向偏压大部分作用于高电阻 i 层,它尽量地使接收光的一侧的 p 层变薄,从而减小该层内的光吸收损耗,以及对高速响应不起作用的电子-空穴对的产生。在光照射后,在 i 层内产生的电子-空穴对因强电场而分离,电子向 n 型层漂移,空穴向 p 型层漂移,并以光电流的形式向外电路流出。另外,由于进入内部的光照射,在光电二极管内侧的 n 型层的少数载流

子扩散长度内将产生空穴,并进入 i 层内,在强电场下漂移,而成为光电流的一部分。

这种高速光电二极管的响应速度是由光生载流子在 i 层漂移区内的渡越时间决定的。因此,如果设 i 层的厚度为 W ,则作为光响应速度的上限——截止频率 f_c 的近似值可以用下列公式估算出来:

$$f_c = \frac{1}{2\pi(W/v)} \quad (3.6)$$

式中, v 为载流子的漂移速度。但是,在实际的工作状态下,如果加上了很高的反向偏压,则该 v 值将成为饱和漂移速度,它是一个常数。对于经常使用的 Si pin 光电二极管而言,它的晶体内的饱和漂移速度约为 1×10^7 cm/s,所以在 W 值确定之后就可以估算光电二极管的光响应频率。当 i 层的厚度 W 较薄时,虽然可以提高响应频率,但是它的响应灵敏度却会随着 W 的减薄而降低,所以需要选择合适的 W 值。

现在,光响应频率在吉赫(GHz)范围内的 Si pin 光电二极管已经实用化了。即使是普通的光电二极管,它们也被改造成 pin 结构,通过提高其性能使其应用在更多的领域中。

3.3.2 APD 的工作原理和作用

雪崩光电二极管(APD),在具有高速响应特性的同时,由于利用了载流子的雪崩倍增作用,它是兼有高灵敏度特性的非常优越的半导体光接收器件。它也被称为半导体光电倍增管。这种载流子倍增机理是同先前学习的 pn 结在很高的反向偏压下所产生的碰撞电离引起的雪崩击穿现象相同。因此,在光电二极管内设置 pn 结,并加上很高的反向偏压,就可以利用因雪崩机理造成的碰撞电离而引起的载流子放大作用。

如图 3.7 所示,这里有与前面学过的 pin 光电二极管的 i 层相对应的高电阻 p^- 漂移层,在该层的前面具有 n^+p 结。在工作状态下,它被加上如图所示的反向偏压,在 p^- 层和 n^+p 结内将产生非常强的电场。

现在,若从 n^+ 层窗口一侧照射一束光,则在 n^+p 结的强电场耗尽层内产生的载流子空穴在该层内将被加速。这个被加速且具有高能量的空穴,由于雪崩碰撞电离机理而又重新产生载流子。像这样的碰撞电离而引起的载流子产生将连续下去,从而产生许

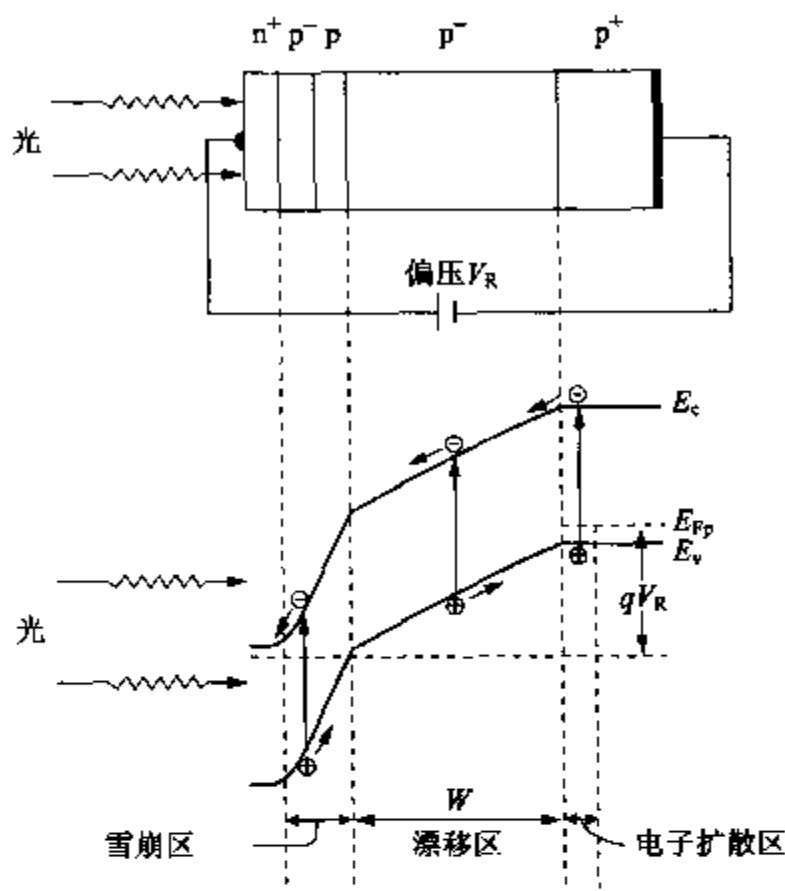


图 3.7 APD 的工作原理

多载流子。因此,在强电场耗尽层内,每个入射光子将产生许多载流子。

另外,在 p^- 漂移层和内侧的 p^+ 层内的少数载流子——电子的扩散长度内所产生的载流子也可以对光电流作出贡献。因此,单位光功率所产生的载流子可以比上面所述的 pin 光电二极管更多,所以它具有很高的灵敏度。此外,光响应速度也因反向电场引起的载流子漂移而加快。由于光响应速度可以达到很高值,约为 $50 \sim 60 \text{GHz}$,无论是光响应灵敏度还是响应频率,都比上面所说的 pin 光电二极管优越。

但是,由于雪崩光电二极管是在 pn 结的雪崩击穿附近的反向偏压下工作的,在使用它之前必须考虑器件的破坏和工作寿命。因此,需要为防止电极周边的漏电而设置保护环。另外,由于它是在高倍增率下使用的,降低噪声的对策也是非常重要的。

这种高速度、高灵敏度的半导体光接收器件在光纤通信领域中的应用是非常广泛的。在当今的光纤通信中,由于使用了 $1.55 \mu\text{m}$ 的光,使用了可以在该频率范围内响应的 InGaAs APD 器件。正是由于这个 InGaAs 3 元混晶半导体 APD 的开发,才促进了 InGaAsP 4 元混晶半导体激光二极管的开发,并且它们共同构

筑了当今光通信的兴旺发达,这种说法一点也不夸张。除此之外,它们还在要求高速度和高灵敏度的领域,例如工厂和办公室等 FA 和 OA 设备的信息传输领域中发挥着重要的作用。

雪崩碰撞电离引起的载流子倍增机理

众所周知,pn 结的电压-电流特性具有整流特性。因此,在给 pn 结加上反向电压后,它几乎不会有电流通过。然而,如果加上非常高的反向电压,则会产生很大的电流。因为 pn 结耗尽层内的电场超过了一定的容许值,所以导致了绝缘破坏。现在,如果给 pn 结加上反向高电压,并且使耗尽层内的电场达到约 10^5 V/cm 以上,则这个强电场所加速的电子和空穴将会碰撞电离半导体内的原子。其结果,将产生新的电子和空穴。像这样原子经过反复的碰撞电离,载流子就会雪崩式地产生。这就是所谓的因雪崩碰撞引起的载流子倍增机理。

3.4 摄像器件

3.4.1 摄像器件的种类

所谓摄像器件,就是将原有的摄像管固体化,再将先前所述的各种半导体光接收器件排列成阵列状,并且将光图像信息以电信号的形式输出的器件。由于使用了半导体光接收器件,它具有重量轻、耗能少、耐冲击和耐振动等优异的特性。此外,由于采用了最新的半导体集成电路技术,开发了性能优异的摄像器件,它已经开始替代以往的摄像器件,并且将会作为图像传感器,在摄像机等民用产品到工业机器人的识别器等领域中得到广泛的应用。

固体摄像器件大致上可以划分为光照射部位 1 维排列的**线条传感器**和 2 维排列的**图像传感器**。这 2 种传感器的工作过程都是通过许多半导体光接收器件的排列,将检测出来的光信号转换成电信号,然后按时序对电信号进行扫描、转移、输出。虽然摄像器件是由半导体光接收器件组成的**像素(pixel)**多种排列后制成的,但是光接收器件的材料还是根据被检测光的波长来选择的。尽管如此,在可见光的频率范围内,由于上述的 Si 光电二极管具有优

异的特性,同时由于为了转移由光转换来的电信号,它使用了由 Si 集成电路制造的电荷转移器件,所以 Si 摄像器件是最常使用的器件。

由于像素的结构和电信号的扫描、转移方式的不同,所以开发了多种线条传感器和图像传感器。在此之前,大致上开发出来了 2 类摄像器件,一类是 MOS(metal oxide semiconductor)型摄像器件,另一类是 CCD(charge coupled device)型摄像器件,后者 CCD 型摄像器件现在日益得到了广泛的应用。

图 3.8 所示的是 MOS 型摄像器件的像素基本结构。这个像

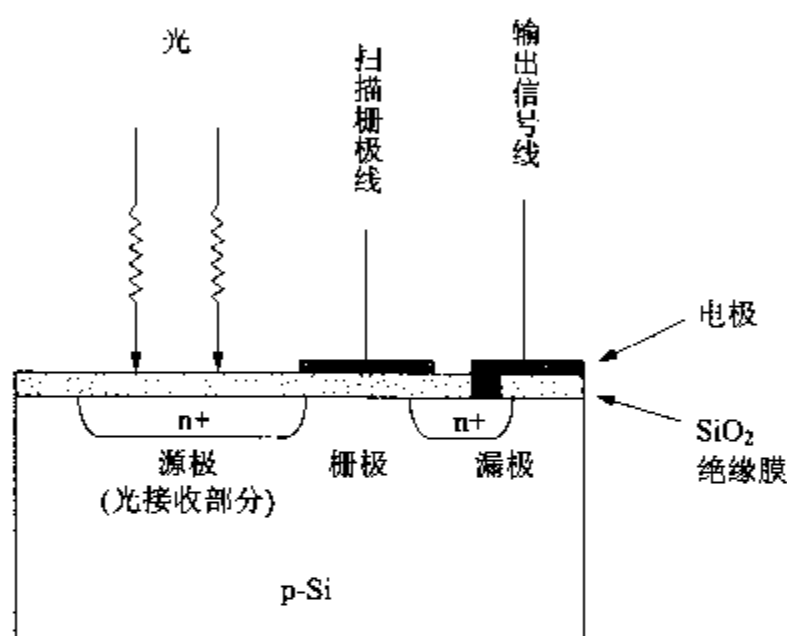


图 3.8 MOS 型摄像器件的像素结构

素是一个使用了 p 型 Si 衬底的 n 沟道 MOS-FET 结构,它是把源极下的 pn 结部位用来起到接收光的光电二极管的作用。通过光的照射所产生的载流子作为电荷而积聚起来,这个电荷在栅极上的扫描脉冲电压作用下,通过栅极下的沟道被转移而成为漏极输出信号上。这个像素被排列成 1 维状或者 2 维状,并使各种光图像信息转换成时序的电信号,同时被储存起来。这种摄像器件的噪声比较大,所以在实用中开发了许多相应的消噪声方法,一般这种器件要和这些消噪声方法一起使用。

3.4.2 CCD 的结构及作用

我们在这里将介绍最常使用的 CCD 型摄像器件,虽然 CCD 原来只是转移电荷的器件,但是现在它已经成为了固体摄像器件的代名词。CCD 型摄像器件的结构包括两部分,一是将光输入信

号进行光电转换的光接收部分,二是转移电信号的称为 CCD 移位寄存器的电荷转移部分。

如图 3.9 所示,CCD 型的基本结构非常简单,它是金属电极在 p 型 Si 衬底表面上的 SiO_2 绝缘膜上形成的 1 维排列,它的结构非常接近于 MOS 电容器。

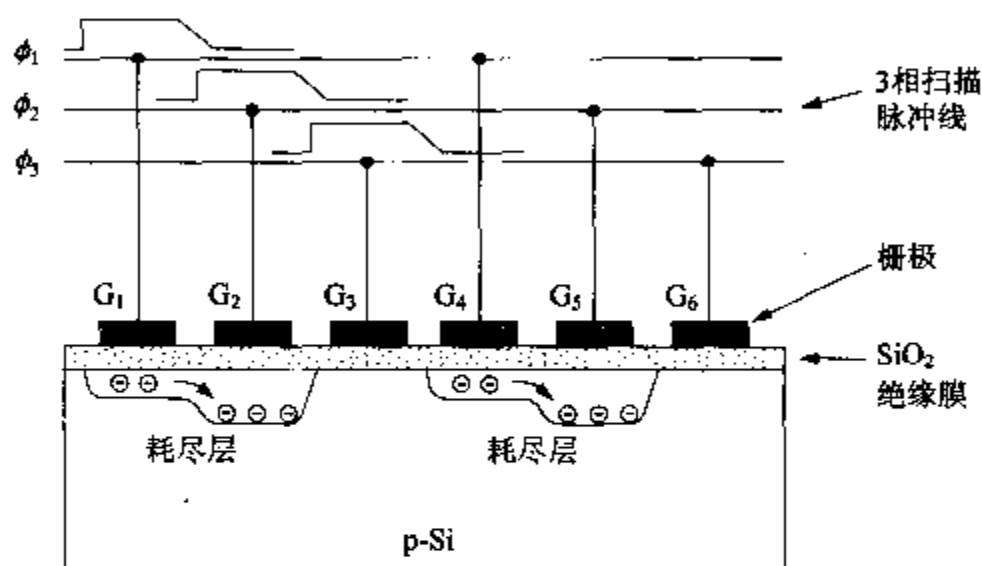


图 3.9 CCD 的电荷转移

现在,如果在 G_1 栅极上加正向偏压,则在该栅极下面将会形成耗尽层。另外,金属栅极十分接近地排列着,各 MOS 电容器的下面所形成的电位陷阱相互重叠着。在这个耗尽层的电容器陷阱中,外部所注入的电子将被积聚起来。

为了将这个电子电荷转移到旁边的栅极下面,通过上面的脉冲扫描线,在 G_2 栅极上加正向脉冲电压,则 G_1 和 G_2 栅极的下面将形成重叠的电容器陷阱,电子电荷在这两个电极下面将同时积聚起来。

接着,减小 G_1 电极的偏压使之为零,则积聚的电子电荷将会全部寄存在 G_2 栅极的下面。利用这个操作,我们就可以将电子电荷从 G_1 栅极转移到 G_2 栅极。同样,通过扫描如图所示的 3 相脉冲电压,就可以将电子电荷顺序地转移到每个栅极下面。这就是 CCD 的转移基本原理。

CCD 的结构非常简单,是个优良的电荷转移器件。为了将栅极下面所积聚的信号电荷顺序地转移出去,关键的是要把所有积聚的电荷都转移出去。各栅极之间的转移即使是完全的,但是由于要进行通常的 500 段左右的转移,所以在输入和输出之间要进行 100% 的转移也是不可能的。为了提高效率,需要研究新的技

术,以减小栅极间的距离。

但是,使转移效率降低的最大原因,一般认为是 Si 和氧化绝缘膜之间界面上的陷阱中心引起的载流子的消失。因此,为了解决这个问题,现在已经开发了将转移信号电荷的通道移向 Si 表面内部的填充沟道型 CCD,虽然它的结构稍稍有些复杂,但是它的效果还不错。由于这个填充沟道型 CCD 的出现,现在几乎实现了 100% 的转移效率。

最常使用的 CCD 摄像器件的光接受部分是 Si 光电二极管阵列。在光电二极管的 pn 结上加反向电压而形成的耗尽层内,将会积聚着因光照射所生成的电子-空穴对中的少数载流子电荷。每个光电二极管将构成一个像素,在 CCD 中的各个 MOS 电容器将一对一地连接着,各个像素所进行的光电转换信号将在 CCD 中转移后输出。像这样的各个像素和 CCD 是按照 1 维或者 2 维的形状排列着的。

3.4.3 CCD 的种类及应用

如上所述, Si 光电二极管在波长较长的红外线范围内灵敏度较低,所以它不能应用于使用红外线的摄像器件。在这个红外线范围内所使用的摄像器件的光接收部分中,除 Si 光电二极管之外的半导体光接收器件,将按照第 3.1 节中介绍的那样,可以根据波长范围进行选择。

在传真机和复印机等电子设备中,读取原稿所使用的传感器一般就是 1 维状排列的**线条传感器**。它实际所使用的像素数一般为几百到几千个,现在像素数达到 1 万的高分辨率的线条传感器也已经开发出来了。

2 维图像传感器是在线条传感器的基础上,把线条传感器按纵向平行排列而制成的,它是将各线条传感器输出的时序信号顺序地转移到水平的 CCD 移位寄存器中,然后转移和输出。像这样的图像传感器往往作为摄像机的眼睛而广为应用。用于摄像机的传感器,它的分辨率通常具有 500×500 大小,像素约为 25 万个。但是,作为高清晰度电视用的高分辨率图像传感器,现在已经开发出来了数百万像素的产品。这些 2 维摄像器件已经作为照相机等民用产品和工业用机器人的眼睛来识别物体,在许多产业用机械领域中得到了广泛地应用。

光信号读取和红外线检测仪器

今天,光读取技术已经在所有的领域中得到了应用,但是在这里起到绝对作用的是半导体光接收器件。

在光读取中,需要它能够覆盖从可见光到红外线这样非常宽的波长范围。在遥感技术领域中,红外线的波长范围就非常重要。正如本章所介绍的那样,目前已经开发了许多种红外线检测仪器,并得到了应用。但是,红外线的波长在 $0.8 \sim 1\,000\mu\text{m}$ 的范围内,这个范围非常宽,所以就需要各种专门的光接收器件。特别是在被称为“大气之窗”的大气穿透率较高的长波长范围内,科研人员集中研制了在近红外线为 $3 \sim 5\mu\text{m}$ 、远红外线为 $8 \sim 14\mu\text{m}$ 范围内且具有高灵敏度的光接收器件。在近红外线范围内用 InSb 和 HgCdTe 制造的光接收器件被广泛地使用,而在远红外线范围内 HgCdTe 的光接收器件被广泛地使用。这里,对于 HgCdTe 混晶半导体而言,通过控制 Hg 和 Cd 的混合比例,就可以改变带隙能量,因此它具有可以改变光接收范围的这个优点。另外,这种半导体可以形成 pn 结,所以毫无疑问,除光电导器件之外,可以制作光电动势型的光接收器件,这种器件现在已经被广泛地使用。

但是,为了进一步提高光读取器的精度,就需要开发出具有更高灵敏度、更高速工作的半导体光接收器件。这种红外线光接收器件,不仅要有单个器件,而且还要安装 1 维和 2 维阵列的各种像素,它同 Si CCD 等进行组合后还可以应用于气象观察、地球资源探测,以及在军事遥感领域中推广使用。

练习题

1. 这是个光电导器件用的 n 半导体,设其在室温下热平衡时的电子浓度为 $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 。现在用光照射它之后,当在带间跃迁产生了 $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 的电子-空穴对时,请问电导率比暗状态增加了百分之几? 计算时,设这个 n 型半导体的电子和空穴的迁移率分别为 $\mu_e = 3600 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 和 $\mu_h = 1800 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。
2. 设光照射后所产生的电子-空穴对的单位体积内产生的速率为 g , 请由 Δn 的速率方程式的特解导出热平衡下的关系式 $\Delta n = g\tau_e$, 式中 τ_e 为电子的寿命。
3. 有一个用图 3.1 所示的 n 型半导体制成的光电导器件,其形状为 $l=1\text{cm}$ 、 $S=2\text{mm}^2$, 当在它们的电极间加上 2V 的电压后,则会有 2mA 的电流流过。如果假设该半导体的电子迁移率为 $3\,600 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $\tau_e \gg \tau_h$, 请求光照射后所产生的电子浓度 Δn 。

4. 试推导出光电二极管在光照射后所产生的电压并不是与入射光功率成直线关系,而是成对数关系变化的公式。
5. Si pin 光电二极管的漂移区宽度 $W=10\mu\text{m}$ 。现在,在给该二极管加上相当高的偏压使之工作,请求出这时的光响应截止频率。另外,为了提高响应频率,我们将漂移区宽度减小并使之工作,请问这时我们需要注意什么?

第 4 章

太阳能电池

面向 21 世纪,人类文明将永无止境地继续向前发展。在文明发展过程中,能源科学和技术是保障文明发展的重要的科学技术之一。化石燃料必将走向枯竭,为了摆脱这种窘境,我们需要寻找对地球环境无害且取之不尽用之不竭的绿色能源,太阳将会给予我们这种能源。这种利用半导体的光电转换原理,将太阳能源直接转换成电能的技术就是太阳能发电技术。本章将学习太阳能发电的基础知识,其中包括太阳能电池的原理、性能指标和实现高性能化的技术手段。

4.1 太阳能

4.1.1 太阳能的实质

太阳能是从相隔平均 1.5 亿公里距离的太阳照射到地球表面上的主要称为光的电磁波的能量。太阳能光谱在大气层外被凝聚成 6 000K 的黑体辐射光谱,它在 500nm 波长处有一个能量高峰。虽然它处于紫外线到近红外线的范围内,但是由于大气中空气分子和尘埃等颗粒的散射作用,紫外线等短波长成分的光将损失掉。进入地球大气层的辐射能量的光谱将成为图 4.1 所示的实线光谱。光线继续通过大气层时,它将会受到氧、臭氧、水蒸气等的选择性吸收,所以最终到达地球表面的太阳能量将变成图 4.1 中剔除了阴影部分的光谱形状。然而,实际上在地球某处的太阳能光谱并不是一成不变的,而是根据其场所的纬度、时刻、气象条件等发生各种各样的变化。由于这个变化单纯地由太阳光通过大气时的吸收和散射决定,通常我们使用被称为气团(air mass, AM)的这个光谱指标来表示地表上的太阳能光谱。

这里,设在某个标准大气条件下从天上垂直照射的基准光谱为 AM-1,而大气层外的光谱为 AM-0。则在日本的中南部附近,

这个值一般处于 AM-1 至 AM-2 之间,往往为 AM-1.5 左右。

此外还需要提到的一点是,上面我们所说的太阳能光谱只是与太阳直接照射到地表上的直射光成分有关,然而实际上的地表太阳能(全天候日照量)还包括地表附近云层等引起的透射散射光成分。

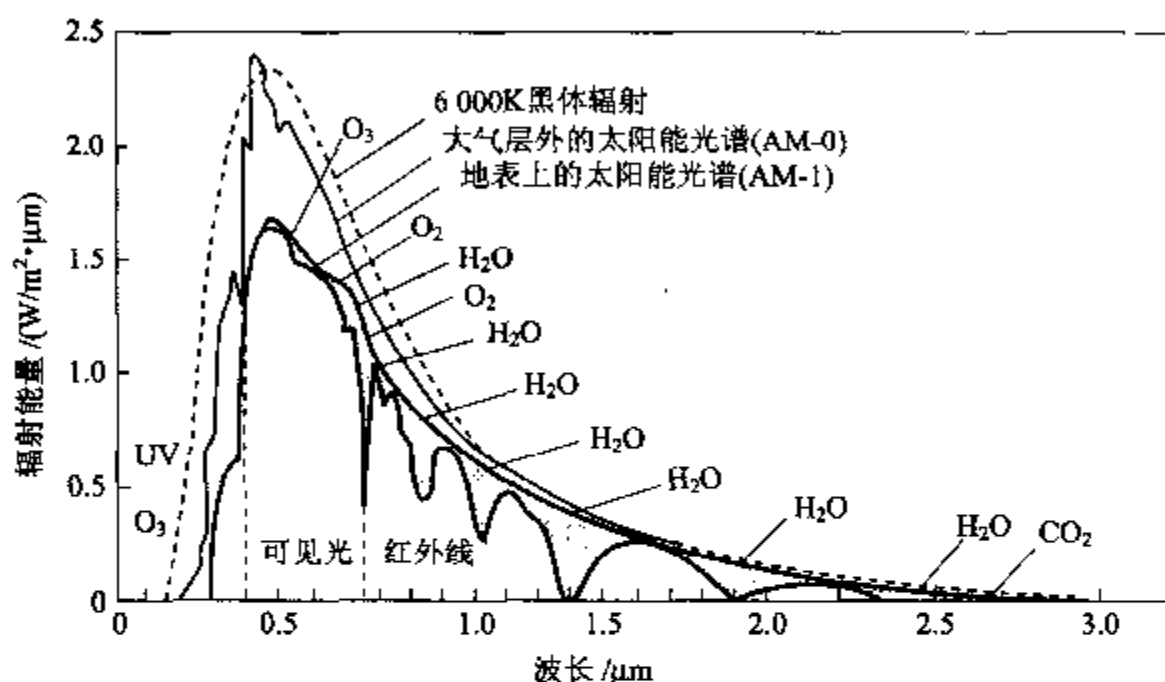


图 4.1 大气层外(AM-0)和地表上(AM-1)的太阳能光谱

4.1.2 日照量

下面我们再讨论一下太阳辐射能量的大小,也就是日照量。如果从太阳表面释放出的能量换算成电能的话,其功率大约为 $3.8 \times 10^{23} \text{ kW}$ 左右,其中约有 22 亿分之一到达地球上。如果这个数值用功率密度表示,则相当于 1.35 kW/m^2 (135 mW/cm^2) 左右。这个数值被称为太阳常数,例如,根据人造卫星观测的结果,在光谱学上它与 AM-0 相对应。

如上所述,到达地球表面上的太阳能约 32% 由于在大气层中遭到散射而再次返回到宇宙中。虽然剩下的 68% 进入到大气层中,但是由于在大气层中经过吸收后才到达地球表面,所以实际到达地球表面上的太阳能约为 47%,它在地表上将变成热,保持着气温,同时积聚在海水和冰中,一部分化作云和雨水而蒸发消耗掉了。其中只有约 0.2% 这样极少的部分,用来造成与我们人类生活息息相关的风、浪以及地球上动植物生长的生态系统的光合作用。与上述的 AM-1 太阳能光谱相对应的总功率密度约为 1 kW/m^2 (100 mW/cm^2),通常把它作为基准称为 1SUN。例如,所谓 AM-1.5 和 1SUN,就是指 AM-1.5 的太阳能光谱,其总入射功

率密度为 $100\text{mW}/\text{cm}^2$, 它是评价地面太阳能电池性能的标准条件。

如果到达地面的太阳能换算成电能, 那么其功率约为 $1.2 \times 10^{14}\text{kW}$, 这个数值相当于现在地球上消耗能量的约 1 万倍。就拿日本来说(只以陆地为对象), 到达日本陆地的太阳能就相当于日本消耗能量的 100 倍左右。这些能量用于生态系统的仅有一部分, 大多数都被浪费掉了。太阳能电池就是一种崭新且重要的光电子器件, 它通过半导体 pn 结的光生电动势效应进行光-电转换, 利用浪费掉的无穷无尽的太阳能, 为我们提供对地球环境极具亲和力的新能源。

4.2 太阳能电池原理

4.2.1 太阳能电池的工作原理

所谓太阳能电池, 就是利用半导体中的光生电动势效应将太阳能直接转换成电能的器件。关于光生电动势效应, 我们已经在前面做过详细的介绍, 但在这里我们从太阳能电池的角度再审视一下它。如果能量大于带隙宽度的光照射到半导体上, 则电子被激发而从价带跃迁到导带, 形成电子-空穴对。如果这些电子-空穴对摆脱库仑力的相互作用而成为自由电子, 则在导带和价带内将形成可以产生电流的过剩自由电子和自由空穴, 这些就被称为光生载流子。在达到热平衡时, 由于产生电流的载流子浓度增加, 所以半导体的电导率也增加。这个现象称为光电导效应, 它是产生太阳能电池基础现象的光生电动势的第一个基本条件。

当存在光电导效应时, 由于光的照射, 流过半导体样品的电流就会增加, 这里需要的能量是由外部电源所供给的, 相反它并不具有向外部提供能量的能力。在没有外加电场的状态下, 为了在半导体样品内产生电流, 首先必须改变热平衡时的光生电子和空穴的空间密度分布。在太阳能电池的光生电动势效应现象中, 内部电场起到了重要的作用。我们考虑一下最简单的情况, 由于内部电场的作用, 光生的负电荷电子和正电荷空穴向相反的方向分离。其结果是, 若样品两端连接外部电路, 将会产生电流。另外, 若样品两端分开不使外部电路产生电流, 则在样品的内部将会形成电子-空穴密度分布, 这个电子-空穴密度分布将引起抵消内部光电流的反向电流, 与内部电场方向相反的电压将会出现在样品的两端。

也就是说,若样品两端连接适当的外部电阻,则会从该半导体样品得到与照射光强度相对应的电流和电压,即电能。这就是太阳能电池中光生电动势效应的概要。在这里,对于太阳能光谱来说,设计得可以获取最大电能的光生电动势效应器件称为太阳能电池。

4.2.2 太阳能电池的结构和作用

一般认为,可以用许多方法来产生太阳能电池功能所必需的内部电场,但是最普通的太阳能电池结构是使 p 型半导体和 n 型半导体进行电学、材料学接触后形成 pn 结。也就是说,在费米能级不同的 p 型半导体和 n 型半导体进行接触时,其界面上所产生的接触电位差将引起内部电场的产生。太阳能电池的基本结构是图 4.2 所示的 pn 结二极管。在这里我们不详细叙述它,只是简单

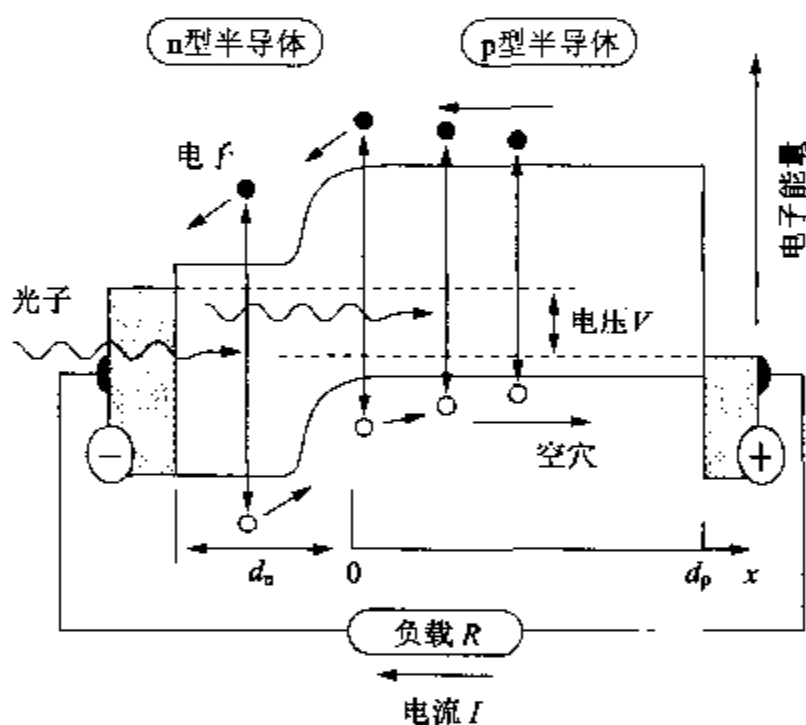


图 4.2 pn 结太阳能电池的工作原理图

地介绍一下它的主要工作原理。它是一个将很薄的 n 型层(称为发射极)配置在入射光的外侧而将主要产生光电流的 p 层(称为基极)配置在内侧的 pn 结二极管,光照射后产生的电子和空穴将因 pn 结附近的内部电场而分离,分别被收集到 n 层一端的外侧电极和 p 层一端的内侧电极上,从而产生太阳能电池的作用。

前面提到,“如果能量大于带隙宽度的光照射到半导体上”,实际上光生的电子和空穴是在极其短的时间内弛豫到各自的带边,所以 1 个光子在半导体内变换成电能时,其最大值也将是带隙能

量。也就是说,入射光子流密度(单位面积、单位时间的个数)乘以带隙能量所得到的值是光电变换功率密度的极限。若入射光子流密度乘以电子的电荷,则它将与完全没有损耗时的最大光电流密度相对应。此外,带隙能量与电子的电荷之比,或者更现实一点说,内部电场的空间积分(其最大值为带隙能量与电子的电荷之比),就是输出电压的极限值。

4.3 太阳能电池的性能

4.3.1 能量转换效率

太阳能电池能将多少入射的光能转换成电能呢?通常将评价太阳能电池的这个性能参数称为**能量转换效率** η ,它是用太阳能电池的最大输出功率(P_m)和入射光功率(P_{in})之比来表示的。一般它是指地面太阳能电池在前述的 AM-1.5(入射光功率密度为 $100\text{mW}/\text{cm}^2$)和太阳能电池温度为 25°C 时的能量转换效率。此外,作为决定该能量转换效率的主要性能参数还有**短路光电流密度** J_{sc} (short circuit current density)、**开路电压** V_{oc} (open circuit voltage)和**曲线因子** FF (curve fill factor)。

下面就对这些参数进行简单的说明。在 4.2 节中,通过讨论我们知道 pn 结太阳能电池表现为入射光产生的光电流密度为 J_L 的电流源和 pn 结二极管的并联电路。因此,在 n 侧为正电极时,如果设太阳能电池的开路电压为 V ,通过的电流密度为 J ,则在概念上可以将理想的太阳能电池的电流-电压特性表现为以下的式子:

$$J(V) = J_L - J_0 \left\{ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right\} \quad (4.1)$$

式中, J_0 为 pn 结二极管的反向饱和电流密度; n 为二极管的特性因子。如图 4.3 所示,它的形状是将 pn 结二极管的暗电流-电压特性在电流轴上反转,并使其向上移动光电流密度 J_L 的值。如图所示,短路光电流密度 J_{sc} 是与电压为 0 时的电流密度值相对应的,公式(4.1)成立时则与光电流密度 J_L 相一致。此外,开路电压 V_{oc} 表示的是电流密度为 0 时的电压。如果使太阳能电池的负载 R_L 发生变化,则表示输出电压和电流的工作点将作为同 $V = JR_L$ 的交点而在图 4.1 的曲线上移动;但是在这里把对应于最大输出

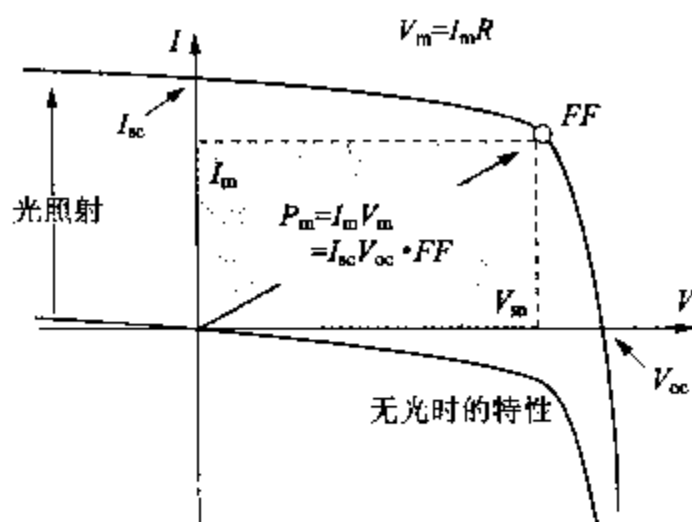


图 4.3 太阳能电池的输出特性

[横轴为电压 V , 纵轴为电流 I (在图中以电流代替电流密度 J),
二极管的整流特性上下反转, 并使其向上移动光电流值]

功率 P_m 的最佳负载下的输出电压定义为 V_m , 而输出电流密度定义为 J_m 。如果与上述的性能参数联系起来进行归纳, 则可以得出以下的公式:

$$\eta = \frac{P_m}{P_{in}} \times 100 = \frac{V_m \times J_m}{P_{in}} \times 100 = \frac{V_{oc} \times J_{sc}}{P_{in}} \times FF \times 100 (\%) \quad (4.2)$$

该式中的最后的等式就是曲线因子 FF 的定义, 从图中可以清楚地理解它的含义。

根据式(4.1), 可以得出输出功率密度为 $J(V) \cdot V$, 当它达到最大值时, 对应的电压为 V_m , 它可以用下列公式来求解:

$$\exp\left[\frac{qV_m}{nkT}\right] \left(1 + \frac{qV_m}{nkT}\right) = \frac{J_{sc}}{J_0} + 1 \quad (4.3)$$

利用这个 V_m 值, 我们就可以用下列公式来表示最大输出功率密度 P_m :

$$P_m = V_m (J_{sc} + J_0) \frac{qV_m/nkT}{1 + qV_m/nkT} = J_{sc} \times V_{oc} \times FF \quad (4.4)$$

该式中的开路电压 V_{oc} , 在公式(4.1)中的电流密度 $J=0$ 时可以由下列公式求得:

$$V_{oc} = \frac{nkT}{q} \ln\left[1 + \frac{J_{sc}}{J_0}\right] \quad (4.5)$$

也就是说, 在这里所设想的理想太阳能电池模型的范畴内, 如果知道了短路光电流密度 J_{sc} 和二极管特性因子 n , 则可以从式(4.1)~

(4.5)中掌握所有的太阳能电池的输出特性。

下面我们接着简单地讨论一下短路光电流密度。

4.3.2 性能参数

当一个波长为 λ 的光子照射到太阳能电池上的时候,我们一定想知道有多少电荷作为光电流输出到外部电路中,通常用来表示这个性能的参数就定义为载流子收集效率 $\eta_{\text{coll}}(\lambda)$ 。但是,在这里除了与自由载流子的产生和输出有关的因素之外,还包括太阳能电池表面的光反射效应。这样,如果把太阳辐射的光谱写成 $\Phi(\lambda)$,则短路光电流密度 J_{sc} 就可以用下列公式表示:

$$J_{\text{sc}} = q \int n_{\text{coll}}(\lambda) \times \Phi(\lambda) d\lambda \quad (4.6)$$

也就是说,只当太阳能光谱和载流子收集效率匹配时,太阳能电池的性能才可以得到保证。在图 4.2 中所示的 pn 结太阳能电池中,光电流将由以下三部分组成:第 1 部分是在窗口侧 n 层内所产生的少数载流子空穴通过扩散而到达 pn 结附近漂移区的分量;第 2 部分是在 pn 结附近漂移区中所产生的载流子引起的分量;第 3 部分是在内侧 p 层内所产生的少数载流子电子通过扩散而到达 pn 结附近漂移区的分量。在这里,我们主要只考虑最后一个分量,并忽略内侧电极界面的表面复合。下面我们设太阳光全部照射到太阳能电池上,由此来看一下载流子收集效率 $\eta_{\text{coll}}(\lambda)$ 的理想值。

设半导体的吸收系数光谱为 $\alpha(\lambda)$,窗口侧 n 层的厚度为 d_n ,则对于单位入射光而言,在图 4.2 的 x 位置上光生载流子产生的速率 $g(x, \lambda)$ 可以用下列公式表示:

$$g(x, \lambda) = \alpha(\lambda) \exp[-\alpha(\lambda)x] \times \exp[-\alpha(\lambda)d_n] \quad (4.7)$$

这样产生的过剩少数载流子电子摆脱复合后到达 pn 结附近漂移区($x=0$)的概率,可以用电子扩散长度 L_n 表示成 $\exp[-x/L_n]$ 。设内侧 p 层的厚度为 d_p ,则载流子收集效率 $\eta_{\text{coll}}(\lambda)$ 将变成下列公式:

$$\begin{aligned} \eta_{\text{coll}}(\lambda) &= \int_0^{d_p} \exp\left[-\frac{x}{L_n}\right] g(x, \lambda) dx \\ &= \frac{\alpha(\lambda)L_n}{1+\alpha(\lambda)L_n} \left\{ 1 - \exp\left[-\left(\alpha(\lambda) + \frac{1}{L_n}\right)d_p\right] \right\} \\ &\quad \cdot \exp[-\alpha(\lambda)d_n] \\ &\approx \frac{\alpha(\lambda)L_n}{1+\alpha(\lambda)L_n} \times \exp[-\alpha(\lambda)d_n]; \quad \alpha(\lambda)d_p \gg 1 \end{aligned} \quad (4.8)$$

根据这个公式,我们可以在光吸收系数较大的短波长区域内,用最后的指数函数项来确定载流子收集效率光谱的形状。另外,根据这个公式,我们还可以知道在光吸收系数较小的长波长区域内,载流子的扩散长度将起到决定性的作用。当然,长波边将由半导体的带隙来决定。

4.4 太阳能电池材料

4.4.1 高效率太阳能电池

下面讨论采用什么样的材料才可以制造出高效率的太阳能电池。为此,我们先把目光集中在短路光电流密度 J_{sc} 和开路电压 V_{oc} 上。从公式(4.8)可以看到,如果设载流子扩散长度大于太阳能电池的有源层厚度,则短路光电流密度将由太阳能光谱范围的吸收系数的大小来决定,也就是说它由太阳能电池的有源层可以吸收多少太阳光来决定。因此,若吸收系数光谱的形状相同,则最好使用带隙能量较小的半导体材料。但是,根据我们前面所讨论的结果,半导体在吸收一定能量的光子后,可以将其有效地转换成电能的只是与半导体的带隙相对应的部分。所以,从能量转换的角度来看,单纯地要求较窄的带隙并不是其最优先的条件。关于这一点,我们需要同时对开路电压进行考察。虽然开路电压 V_{oc} 可以由公式(4.5)给出,但是在这里与其从电子和空穴的连续方程式求得该电压值,还不如采用物理的方法得到更准确的表达式。

$$V_{oc} = \int \frac{\Delta \sigma(x)}{\sigma_0(x) + \Delta \sigma(x)} E_{in}(x) dx \quad (4.9)$$

式中 σ_0 为热平衡时的电导率, $\Delta \sigma$ 为光照射时产生的光电导率, E_{in} 为内部电场,这里可以忽略所谓的 Dember 效应项。在太阳能电池放置的地方,我们设 $\Delta \sigma \gg \sigma_0$, 则开路电压将会与对内部电场进行积分后所得到的值(即内部电相位差)一致。这就是开路电压在理论上的最大值。如果内部电位差是由同质半导体形成的 pn 结造成的,则它不能超过带隙能量所对应的值。所以,正如我们在第 4.2 节中所说的结论那样,开路电压将由带隙能量所决定。

4.4.2 理论极限效率

在上述的讨论中我们知道,如果使半导体的带隙能量变化,则

短路光电流密度 J_{sc} 和开路电压 V_{oc} 将会随着材料的吸收光谱和太阳辐射的光谱的匹配程度,以及带隙能量的数值而发生相应的变化。图 4.4 所示的是主要太阳能电池的理论极限效率(●标记)和

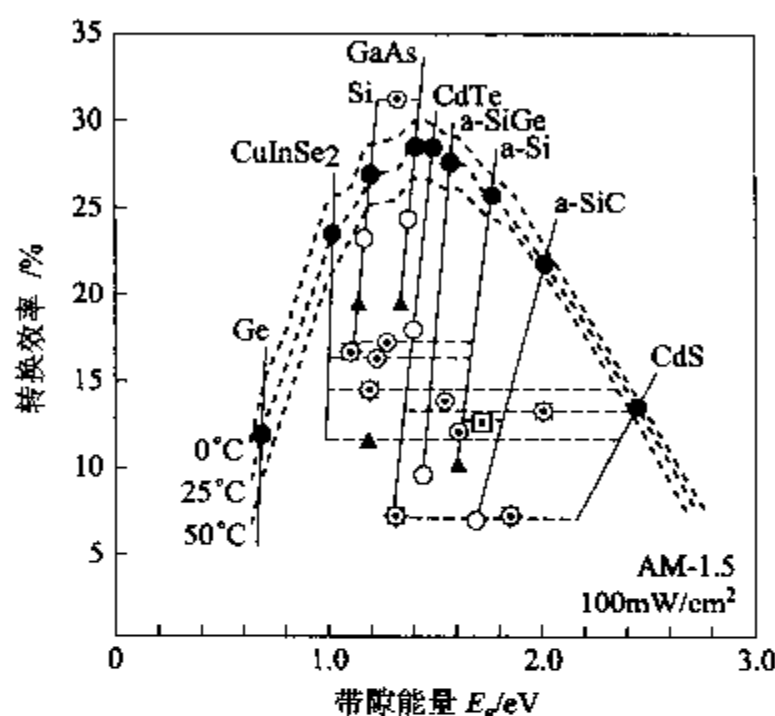


图 4.4 各种太阳能电池在室温下的理论极限效率(●),研究开发阶段的最高效率(○),以及大规模生产时的最高效率(△)。

(跨越两种材料的⊙标记、⊠标记、⊗标记分别表示的是串联、异质结构、多晶型太阳能电池的效率,其它表示多晶异质结构太阳能电池的效率)

目前已经可以制造的太阳能电池的实验达到的最高效率(○标记)。实用化的太阳能电池,除了上述物理参数外,它还受到资源的丰富与否和技术的成熟程度所左右。虽然有些这样那样的约束因素,但是目前常用的在最佳带隙能量附近的半导体材料有以下几种:晶体材料有 Si(1.10eV)、CuIn(Ga)Se₂(1.10~1.35eV)、InP(1.35eV)、GaAs(1.43eV)、CdTe(1.52eV),非晶体材料有 Si(~1.7eV)等。Ⅲ-V 族化合物半导体 GaAs 和 InP,虽然它们的最高转换效率接近了理论极限,但是由于其材料造价很高,这些产品主要是宇宙用太阳能电池,这就可以充分发挥它们的抗辐照性能和小面积接收光的特性。

在地面用平面型太阳能电池中,现在最普及的是单晶和多晶 Si 太阳能电池。据研究报告指出,它们分别达到了 24% 和 19% 的转换效率记录。非晶体 Si 太阳能电池是在晶体 Si 太阳能电池的基础上研制开发出来的一种低价格的薄膜太阳能电池,由于它的

原材料丰富,而且可以大批量生产,人们期待着它能够担负起 21 世纪初太阳能发电的重任。目前转换效率可以达到最高的太阳能电池为多结多层太阳能电池(请参考下一节),它是将多个非晶体 Si/Ge 进行组合后制成的,它的转换效率约为 15%。CdTe 和 CuIn(Ga)Se₂ 太阳能电池也属于化合物薄膜太阳能电池,它的价格不仅低,而且转换效率还可以高达 16%~18%。

4.5 通过研究和开发提高光电转换效率

4.5.1 提高转换效率的研究和开发

由于客观条件的限制,太阳能电池不仅不能有效地利用半导体带隙能量以下的太阳能光谱区域,而且也不能对其它光谱区域进行 100%的光电转换。这些损失除了我们已经介绍的①光生载流子在到达电极前因复合而失去的体内复合损失、②只能利用入射光子能量中与内部电位差对应的能量的电压因子损失之外,还有③由于太阳能电池表面的光反射而使本来可以有效利用的光失去的表面反射损失、④光生载流子在太阳能电池表面和电极界面等处因复合而失去的表面复合损失,以及⑤光电流通过太阳能电池时因电极和半导体内的电阻作用而产生焦耳热的串联电阻损失。采用材料科学和太阳能电池设计的技术手段尽量减少这些损失,可以说是太阳能电池光电转换高效率化的基本课题。

为了尽量地减少这些损失,现在已经广泛地加强了技术性的基础研究工作。例如:①在太阳能电池的表面上覆盖抗反射膜和设置绒面结构以减低表面反射率,并且在内侧设置高反射率层使光封闭起来(绒面结构和光封闭结构);②在 p-n-n⁺ 结构内侧设置低电阻层,利用 n-n⁺ 结附近的内部电场,控制光生载流子的表面复合,同时提高整个内部电位差(背场;BSF 结构);③减小表面复合频繁发生的半导体/电极的面积,同时用氧化层等覆盖其它的表面(局部电极结构,收集表面钝化);④将一部分结区掩埋在体内,促进漂移的光生载流子的收集(掩埋电极结构)等。

4.5.2 多结多层结构的太阳能电池

此前我们介绍了单个半导体太阳能电池(单个同质结构太阳能电池),但是为了获得高转换效率,我们还是希望太阳能电池能

够采用多个具有不同带隙的半导体制成,且具有广义上的异质结构。举一个例子来看,利用 np 结,在窗口侧 n 层附近采用了比 p 型光电流有源层具有更宽带隙的半导体(异质结构太阳能电池)。由于使用了这种方法,不仅提高了内部电位差,而且还可以增加进入光电流有源层的人射光,其结果是实现了较高的光电转换效率。再看一下图 4.5 所示的另一个例子,它是用串联和并联的方法,把

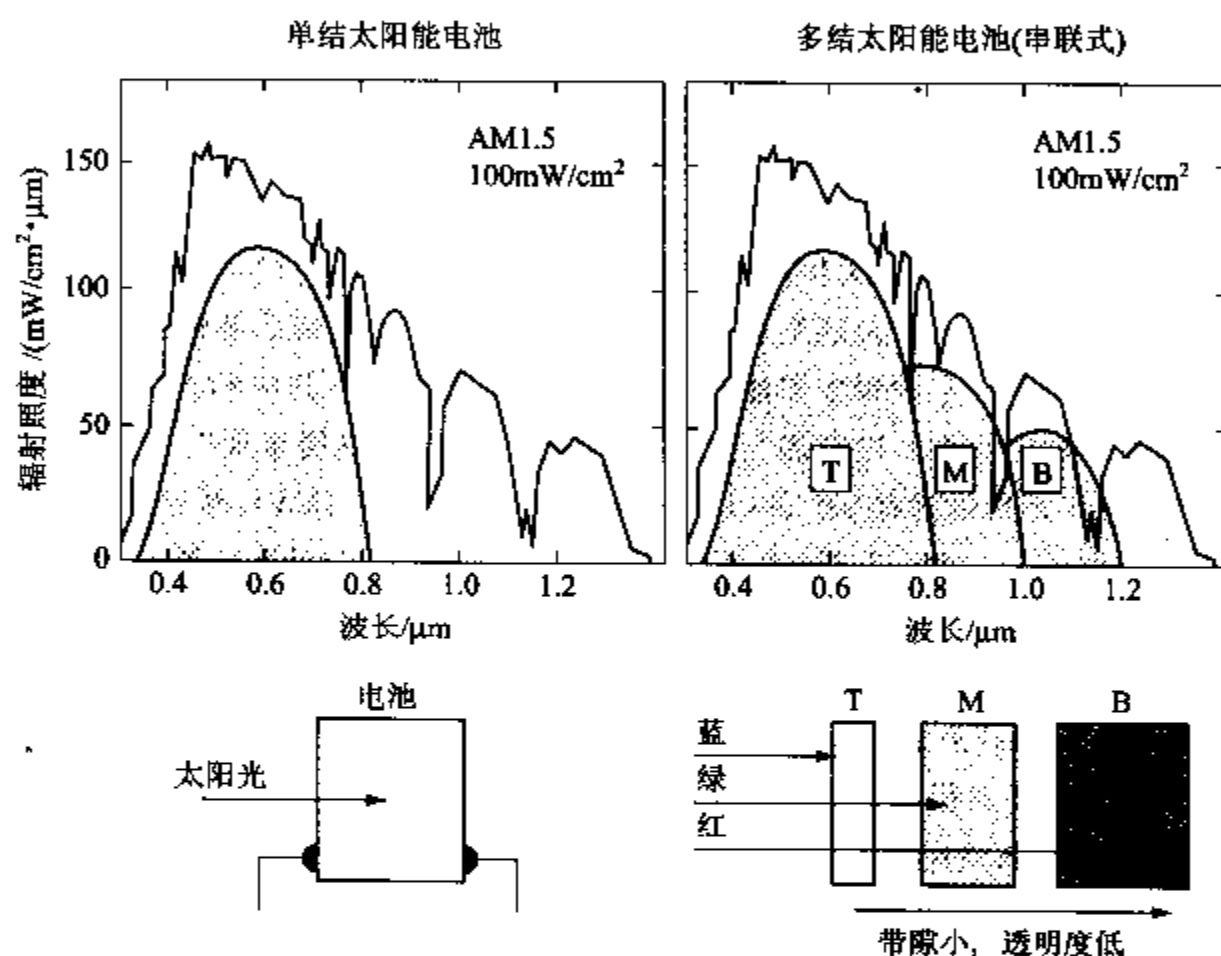


图 4.5 利用太阳能光谱范围更大区域的多结多层
结构太阳能电池的概念图

由不同带隙的光电流有源层所组成的多个太阳能电池进行光学的和电学的连接,从而组成串联和并联的结构(它往往也被称为多结多层结构)。在这个多结多层结构中,按照带隙能量大小顺序从太阳光入射一侧进行排列,这样就可以有效地分割利用太阳能光谱范围更大的区域,同时也可以减低上述的电压因子损失。对于使用了载流子扩散长度比晶体 Si 短很多的非晶体 Si 材料的太阳能电池来说,我们在这里不再详细介绍,但是需要指出的是,由于该太阳能电池采用了 n-i-p 漂移结的结构,以及它的串联和并联的结构,同时它又可以减小各太阳能电池的有源层厚度,从而可以提高载流子收集效率,所以它是实现光电高效率转换不可缺少的关键

技术。在图 4.4 中所示的⊙标记就是这种串联和并联式太阳能电池的组材料。

住宅用太阳能发电系统的作用

在我们日常生活中,可以亲身感受太阳能发电领域急速发展的是住宅用太阳能发电系统。之所以该系统有了较大的发展,其背景是从 1990 年开始,经过几年的努力,政府放宽了对小规模分散型发电系统的限制,以及在法律上允许电力公司购买剩余电力,同时还在法律上对系统相关技术重要事项的指导方针进行了重新修订。在这个背景下,不仅维持了个人住宅的消费电能,而且通过将剩余电力供应电力公司,缓和了用电高峰时的用电。但是,该系统的直接采用和普及还是从 1994 年开始的,当时是以新能源财团为窗口,通过帮助个人住宅设置太阳能发电系统(4kW 以下级)(其中约为 1/3~1/2 的费用由政府补助),以开展“住宅用太阳能发电系统支援事业”。支援的件数 1994 年开始时就有 539 件(1 863kW,约 600 万日元/3kW),然后依次达到了 776 件(2 799kW)、1 886 件(7 221kW)、5 654 件(19 940kW),到了 1998 年已经增加到 8 229 件(约 32MW,约 300 万日元/3kW)。这样包括支援的数量在内,日本电力用太阳能发电的累积总规模,截至 1998 年为止估计约为 120 MW。在日本政府的“新能源利用大纲”中,政府提出的目标是,2000 年采用太阳能发电要累积达到 400 MW,2010 年达到 5 000MW。也就是说,在未来 10 年中每年新采用的太阳能发电系统应该是现在的 10 倍以上,为了完成这样的目标,显而易见需要政府和民间机构进行共同的努力。

练习题

1. 测量某个太阳能电池无光时的电流-电压特性,反向饱和电流密度 J_0 为 $3 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$,二极管特性因子 n 为 1。当 AM-1.5(功率密度为 100 mW/cm^2)的人射光照射到该太阳能电池上的时候,可测得短路光电流密度 J_{sc} 为 30 mA/cm^2 。这时,请求出开路电压 V_{oc} 、曲线因子 FF、最佳工作状态时的电压 V_m 、最佳工作状态时的电流密度 J_m ,以及能量转换效率。另外,请问太阳能电池的结面积为 100 cm^2 时的最佳负载电阻是多少? 在 $x > 10$ 时,可以使用下列近似方程式:

$$x + \ln(1+x) \approx 1.0 + 1.1x$$

2. 当标准条件(AM-1.5、入射光能量密度为 100 mW/cm^2 ,太阳能电池的温度为 25°C)下的能量转换效率为 10%时,让我们考虑一下有效光接收面积为 30 m^2 的太阳能电池板在 1 年间所能够期待的发电总量。这时,设一

年的平均日照时间为 1 000 小时,在这 1 000 小时的时间里,外部环境都满足以上所示的标准条件,请计算一下一年累积的发电量($\text{kW} \cdot \text{h}$)有多少?在这里,随着温度的上升,费米能级逐渐向带隙中间移动,以及带隙逐渐变窄,从而引起输出电压降低,所以最终使太阳能电池的光电转换效率趋向降低。在所设定的太阳能电池中,如果假设温度为 T ,则光电转换效率可以近似地写成以下的方程式:

$$\eta \approx \{1 - 0.004(T - 25)\} \times 100(\%)$$

太阳能电池板的温度随季节而变化,但是把每年日照时间 1 000 小时设为 1 个周期的话,则当温度按照平均值为 35°C 、振幅为 25°C 的正弦函数变化时,请问该太阳能电池每年可以期待的年累积发电量($\text{kW} \cdot \text{h}$)为多少?

第 5 章

光发射器件

在这一章中,我们将介绍光发射器件中由半导体材料制作的发光二极管和激光二极管。

从物理学角度来看,光发射的原因同光吸收的原因一样,一般认为是由以下的跃迁所造成的。

- ① 能带间的跃迁(interband transition)
- ② 能带-杂质能级间的跃迁(band to impurity level transition)
- ③ 施主-受主对的跃迁(donor-acceptor pair transition)
- ④ 激子的跃迁(exciton transition)
- ⑤ 缺陷中心的局域化能级间的跃迁(localized-levels transition in defects)
- ⑥ 跃迁元素(稀土元素)的多电子能级间的跃迁(multiple transition in transition atoms and rare earth atoms)

这些跃迁在它们各自的过程中起到支配性的作用,它们将决定本章所叙述的各种光发射器件的特性。

5.1 发光二极管(LED)

5.1.1 复合发光过程

n 型或者 p 型半导体的吸收、自发发射、受激发射的过程在本质上是同原子、分子相同的,所不同的是在半导体内电子的能量分布是具有一定宽度的价带和导带。

由于受某种原因的影响,电子从价带被激发到导带时,将在价带内留下相同数量的空穴。激发的电子将会由于自发发射而同价带内的空穴复合,从而产生自发发射光。

在掺入了施主和受主的半导体中,除了导带和价带之间的带间跃迁外,还有杂质能级参与的发光跃迁。进而还有因晶格缺陷、

杂质、俄歇效应等引起的非发光跃迁过程等。

如果假设被激发电子的寿命为 τ_n , 则单位时间内被激发电子由于复合而失去的概率为 $1/\tau_n$, 所以就有下列公式:

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (5.1)$$

式中, τ_r 为发光复合寿命, τ_{nr} 为非发光复合寿命。

因此, 半导体晶体内部的发光效率(内部量子效率) η_i 就可以用下列公式求得:

$$\eta_i = \frac{1/\tau_r}{1/\tau_n} = \frac{1}{1 + \tau_r/\tau_{nr}} \quad (5.2)$$

在这里我们将讨论最为重要的带间跃迁的发光复合寿命 τ_r 。首先, 设在热平衡状态下半导体内的平衡电子浓度为 n_0 和空穴浓度为 p_0 , 被激发电子浓度为 Δn 。根据电荷中性条件, 同样也产生了相同数量的空穴, 即 $\Delta n = \Delta p$ 。激发状态下的电子浓度和空穴浓度分别为 $n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$ 。电子和空穴越多, 复合速率 R_{sp} 就会越大, 如果设比例常数为 B , 则可得下列公式:

$$\left. \begin{aligned} R_{sp} &= Bnp = B(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) \\ &= R_{sp0} + R_r \\ R_{sp0} &= B(n_0 + p_0), \quad R_r = B\Delta n(p_0 + n_0 + \Delta n) \end{aligned} \right\} \quad (5.3)$$

式中, R_{sp0} 为热平衡状态下的发光复合速率; $R_r (= \Delta n/\tau_r)$ 为被激发少数载流子的发光复合速率。

现在, 如果假设被激发的半导体为 p 型材料, 则 $p_0 \gg n_0$; 此外, 若激发较弱, 则 $\Delta n < p_0$ 。这样可以得到下列公式:

$$\tau_r \approx (Bp_0)^{-1} \quad (5.4)$$

被激发的电子几乎与原来的空穴一对一地复合起来。

另外, 若激发非常强, 则 $\Delta n > p_0$ 。这样可以得到下列公式:

$$\tau_r \approx (B\Delta n)^{-1} \quad (5.5)$$

这时被激发的电子和空穴将相互复合。这个条件就是, 在使用具有双异质结的光通信用发光二极管和激光二极管的时候, 其有源层在低掺杂浓度条件下所产生的现象。

在像 GaAs 那样的直接跃迁型半导体中, 产生非发光复合的主要原因是, 由于晶格缺陷、杂质和俄歇效应等存在的结果。前两个原因在机理上是带隙内的复合中心能级参与的被激发载流子的复合, 而最后的俄歇效应是将光子能量给予其它电子或者空穴的非发光过程。

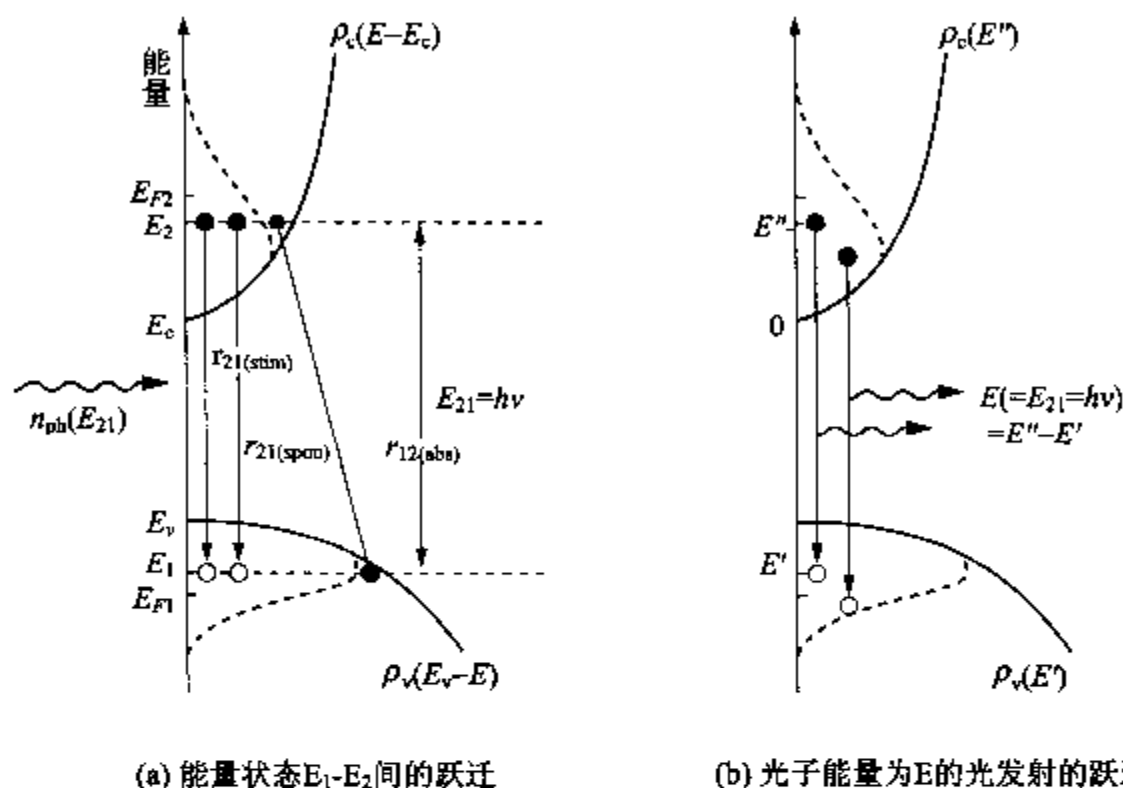


图 5.1 光的受激发射 $r_{21(stim)}$ 、自发发射 $r_{21(spon)}$ 和吸收 $r_{12(abs)}$ 对应的跃迁

5.1.2 半导体中的受激发射

在激发的半导体中,载流子分布处于偏离热平衡的状态。在这个状态下,表示导带电子和价带空穴存在概率的费米能级将被分别定义,通常把它们称为准费米能级。价带中的电子被激发后,在导带中产生了过剩的电子,而在价带中留下了过剩的空穴,这时把由自发发射光或者入射光引起的复合发光称为受激发射。如图 5.1 所示,导带的准费米能级为 E_{F2} ,价带的准费米能级为 E_{F1} ,能量为 E_2 的电子存在概率为 f_2 ,能量为 E_1 的电子存在概率为 f_1 。若能量为 $E_{21} = E_2 - E_1$ 的光子密度为 $n_{ph}(E_{21})$,则通过同光的作用所引起的从能级 E_2 向能级 E_1 进行跃迁的速率 $r_{21(stim)}$,就会与能级 E_2 的电子密度 $\rho_c(E_2 - E_c)f_2$ 和能级 E_1 的空穴密度 $\rho_v(E_v - E_1)(1 - f_1)$ 相乘后再乘以光子密度的乘积成正比,所以我们就可以得到下列公式:

$$r_{21(stim)} = B_{21} n_{ph}(E_{21}) \rho_c(E_2 - E_c) \rho_v(E_v - E_1) f_2 (1 - f_1) \quad (5.6)$$

$$f_1 = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_1 - E_{F1}}{kT}\right)} \quad (5.7a)$$

$$f_2 = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_2 - E_{F2}}{kT}\right)} \quad (5.7b)$$

B_{21} 是从能级 E_2 到能级 E_1 的受激跃迁概率系数。

同理,吸收的速率与能级 E_1 的电子密度 $\rho_v(E_v - E_1)f_1$ 和能级 E_2 的空穴密度 $\rho_c(E_2 - E_c)(1 - f_2)$ 相乘后再乘以光子密度 $n_{ph}(E_{21})$ 的乘积成正比,所以它也可以用下列公式表示:

$$r_{12(\text{abs})} = B_{12}n_{ph}(E_{21})\rho_c(E_2 - E_c)\rho_v(E_v - E_1)f_1(1 - f_2) \quad (5.8a)$$

B_{12} 是从能级 E_1 到能级 E_2 的受激跃迁概率系数。另外,自发发射的速率 $r_{21(\text{spon})}$ 可以用下列公式表示:

$$r_{21(\text{spon})} = A_{21}\rho_c(E_2 - E_c)\rho_v(E_v - E_1)f_2(1 - f_1) \quad (5.8b)$$

式中, A_{21} 是从能级 E_2 到能级 E_1 的自发跃迁概率。

在热平衡状态下,受激发射和吸收的跃迁概率是相等的。但是,在激发状态下,受激发射速率比吸收速率大的多,如果求出受激发射速率减去吸收速率后的纯受激发射速率 $r_{\text{stim}}^0(E_{21})$,则可以得到下列的公式:

$$\begin{aligned} r_{\text{stim}}^0(E_{21}) &= r_{21\text{stim}} - r_{12(\text{abs})} \\ &= B_{21}n_{ph}(E_{21})\rho_c(E_2 - E_c)\rho_v(E_v - E_1)(f_2 - f_1) \\ &= A_{21}\rho_c(E_2 - E_c)\rho_v(E_v - E_1)(f_2 - f_1)\frac{n_{ph}}{Z(E_{21})} \end{aligned} \quad (5.9)$$

式中 $Z(E_{21})$ 是常数,可以用下列公式求得:

$$A_{21} = Z(E_{21})B_{12} = Z(E_{21})B_{21} \quad (5.10)$$

为了引起纯受激发射,必须是 $r_{\text{stim}}^0 > 0$ 。为此,需要 $f_2 > f_1$,如果引用公式(5.6)和公式(5.7),则可以得到以下的关系式:

$$E_{F2} - E_{F1} > E_2 - E_1 = E_{21} \quad (5.11)$$

即受激发射对应的能量差一定小于准费米能级差。

激光二极管的光振荡所需要的受激发射增益必须等于吸收损耗,这就必须具有强的激发,旨在提高导带的电子密度和价带的空穴密度。

5.1.3 发光效率

半导体发光二极管和激光二极管的激发方法,一般是沿 pn 结正向使电流通过的注入激发法。一个可以使注入激发极其有效地进行的结构是双异质结构(double heterostructure, DH)。对于发

光二极管来说,DH 结构可以提高发光效率,对于激光二极管来说,DH 结构可以提高增益,并能够发挥出将激光限制在有源层内的作用。

图 5.2 所示的是双异质结构的能带图。图中的中间部位称为有源层,它是用带隙较宽的区域夹住的带隙较窄的区域。从掺杂浓度较高的左侧区域注入载流子后使之在有源层中复合。能带图下面是针对波长来表示的有源层较薄和较厚时的光增益和吸收($h\nu_1 > h\nu_2 > h\nu_3$)。

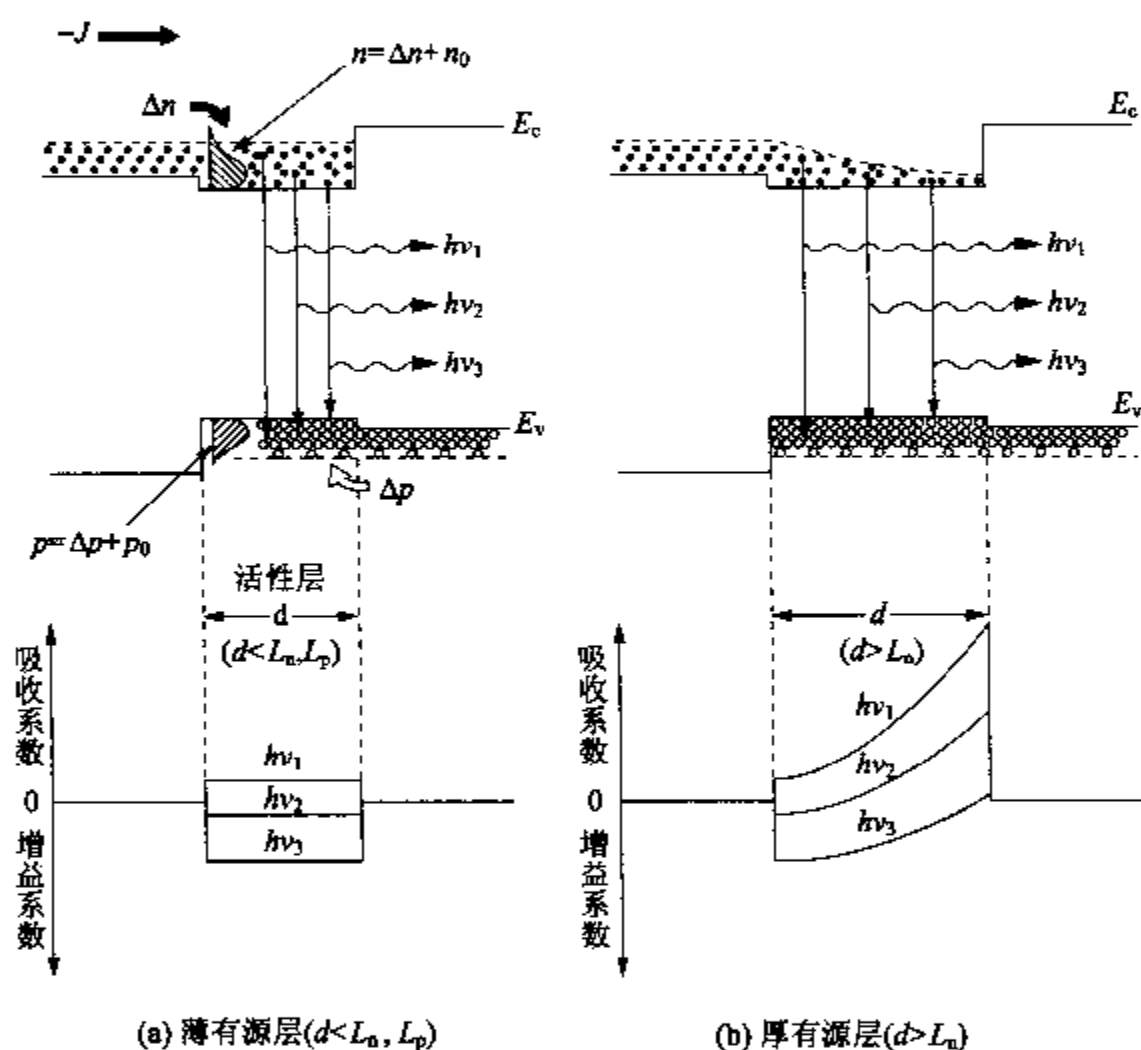


图 5.2 载流子向被双异质结夹住的有源层中注入和复合发光与有源层厚度的关系

注入电流 J 引起的过剩载流子浓度 Δn 和 Δp 可以从下列公式求得:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{qd} - \frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad \frac{dp}{dt} = \frac{J}{qd} - \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (5.12)$$

注入有源层中的电子或者空穴浓度是公式右边的第 1 项。p 型有源层中的注入载流子浓度 $\Delta n, \Delta p$ 超过了 $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 所以

$n = n - n_0 \approx \Delta n$ 。另外,若采用 n 型有源层的话,则可以得出 $p \approx \Delta p$ 的结果,所以根据以上关系进而得出下列式子:

$$n \approx \Delta n = \frac{\tau_n J}{qd} \quad (5.13)$$

从公式(5.2)和(5.4)以及公式(5.13)可以得出表示发光效率的下列公式:

$$\eta_i = B\tau_n \left(p_0 + n_0 + \frac{\tau_n J}{qd} \right) \quad (5.14a)$$

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{1}{2}B(p_0 + n_0) + \frac{1}{2} \left\{ B^2(p_0 + n_0)^2 + 4 \times \frac{B\eta_i J}{qd} \right\}^{1/2} \quad (5.14b)$$

当 $\Delta n \ll p_0$ 的时候,根据式(5.14)可以得出下列公式:

$$\eta_i \approx B\tau_n p_0, \quad \frac{1}{\tau_r} \approx B p_0 (\Delta n \ll p_0) \quad (5.15a)$$

另外,当 $\Delta n \gg p_0$ 的时候,则可以得出下列公式:

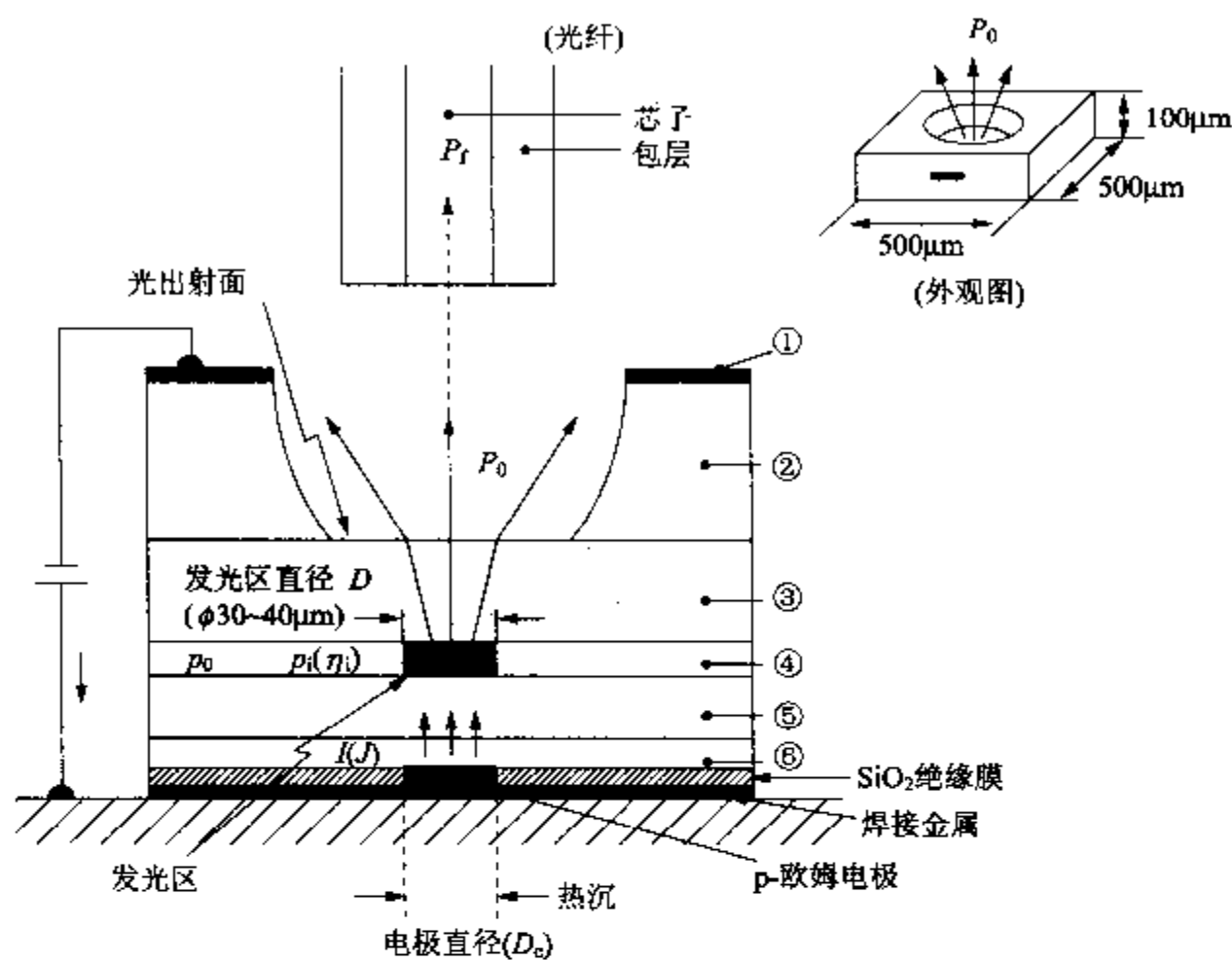
$$\eta_i \approx B \frac{\tau_n^2 J}{qd}, \quad \frac{1}{\tau_r} = \left(\frac{B\eta_i J}{qd} \right)^{1/2} = B \frac{\tau_n J}{qd} \quad (5.15b)$$

对于一定的注入电流密度来说,为了确保 $\Delta n \ll p_0$,要降低 Δn 的值,这时我们增加有源层厚度即可。但是,当厚度超过了注入载流子扩散长度时,载流子被限制在有源层内的效应将减弱[图 5.2 (b)]。另外,如果使有源层过于变薄,则 Δn 将会变大,一部分能量高的注入载流子就会越过异质结势垒,将对发光不产生作用。

当 $\Delta n \gg p_0$ 的时候,由于注入载流子密度较高,所以需要提高异质结势垒的高度,以使注入的载流子不越过这个势垒。

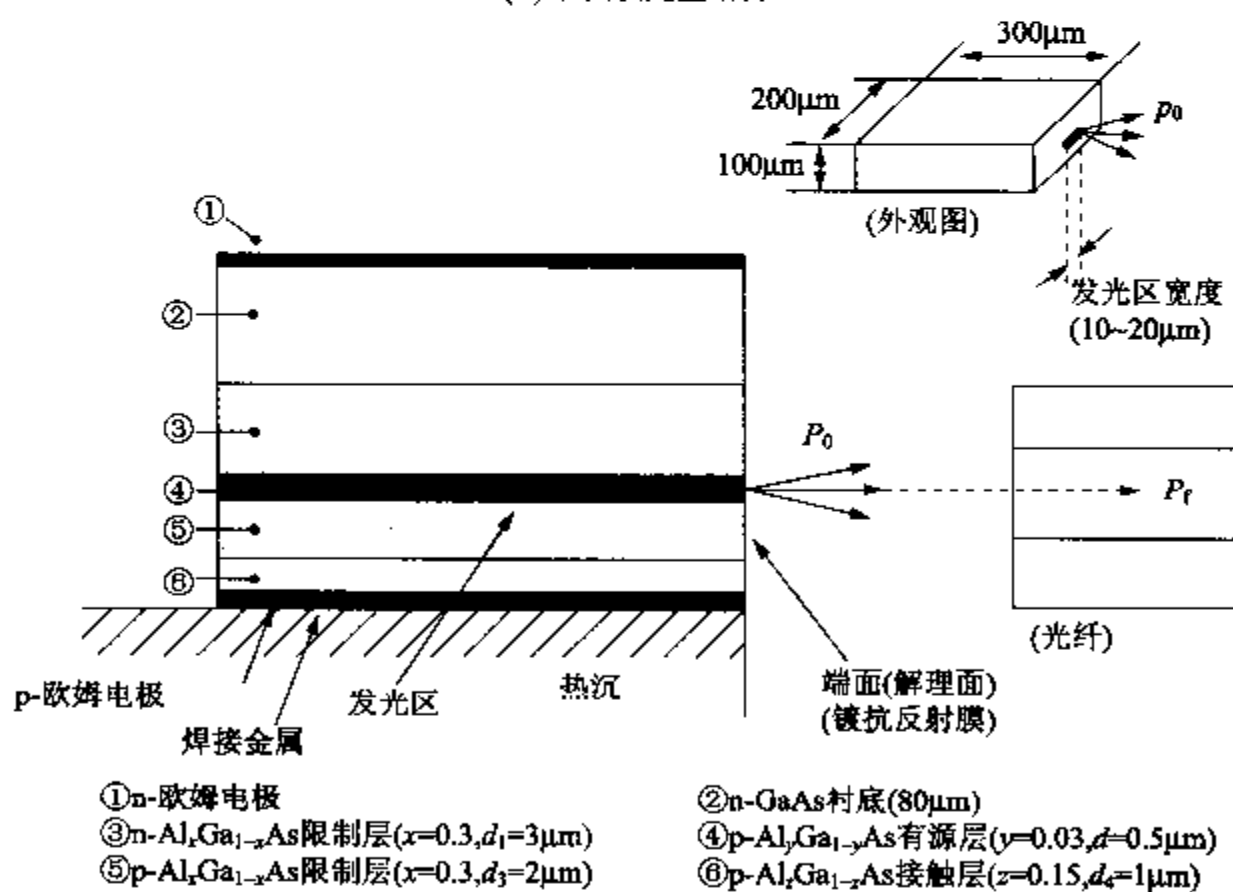
5.1.4 结构和工作原理

发光二极管的基本结构如图 5.3 所示。结构(a)是光出射方向与有源层垂直的结构,它被称为表面发光型结构。激光二极管则是光出射方向与有源层平行的结构,它被称为端面发光型结构。图(a)所示的结构用于光通信系统时,其直径比较小、为 $\phi 30 \sim 40 \mu\text{m}$,其中通过的电流可以达到 $50 \sim 100 \text{mA}$ (电流密度为 $5 \sim 10 \text{kA/cm}^2$),可获得高亮度的发光。内部发光效率 η 与载流子浓度(空穴浓度 p_0)和有源层厚度 d 有关。在 $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ [图(a)中 $y=0.03$] 有源层中发出的光,它将在发光区附近的带隙比有源层窄的 GaAs 衬底内被吸收掉,而通过带隙比有源层宽的透明 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.3$) 限制层发射出来。在端面型发光二极管



- | | |
|---|---|
| ①n-欧姆电极 | ②n-GaAs衬底(50μm) |
| ③n-Al _x Ga _{1-x} As限制层(x=0.3, d ₁ =20μm) | ④p-Al _y Ga _{1-y} As有源层(y=0.03, d=1~2μm) |
| ⑤p-Al _x Ga _{1-x} As限制层(x=0.3, d ₃ =2μm) | ⑥p-Al _z Ga _{1-z} As接触层(z=0.15, d ₄ =1μm) |

(a) 表面发光型结构



(b) 端面发光型结构

图 5.3 0.8μm 的 AlGaAs 发光二极管的基本结构

[图(b)]中,电流将以宽度为 $10\sim 20\mu\text{m}$ 的长条状流过,光线从端面发射出来。

由于 $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ 有源层的 y 值不同,可以使发光波长在 $0.7\sim 0.9\mu\text{m}$ 范围内变化。另外,在 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 发光二极管中,也可以通过改变 x 和 y 的值来调整材料的组分,使波长在 $1.05\sim 1.65\mu\text{m}$ 范围内变化。最近,由于采用了 ZnS 、 ZnSe 系材料,还有 GaN 或者 AlGaN 等宽带隙材料,已经可以得到蓝色和青紫色的发光二极管了。

在双异质结构中,载流子注入到有源层后受到限制,发光效率将大大地提高。如果设发光复合常数为 B (复合速率定义为 $R_{sp}=Bnp$ 时的常数)、有源层厚度为 d 、载流子寿命为 τ_n 、电流密度为 J ,则过剩载流子密度 Δn 可以用以下公式给出:

$$\Delta n = \tau_n J / qd \quad (5.16)$$

另外,内部发光功率 P_i 将变成以下的公式:

$$P_i = \frac{h\nu}{q} B \tau_n J \left(p_0 + n_0 + \frac{\tau_n J}{qd} \right) \quad (5.17)$$

当 $\Delta n \ll p_0$ 的时候,则可以得到下列公式:

$$P_i = \frac{h\nu}{q} B \tau_n p_0 J \quad (\Delta n \ll p_0) \quad (5.18)$$

而 $\Delta n \gg p_0$ 的时候,则可以用下列公式表示:

$$P_i = \frac{h\nu}{q} B \frac{(\tau_n J)^2}{qd} \quad (\Delta n \gg p_0) \quad (5.19)$$

当 $\Delta n \ll p_0$ 的时候,如果 τ_n 不随 J 变化,则发光效率也不随电流变化,而成为固定的值,所以 P_i 与电流成正比。例如,设 $J = 8\text{kA}/\text{cm}^2$ 、 $\tau_n = 3\text{ns}$ 、 $d = 2\mu\text{m}$,则可以得出注入载流子密度 $\Delta n = 7.5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 。对于 AlGaAs 双异质结构发光二极管,有源层空穴浓度较大,大约为 $p_0 = 3 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 左右,即使电流密度较高,由于 $\Delta n \ll p_0$,有源层厚度将会在 $1\sim 2\mu\text{m}$ 左右。

若有源层厚度非常薄,则 Δn 将会增大,一部分能量较高的注入载流子将会越过异质结势垒 ($\Delta\phi_c = \Delta E_c/q$) 而进入限制层内不能发光。另外,若在异质结界面上的非发光复合的比例增加,则发光效率也会降低。

为了获得 $\Delta n \gg p_0$ 的状态,通常采用两种方法,或者是降低有源层的掺杂浓度而使 p_0 降低,或者是将有源层变薄而使 Δn 增加。在上述的例子中,如果设 $d = 0.2\mu\text{m}$,则可以得到 $\Delta n = 7.5 \times 10^{18}$

$\text{cm}^{-3} > p_0$ 的结果。若异质结势垒较低,则有可能出现注入载流子从有源层漏出的不利情况。

双异质结构和晶格匹配

所谓异质结,就是材料组分不同的半导体的结。包含两个异质结的组分不同的三层结构就是双异质结构。作为发光器件的双异质结构,它必须满足以下 3 个条件:

- ① 对注入载流子具有较强的限制效应,发光效率较高。
- ② 为了增强对光波的限制效应(就激光二极管而言),中间有源层的折射率应该比上下限制层的大。
- ③ 晶体缺陷要少。所以,必须与衬底进行晶格匹配。

在满足这三个条件的 III-V 族半导体的组合中,通常使用的有以下几种:

2 元 III-V 族半导体 ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ 或者 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$),

4 元 III-V 族半导体 [$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{P}$, $\text{In}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_y\text{Sb}_{1-y}$] 等。

为了有效地进行晶格匹配,一般经常使用图 5.4 中的由纵坐标决定的材料组合。

一般而言,无论是 AlGaAs 系还是 InGaAsP 系的发光二极管,发光效率都是随温度升高而下降的。这是因为温度越高发光复合常数 B 越小,相反点缺陷等非发光因素就会活跃起来而增加了吸收。

在波长为 $0.8\mu\text{m}$ 的 AlGaAs 发光二极管中通常使用掺入 Ge 的 p 型有源层,而在波长为 $1\mu\text{m}$ 的 InGaAsP 发光二极管中通常使用掺入 Cd 的 p 型有源层和掺入 Sn 的 n 型有源层。图 5.4 中所示的是 2 元、3 元和 4 元的 III-V 族半导体晶体的晶格常数和带隙。这样,就可以通过使用具有各种组分的混晶化合物半导体制造出具有适当波长的发光二极管。

5.1.5 输出功率特性

按照公式(5.17),发光二极管的光输出功率是随着电流的增加而增大,若实际的器件使用的是直流电源,则其电流-光输出特性将会随着光出射效率和发光区温度上升而变化。

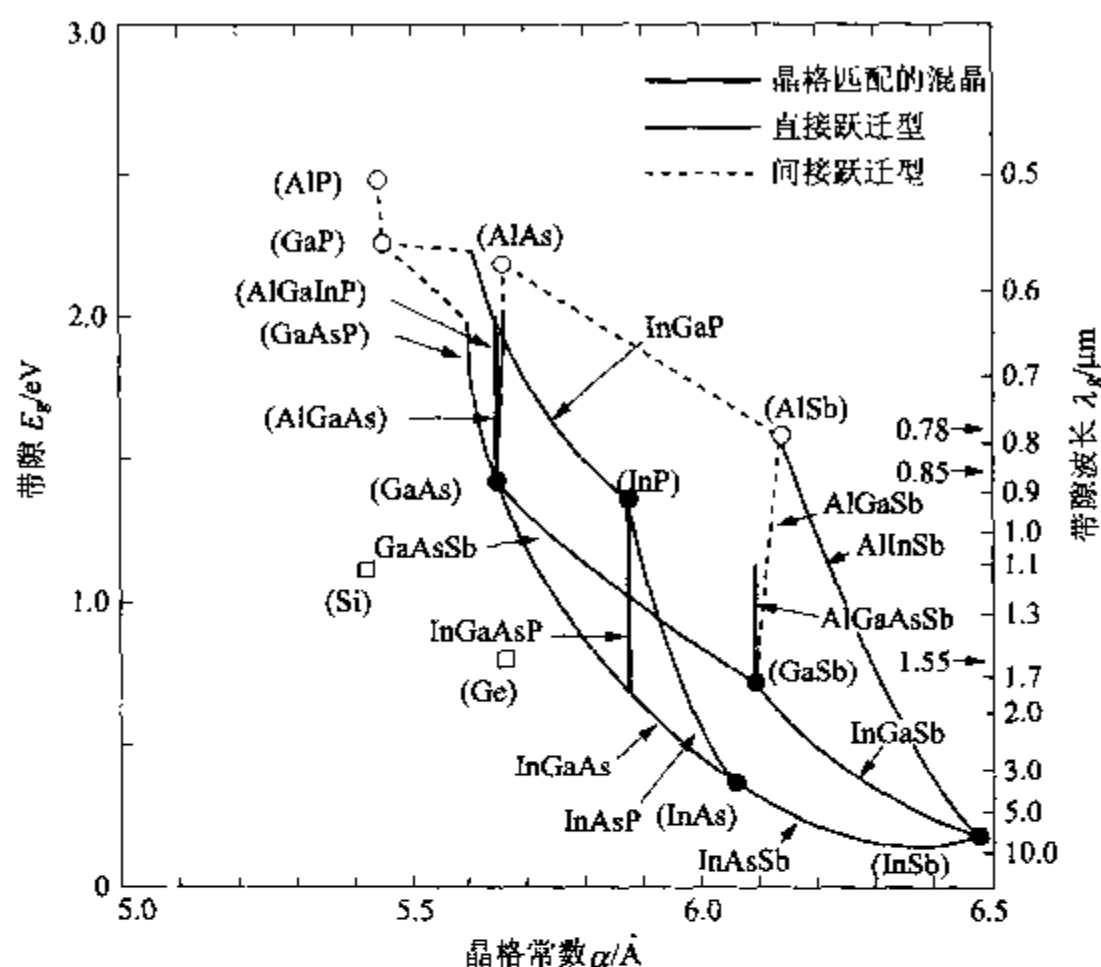


图 5.4 2 元、3 元和 4 元 III-V 族化合物
半导体的晶格常数与带隙的关系

所谓光出射效率,是指表示器件内部的光如何有效地发射出来的参数。在表面发光二极管中,决定光出射效率的主要因素是由晶体和空气的折射率所决定的全反射。从晶体出射的光束,其入射角被限制在全反射立体角以内。因此,它因在光出射面上被反射而减弱。此外,在反射光中还有因内表面反射而引起的从光出射面发射出来的内表面反射光成分。

温度上升效应是由器件结构固有的热阻而引起的。其结果是,随着发光效率的降低,光输出功率将不与电流成比例变化,而是电流越大越趋向于饱和状态。

图 5.5 是根据实测值绘出的波长为 $1\mu\text{m}$ 的 AlGaAs 发光二极管的电流-光输出功率特性曲线。

最近,研究人员相继公布了使用 II-VI 族半导体 ZnSe 系材料和 III-V 族半导体 GaN 系材料制造的绿色和蓝色的发光器件和激光器件。关于这些内容,我们在下一节中介绍。

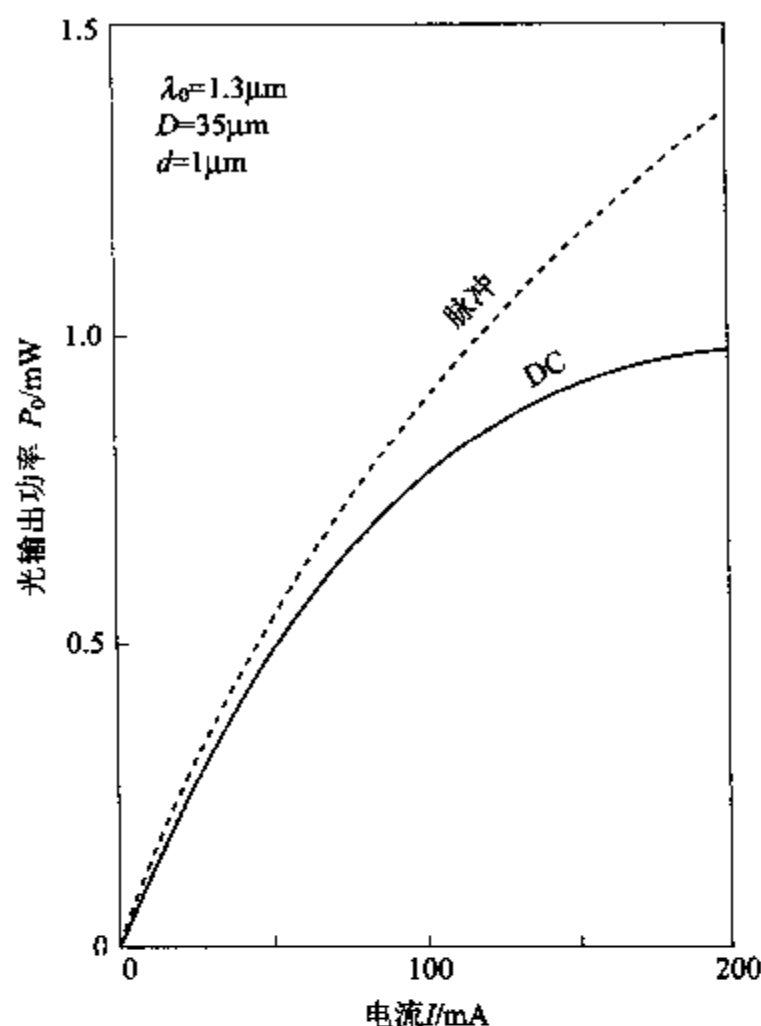


图 5.5 波长为 $1\mu\text{m}$ 的 AlGaAs 发光二极管的电流-光输出功率特性曲线(典型曲线)

5.2 激光二极管

5.2.1 半导体激光器的种类和用途

半导体激光器又称激光二极管,它本身具有谐振腔,当自发发射的光在谐振腔内往复时,受激发射作用使光放大,从而发射出强烈的激光。

在谐振腔内,某一特定波长的光被放大,并建立起光振荡,所以激光谱线变得极其尖锐,方向性、相干性特别好。

根据谐振腔的结构不同,半导体激光器可以分为法布里-珀罗(Fabry-Perot)激光器、分布反馈(distributed feedback,DFB)激光器、分布反射(distributed bragg reflector,DBR)激光器、表面发射激光器等多种类型。表 5.1 所示的是半导体激光器的主要用途、波长和所使用的材料。在带隙不同的材料中,AlGaAs 和 GaAs 的晶格常数非常接近,所以晶体定向生长后形成结晶完整的异质结,这样就研制出了在 GaAs 衬底上制作的 $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ ($0 < y < 1$) 混

晶红外线激光器。

在光纤通信中,主要使用光纤损耗极小的 $1.3\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$ 波长的半导体激光器,而材料主要采用 InP 衬底,并以 InGaAsP 系 4 元混晶为有源层。

最近,研究人员开发出了用于显示和数据记录的波长较短的绿色光和蓝色光激光器。采用的材料是 II-VI 族 ZnSe 系和 III-V 族 GaN 系化合物半导体。

表 5.1 半导体激光器的主要用途和所要求的特性

用 途	主要性能	波长/ μm	材 料
直接检波:干线光通信 (长距离)	单一模式(单一频率) 高速调制、低杂声	1.3 1.55	GaInAsP/InP
直接检波:支线光通信 (短距离·中距离)	低成本、低阈值 高温工作	1.3 1.55	GaInAsP/InP
相干光通信	窄线宽、频率调制	1.3 1.55	GaInAsP/InP
多波长·波长交换	波长可变 发射波长的稳定性	1.3 1.55	GaInAsP/InP
光纤放大器激发	高输出功率、高效率	0.98 1.48	GaInAsP/GaAs GaInAsP/InP
光盘	低成本、低阈值 低散光、高温工作 低杂声	0.8 0.6 0.5	AlGaAs/GaAs GaInAsP/GaAs ZnSeS/GaAs
光互连 空间光处理 光测量、光谱学		0.463 0.39—0.43	ZnCdSe/GaAs InGaN/蓝宝石
固体激光器激发	高输出功率、高效率	0.8	AlGaAs/GaAs

5.2.2 结构和工作原理

如图 5.6 所示,半导体激光器具有双异质结构,其中带隙较窄的 $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ 或者 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 有源层被夹在带隙较宽的 n 型和 p 型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 或者 InP 限制层内。如图 5.6(c) 所示,电子和空穴从 p 型和 n 型限制层注入到有源层后受到限制。将有源层减薄到比发光二极管还薄的程度,旨在提高载流子密度。由于有源层的折射率比限制层高出几个百分数,在有源层内产生的光将被限制

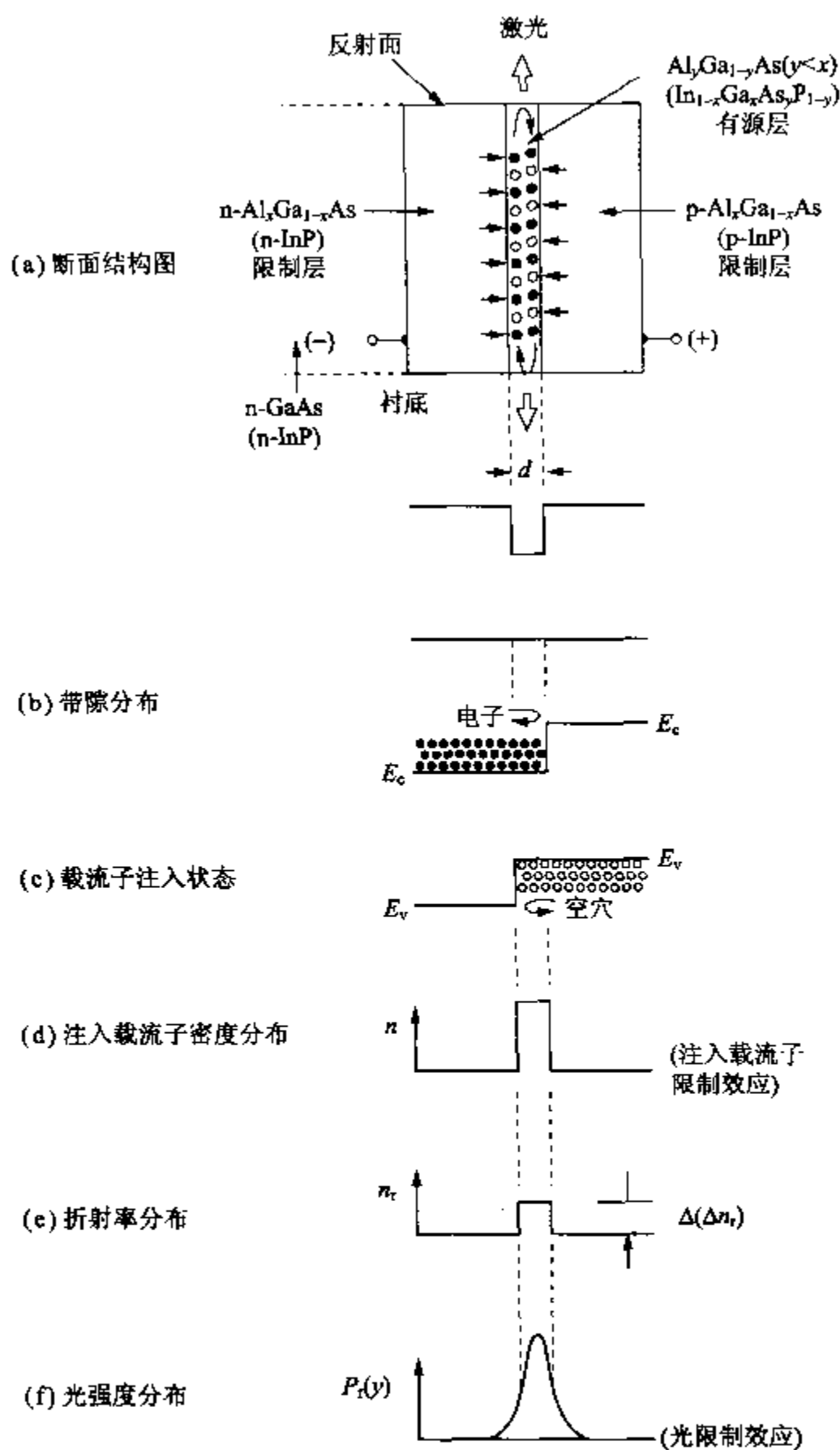


图 5.6 双异质结构激光二极管的结构和工作原理图

在该层内。由于这样的光限制效应,可以得到较高的增益。

如果我们将谐振腔的端面制作成两个平行平整的镜面(反射率为 R_1 、 R_2),则可以得到最基本的法布里-珀罗谐振腔。如果设这两个端面的间距为 L ,则光通过长度为 L 的距离之后在另一

个端面上被反射回来。这时,如果设有源层的增益系数为 g ,有源层的光吸收和异质界面凹凸不平引起的散射损耗系数为 α_i ,则发射到反射面之外的光输出功率 P_o 就可以用下列公式表示:

$$\begin{aligned} P_o &= P_i(1-R_1)(1-R_2)\exp\{(g-\alpha_i)L\} \\ &\quad \times [1+R_1R_2\exp\{2(g-\alpha_i)L\} \\ &\quad + R_1^2R_2^2\exp\{4(g-\alpha_i)L\} + \dots] \\ &= P_i \left[\frac{(1-R_1)(1-R_2)\exp\{(g-\alpha_i)L\}}{1-R_1R_2\exp\{2(g-\alpha_i)L\}} \right] \end{aligned} \quad (5.20)$$

激光振荡条件是公式(5.20)中的分母为0(P_o 为无限大)时的 $R_1R_2\exp 2(g-\alpha_i)L=1$ 。这时的增益系数被称为激光振荡的阈值 g_{th} ,这个值可以用下列公式求得:

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left[\frac{1}{R_1R_2} \right] \quad (5.21)$$

在激光二极管中,一般 $R_1 = R_2$ 。式(5.21)成立时对应的电流称为**阈值电流**(threshold current) I_{th} 。

光波的相位也有一定的条件,即光波在谐振腔内行程一周后回到原来位置时的相位必须与出发时的相位一致。设有源层内的波长为 λ 、真空中的波长为 λ_0 ,则在折射率为 n_r 的有源层内下列公式将成立:

$$m\lambda = m \left[\frac{\lambda_0}{n_r} \right] = 2L \quad (5.22)$$

因此,与发光二极管不同,我们可以得到满足公式(5.22)的具有波长 λ_0 的尖锐光谱的激光。这个光谱被称为**纵向模式**,它表示激光在其前进方向上的扩展状态。而表示激光在其垂直方向上扩展状态的是**横向模式**,与纵向模式相比横向模式扩展的比较大(参见图5.7)。

当工作电流为 I 时,从一个反射面发射的光输出功率为

$$\left. \begin{aligned} P_o &= \frac{1}{2} \eta_d \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}) (W) \\ &= \Phi_d (I - I_{th}) (mW) \\ \Phi_d &= \frac{0.62\eta_d}{\lambda (\mu m)} \end{aligned} \right\} \quad (5.23)$$

典型激光二极管的电流-光输出功率特性如图5.8所示。

提高激光二极管性能的手段之一就是使用量子阱。量子阱激光器是在1975年由 Van der Ziel^[1] 等人制造出来的。但是,那时候人们并没有注意到它的优点,直到 W. T. Tsang 制造出来具有

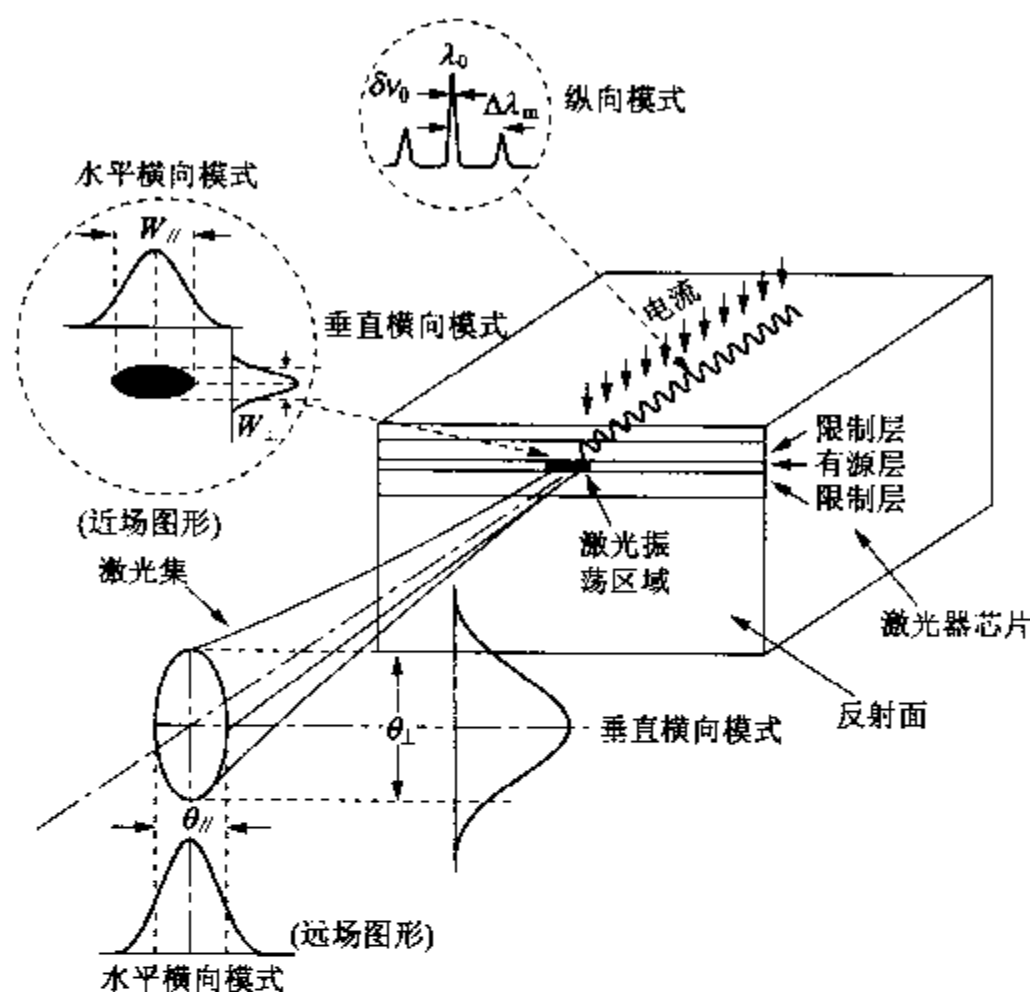


图 5.7 激光二极管内的横向模式和纵向模式

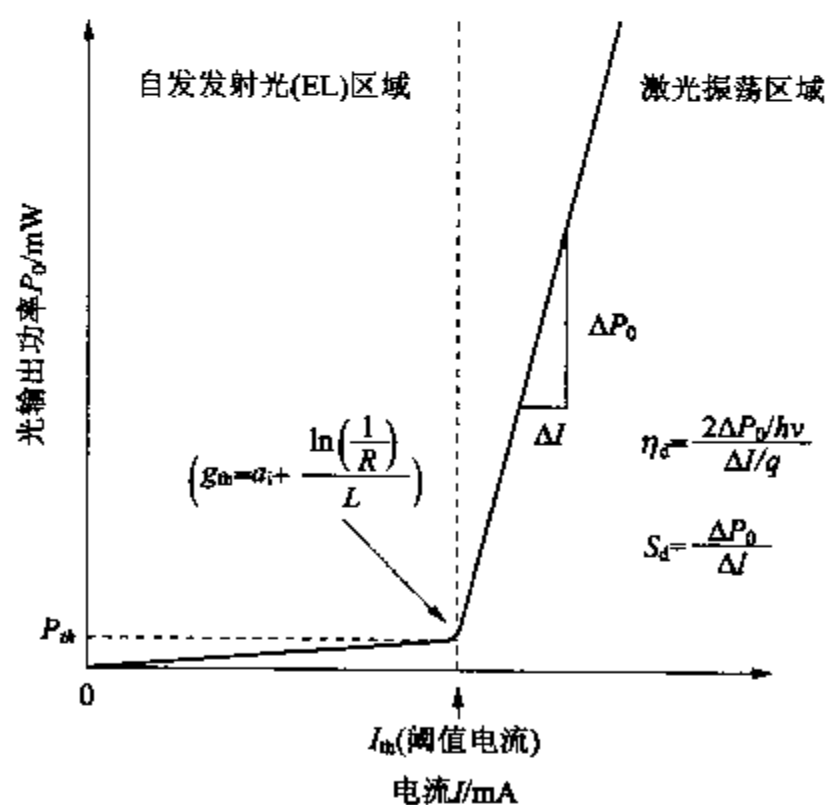


图 5.8 激光二极管的电流-光输出功率特性

0.25kA/cm² 阈值电流密度的量子阱激光器后,该技术才被广泛瞩目。自那以后,经过研究人员的不断努力,人们相继实现了激光器的一些优异特性,比如 1mA 以下的阈值电流、调制频率的提高、光谱线宽的变窄、极短光脉冲的产生、光输出功率的提高等。所谓**量子阱结构**,就是如图 5.9 所示的用两个带隙较宽的势垒层夹住带隙较窄的势阱层,从而有效地限制载流子。同时,还要实现光限制。在图 5.9 的(b)和(c)中,通过设置阶跃折射率波导和倾斜折射率波导,我们可以得到较低的阈值。

此外,为了提高光限制因子,还有另一个方法,那就是使用多量子阱的方法[参见图 5.9(d)和(e)]。

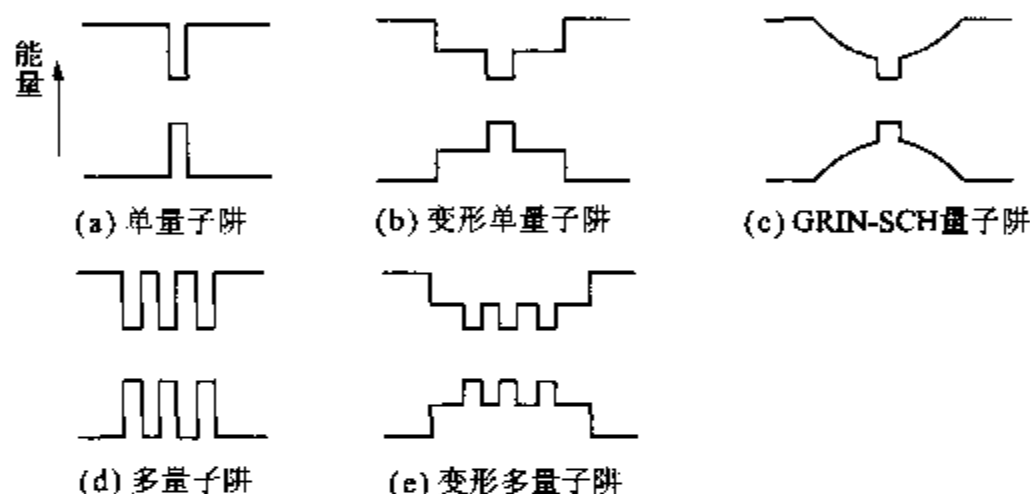


图 5.9 量子阱激光器的基本结构

因为当势垒层的电势较高时载流子的注入将不能充分地进行,所以为了改善这种情况就出现了图 5.9(e)所示的**变形多量子阱**。量子阱激光器用的材料,一般采用的是 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 系的材料,在所使用的材料中尽量提高组分 x 值使波长变短,但是组分 x 值越大越容易成为间接跃迁型半导体。到目前为止,已经可以使用 $x=0.3$ 的波长为 660nm 的材料,在室温下成功地进行直接跃迁^[3]。另外,现在已经成功地制造出了主要应用于光纤通信的 InGaAsP 系量子阱激光器^[4]。此外,还有研究报告指出,他们已经实现了 GaInAs/AlInAs 系^[5] 以及 GaSb/AlGaSb 系^[6] 量子阱激光器的室温连续工作。

这里省略了量子阱引起的激光振荡条件的定量讨论,量子阱效应除了上述内容之外,还有电子和空穴状态密度降低的效应。比较一下载流子运动所允许的维数和状态密度,则可以得到以下的顺序,即大块材料(bulk、3 维)→量子阱(well、2 维)→量子线

(wire, 1 维) $\rightarrow$ 量子点(box, 0 维), 并可以从理论上得到这样的结论, 即载流子限制越强状态密度越小。对于注入载流子而言, 按照实现激光振荡的原理, 状态密度较小意味着只要注入较少的载流子就可以有效地提高费米能级。这也有助于满足激光振荡所必需的条件——式(5.11)(Bernard-Duraffourg 条件^[2])。

价带退简并可以进一步减小量子阱的状态密度, 有人提出了应变量子阱结构。量子阱结构中的压应变和拉应变是通过使用晶格常数不同的材料实现的。例如, 对于 InP 和 GaAs 材料而言, InGaAs 就是造成应变的材料。现在, 由于分子束定向生长技术取得了很大的进展, 已经可以制造出高精度的应变量子阱结构了。

以下所述的是可以发射绿色和蓝色激光的二极管的 ZnSe 系材料的目前研发状况。ZnSe 的最大的问题是很难获得 p 型半导体。其原因一般认为是在带隙较宽的材料中存在着固有的容易造成缺陷的所谓自我补偿效应。然而, 尽管如此, 在 1990 年, 通过等离子掺杂, 还是获得了 p 型半导体。最先成功地实现了 II-VI 族化合物半导体激光振荡的是, 1991 年由 Haase 等人^[7] 在重掺杂的 p 型 ZnSe 内得到的。另外, 还在有源层为 ZnCdSe 的单量子阱结构中得到了激光振荡。

另外, 还发现这样一个现象, 那就是当势阱层使用 p 型

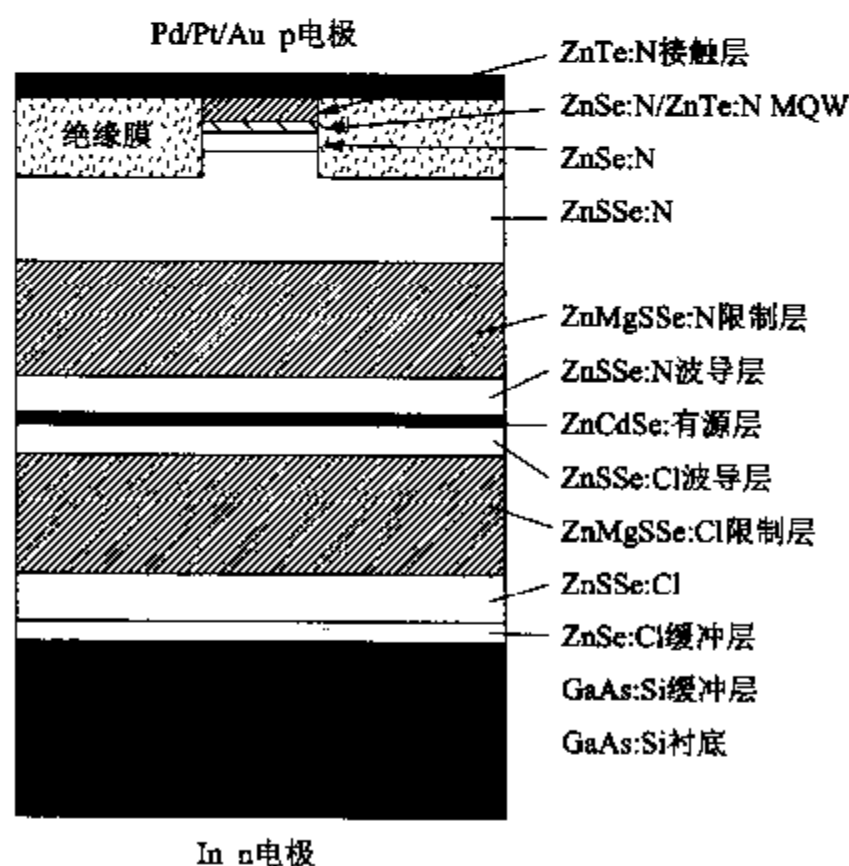


图 5.10 具有 ZnCdSe 有源层的激光器的断面结构

ZnCdSe 材料而势垒层使用可以调整到 2.9eV 带隙的 ZnMgSSe 材料时,量子阱效应将会最佳。这时,使用图 5.10 所示的激光二极管结构,就可以得到波长为 463nm 的激光^[8]。

量子阱结构

将半导体的厚度减薄到电子的量子力学波长量级的话,则可以出现在大块晶体中所不具有的量子尺寸效应。基本结构是两个带隙较宽的晶体薄膜夹住带隙较窄的极薄的晶体薄膜的结构,它被称为量子阱。通常使用多层重叠的多量子阱(multiple-quantum well, MQW)。由于形成了量子阱结构,导带和价带的状态密度分布成阶段状分布。因此,吸收光谱将从高于带隙能量开始成为阶段状的分布。另外,这里还可以看出室温激子的存在。虽然单量子阱也有量子尺寸效应,但是使用多量子阱是可以获得很强的光限制效应的。

如果我们将载流子限制和光限制分离,则载流子将被限制在极薄的有源层内,而光将在较厚的波导层内传播,这就是分别限制 QW 结构的最大的特点。

另一些短波长半导体激光器的材料是 III-V 族化合物半导体(In、Ga、Al)N。这些氮化合物材料的特征是硬度高、熔点高、热传导性好,其能带结构属于直接跃迁型的,根据混晶的组分不同可以在 1.95eV 至 6.0eV 范围内改变带隙能量。用于生长这些氮化合物半导体的衬底材料主要有蓝宝石。这些化合物的晶格常数同衬底的相差比较大,约为 13%。另外,利用空穴补偿机理很难获得重掺杂的 p 型材料。因此,最初只成功地研制出 MIS 型发光半导体^[9]。但是,利用分子束和 MOCVD 定向生长法,在低温生长 AlN 或者 GaN 缓冲层后再高温生长 GaN,来改善晶体质量和表面形态,同时还可以通过掺入 Mg 来获得 p 型氮化合物。这样一来,过去一直难以实现的高质量 InGaN 的生长也可以实现了,如图 5.11 所示的单量子阱结构 LED 和多量子阱结构的激光器也可以制造出来了^[10]。

图 5.11 所示的结构是在 C 面蓝宝石衬底上生长的,包括 GaN 缓冲层、n 型 GaN 势垒层(4μm)、起到有源层作用的不掺杂的 In_xGa_{1-x}N 势阱层(30Å)、p 型 AlGa_{1-x}N 层(1 000 Å)、p 型 GaN

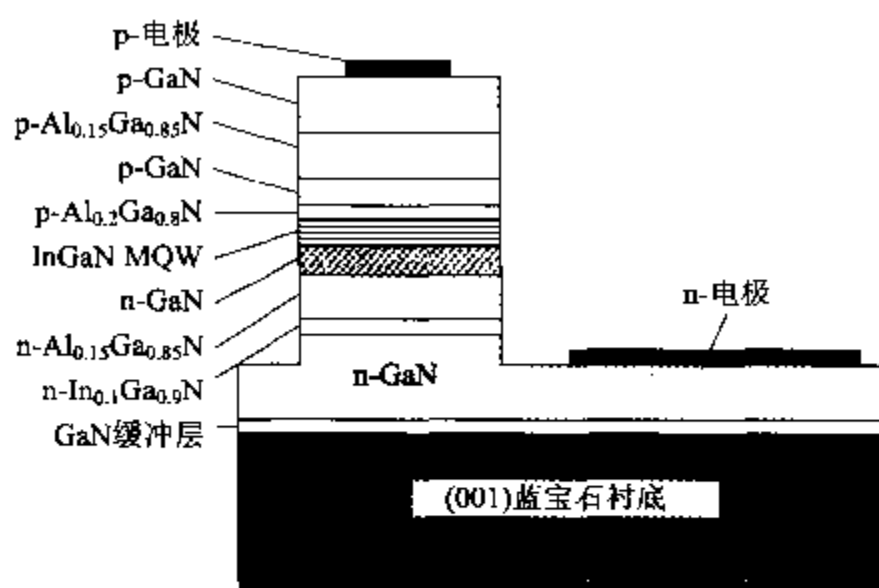


图 5.11 发射蓝光的 InGaN 单量子阱 LED 的结构

接触层等等。在发射蓝光的 LED 中, $x = 0.2$ 、发光光谱的峰值波长为 450nm、半峰全宽为 20nm。 x 值增加时绿光成分增加, 而光输出功率降低。一般认为造成这种现象的原因有两个, 一个是随着 In 组分的增加 InGaN 势阱层的晶体质量变坏, 另一个是在势垒层和势阱层之间的晶格失配和热膨胀系数的差异引起了应变增加。

练习题

1. 试叙述一下半导体发光二极管和半导体激光器在结构上的差异, 以及各自特性上的差异。
2. 试求出法布里-珀罗型谐振腔的两个反射面的光输出功率。这里设两个反射面的反射系数分别为 R_1 和 R_2 、有源层内部的光增益系数为 g 、光吸收系数为 α_i 。
3. 请问, 研究人员开发短波长发光器件是根据什么样的考虑? 另外, 又为什么必须选择短波长呢?

第 6 章

电子图像显示器件

图像显示器件是 2 维光信号的图像与人的视觉之间的媒介。“百闻不如一见”，人们对视觉的要求是不断增加的。图像具有丰富的信息量，伴随着图像的发射、传输、接收的国际化，今后电子图像显示器件将会起到越来越重要的作用。现在，最常用的电子图像显示器件是 CRT(布劳恩管)。但是，随着人们的要求日益提高，为实现轻便化、大画面化、显示板薄型化，许多种新的电子图像显示器件正在不断地出现。由于这些新的显示器件是用 $0.01 \sim 1\text{mm}^2$ 的微观像素以电子方式来显示宏观的图像，它又被称为宏观微电子。在本章中，我们主要学习这些电子图像显示器件的工作原理。

6.1 阴极射线管 CRT

6.1.1 CRT 的工作原理

CRT 是阴极射线管的英文(cathode ray tube)简称。在日本，是以该射线管的发明人布劳恩的名字来命名它，通常称为布劳恩管。所谓的阴极射线就是电子射线(电子束)，管就是真空管的意思。CRT 就是电子射线在真空管中加速和聚焦后照射到荧光体上使其发光显示图像的器件。所谓发光就是将处于低能量状态(基态)的电子激发到高能量状态(激发态)，然后被激发的电子从高能量状态返回到低能量状态，将这个能量差以光的形式释放的现象。荧光体内的电子受到加速电子射线的激发而从低能量状态跃迁到高能量状态并伴随发光的现象，被称为阴极发光(cathode luminescence)。

在显示图像时，需要对图像的细微处进行详细的显示，同时还要在平面上浓淡有致。为了细微地显示图像，把电子束聚焦到荧光屏上即可，而为了在平面上进行 2 维显示，就需要用人的视觉难

以追随的速度对电子射线进行偏转和扫描,在几十个毫秒之内组合成一个图像就可以了。另外,为了使荧光体发射出的光有强有弱,通过控制电子束的剂量就可以了。

图 6.1 所示的是 CRT 的基本结构。热阴极发射的电子在电子枪中受到由聚焦电极组成的电子透镜的作用而被聚焦到荧光屏上。从电子枪出来的电子束,由于受到偏转电极或者偏转线圈的作用而被偏转和扫描。当使用偏转电极时,它是因电场的变化而偏转,所以称为**静电偏转**,当使用偏转线圈时,它是因改变磁场的方向(通过洛伦兹力)而偏转,所以称为**电磁偏转**。静电偏转适用于快速偏转,所以它往往应用于阴极射线示波器。电磁偏转适用于广角偏转,所以它往往应用于电视机和电脑显示器。现在电视台播放用的电视机,水平扫描频率为 15.75kHz ($63.75\mu\text{s}/1$ 个画面),垂直扫描频率为 60Hz ($16.7\text{ms}/1$ 个画面),所以我们几乎看不到图像的瑕疵。另外,电脑显示器使用的水平和垂直扫描频率分别为 80kHz 、 90Hz 。

电子束的剂量与阴极和相邻的第 1 栅极之间的电位差有关,实际上它还由加在阴极或者第 1 栅极上的图像电信号控制,通过电子束的变化来调制荧光体的发光强度。发光强度还因电子束的加速电压的变化而变化,通常加速电压设在 $10\sim 30\text{kV}$ 左右。

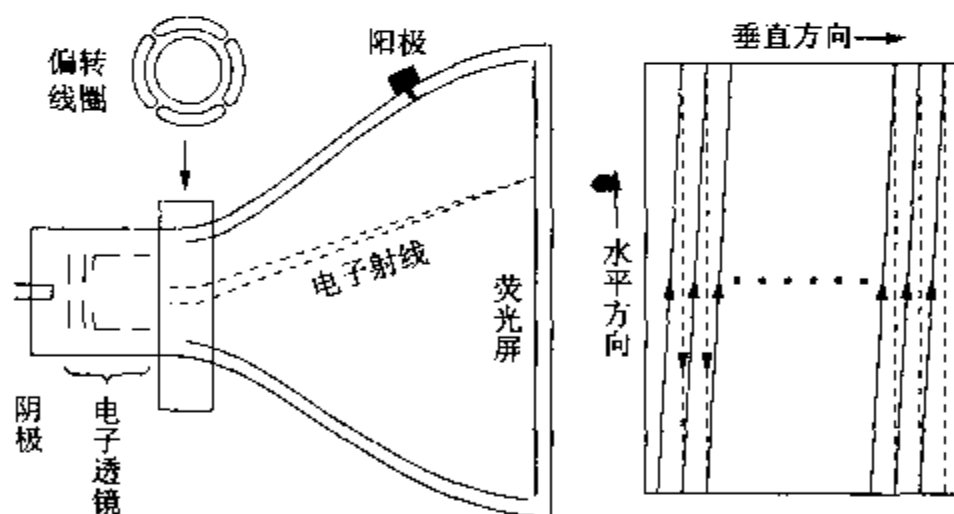
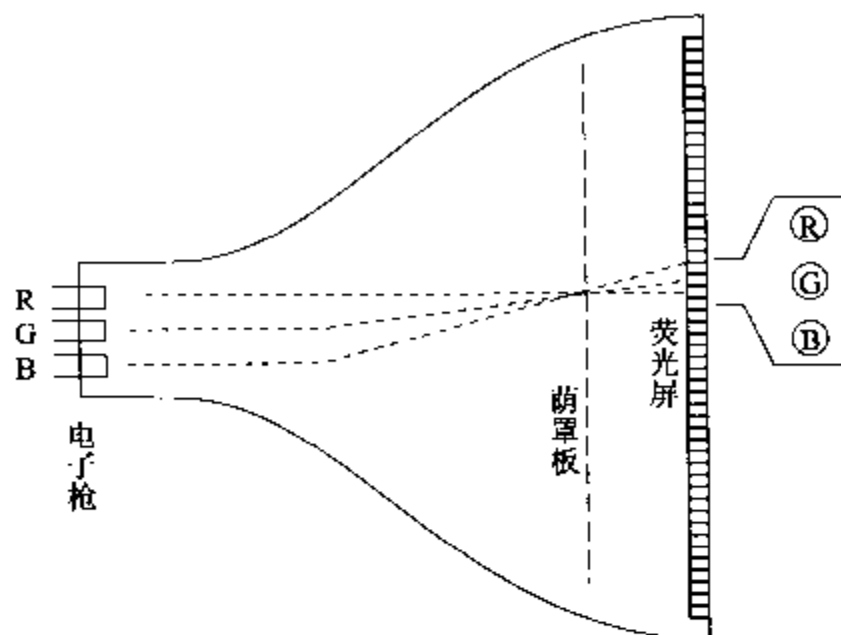


图 6.1 电磁偏转型 CRT 的结构

6.1.2 彩色阴极射线管

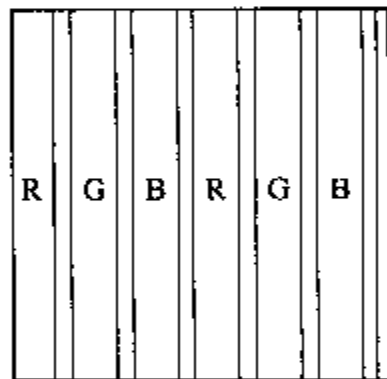
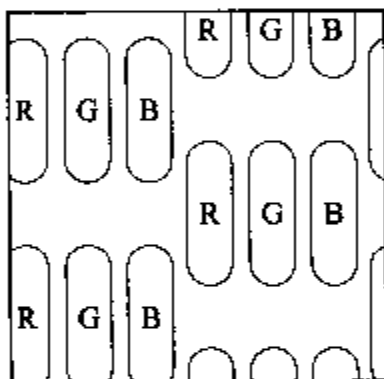
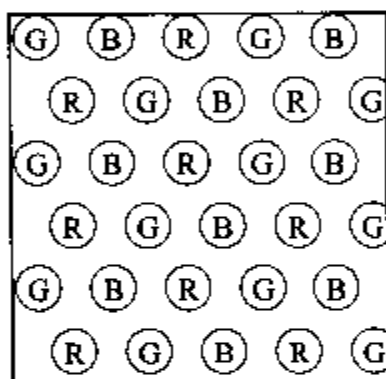
由于黑白电视机和阴极射线示波器只显示亮度信息,只要将白色和绿色发光的荧光体涂在 CRT 的内侧表面上即可。但是,对于彩色图像来说,它是怎样显示的呢?

荧光色一般也是由红(R)、绿(G)、蓝(B)3 原色混合而成的。对于 CRT 而言,如图 6.2 所示,将发射 R、G、B 3 色光的荧光体分

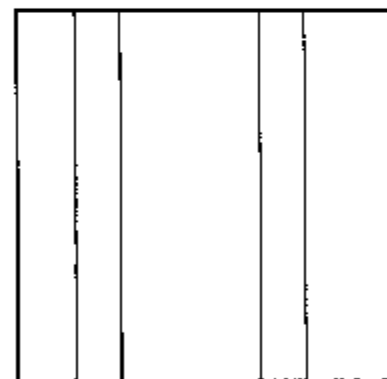
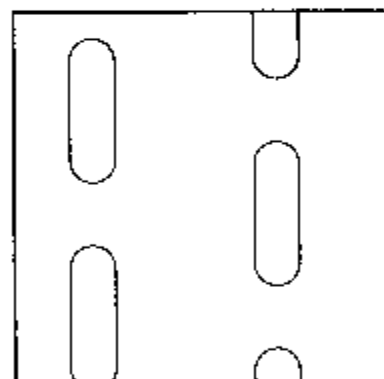
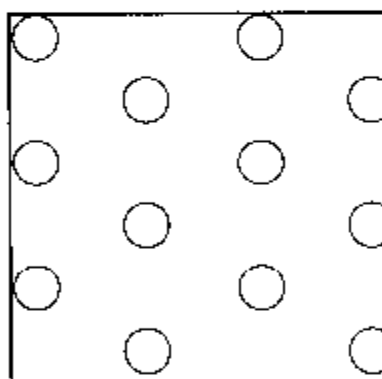


(a) 彩色CRT的示意图

荧光屏



荫罩板



点状

短条状

长条状

(b) 荧光屏和荫罩板

图 6.2 彩色 CRT 的结构

别涂成点状、短条状、长条状,由 3 个电子枪分别使荧光体发光。为了使 3 个电子束能够准确地击中各自的荧光体,要在荧光屏附近配置荫罩板,图 6.2(b)所示的就是最具有代表性的方法。荧光屏和荫罩板的间距,对于彩色电视机来说为 0.5~1.0mm,而对于高清晰度显示器 CRT 来说约为 0.2mm 左右。

与 R、G、B 3 色光对应的电子枪所发出的电子束剂量可以根据图像信号进行改变,它几乎可以再现所有的颜色。红色荧光体通常使用 $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ 和 $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}$,绿色荧光体通常使用 $\text{ZnS}:\text{Au}$ 、 Al 和 $(\text{ZnCd})\text{S}:\text{Cu}$ 、 Al ,蓝色荧光体通常使用 $\text{ZnS}:\text{Ag}$ 等。

CRT 在亮度、色调、分辨率、响应速度等方面具有优异的性能,在电子显示器件中具有不可动摇的地位,至少目前尚不会有其它类的产品可以取代它。但是,如果要制造大画面的 CRT,它的重量和体积按尺寸的 2 倍到 3 倍的比例增加,大型玻璃真空管还要承受较大的真空和大气的压力差,要制造这样的产品需要很高的成本,所以 CRT 作为大画面电子显示器是有局限性的。

6.1.3 投影式显示器

由于上述的直视式 CRT 难以制造成 50 英寸¹⁾以上的大画面,为了实现在大画面上显示图像的愿望,研究人员开发了将 CRT 荧光屏上的图像扩大投影到屏幕上的显示器。这种显示器有两种:一种是具有 1 个 CRT 的单管器件,另一种是如图 6.3 所示的具有 3 个 CRT(分别为 R、G、B 3 色光)的 3 管器件,用于这些显示器的 CRT 称为投影管。与直视式 CRT 相比,通常要求投影管具有 10 倍左右的亮度,所以需要它能够产生较大的电子射线剂量(电流密度)。但是,电流密度高时,除了荧光体会产生亮度饱和和劣化外,CRT 前面的温度将会上升,从而导致亮度的降低。为此,要在管内封存冷却液,或者使用符合高电流密度激发条件的荧光体。

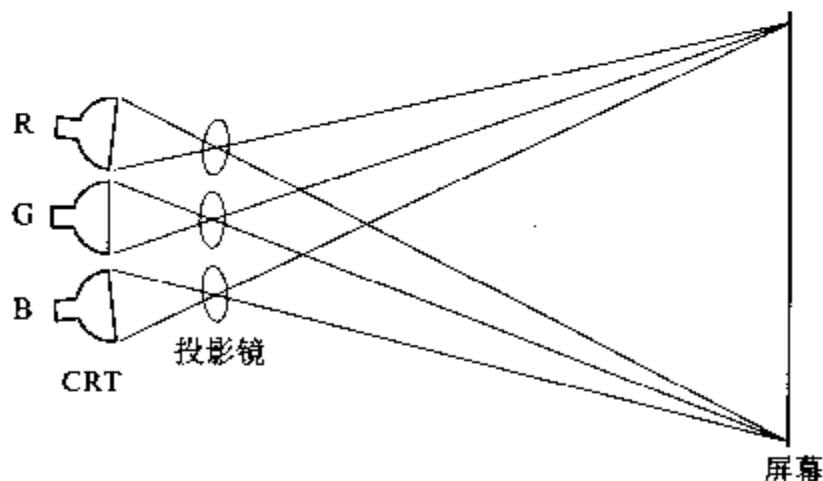


图 6.3 CRT 投影式显示器

1) 1 英寸 = 2.54cm。

6.2 液晶显示器 LCD

6.2.1 液晶光调制和开关的工作原理

液晶(liquid crystal)在外观上是具有流动性的浑浊液体,同时还像晶体那样具有光学各向异性,即是同时具有液体和晶体性质的物质。但是,实质上,它是具有棒状或者板状分子结构的有机物质,在与棒状分子的长轴平行和垂直的方向上,或者在与板状分子的板面平行和垂直的方向上,具有不同的折射率(双折射性质)。

在电子显示器件中最常使用的液晶是由简单棒状分子结构组成的被称为向列型(nematic)的液晶。液晶的棒状分子平均地沿着长轴方向排列着,但是在微观上因分子运动而排列方向摇摆不定,由于分子的折射率不同,光将发生散射,通常看上去是白浊状。为了将这种液晶用于显示器件,需要将棒状分子按照一定的方向排列,通常将它称为定向处理。在定向处理中,通常是在玻璃片上涂聚酰亚胺树脂等高分子膜,然后在它的上面用尼龙布和棉布等按一定的方向摩擦,这就是所谓的摩擦法。

在经过这样定向处理的表面上,液晶分子将在摩擦方向上定向排列。在两个玻璃片之间所夹的液晶(几微米~十微米)是透明的,在定向方向上和与之垂直的方向(棒状分子的短轴方向)上的折射率是不同的,具有与各向异性晶体相同的效果。

然而,在电子显示器件中所使用的液晶,两个玻璃片的定向方向通常是正交的。如果这样做,则液晶分子就会像图 6.4(a)所示的那样在两个玻璃片之间扭转 90 度角,这被称为 NT(twisted nematic)模式。在这个 NT 模式中,如果入射线偏振光的偏振方向平行于输入端玻璃片上的液晶分子的长轴或者短轴方向,则光的偏振方向将随着液晶分子的扭转而旋转,在输出端将有其偏振方向与入射光的偏光方向成 90 度角的线振偏光出射。这个现象被称为旋光性,它是 NT 液晶特有的现象。如果在输出端设置偏振片(偏振器)令其偏振方向与入射光的偏振方向相同,则偏振方向旋转 90 度的光将被偏振器阻止,出射光将成为暗状态。

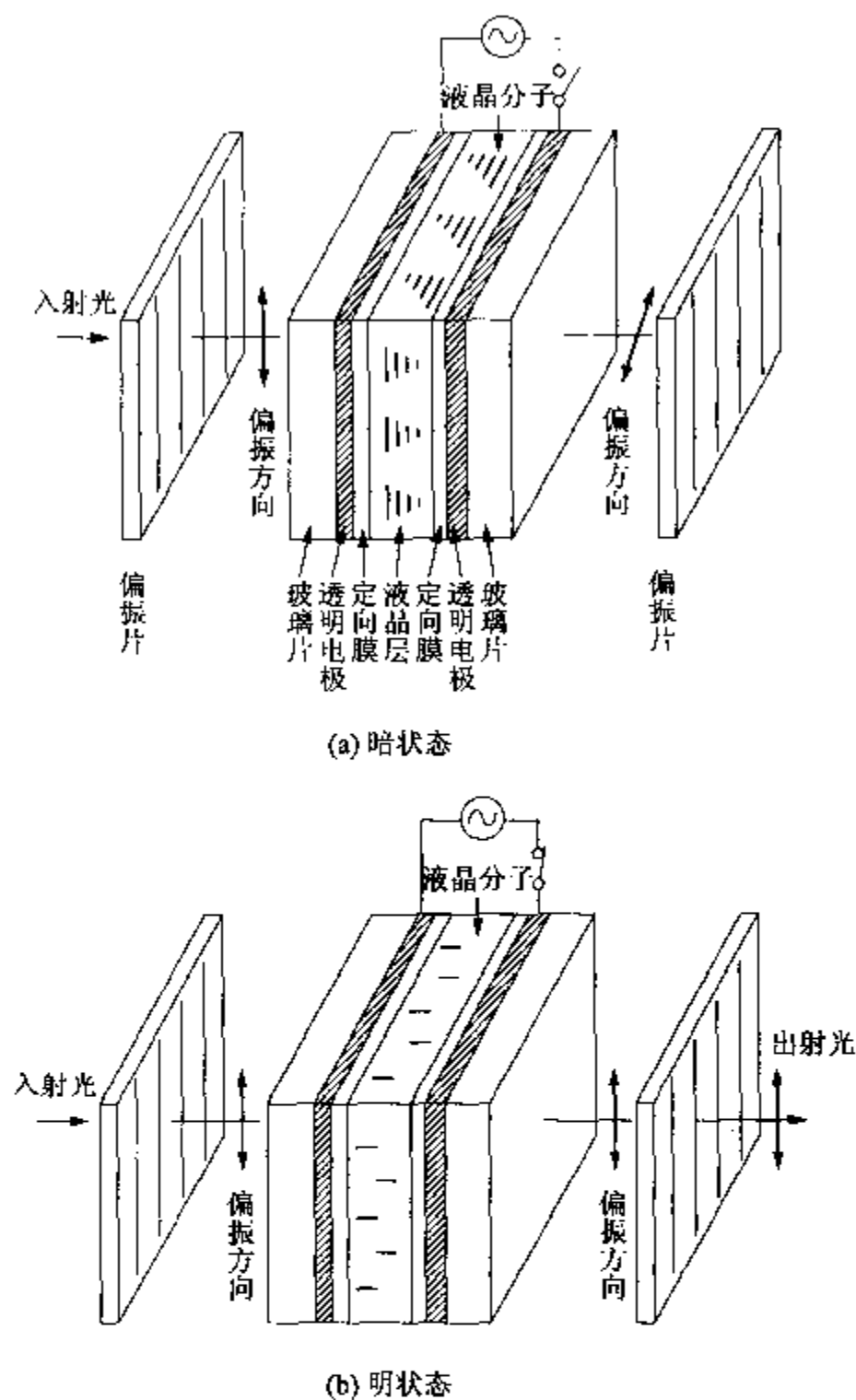


图 6.4 TN 液晶单元的结构和工作原理

如果我们在透明电极上加几伏的交流电压,则如图 6.4(b)所示,液晶分子将因沿着电场方向排列而失去旋转性,入射光将保持着其偏振方向通过偏振器而成为明状态。另外,外加电压和出射光的强度将具有图 6.5 所示的特性,根据外加电压的大小,可以对出射光的强度进行调制。如果扭转角大于 90° 度,则如图 6.5 中的虚线所示,随着电压的变化,出射光的强度将急剧增大,说明显示图像的对比度得到了改善。这种模式一般称为 **STN**(super twisted nematic)模式。

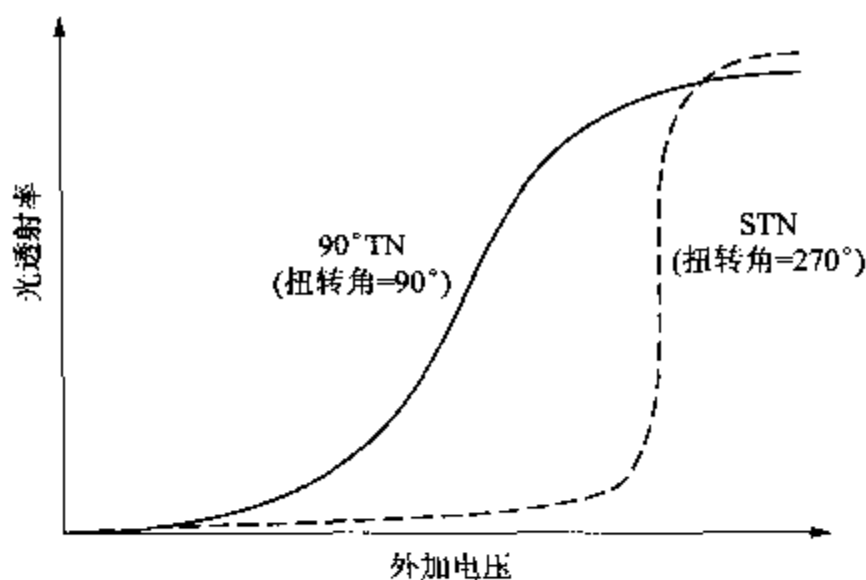


图 6.5 TN 液晶的电光特性

除此之外,最近使用了 **PDL**C(polymer dispersed liquid crystal)模式的 LCD(liquid crystal display)颇为瞩目,这个模式是将向列型液晶分散到高分子中后制造出来的,如果不加电压,液晶分子的方向是随机的,由于微米量级空间的折射率不稳定,入射光被散射而不能透射。另外,如果加上电压,液晶分子将沿着电场方向排列,折射率变成常数。这时,如果选择的高分子的折射率与液晶的折射率相同,则入射光不被散射而将透射过去。PDL C 模式的特点是它不需要进行定向处理,也不使用偏振器。结果,可以减小由偏振器引起的光损耗,与 TN 模式相比,它可以使显示亮度提高 2~3 倍,实现高亮度显示。

6.2.2 图像显示的原理

以上介绍了液晶光调制和开关的工作原理,那么如何显示图像呢?答案是对每个微小的像素进行上述的光调制。为此,最简单的方法就是图 6.6 所示的方法,这个方法是用条状的 X-Y 阵列电极夹住液晶,在一个玻璃片的 Y(扫描)电极上加扫描电压,而在另一个玻璃片的 X(信号)电极上加信号电压。根据 X 电极和 Y 电极的电位差,可以控制液晶的光透射率。这种结构称为单纯阵列。单纯阵列型器件比较简单而且便宜,已经被用来制造计算机的显示终端,但是随着像素的增多,液晶电容造成附近的非选择像素周围也有电场分布,由此产生所谓的交调失真,带来了图像的对比度降低和液晶的不均匀性。另外,响应速度还受到由液晶电容和驱动电路电阻组成的 CR 电路的限制,所以很难实现高速化。

为了解决这个问题,研究人员研制出了称为活性阵列的结构,即给每个像素加上一个二极管或者薄膜晶体管(thin film transistor, TFT)来组成具有活性的开关器件。

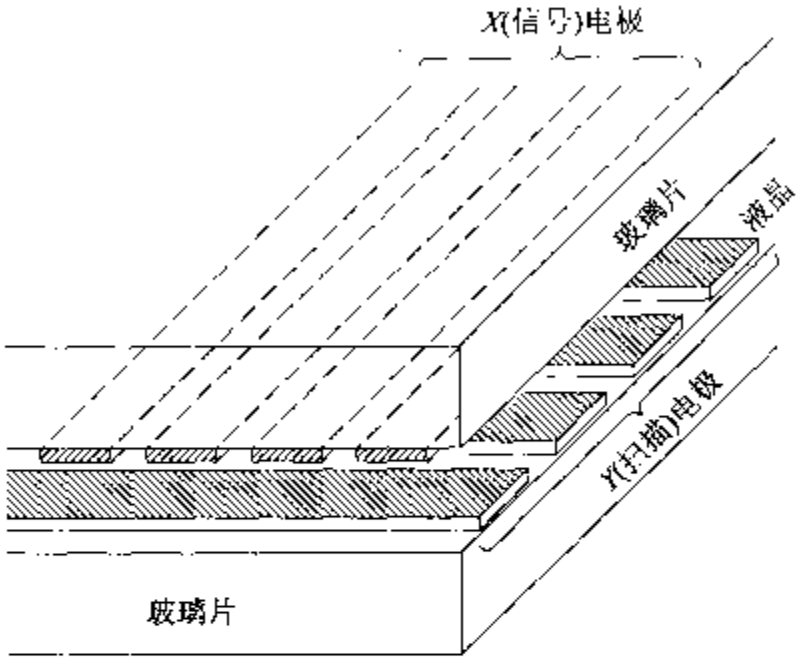


图 6.6 单纯阵列的结构

图 6.7 所示的是加上 TFT 的活性阵列的结构。Y 电极接在 TFT 的栅极上,由于脉冲扫描的作用,排成直线的 TFT 顺序地变成开启状态。X 电极与 TFT 的漏极相接,它在信号电压的作用下

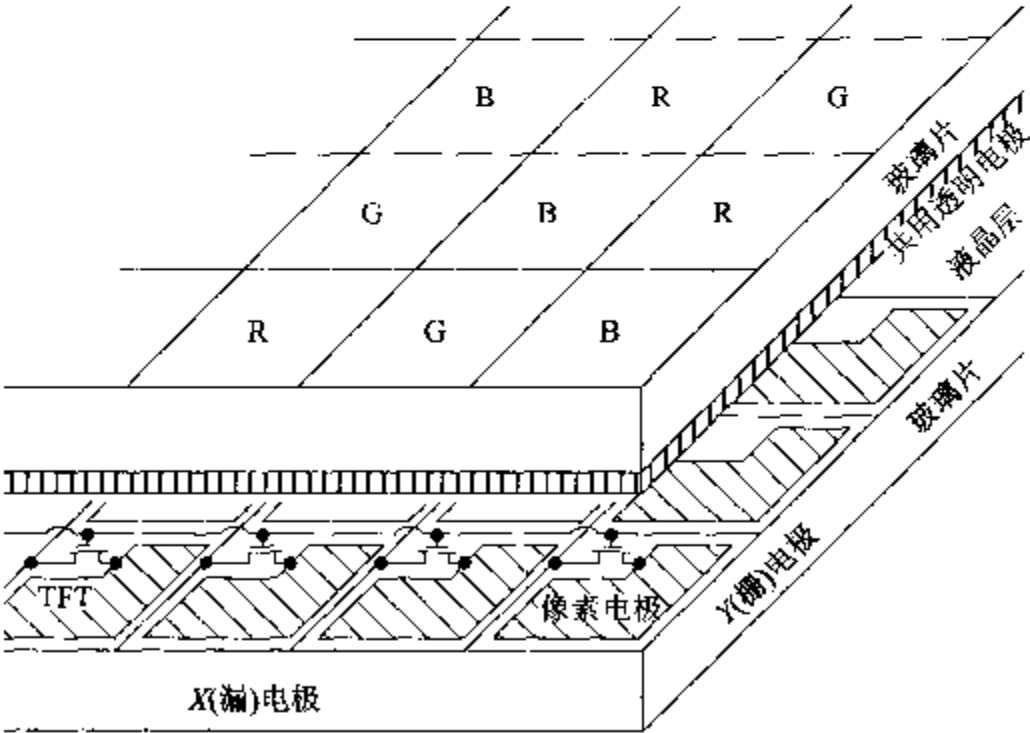


图 6.7 活性阵列的结构

产生电流,从而在电容器上聚集电荷。在另一个玻璃片上具有共用透明电极,TFT 的源极(像素电极)和共用透明电极之间的液晶层将起到电容器的作用。但是,当该电容器的容量较小的时候,往往还要附加辅助电容器。电容器储存的电荷所产生的电压将驱动液晶工作,从而来控制各像素的明暗状态。活性阵列型器件有许多特点。比如,只要不将 TFT 开关打开,就可以保持明状态,从而提高亮度;还有,TFT 处于开启状态时,信号电压和液晶完全断开,所以不会产生交调失真;还有一个优点,就是它的响应速度比单纯阵列型器件快。

TFT 是利用微加工技术对在玻璃片上形成的非晶 Si 或者多晶 Si 薄膜进行加工后制造而成的,目前已经可以制造出具有约百万像素(例如 1152×900 像素,每 3 色点为 1 像素)的产品,并且已经应用在计算机的显示终端上。

在彩色 LCD 中,每个像素都在输出端的玻璃片上配置了 R、G、B 滤光片,所以它是通过各色信号亮度的相加混色来显示彩色的。

LCD 除了光源(背照光)和玻璃片之外,还有偏振膜、定向膜、电极膜、液晶层、彩色滤光膜、驱动 LSI 等薄层,即使使用背照光,它也不愧是厚度为 20mm 左右的薄型显示器,消耗的电能见较少,仅为 10~20W。但它也有不足,比如很难实现大画面、响应速度也

TFT(thin film transistor)

它是使用超 LSI 制造技术在半导体薄膜上对几十乃至上百万个场效应晶体管(field effect transistor,FET)进行集成化后制成的,它主要用于液晶显示器等主要显示器件的各像素的开关。FET 是由在半导体薄膜上制作的源极、漏极和二者之间的绝缘层上的栅极组成的结构,具有这种结构的晶体管可以由栅极电压控制从源极流向漏极的电流。用于计算机和电子仪器的 IC(集成电路)和 LSI(大规模集成电路)一般都是由单晶硅制造的,而 TFT 使用的半导体材料是沉积在玻璃片上的非晶硅或者多晶硅。这是因为,大面积的显示器需要许多材料,使用便宜的非晶和多晶就可以节省费用。另外,它也不像电子仪器用的晶体管那样,在响应速度等方面要求很高的性能。非晶硅在 300°C 、多晶硅在 650°C 就可以沉积在玻璃片上而成为薄膜。但是,在形成电极和绝缘层方面,它同超 LSI 制造技术一样,制造晶体管的工艺需要尖端技术。

比较慢(几十毫秒)、不是自我发光型的、视场角受到限制等。因此,需要采用投影方式来加大画面,利用强电介质液晶来提高响应速度等。

6.2.3 液晶投影式显示器

现在已经开发出来了如图 6.8 所示的用 3 块液晶板进行显示的大画面投影式彩色显示器(液晶投影机)。从高亮度白色光源发出的光被分成 R、G、B 3 色光,它们分别通过各自的液晶板形成 R、G、B 图像,然后再将它们合成并通过投影镜投射到屏幕上。在分色和合成中,使用了二色镜和分色棱镜。这里所用的分色棱镜具有二色性,例如它具有只反射红光而透射绿光和蓝光的特性,分离绿光和蓝光的特性,对不同的颜色(波长)具有不同的反射率和光吸收系数。

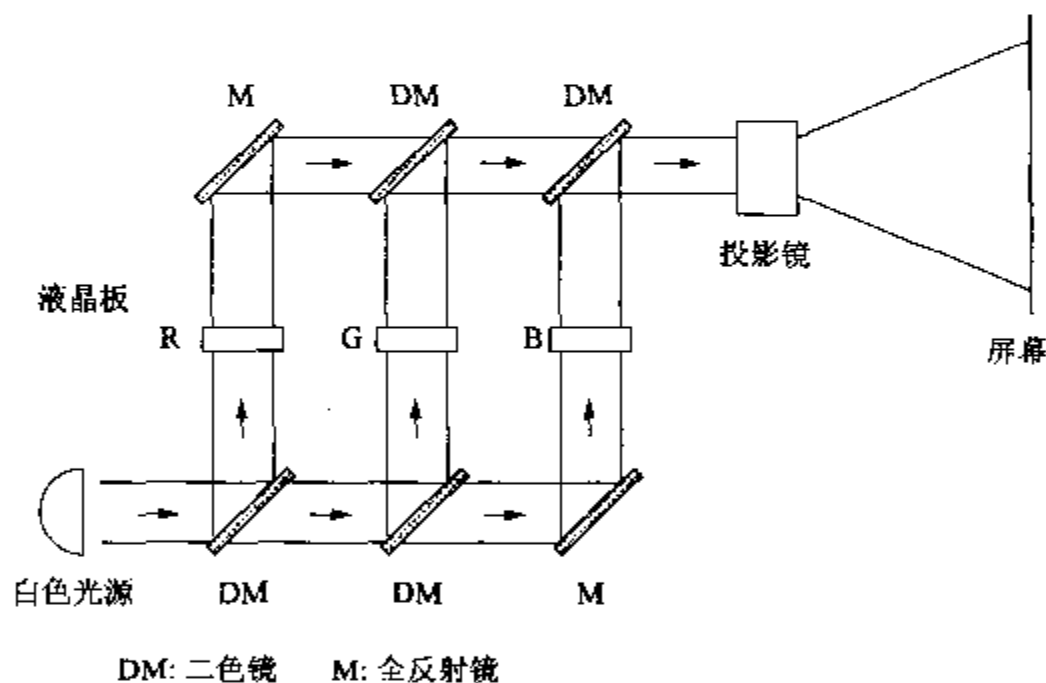


图 6.8 液晶投影式显示器

在图 6.8 所示的显示器中,3 块液晶板是通过与 R、G、B 相对应的电信号来驱动的。除此之外,还有所谓的光放大型或者光写入型的投影式显示器,它们的工作原理是利用液晶光阀将 CRT 和 LCD 发射出来的光图像信号放大投影。图 6.9 是液晶光阀的基本结构,在两个透明电极之间,除了液晶层之外,还有光电导层和介质镜层。光电导效应是电导率随入射光的强度增大而增大的现象。在光电导层中,根据入射图像信号的光强度分布,产生 2 维的电阻分布。光电导层和液晶层对外加电压进行分压,光电导层的

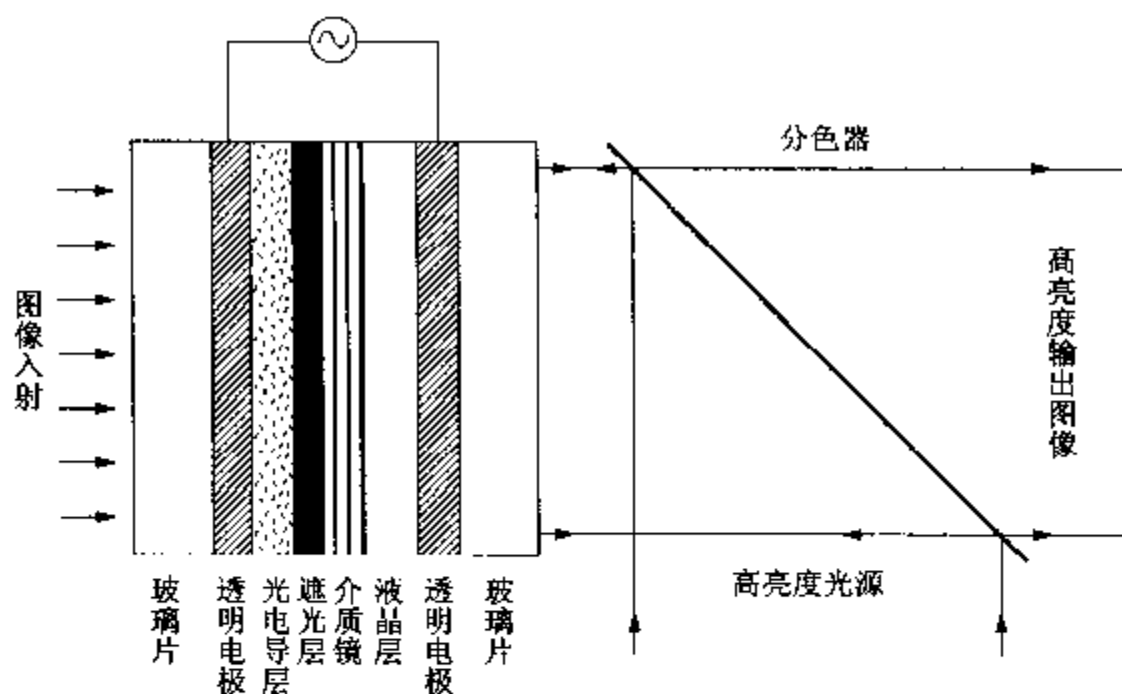


图 6.9 液晶光阀的结构

电阻分布在液晶层中产生相应的电压分布，结果是获得了对应于入射图像信号的液晶层的光透射率分布。如果在这样的状态下将相同强度的光照射到液晶层一侧，则液晶层调制的光将被介质镜反射，从而可以得到亮度较高的图像信号。

图 6.10 所示的是使用这种液晶光阀的投影式显示器的结构。这里的偏振光分色器是反射光和透射光的偏振方向正交分离的，如图 6.4 所示的那样，无论对于照射到液晶层上的入射光，还是对于通过液晶层而反射的光，它们都将起到起偏振器和与其正交的检偏振器的作用。此外，这时的液晶，由于它的双折射性，在不加电压的情况下，可以保持入射光的偏振状态不变，而与此相反，在加上电压的时候，入射的线偏振光将根据电压的大小变换成椭圆

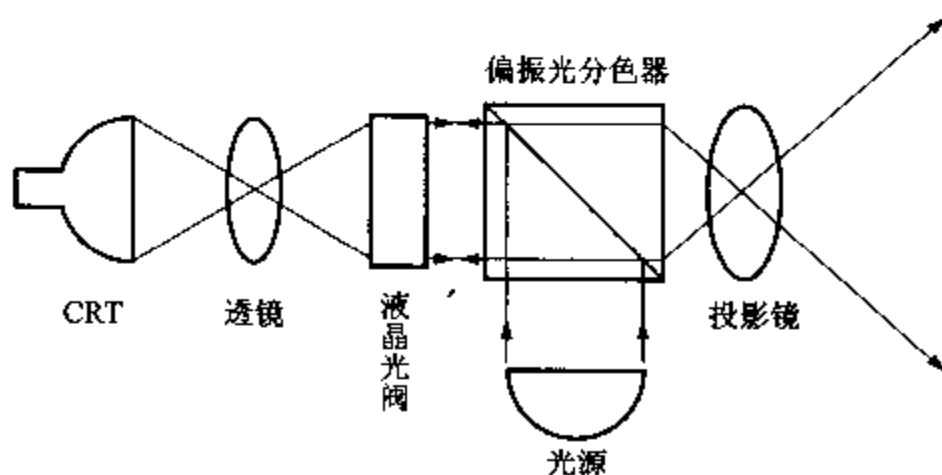


图 6.10 光写入型液晶投影式显示器的结构

偏振、圆偏振和与人射光正交的线偏振光。

对应于 CRT 发射出来的入射图像信号较暗部分的光电导层的电阻较高,几乎所有的外加电压都作用在光电导层上,在液晶层内往复的光按照原有的偏振状态出射,被偏振光分色器阻止后成为暗状态。另外,对应于入射图像信号较亮部分的光电导层的电阻较低,在给液晶层加上电压后,出射光的偏振状态将发生变化,通过偏振光分色器的光强度将产生对应于入射光图像信号的调制。此外,研究人员还开发出了利用 PDLC 光阀的高亮度液晶投影式显示器。

彩色投影式显示器可以使用 3 个液晶光阀,使用 3 个液晶光阀的产品往往是高亮度、高分辨率的大尺寸投影式显示器。此外,除了 CRT 图像源之外,还有使用 LCD 的系统。

光写入型的光阀也被称为空间光调制器(spatial light modulator,SLM),它是用非相干光写入,而在读取时使用激光把它变换成相干的图像信号,它经常应用于光信息处理技术中。

6.3 等离子体显示板 PDP

PDP(plasma display panel)是自我发光型显示器件,它的发光原理与荧光灯相同。荧光灯是含有水银蒸气的真空管,在它的管壁上混合涂上可以发出 R、G、B 3 色光的荧光体。由于放电效应,电子和水银处于等离子体状态。在两者碰撞时,水银被激发到高能状态,当它从高能状态恢复到低能状态时,将发射出紫外线。更进一步,紫外线激发管壁上的荧光体,荧光体回到基态时可以发射出可见光。虽然从 R、G、B 荧光体中分别发射出了 3 种颜色的光,但是混合起来后看上去就成为了白色。像这样吸收了短波长光后处于激发态的原子回到基态时发射出长波长光的现象被称为光致发光(photo-luminescence)。

PDP 在以下几个方面与荧光灯是不同的,它的放电气体主要是 Xe;它的发光面积按像素尺寸计算非常小,约为 $0.01 \sim 1 \text{ mm}^2$;放电电极间隔为 $100 \sim 300 \mu\text{m}$,非常薄;在彩色显示的时候,R、G、B 是空间分离的,并且以相加混色法表示彩色;如图 6.11 所示,气体放电引起了紫外线发射和紫外线激发的光致发光,这两种光致发光引起的可见光区域内的发光机理是相同的,也就是说可以认为

它是将 R、G、B 发光的许许多多微小荧光灯排列在平面上制成的。

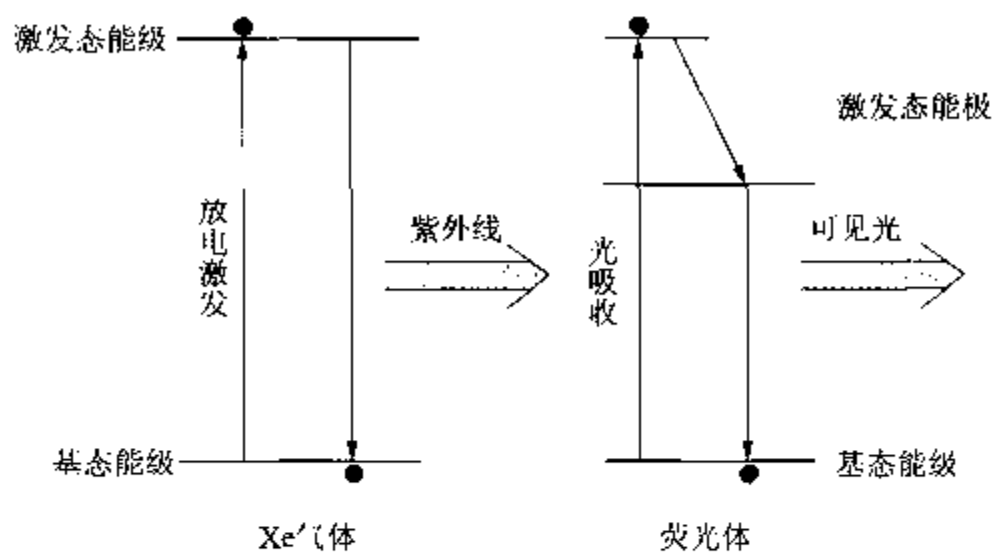


图 6.11 PDP 的发光机理

PDP 发光的基本原理如下：在两块玻璃板之间将放电的阳极和阴极排列成阵列，对每一个像素用阵列状的隔壁墙分离，并且从涂在隔壁墙内部的荧光体中得到面积在 1 mm^2 以下的点状发光。图 6.12 所示的是一个单元的结构。

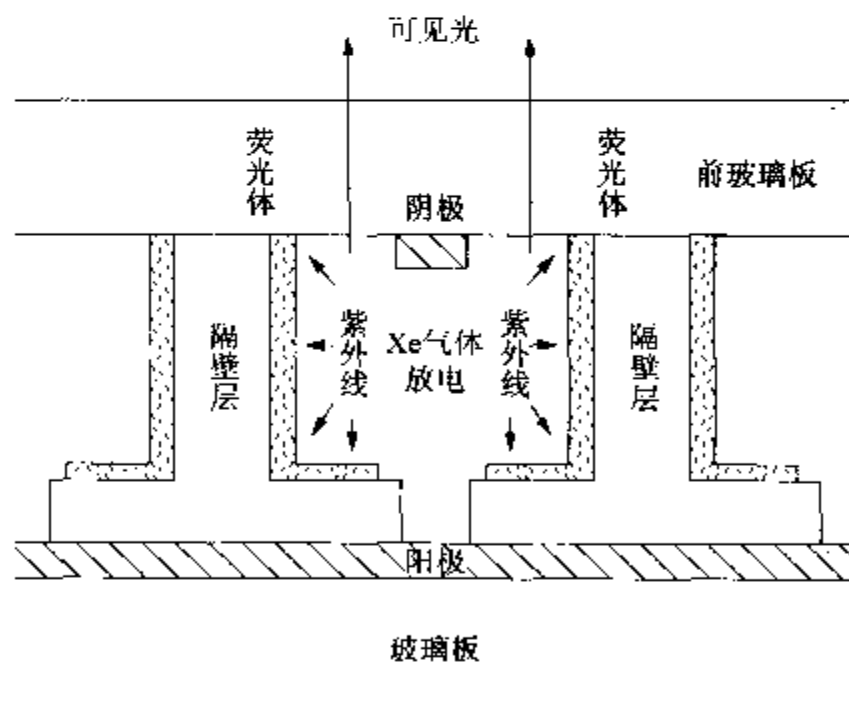


图 6.12 PDP 单元的基本结构

根据放电方法的不同，PDP 大致可以分为 **DC 放电型** 和 **AC 放电型** 两种。按照它们各自的形状，研究人员开发出了相应的电

极和介质层。根据信号,由放电时间或者放电脉冲数来控制各单元的亮度。迄今,已经研制并销售了像素为 1280×768 、尺寸为 50 英寸左右的实用产品。

使用 PDP,除了可以制造薄而大画面的显示器之外,由于它是自我发光型的,同 CRT 一样具有较广的视场角和较强的颜色再现性,现在人们寄希望于它制造高清晰度电视机的大画面悬挂式显示器。但是,有一个问题必须提出来,那就是它的放电产生紫外线的发光效率较低,消耗电能较大,今后需要努力提高紫外线的发光效率。

6.4 电致发光显示器 ELD

6.4.1 EL

若把 electro luminescent 直译就是电致发光,它是固体在加上电压后发光的现象。从广义上来看,发光二极管(LED)和半导体激光器都可以在这个范畴内加以解释。但是,从狭义的角度来看,LED 和半导体激光器是在电流注入之后因电子和空穴复合而产生发光的,而 EL 是根据电场引起发光的原理产生发光的现象,所以称它为纯粹 EL。现在,有使用无机材料的无机 EL 和使用有机材料的有机 EL,无机 EL 属于纯粹 EL,而有机 EL 属于电流注入型 EL,有机 EL 往往也被称为有机发光二极管。本书将按照惯例把它们称为无机 EL 和有机 EL。

6.4.2 无机 EL 的工作原理

在无机 EL 中,又分为使用粉末状荧光体的粉末型 EL 和使用薄膜状多晶发光体的薄膜型 EL。粉末型 EL 作为平面发光光源和平面显示器件,在 20 世纪五六十年代就做过大量的研究,但是现在只有极少部分作为平面发光光源被应用在 LCD 的背照光中。目前主要使用的是薄膜型 EL,所以说到无机 EL 时通常认为是薄膜型 EL。

如图 6.13 所示,无机薄膜型 EL 的结构非常简单,它是用两个绝缘层将发光层夹住而成三明治的形状并在两侧配置电极后构成的。绝缘层在防止发光层绝缘破坏的同时还具有给发光层加上稳定强电场的功能。发光层和绝缘层的厚度分别为 $0.5 \sim 1 \mu\text{m}$ 和

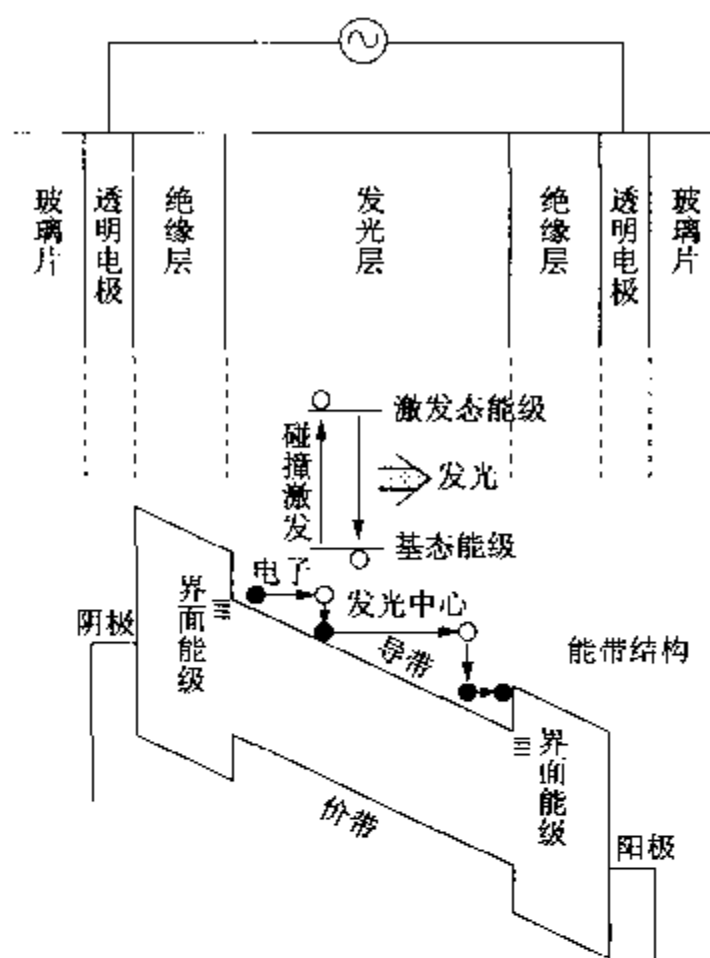


图 6.13 无机薄膜型 EL 的结构和发光原理

0.3~0.5 μm 左右。如果将玻璃片另外设置,那么就可以在整体上得到2 μm 左右非常薄的器件。绝缘层通常使用 SiO_2 和 Si_3N_4 等化合物,而发光层往往是在化合物 ZnS 内掺入起发光中心作用的Mn和Tb而得到的 ZnS:Mn 和 ZnS:Tb ,或者在 CaS 和 SrS 等碱土类硫化物内掺入起发光中心作用的Tb、Sm、Tm、Eu、Ce等稀土类元素而制成的。

由于100~200V外加电压的作用,可以产生 10^6V/cm 左右的强电场,绝缘层和发光层的能带结构如图6.13所示。在绝缘层和发光层的界面上因晶格失配和晶格缺陷而产生界面能级,被这些界面能级俘获的电子在强电场的作用下因隧道效应而进入发光体的导带内。进入导带内的电子又在强电场的作用下加速,并以很大的动能同发光中心原子碰撞,结果发光中心被激发到高能量状态,当它回到基态时发出光来。

电子积累在另一侧的绝缘层上之后形成电极化,电极化的作用将会减弱电场;但是,如果加上反向电压,电极化的作用将使发光层内的电场加强,所以经常将这个原理应用于交流驱动法。

在显示器中,基本上可以配置成X-Y阵列电极。另外,为了进行彩色显示,通常使用以下两个方法:一个是在平面上对每个像

素配置 R、G、B 薄膜型 EL 的方法,还有一个是对每个像素在同样的白色 EL 光源上配置 R、G、B 滤色片的方法。但是,一般认为将来最有希望的 ELD 电子显示器件是 R、G、B 多层结构的薄膜型 EL。如果制作成多层结构,可以不在平面状态上分离 R、G、B 像素。也就是说,可以在一点上对 R、G、B 进行混色,从而可以期待制造出具有极高分辨率的显示器。

另外,薄膜型 EL 在不发光的时候接近于无色透明的状态,如果在两侧电极上使用 ITO(indium tin oxide)等透明导电膜,则看上去就像玻璃板一样。如果窗口本身使用 ELD,或者在窗口上挂上 ELD,则窗口上就会浮现出文字和图像。这个功能正在应用到汽车窗口指示器中。

现在,将 ZnS:Mn 用于发光层的黄橙色 ELD 已经实用化了,虽然商品化的只是尺寸为 12.8 英寸、分辨率为 1024×800 大小的显示器。关于全色 ELD,目前尚不能实际应用。它的最大课题是提高亮度,其中蓝色 EL 发光体的亮度最低,所以还希望在这方面有重大的技术突破。

6.4.3 有机 EL 的工作原理

1987 年柯达公司发表的研究报告指出,他们在研究中制造出了具有 2 层薄膜结构的电流注入型 EL,最近又有制造出 3 层结构的报告,可见这方面的研究是非常多的。图 6.14 是 3 层结构的有机 EL 的基本结构及其能带图。它们的电子输运层、发光层和空穴输运层都是有机薄膜,是利用两个电极将它们夹住而成的。如果给该器件加上正向电压,则电子被注入电子输运层内,并向阳极方向移动而到达发光层。另外,空穴被注入空穴输运层内,并向阴极方向移动而到达发光层。在发光层内电子和空穴复合发光。这时,空穴输运层将成为电子的势垒,而电子输运层将成为空穴的势垒,所以电子和空穴将被限制在发光层内,从而可以有效地发光。当器件为 2 层结构时,电子输运层或者空穴输运层将被省略,这时发光层将起到它们的作用。

有机薄膜型 EL 的特征有以下几点:一是它可以在比较低的电压(5 伏至几十伏)下工作;二是有机物可以进行多种组合,比较简单地对发光颜色进行控制;三是可以得到微秒量级的高速响应。现在的关键问题是提高寿命,这项攻关正在紧张地进行,并且有可能取代 LCD。

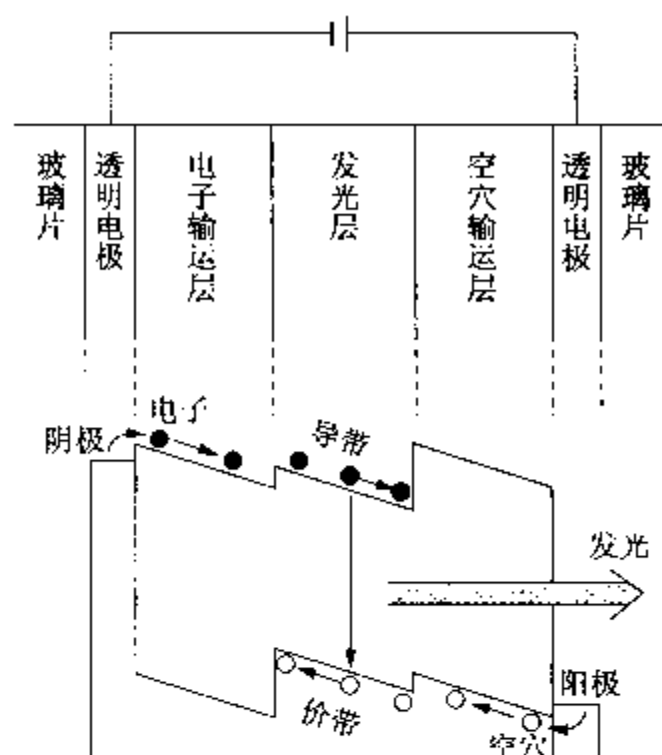


图 6.14 有机薄膜型 EL 的结构和发光原理

碰撞激发发光

若两个物体相互碰撞,在这两个物体之间会产生能量交换。例如,加速的电子与某个原子碰撞,电子的动能就会变成原子的势能,原子中的电子就会从基态跃迁到激发态,激发态的电子在回到基态时将产生发光。通常把这样的过程称为碰撞激发发光。为了发生碰撞激发发光,经常使用的是气体放电。在荧光灯管内加速的电子碰撞水银原子的时候,将发生感应放电而激发水银原子,被激发的水银原子回到基态时就发射出紫外线。本文所述的等离子体显示器也是利用放电引起的碰撞激发发光而产生紫外线的。另外,气体激光器也是根据这种在管内放电后产生碰撞激发发光的机理制作的。此外,无机 EL 的发光机理并不是放电,而是固体中的加速电子和原子碰撞(例如 ZnS 中的电子和 Mn 原子碰撞)后引起的碰撞激发发光。

6.5 场发射显示器 FED

FED(field emission display)又称为真空微显示器,这种电子显示器件最早是由法国国立研究机构 LETI 在 1986 年公布的。1993 年全色的 FED 公开展示了出来,从此 FED 作为新一代薄型

电子显示器件而倍受人们的瞩目,在日本许多公司都争相开发这种产品,并公开报道了相应的研究成果。

它的发光原理同 CRT 相同,也是电子射线激发发光(阴极发光)。但是,不同的是,CRT 是将阴极加热后产生的热电子发射到真空中的,而 FED 不用热阴极。它是将强电场集中在阴极上面的圆锥形发射极上,通过电场使电子发射到真空中的,正是因为这样的原理,所以取名为 FED。像这样的阴极也称为冷阴极。另外,CRT 的每一个电子射线源都使用一个热阴极(彩色的时候,为 3 个热阴极),而 FED 是把无数微米尺寸的微小阴极(发射极)配置在平面上,阴极和阳极之间的间隔为 200 微米至几毫米左右,从而最终实现了薄型显示器。

FED 的基本结构如图 6.15 所示。在阴极一侧的玻璃片上,阴极和栅极形成 X-Y 阵列状,厚度为微米量级的绝缘层介于二者之间。阴极上面的许多发射极对准栅极上相应的小孔。另外,阳极是由玻璃片上的透明电极和荧光体组成的,在阴极和阳极之间成为真空状态。在阴极上加图像信号,而在阳极上加扫描信号。在两个电极之间的电位差达到几十伏之后发射电子,随着图像信号的变化,发射电子的剂量也将变化。在阳极上加几百伏的电压后,由于受到这些较弱电场的作用,加速的低速电子射线将会激发荧光体而使之发光。

圆锥形发射极一般是用 Mo 和 Si 加工而成的,直径为 $1\mu\text{m}$ 左右。但是,最近有人开始研究容易发射电子的金刚石薄膜平面发射极,无论是那种发射极,由于每个发射极的发射电流都在 $1\sim 100\mu\text{A}$ 之间,通过几百个乃至一千几百个发射极,就可以使一个像素发光。

FED 的发光原理基本上与 CRT 相同。所以,它除了具有与 CRT 相似的优异图像质量之外,还具有消耗电能低、体积薄等特点。但是,就 CRT 而言,由于它是在高电压($\sim 30\text{kV}$)下加速电子射线的,所以它具有低电流密度($\sim 10\text{mA}/\text{cm}^2$)。相反,FED 的加速电压($\sim 500\text{V}$)较低,所以它能够以较高的电流密度($100\text{mA}/\text{cm}^2$)获得高亮度。同样的荧光体,其亮度和寿命等,在 FED 中使用比在 CRT 中使用好得多。为此,希望研究人员能够开发出适合于低速电子射线激发的效率更高的荧光体。

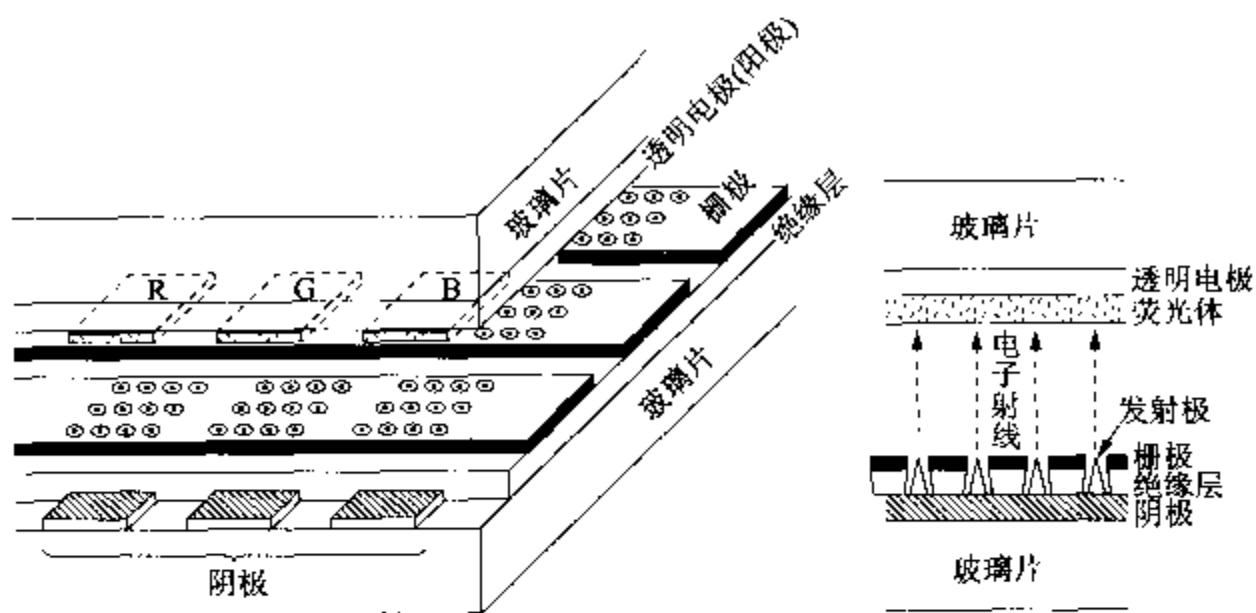


图 6.15 FED 的基本结构

练习题

1. 图像是变换成电信号后被传送的。电信号是时间的 1 维信号,如果把它变换成 2 维图像,就要使用扫描手段。请实际了解一下电视机的电信号和扫描。
2. 红、绿、蓝 3 原色混合后,将会出现各种颜色,请问它的原理是什么?
3. 发光二极管也是经常用于信号灯和广告牌等广义上的电子显示器件。请问发光二极管的激发方法和发光原理各是什么?

第 7 章

光 IC 和光信息处理

在光电子学中,如果我们充分利用此前所学到的各种器件的特性,并且将这些器件组合起来,就可以把它们作为一个系统而加以利用。在本章中,我们将通过光 IC 和光信息处理来学习该系统在光电子学领域中的应用机理。

7.1 光 IC 概述

7.1.1 将光波导型器件集成后的光 IC

将许多的光功能器件集成到一个衬底上的光路就是光 IC,它也称为**集成光路**(optical integrated circuit)或者**集成光学**(integrated optics)。为了对光功能器件进行集成,就需要将光限制在衬底上狭窄的空间内,然后进行传输。通常,光在空间内进行传播时,因发生衍射而分散,所以难以把光的能量限制在狭窄的空间内。但是,如果在衬底上设置折射率比其它处高的空间,则由于光在界面上反复进行全反射,光可以限制在尺寸约为波长大小的空间里。像这样的光传输通道,即利用光波导的光功能器件,就是**光波导型器件**,通过对它们进行集成,就可以实现光 IC。由于采用了集成的方法,各个器件的连接和连接部位的调整就可以省略,这样就节省了空间。因此,不仅它的工作稳定了起来,器件的处理也变的方便了。

7.1.2 光波导型器件的结构

光波导的结构如图 7.1 所示,可以分为 2 维光波导和 3 维光波导。**2 维光波导**就是在折射率比上下方高的薄膜内(2 维平面),利用全反射而将光限制起来,光波在薄膜内沿着与其平行的方向传输,就像在自由空间内传播一样,一边扩展一边传输。它也

称为平板导波。相比之下,在 3 维光波导(通道波导)中,折射率比周围高的地方形成条状,光波在传输过程中没有向传输方向以外的地方扩展。通常人们所说的光波导就是指这种 3 维光波导。当光波携带时域或频域信号时,3 维光波导将极其有用,光纤就是其代表性的应用实例。对于 2 维光波导而言,除了以上的应用实例之外,它还在空间光信息处理中得到了应用。

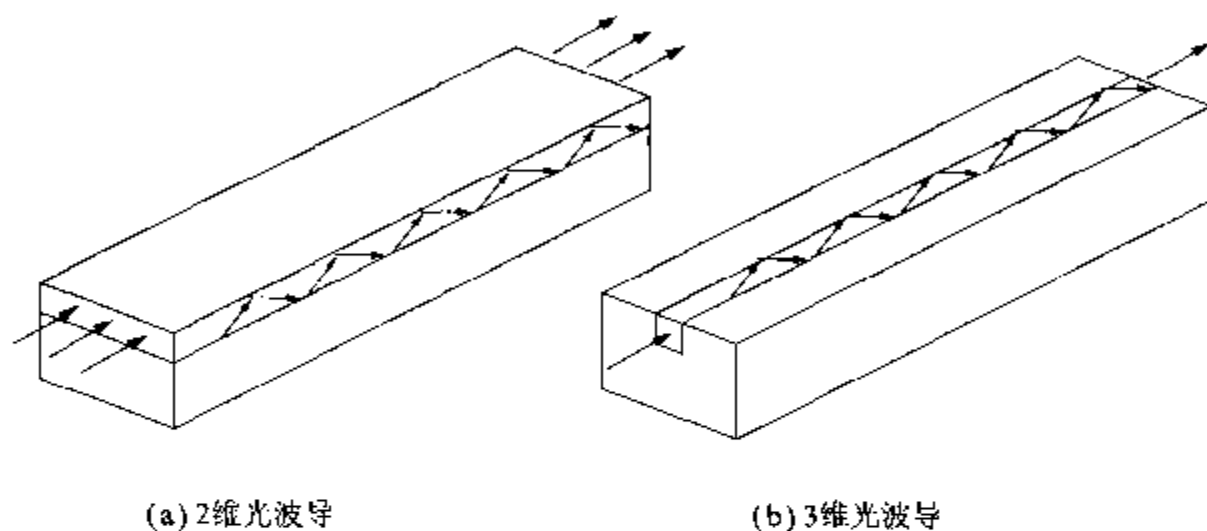


图 7.1 光波导

光波导只是一个光的传输通道,如果将它的结构进行各种各样的改变或进行各种各样的操作使之具备光功能,那么它就成为光波导型器件了。这时,通过选择衬底,就可以决定其可实现的功能。

7.1.3 以电介质为衬底的无源光 IC

在这里先看一下使用电介质的光 IC。大家都知道石英玻璃是代表性的电介质,由于它具有极低的光损耗,在光纤领域中得到了应用。它的光传输频带较宽,光损耗和折射率等材料参数不因环境的变化而变化,对波长的依赖性也比较小。石英玻璃薄膜的制作也非常简单,只要对在半导体 IC 中最常使用的硅进行氧化就可以了,在它的加工中已经取得了许多成果。虽然已经可以制造了使用石英玻璃的光 IC,但是它们只是一些基本的无源元件。现在,已经实现了以滤波器和衍射光栅为基本元件的无源光 IC。

图 7.2 所示的滤波器已经在波长分割复用光通信等领域中得

到了实用化。光的分波、延迟、合波等都已经集成,它类似于在自由空间传输中使用的 Mach · Ernst 型滤波器。两个光路的长度差是与光频率分割间距相对应的,通过对衬底温度的控制,就可以控

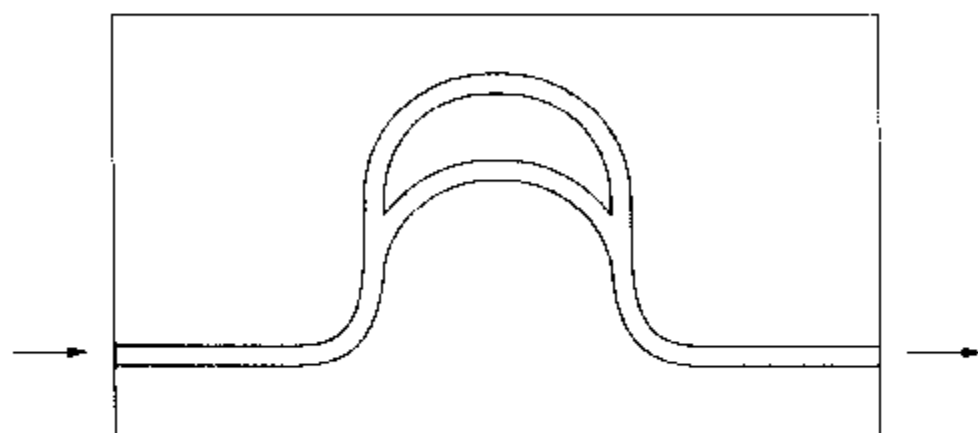


图 7.2 光波导型滤波器

制出射波的波长。另外,通过纵向连接长度不同的多个元件,还可以分割多个波长。图 7.3 所示的是将波导阵列衍射光栅集成后制作的光谱仪。它是用 2 维波导来扩展入射光的,由于分成了多个长度不同的 3 维光波导,所以在光传输中产生了相应的相位差。这样,就使之产生了与衍射光栅相同的作用,并且将它们在 2 维波导中合成。波导间的最大延迟时间差的倒数是与能够分割的频率

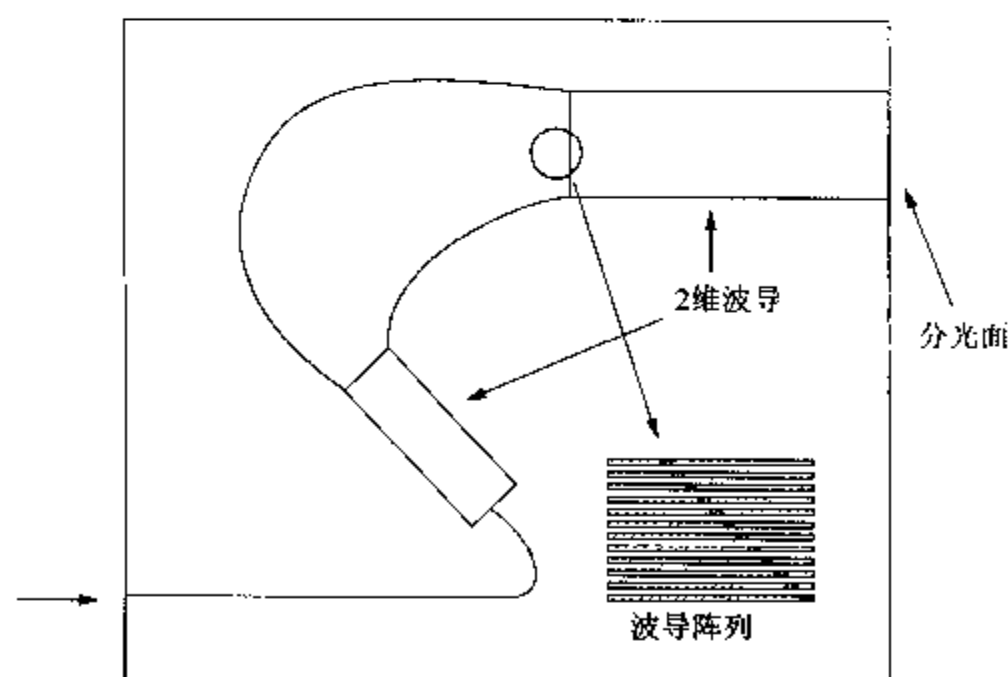


图 7.3 使用波导阵列衍射光栅的光谱仪

相对应的,波导数相当于每次衍射时可能分割的频率数,所以设计自由度要比以往的衍射光栅大得多,工作也比较稳定。该元件除了作为波长分割复用光通信的合波分波元件之外,据说它还可以通过空间光谱控制进行时间波形控制,所以可以期待它将在时空光信息处理中得到应用。

7.1.4 使用电光晶体的有源光 IC

LiNbO_3 和 LiTaO_3 这样的强电介质晶体,在外加电压作用下,折射率会发生变化,所以这类晶体被称为**电光晶体**。电光效应的响应速度非常快,大概可以在皮秒($1\text{ps}=10^{-12}\text{s}$)以下进行高速响应,所以它作为高速光功能元件具有较大的实用价值。它是将图 7.4 所示的**光波导型调制器**作为主要的功能元件进行集成化的。外加电压变化引起的折射率变化将导致光程长度的变化,由此得到的相位变化就会通过光波的干涉而变成光强度变化,这就是**调制原理**。因此,在从明到暗的过程中,光强度开关需要半波长的光程差。为了使这样短的光程差在十分低的电压下产生,就需要厘米量级的晶体长度,所以对于集成光路而言每个功能元件的尺寸已经是相当大的了。

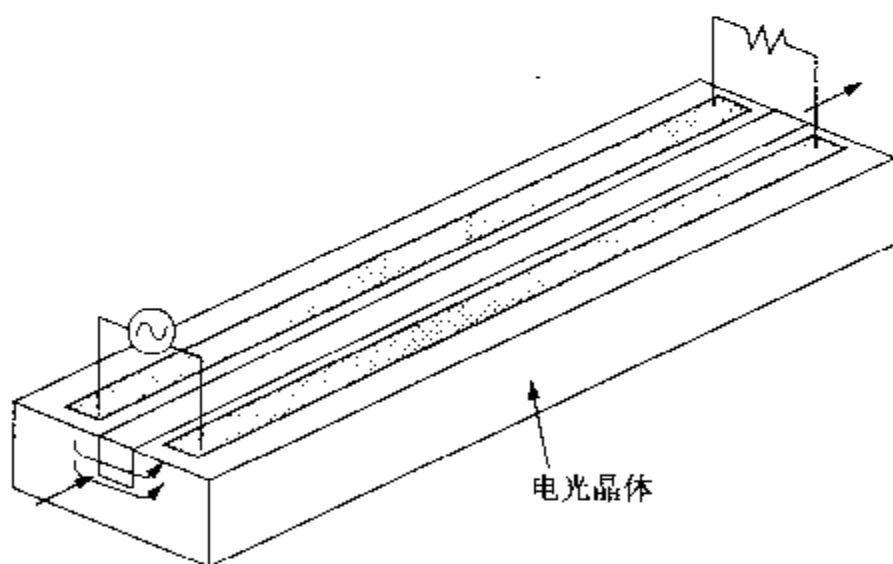


图 7.4 光波导型相位调制器

由于电光晶体也是压电晶体,它的光 IC 也使用了如图 7.5 所示的声光调制。这就是利用了布拉格衍射的**RF 光谱分析仪**。需要指出的是,这个布拉格衍射是入射电信号产生的表面弹性波引起的。在这里,光 IC 的结构是把作为光源的半导体激光器和作为光检测器的光电二极管阵列直接耦合到电光晶体上而形成的,通

常把这种结构的光 IC 称为混合集成光 IC。与它相对应,使用单一衬底而不同的功能器件集成在一起的则称为单片集成光 IC。

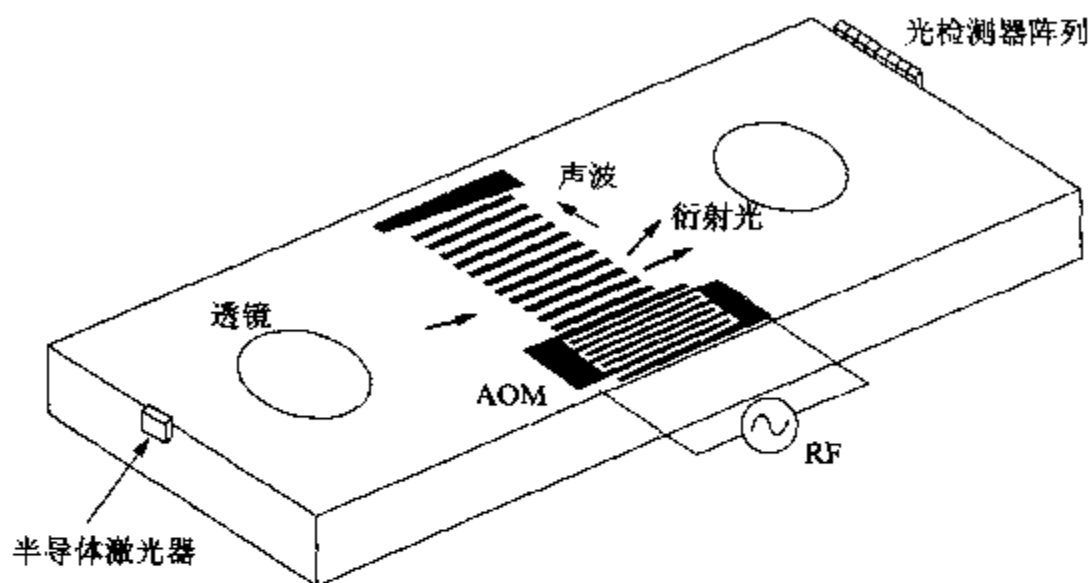


图 7.5 光波导型 RF 光谱分析仪

电光效应

从广义上说,电光效应就是通过外加电压使材料的光学性质发生变化的现象。然而,我们通常所说的电光效应是指在外加电场的作用下材料的折射率发生变化的现象,其中主要是指折射率与电场成正比变化的普克耳斯效应。由于 KDP(磷酸二氧钾)、LiNbO₃(铌酸锂)、LiTaO₃(钽酸锂)、GaAs(砷化镓)等晶体具有比较大的电光效应,所以把它们称为电光晶体。

许多电光晶体都是具有各向异性的晶体电介质,折射率的变化因外加电场方向和偏振方向的不同而异。外加电场引起折射率变化的比例系数称为电光系数,只有在特定晶向上电光系数的值才不等于零。对于具有中心对称性的晶体,在电场反转时显示出同样的效果,所以它没有普克耳斯效应而是呈现出像克尔光电效应(折射率与电场的平方成正比)那样的高次方效应。

7.1.5 使用半导体衬底的光 IC

从已经学到的内容可知,在半导体光电子器件中,有光电二极管、发光二极管、半导体激光器等。一般来说,对于能量比带隙能量低的光而言半导体是透明的,它可以作为光传输的通道使用。

通过改变半导体材料和材料的组分,就可以控制其带隙能量。另外,它同时也可以控制折射率,这就可以比较简单地制造光传输通道了。在以半导体为衬底的光波导型器件中,最有代表性的是**半导体激光器**。半导体激光器是把直接跃迁型半导体内的带间跃迁引起的发光限制在谐振腔内折射率较高的有源层内并产生了光振荡的。半导体的带隙还随着外加电压的变化而变化,结果是折射率和光吸收系数也发生变化。这些效应比电介质材料的电光效应还大,所以它对器件的小型化是非常有用的。

图 7.6 所示的是将半导体激光器和场致吸收型光强度调制器集成在一起后制成的光 IC,它在小型光通信发射机中将具有广阔的应用前景。场致吸收型光调制器是利用由外加电场引起吸收峰波长变化后产生的**量子限制斯塔克效应**(quantum confinement Stark effect, QCSE)来对光吸收系数进行调制的,这种调制器在低电压下也可以进行高速的光强度调制。另外,在光通信接收机中,对光放大器和光检测器进行集成是非常有用的。如果把半导体作为衬底,则它不仅可以将各种光功能器件进行集成,而且还可以超出光功能器件的范围,对光功能器件和电子器件也可以进行集成。将半导体激光器的驱动电路、光调制器的驱动电路、光检测器中的放大器和信号处理电路等集成后所形成的集成光路称为**OE-IC**(opto electronic integrated circuit)。科研人员已经设计了各种

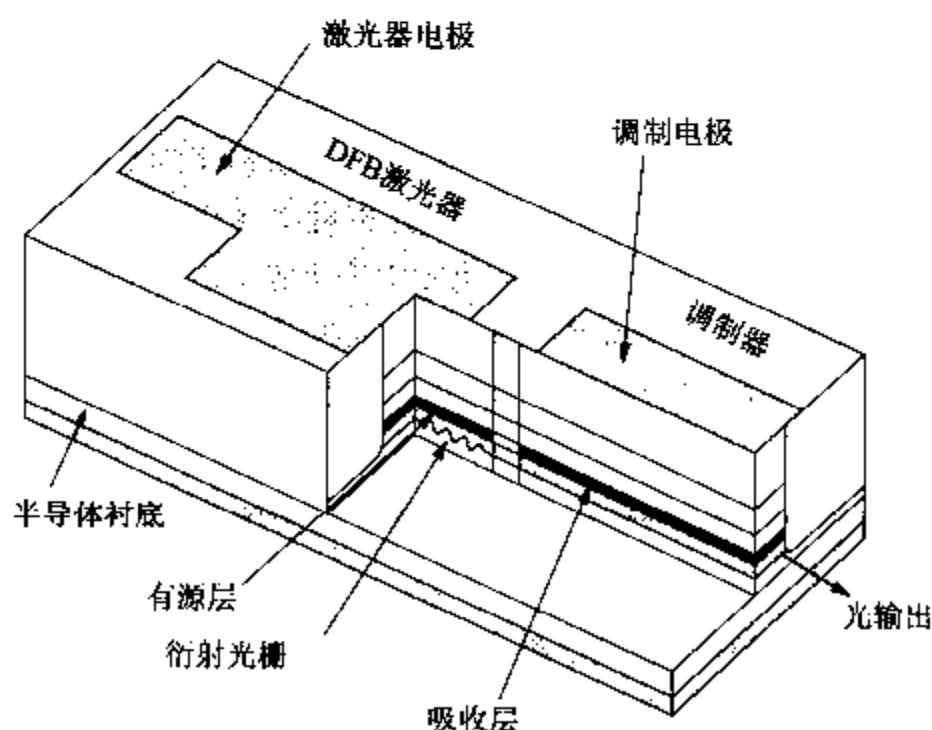


图 7.6 场致吸收型光调制器和 DFB 激光器的单片集成

各样的 OEIC, 今后它必将有更大的发展。

7.2 光信息处理的独特性质

7.2.1 光信息处理能力

光具有极强的信息处理能力。光是频率很高的电磁波, 因此它具有高速性、并行性和空间高密度性等特点。光通信和光记录等的光信息处理仪器都是利用光的这些特性。尽管它有这么多的特点, 但是现在我们将与光信息处理完全不同的角度来观察它。前面我们已经说过的那句谚语叫做“百闻不如一见”, 这里的“闻”可以比喻为处理时序传输的信息, 而“见”可以比喻为同时处理空间并行传输的信息。我们从光通信原理知道, 光是具有优越时序信息传输的手段, 如果有效地使用它的空间并行性, 就可以进行高水平的光信息处理。

光首先是波, 它在以光速传输的同时还在空间内扩展。由于扩展, 1 点上的信息就会传输到面内所有的点上, 相反面内所有点上的信息也会传输到 1 点上。这样的信息传输用通常的传输线是很难实现的, 可以说正是这样的特性才具有了光信息处理的能力。光波导就是限制光的扩展以防止能量散失的。但是, 我们同样应该看到, 有效地利用这种并行性是非常重要的。

7.2.2 利用傅里叶变换的光图像信息处理

光波可以用麦克斯韦方程式的解表示, 为了计算光波在传输中形状的变化, 需要进行衍射积分运算。光波在空间内的传输需要进行复杂的运算。用于这种空间光波传输运算的基本运算装置就是图 7.7 所示的使用透镜的傅里叶变换装置。在透镜的前焦面上的点光源发出的光波, 通过透镜后变成了与点光源入射线平行的光波。也就是说, 如果把在图中 x_1 平面上的点光源表示为 $\delta(x_1 - x_0)$, 则在 x_2 平面上的光波的复振幅就变成了与 $e^{-j\frac{x_0}{f}x_2}$ 成正比的量。这里 $x_0 \ll f$ 。另外, 在透镜前面具有一定角度的平面波通过透镜后, 以相同的中心线角度汇聚到后焦面上的一点上。这就是傅里叶变换关系, 所以在输入面上的 2 维图像信息在输出面上就成为了它的傅里叶变换。我们都知道, 傅里叶变换是最基本的

信息处理运算,但是随着数据量的增加运算时间也会变得很长。然而,如果使用光波,则运算的复杂程度将与数据量无关,只要对传输光波进行处理就可以了。

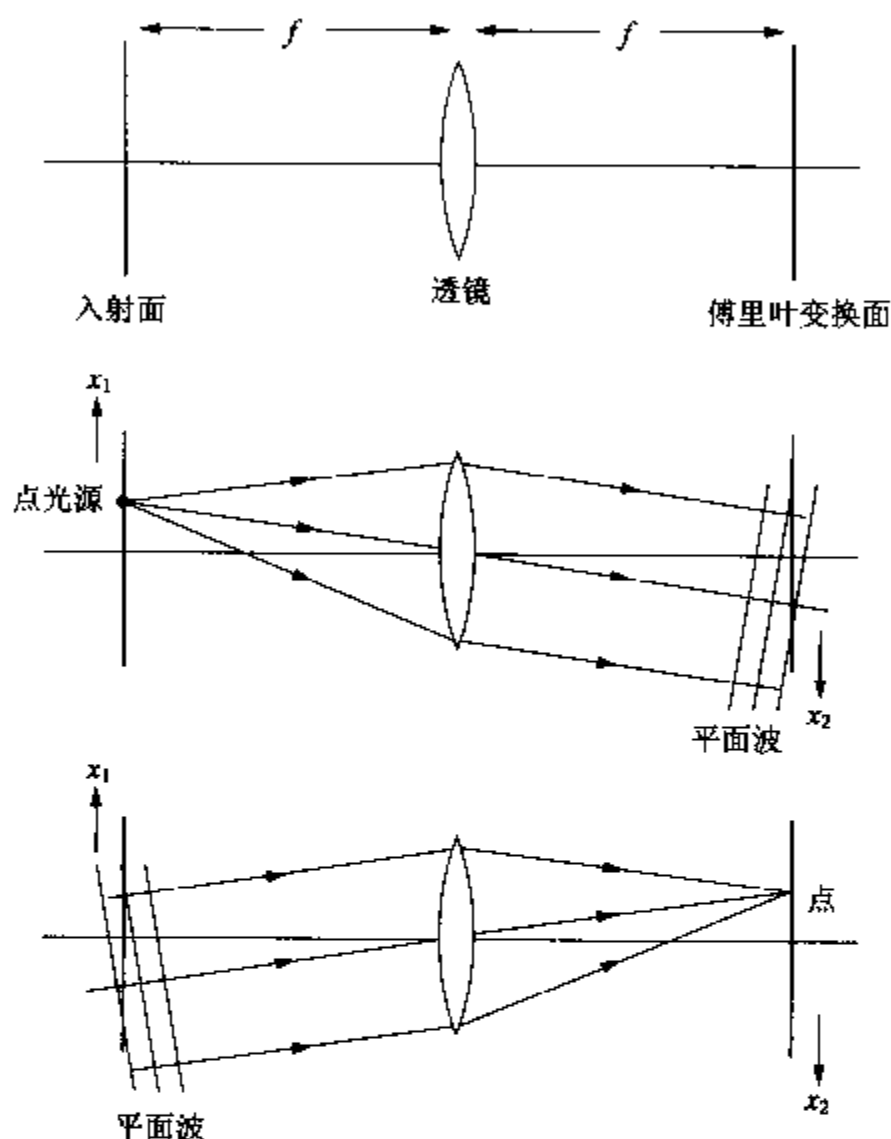


图 7.7 使用透镜的傅里叶变换

如图 7.8 所示,如果使用傅里叶变换,则可以对图像进行滤波。在 2 个透镜的中间加上一个作为入射图像傅里叶变换的空间频率面,在其上面配置各种各样膜片,就可以进行图像滤波。这里的针孔只容许光轴附近的光通过,所以它只是图像的低频带滤波器。相反,如果阻止光轴附近的光通过,则它就会只通过图像信息的高频带的光,从而就会突出出图像的轮廓。如果在空间频率面上设置膜片,则该膜片的复透射系数与原来图像的傅里叶变换相乘就是得出的结果。由于傅里叶变换信号之间相乘就是原信号的卷积运算(convolution, 卷积积分),利用这个卷积运算就可以进行各种相关运算。图像特征的提取和模型的核对等都可以利用这种系统来实现,比如它已经应用在 LSI 膜片的缺陷检查和指纹核对

的技术上了。

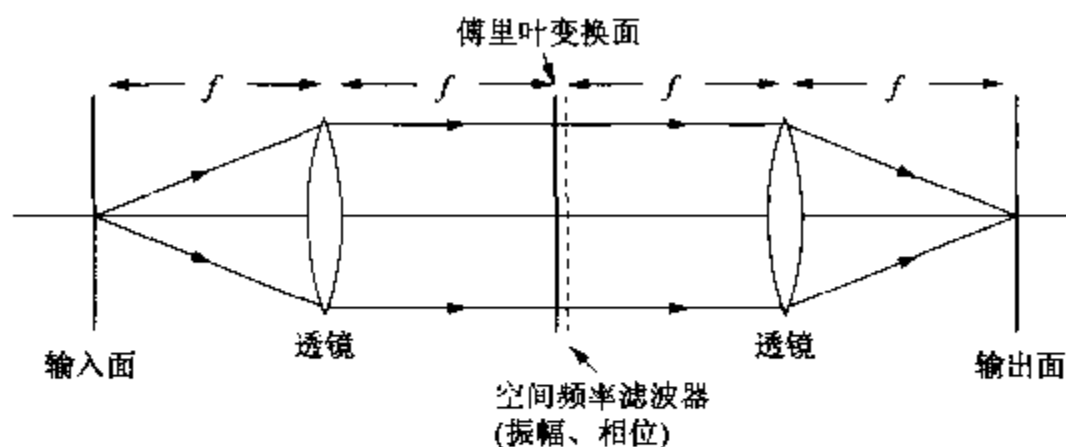


图 7.8 使用透镜的傅里叶变换图像滤波

实现这种光信息处理的关键器件就是空间光调制器。很有希望能够对 2 维图像的光强度和相位进行高速和高分辨率的处理。空间光调制器作为配置在空间频率面上的膜片,通常用于将普通的非相干光图像变换成激光的相干光图像。这时的光信息处理性能将由空间分辨率和响应速度来决定。

每个这样的空间光调制单元都有一个液晶空间光调制器。正如液晶显示器那样,液晶空间光调制器具有电子控制的特性。加上视频信号,膜片可以具有任意振幅分布和相位分布,还可以随时间的推移改变这些分布。像素数和像素的大小可以决定分辨率,在液晶显示器中每一边拥有 1 000 多个像素。通常,它的响应速度比较慢,约为几十分之一秒,使用强电介质液晶可以提高速度,有的还可以具备记忆效应,有的还有图像光写入功能。

光波干涉将形成衍射光栅,衍射光栅的衍射光是各入射光的复数乘积。这个现象与全息照相的原理是相同的,如果材料具有记录干涉条纹的空间分辨率,则它就会成为高分辨率的光写入膜片。此时,写入时间短、速度快,有可能进行实时处理。 LiNbO_3 等晶体的光致折射率变化效应,还有热塑料,就可以应用于这个目的。

光致折射率变化效应

强光照射到晶体上时,晶体的折射率往往会根据光束的形状而改变。这就是光致折射率变化效应。具有这种效应的晶体包括掺入杂质的电光晶体,这些杂质在光照射后可以释放出载流子。 LiNbO_3 、 BaTiO_3 、 KTN 、 SBN 、 GaAs 等化合物都是电光晶体。

在光的照射下从晶体内部的深能级上激发产生的载流子,在扩散移动后再回到深能级上,这样在晶体内部将会产生与照射光束的形状相对应的电荷分布。这种电荷所产生的电场将由于电光效应以折射率变化的方式呈现出来。所产生的电荷与照射光的能量成正比,电场与其空间微分成正比。因此,光照射干涉条纹时所造成的折射率变化将形成衍射光栅,这个衍射光栅与干涉条纹的相位差为 90° ,它还具有使干涉光产生放大作用的特征。今后,可以期待光致折射率变化效应将会在实时全息照相、相位共轭、多波混合等光信息处理领域中获得广泛的应用。

7.2.3 利用空间并行性的超高速信息处理

光是优良的信息传输载体。对计算机而言,随着时钟频率的提高,内部母线作为电信号传输通道所具备的性能受到限制,成为了计算机速度提高的瓶颈,影响了计算机性能的提高。但是,现在为了解决这个问题,研究人员开始探讨在计算机内部使用光路(optical interconnection,光互连)。根据光的空间并行性,可以实现将信息进行一对一、一对多、多对一、进而多对多的传输。因此,如果将光作为信息传输的通道,则根据光的并行性,就可以从实质上进行高速化信息处理。使用光作为信息载体,即使在高速传输条件下,也可以进行没有信号干涉的并行处理。

如果将光功能器件在空间上形成阵列状,即使 1 个器件的信息处理能力受到限制,由于整体的信息处理能力随着器件的数量而增加,还是有可能实现一般计算机所难以完成的高速信息处理。例如,设每个器件的信息处理能力为 1Mbit/s ,则 $1\,000 \times 1\,000$ 的阵列在整体上就是提高 100 万倍,实质上就是 1Tbit/s 。可以想象,对于这样阵列化的器件而言,用普通的电子线路来输出或者输入信号,无论从速度还是从集成度的角度来看,简直是不现实的。但是,若在功能器件的信号输入和输出过程中使用光,则其阵列化是很容易实现的。像这样在信号输入和输出中所使用的并行光功

能器件,就称为灵巧光像素(smaet pixel)。

对于像 CCD 图像传感器那样的图像读取器件而言,通常是在图像信息作为电子时序信号输出之后进行计算机处理的。这时,只要对图像读取器件的每个像素进行简单处理,后续的处理就会变得简单了,这对图像识别的高速化是非常有利的。被称为人工网膜的这个图像识别器件,现在研究人员已经考虑将它应用在需要进行高速实时处理的机器人眼睛上。

利用光的特性,还可以在图像原有的状态下对图像进行运算处理。图 7.9 是使用光模型进行运算的一个实例。A、B 两个输入图像,在版面上分别将它们的模型设计在各自的像素上并使之重叠,这样就可以通过运算膜片实现两个图像的逻辑运算了。目前,正在努开发使用这种并行空间运算的光计算机。

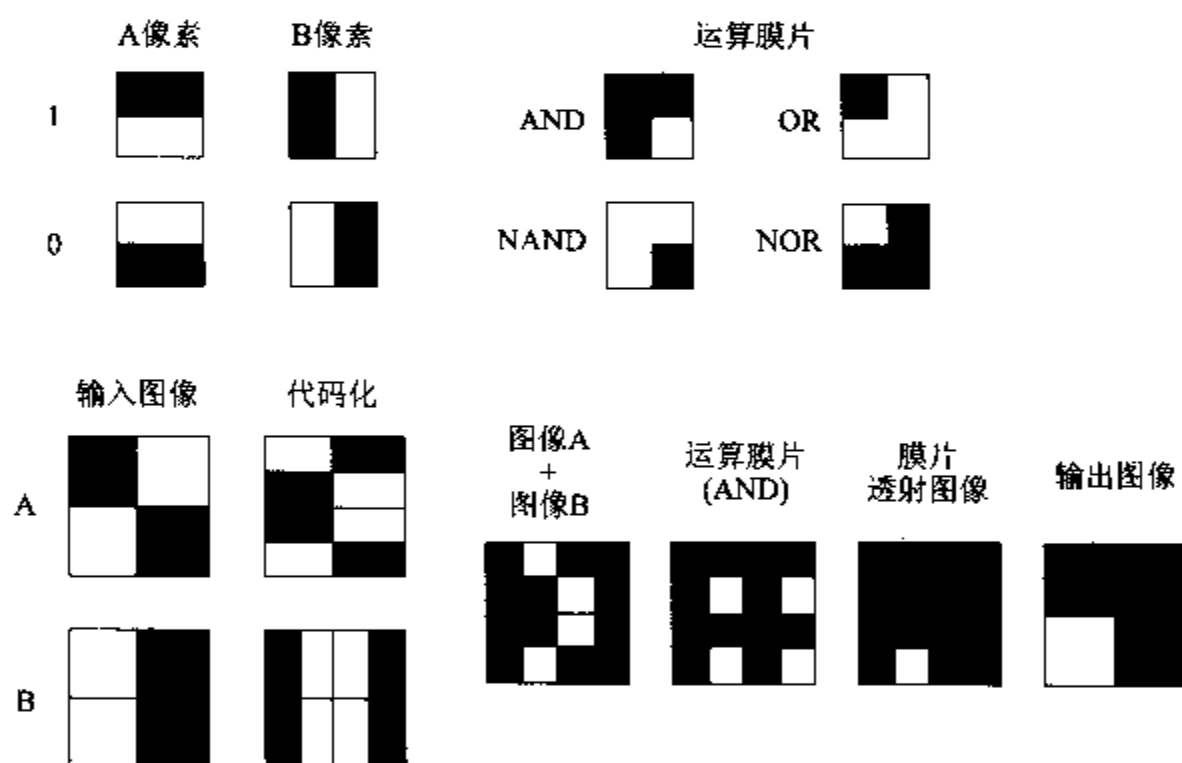


图 7.9 空间并行光逻辑运算

7.2.4 未来展望

此前学习了光信息处理的基础知识。当前是数字计算机全盛的时代,同时也是现有技术的局限性日益暴露出来不断接受挑战的时代,为了突破现有技术的瓶颈,人们把目光转向了光技术。光信息处理是在以往技术和处理方式的基础上,通过补充微加工技术和光功能器件技术后的新的处理方法,为了获得新的突破,现在正在进行着积极的研究和开发。在光信息处理中,图像的输入和

输出随着液晶显示器件的技术进步,已经迎来了新的阶段。光 IC、微光学(micro optics)等,必将会取得进展,高速性和并行性的光技术肯定会得以实现,并得到广泛的应用。

练习题

1. 试比较一下光 IC 和半导体 IC 的特性。
2. 为了使光调制器的光学长度(折射率 $\times$ 长度)只变化半个波长,求这时光调制器所必需的长度值。假设光调制器为横型的,电极间隔为 $20\mu\text{m}$,外加电场引起的折射率变化约为 $1.7 \times 10^{-10} \text{ m/V}$ (LiNbO_3 , 633nm),电极上的电压为 5V 。
3. 通过同数字电路的电子信息处理进行比较,来叙述一下光信息处理的特征。
4. 在图 7.7 中,当输入面上光波的复振幅为 $E_1(x_1)$ 的时候,如果把它表示为点光源的集合,并在输出面上呈现复振幅的傅里叶变换,请表示这个傅里叶变换的过程。
5. 试画出图 7.9 所示的空间光逻辑运算中与 XOR(“异”)对应的运算膜片。

练习题简答

第 2 章

1. 根据图 2.8 所示的曲线, 求出声子吸收和发射时光吸收边的能量, 分别为 0.62eV 和 0.64eV。再根据 $0.64 - 0.62 = 2\hbar\omega_q$ 的关系式, 求得声子能量为 $\hbar\omega_q \approx 0.01\text{eV}$ 。带隙能量为 $E_g = 0.62 + 0.01 = 0.63\text{eV}$ 。利用波长 λ (μm) 和能量 E (eV) 的关系 $1.24/E = \lambda$, 求得 Ge 的带隙波长为 $\lambda = 1.97\mu\text{m}$ 。
2. 由图 2.6 可知, 在室温 (294K) 下, 能量为 $\hbar\omega = 1.46\text{eV}$ 的光吸收系数 $\alpha \approx 1 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$ 。从公式 (2.7) 求得 $x = 1\mu\text{m}$, $I/I_0 = e^{-\alpha x} = e^{-1} \approx 0.368$ 。也就是说, 约 63% 的光被厚度为 $1\mu\text{m}$ 的 GaAs 化合物吸收。
3. 从公式 (2.17) 求得折合有效质量 $m_r^* = 0.058m_0$ 。若使用类氢原子模型, 则 $n=1$ 的基态能量 E_1 就可以用以下的公式计算:

$$E_1 = -13.6\text{eV} \frac{m_r^*}{m_0} \left(\frac{1}{\epsilon} \right)^2 = -13.6 \times 0.058 \times \left(\frac{1}{13.1} \right)^2 = -4.6\text{meV}$$

另外, 有效玻尔半径 $a = 0.53\text{\AA} \times \frac{1}{0.058} \times 13.1 = 120\text{\AA}$ 。这个值远远大于 GaAs 的晶格常数。

4. 利用公式 (2.28), 在单对数坐标图纸上画出 $T=100\text{K}$ 和 $T=300\text{K}$ 时的 $\lg I_{\text{PL}}(\hbar\omega)$ 曲线。光谱的高能量区域的斜率近似地表示为 $-1/k_B T$ 。并且可知, 电子温度 T 越高, 高能量一侧的光谱扩展就会越大。
5. 2 维状态密度为

$$\begin{aligned} D(E)dE &= 2 \times 2\pi k \cdot dk \cdot \left(\frac{Na}{2\pi} \right) \\ &= 4\pi \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \cdot \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}} \left(\frac{Na}{2\pi} \right)^2 dE = \frac{(Na)^2}{\pi} \frac{m}{\hbar^2} dE \end{aligned}$$

1 维状态密度为

$$D(E)dE = 2 \times 2 \times dk \cdot \frac{Na}{2\pi} = \frac{2Na}{\pi} \frac{\sqrt{m}}{\hbar \sqrt{2E}} dE = \frac{Na}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{2m}{E}} dE$$

在 3 维电子系统中, $E=0$ 时, $D(E)=0$ 。但是, 正如以上公式所表示的那样, 在低维电子系统中, $E=0$ 时 $D(E) \neq 0$ 。这个差异与光功能器件的特性存在着密切的关系。

第 3 章

1. 在公式 (3.1) 中, 设 $\Delta n = \Delta h = 1 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 后求得 $\Delta \sigma$, 取这个值与 $\sigma_0 = gn_0\mu_0$ ($n_0 = 5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 时) 之比, 就可以得到 0.3。电导率的增量为 30%。
2. Δn 的速率方程式是 $d\Delta n/dt = g - \Delta n/\tau_e$, 在热平衡时 $d\Delta n/dt = 0$, 所以

求得 $\Delta n = g\tau_e$ 。

3. 根据公式(3.1)和(3.2),在 $\tau_e \geq \tau_h$ 的 n 型半导体中 $\Delta\sigma = q\Delta n\mu_e$,把它代入公式(3.3)中可以求得计算 Δn 的公式。最后答案为 $\Delta n = 8.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。
4. 在公式(3.5)中,由于开路时 $I=0$,可以求出公式:

$$V = \frac{kT}{q} \ln \frac{I_s + I_L}{I_s}$$

由公式可见,对于与入射光功率成正比的 I_L 而言,电压 V 将按照对数关系变化。

5. 在公式(3.6)中,代入 W 的值和 $v = 10^7 \text{ cm/s}$,求得光响应截止频率 f_c 约为 1 GHz 。

第 4 章

1. 将已知的物理量代入公式(4.5)中,求得 $V_{oc} = 0.595 \text{ V}$ 。另外,若把公式(4.3)作为近似公式,则可以求得最佳工作电压 $V_m = 0.518 \text{ V}$,把这个值代入公式(4.1)中,求得 $J_m = 28.5 \text{ mA/cm}^2$ 。另外,根据公式(4.2)所表示的定义,求得曲线因子 $FF = 0.826$ 。因此,转换效率为 14.8% ,最佳负载电阻为 $V_m / (J_m \times 100 \text{ cm}^2) = 0.182 \Omega$ 。
2. 累积发电量 = 入射光能量密度 $\times$ 太阳能电池光照射面积 $\times$ 转换效率 $\times$ 日照时间,通过计算得出它的值为 $3000 \text{ kW} \cdot \text{h}$ (相当于电池板发电功率 3 kW)。此外,若考虑太阳能电池板的温度随季节变化的情况,则应该使用转换效率的年平均值。由于周期变化量的平均值为 0,可以直接计算年平均电池板温度为 35°C 时的年累积发电量。计算结果为其 25°C 情况下的 96% ,即 $2880 \text{ kW} \cdot \text{h}$ 。这样,按现在的商业电费(约 $23 \text{ 日元/kW} \cdot \text{h}$)计算,一年的电费约需 7 万日元。

第 5 章

1. 通过 pn 结注入载流子后,在有源层内因电子和空穴复合而发光,两者均具有这样的发光原理。在激发增加后,两者的受激发射增加的比例也是一样的。对于激光二极管,为了获得激光振荡,在其有源层的两端设置平行平整的反射镜,这样就形成了谐振腔。反射镜是使用晶体解理面形成的。因此,波长与共振波长不同的光在多次反射过程中逐渐衰减,只有单一波长的光得到放大。另外,光波的相位一致,可以获得所谓的相干光。
2. 请看参考答案的图 1,如果入射光功率 P_i 、反射系数 R_1 和 R_2 的值为已知,则进入有源层内的光功率为 $(1-R_1)P_i$,它在衰减成 $(1-R_1)P_i \exp\{(g-\alpha_i)L\}$ 后按比率 R_2 反射回来,而按比率 $(1-R_2)$ 出射到外部空气中。这样的过程接连不断地发生。如果把它们全部加起来,则可以得到表示出射光功率的公式:

$$P_o = P_i(1-R_1)(1-R_2)\exp\{g-\alpha_i)L\}$$

$$\times [1 + R_1 R_2 \exp\{2(g - \alpha_i)L\} - R_1^2 R_2^2 \exp\{4(g - \alpha_i)L\} + \dots]$$

$$= P_i \left[\frac{(1 - R_1)(1 - R_2) \exp\{(g - \alpha_i)L\}}{1 - R_1 R_2 \exp\{2(g - \alpha_i)L\}} \right]$$

g 和 α_i 是有源层的光增益系数和光吸收系数。

3. 发光二极管和激光二极管的波长接近于单色, 如果用光学镜头进行聚焦, 则可以得到很小的焦点。因此, 它们往往作为数字信息记录的光源。光波长越短, 焦点尺寸越小, 记录密度就越高。因此, 虽然最早使用了红色光, 但是现在研究人员逐渐开发了黄色光、绿色光、蓝色光和紫色光。现在, 带隙较宽的 GaN 系材料的发光器件的研究和开发正在如火如荼地进行着。

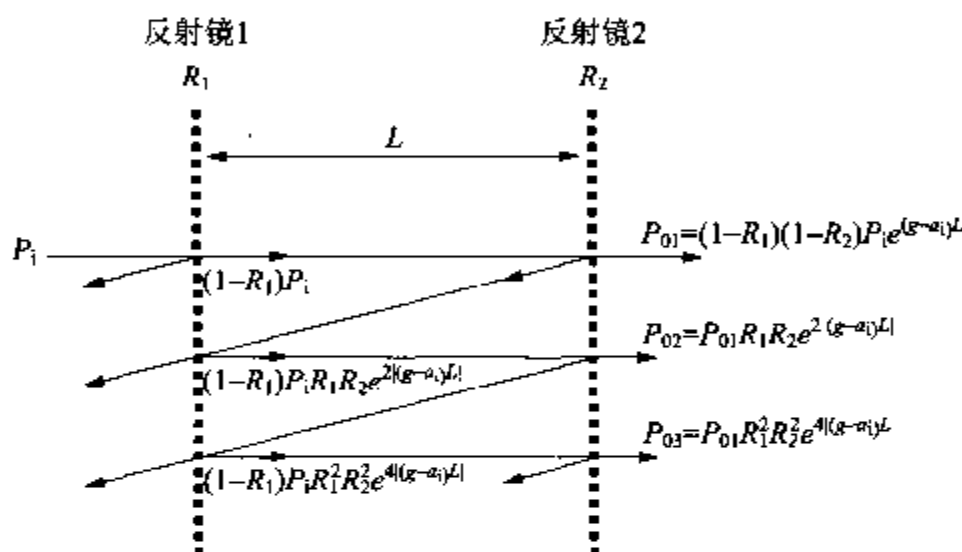


图 1 法布里-珀罗谐振腔中的光波多次反射

第 6 章(省略)

第 7 章

1. (省略)

2. 约为 7.5mm。在光调制器中, 将光学长度变化半个波长, 就可以对输出光进行 ON-OFF 切换。
3. 高速性、并行性、傅里叶变换作用等。

4. 由于 $E_1(x_1) = \int E_1(x) \delta(x - x_1) dx$, 入射面上的 $\delta(x - x_1)$ 在出射面上将变成 $e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} x_1 x_2}$, 使用这个公式就可以得到 $E_2(x_2) \propto \int E_1(x_1) e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} x_1 x_2} dx_1$, 这就是傅里叶变换。

5. XOR

参考文献

第2章

- [1] C. Kittel著, 宇野他訳: 固体物理学入門上・下, 丸善 (1992)
- [2] バンコフ著, 西沢他訳: 半導体における光過程, 近代科学社 (1974)
- [3] 黒沢達美: 物性論, 裳華房 (1970)
- [4] ジーガー著, 山本他訳: セミコンダクターの物理学, 吉岡書店 (1991)
- [5] バーンズ著, 小島他訳: 固体の諸性質, 東海大学出版会 (1998)
- [6] 御木柴宣夫: 半導体の物理, 培風館 (1982)
- [7] 浜口智尋: 固体物性, 丸善 (1976)
- [8] 犬石嘉雄, 他: 半導体物性, 朝倉書店 (1972)

第3章

- [1] 工藤恵栄: 光物性の基礎, オーム社 (1990)
- [2] S. M. ジー著, 南日康夫, 川辺光央, 長谷川文夫訳: 半導体デバイス, 産業図書 (1997)
- [3] 古川静二郎: 半導体デバイス, コロナ社 (1991)
- [4] 鈴木佐喜雄編: オプトエレクトロニクス・デバイス応用技術, 近代図書 (1987)
- [5] 濱川圭弘: センサー・デバイス, コロナ社 (1997)

第4章

- [1] 浜川圭弘, 桑野幸徳編: 太陽エネルギー工学—太陽電池—, 培風館 (1994)
- [2] 太陽光発電技術研究組合: 太陽光発電—その発展と展望—, 朝日新聞社 (1998)
- [3] Harold J. Hovel: "Solar Cells" in Semiconductor and Semimetals series, vol.11, Academic Press (1975)
- [4] Stephen J. Fornash: "Solar Cell Device Physics", Academic Press (1981)

第5章

- [1] J. P. van der Ziel, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann, and W. A. Nordland Jr.: Appl. Phys. Lett., 26, pp.463-465 (1975)
- [2] M. G. A. Bernard, G. Duraffourg: Phys. Stat. Solidi, 1, pp.699-703 (1961)
- [3] H. Iwamura, T. Saka, Y. Hirayama, and H. Okamoto: Jpn. J. Appl. Phys., 24, L101 (1985)
- [4] N. K. Dutta, S. G. Napholts, R. Yen, R. L. Brown, T. M. Snen, N. A. Olsson, and D. C. Croft: Appl. Phys. Lett., 46, 19 (1985)
- [5] 宇高, 松島, 竹内, 堺: 1988春季第35回応用物理学関係連合講演会, 28, p. 20-8 (1988)
- [6] Y. Ohmori, S. Tarucha, T. Horikoshi, and H. Okamoto: Jpn. J. Appl. Phys., 23, 194 (1984)
- [7] M. A. Haase, J. Qin, J. M. DePuydt, and H. cheng: Appl. Phys. Lett., 59, 1272 (1991)
- [8] D. C. Grillo, J. Han, M. Ringle, G. Hua, R. L. Gushor, P. Kelkar, V. Kozlov, H. Jeon, and A. V. Nurmikko: Electr. Lett., 30, 2131 (1994)

- [9] Y. Ohki, Y. Toyoda, H. Kobayashi, and I. Akasaki : Inst. Phys. Conf. Ser., 63, 479 (1981)
- [10] 中村修二 : 応用物理, Vol. 65, No. 7, pp.676-686 (1996)

第6章

- [1] 谷 千束著 : ディスプレイ先端技術, 共立出版 (1998)
- [2] 松本正一編, 太田勲夫・岡田久史・小野義正・岸野隆雄・新名達彦・松本正一・森 英男・渡辺聡共著 : 電子ディスプレイ, オーム社 (1995)
- [3] テレビジョン学会編 : テレビジョン画像情報工学ハンドブック, p.203, オーム社 (1990)

第7章

- [1] オプティクス・イン・コンピューティング小特集, 応用物理, Vol. 68, No. 6 (1999)
- [2] 栖原敏明 : 光波工学, コロナ社 (1998)
- [3] 末田 正 : 光エレクトロニクス入門, 丸善 (1998)
- [4] 谷田貝豊彦 : 光情報処理の基礎, 丸善 (1998)
- [5] J. Tanida, T. Kinoshita, and Y. Ichioka : Proc. IEEE, Vol. 82, p.1668 (1994)
- [6] 久間和生, 田中健一, 太田 淳, 田井修市, 岩附 守 : 応用物理, Vol. 67, p.424 (1998)

[G e n e r a l I n f o r m a t i o n]

书名= OHM大学理工系列 光电子学

作者= B E X P

S S 号=

加密地址=

页数= 1 2 6

下载位置= h t t p : / / 2 0 2 . 1 1 8 . 1 8 0 . 1 2 1 / e b o o k 1 / s j y 0 2 / d i
s k a a g / a a g 6 7 / 0 6 / ! 0 0 0 0 1 . p d g