

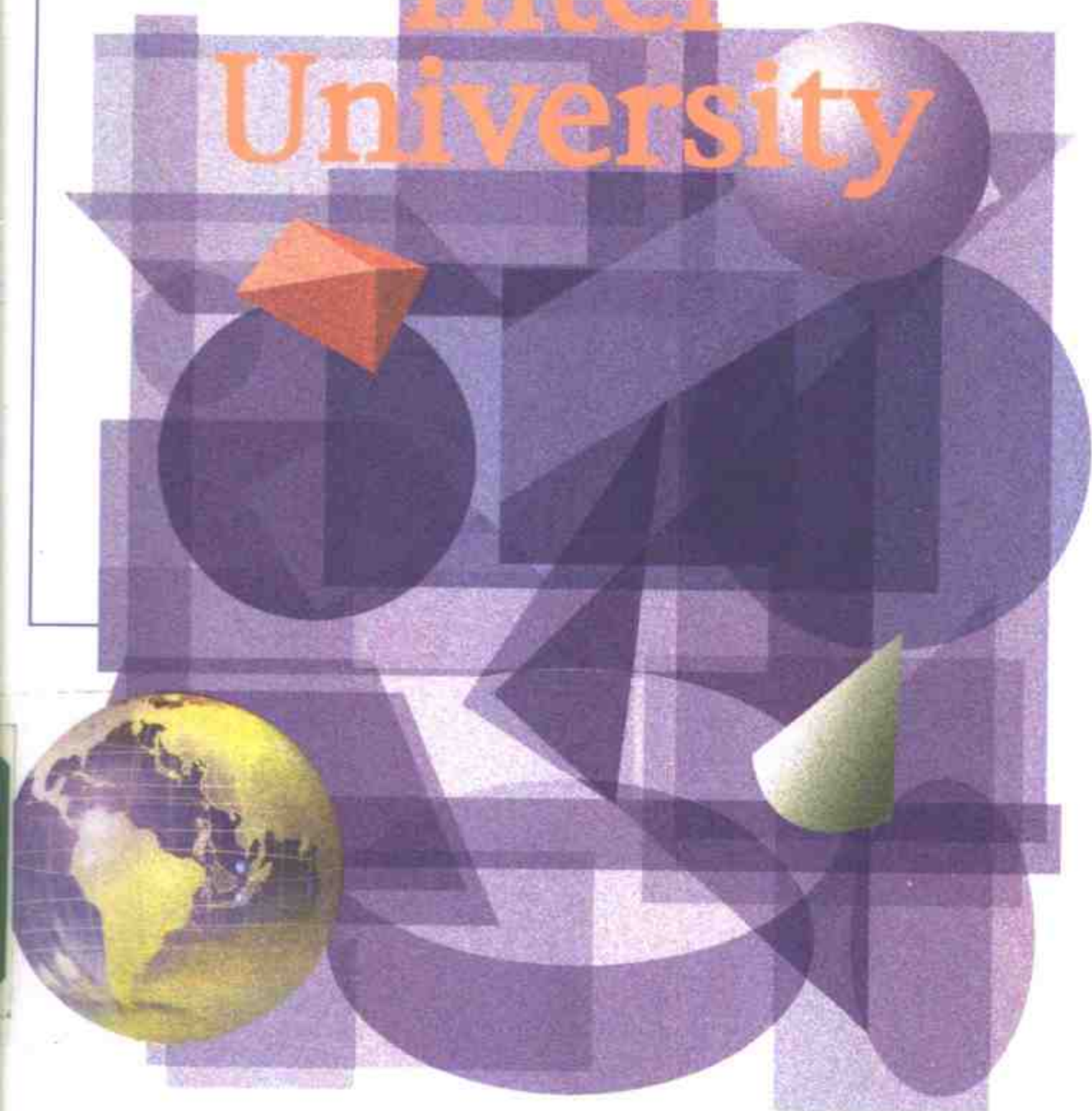


21 世纪大学新型参考教材系列

光电子学

〔日〕 神保孝志 编著

Inter
University



科学出版社

OHM 社

TN201

7

21 世纪大学新型参考教材系列

光电子学

〔日〕神保孝志 编著

邵春林 邵颖志 译

王树堂 校



北方工业大学图书馆



00499358

科学出版社

OHM 社

2001. 北京

图字:01-2000-1516 号

Original Japanese edition

Intaa Yunibaashiti Hikari Erektoronikusu

Edited by Takashi Jinbo

Written by Takashi Jinbo, Akihiro Kouno, Hideo Furuhashi, Kazuhito Yasuda,
Nobuo Cotou and Masakazu Mori

Copyright © 1997 by Takashi Jinbo

Published by Ohmsha, Ltd.

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

Copyright © 2001

All rights reserved.

本书中文版版权为科学出版社和 OHM 社所共有

インターユニバーシティ
光エレクトロニクス
神保孝志 オーム社 1997

图书在版编目(CIP)数据

光电子学/[日]神保孝志编著;邵春林,邵颖志译. - 北京:科学出版社,2001
(21 世纪大学新型参考教材系列)

ISBN 7-03-009575-8

I. 光… II. ①神… ②邵…③邵… III. 光电子学 - 高等学校 - 教材
IV. TN201

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2001)第 040805 号

北京东方科龙电脑图文制作有限公司 制作

科学出版社 OHM 社 出版

北京东黄城根北街 16 号 邮政编码:100717

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

2001 年 8 月第 一 版 开本: A5(890×1240)

2001 年 8 月第一次印刷 印张: 5 5/8

印数: 1—5 000 字数: 151 000

定 价: 12.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换〈新欣〉)

目 录

1 光电子学的学习方法	1.1 1.2 1.3 练习 题
1.1 电子学和光电子学	2
1.2 本书的构成	4
1.3 电工学和光学中的术语	5
练习 题	6
2 光的性质	2.1 2.2 2.3 2.4 2.5 2.6 练习 题
2.1 表达光性质的基本关系式	10
2.2 复数表示方法和偏振光	14
2.3 光的干涉与衍射	16
2.4 光的反射与折射	19
2.5 各向异性媒质中的光行为	24
2.6 改变物质折射率的方法	27
练习 题	30
3 光吸收和发光的机理	3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6 练习 题
3.1 光和物质的相互作用	32
3.2 粒子数反转	36
3.3 激光振荡条件	41
3.4 激光器中的电磁场	44
3.5 半导体激光器	48
3.6 激光器的脉冲受激辐射	52
练习 题	55
4 光 源	4.1
4.1 白炽灯与日光灯	58

4.2	固体激光器	59
4.3	气体激光器	63
4.4	半导体激光器	68
4.5	其他激光器	73
4.6	其他光源	76
	练 习 题	78
5	光的探测	
5.1	利用光电效应(进行光的探测)	80
5.2	利用光转换成热测量温度变化	93
5.3	摄像装置	96
	练 习 题	101
6	光的控制	
6.1	光波导	104
6.2	改变光的传输方向(偏向)	110
6.3	改变光强度的方法	118
6.4	改变光频率的方法	121
6.5	以光控制光的方法	123
6.6	控制光量子状态的方法	126
	练 习 题	129
7	光的应用	
7.1	光的利用	132
7.2	光能的利用	134
7.3	光频率的利用	136
7.4	光 盘	139
7.5	全息照相	141
7.6	测量距离	144
	练 习 题	147
	练习题解答	149

附 录	155
参考文献	161

篇外话

色 散	13
费米分布	38
弛 豫	60
连续激励和脉冲激励	61
布儒斯特窗口	66
折射率缓变光纤和保偏光纤	111
光集成电路	133
光纤放大器	138
相位共轭波	143

光电子学的学习方法

光电子学是在电子学的基础上吸收了光技术而形成的一门新兴学科。它不仅提高了电子设备的性能,也使电子学至今未能实现的功能获得了实现。本章首先简述光电子学研究对象;其次对由电工学发展而来的电子学和光学两门学科中,术语的定义和公式描述上的差异进行了说明。

1.1 电子学和光电子学

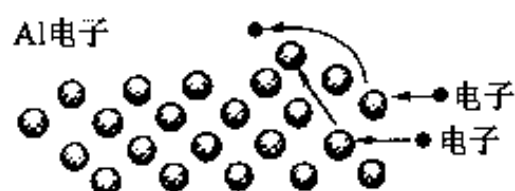
自人类诞生之日起人们懂得利用光,最初只是利用了太阳光。人们发现了火以后,不仅利用火来照明,也利用烽火来传递信息。

从19世纪到20世纪,有关电磁学的知识得到了飞跃的发展,并不断开发了各种电的应用技术。作为能源的电能,由于具有瞬时移动性和可控制性,所以被广泛用于照明、动力等方面。此外,电信号具有传播速度快、可控性好等特点,所以获得了广泛的应用。电子学正是研究电信号的控制、记录、传递及其应用的一门科学。自晶体管的发明到集成电路广泛应用的今天,可以说每一个领域无不得到电子学的恩惠。

例如,不同种类鱼生存于各自适应的水温中,如果利用人造卫星测量出海水的温度分布,就可以预测出特定的鱼所在的海域,鱼船可以依靠人造卫星发出的电波自动操纵到那片海域,利用超声波确认鱼群进入鱼网。此外,各行各业都有很多利用电子技术的例子。

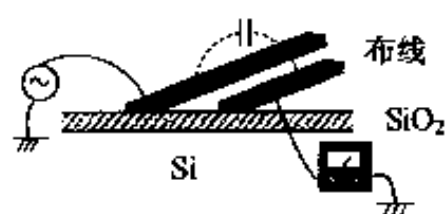
直到现在为止,元器件的不断微细化和集成电路的高度集成化,满足了对信息处理量不断增大以及处理速度不断提高的要求。不过,电子学已经出现不能适应新的要求的征兆。例如,集成电路布线的进一步微细化,将带来布线中的电子迁移等问题。在大电流密度的铝布线中出现电子迁移现象,布线中的电子碰撞铝的原子,使铝原子移动而产生断线。同时,布线的微细化使电阻增加,增大了 RC 时间常数,使信号传播延迟。此外,由于布线之间的距离狭窄,布线间产生电磁耦合,引起串音(cross talk)现象等(图1.1)。

为了解决这些新的问题,人们已经开始考虑利用光信号。光信号与电信号相比具有:①传输速度快,②频率高、传送的信息量大,③可以聚成很细的光束,④抗电磁干扰能力强,⑤可实现空间多重化传输(同一空间可传递多路信号),⑥与有线通信相比较,光纤通信的损耗低,⑦光纤的体积小、重量轻,⑧可以用光纤在电位不同的设备之间传递信息等优点(图1.2)。



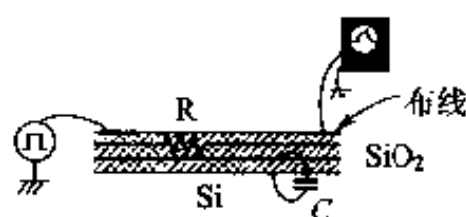
电子碰撞铝原子，使铝原子移动。
布线断面变小处电流密度增加，电
子迁移效应增大，最后导致断线

(a) 电子迁移



由于布线间距离变窄，
而产生串音

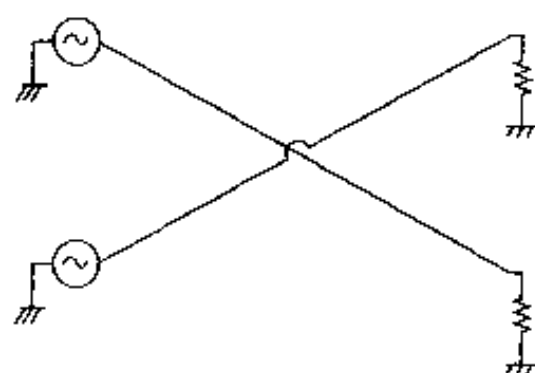
(b) 串音



串联电阻增加，使充电时间变长

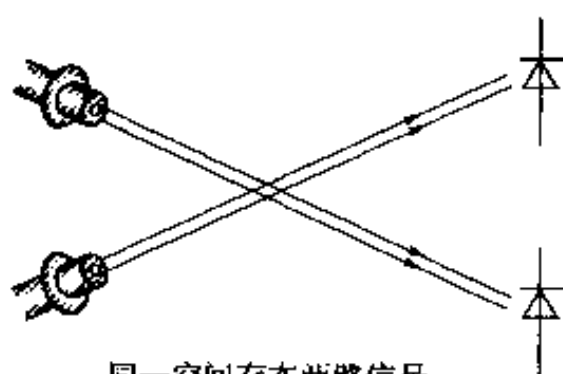
(c) RC时间常数

图 1.1 超大规模集成电路布线中存在的问题



电信号必须绝缘，在同一
空间不能存在两路信号

(a) 电信号的交叉



同一空间存在两路信号
也不会产生干扰

(b) 光信号的交叉

图 1.2 光信号在空间的多重传输

到 20 世纪中期，电信号（电波）的技术已经获得了很大的进步，而光的产生技术并没有取得大的进步。1960 年发明了激光，终于得到了高质量的光源；在此之前，人们使用的是物质随机发出的光。激光是可控制的电磁波，使许多过去不能实现的事情不断地成为现实。人们把研究激光及其应用的学科称为**量子电子学**。

激光的出现开拓了新的研究领域、开创了光应用的新途径。在激光诞

生初期,激光器是大型的,所以激光技术没有获得广泛应用。但是,在电子学中,由真空管到晶体管,再发展到集成电路,不断地实现了电子电路的微细化。

1970年,半导体激光器在室温环境下的连续激射获得成功。这样,在缩小激光器体积上获得了突破性的进展,由此人们更加关心光技术的发展,期待着能打开新的应用途径。正在这时候,低损耗的光导纤维的试制又获得了成功,使期待已久的具有很多特长的光纤通信成为现实。在人类的通信史上,跳过了为增大信息传输量而开发的毫米波通信阶段,直接由微波通信转移到光纤通信。

光纤通信技术的开发,不仅促进了作为光源的激光器以及作为接收器件的光探测器的发展,而且也促进了诸如光调制器、光波导、光开关、光放大器,以及光隔离器等各种光学部件的发展。在开发光纤通信技术的过程中,人们也已开始注意到在电子学技术中采用小尺寸的光学零部件的组合。但是,由于电子器件的发展非常迅速,光技术的发展没能够超过电子技术的发展,所以还未能使光盘唱机、激光打字机中的电子器件都用光器件来代替。

如果想得到比大型计算机更多的信息量、更高的演算速度,由于诸如电子迁移等问题的存在,用现存电子技术是不可能实现的。在探讨超并行计算机的配线方式时,认为用光信号传输方式要比用电布线好得多,所以仍然期待着在电子学中采用光技术。

1.2 本书的构成

第2章 介绍光学知识。这主要是考虑到了电子工程系的学生虽然有很多学习半导体光器件的机会,但是却很少有系统地学习光学知识这一实际情况。如果熟悉了光学知识更有利于理解各种光器件的工作原理。除此之外,在大学设置的课程中,往往忽视物质的各向异性和非线性效应。但是在很多情况下,正是这些特性在光的控制中起着重要的作用。

第3章 主要介绍光和物质的相互作用。介绍激光器的工作原理和典型的工作模式,以及各种有关的专业术语。这些对开发新型的光电子器件是相当重要的。

第4章 主要介绍具有代表性的激光器。在狭义的光电子学领域中,广泛地使用着半导体激光器,但是在光器件的生产和测试过程中,还广泛地使用着半导体激光器以外的其他光源。所以也希望读者能很好地掌握这些光源的基本知识。

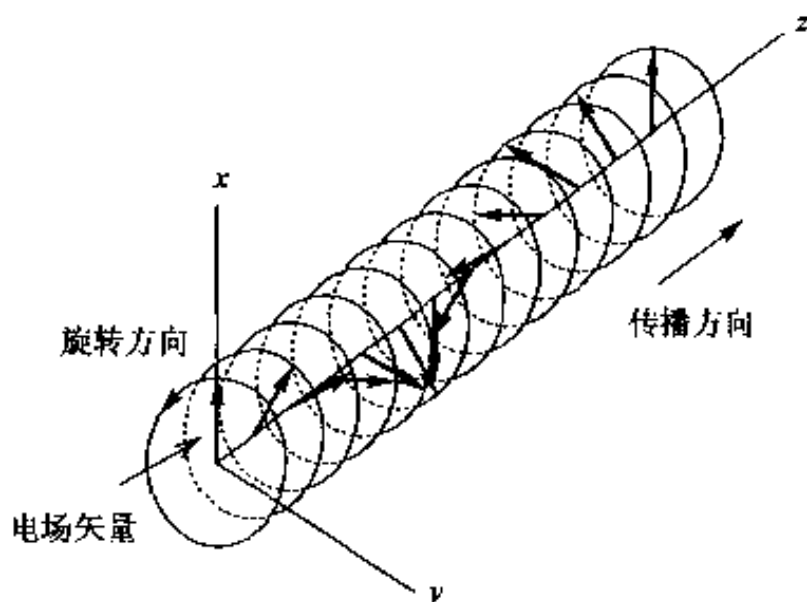
第5章 介绍典型的光探测器。在狭义的光电子学领域中,广泛地使用着光电二极管。此外,还广泛地使用着其他的光探测器。光电倍增管,在光实验中经常用它来测量微弱光,应该很好地掌握光电倍增管的基本知识。

第6章 主要介绍如何改变光的传播方向、光的强度、光的频率和光的偏振等方法。控制光的这些参数,获得所期待的光功能是光电子学的任务,所以这章是最重要的。第2章、第3章是更好地理解这一章内容的基础。在这一章中,很多现象是用电磁学的基础公式来正确地记述的。在很多教科书中,为了获得实际问题的解需要庞杂的计算,而本书则尽量避免使用过多的公式推导。但是对将来有可能从事该领域工作的读者来说,最好亲自进行一下计算。这一章中,还简单地介绍了量子力学中有关光子的控制知识。

第7章 介绍激光的应用。但是,本章将不详细介绍作为光电子学重要领域的光通信技术,因为已经出版了很多关于光通信技术的专业书。激光器及其他光电子器件的应用是非常广泛的,这里介绍的只是一部分。因为激光器最早用于激光加工,是成功地利用其光能的典型例子,本章也作了介绍。如果读者很好地掌握了前几章的内容,将会容易理解本章中所介绍的其他应用实例的工作原理。

1.3 电工学和光学中的术语

电工学和光学中有若干不同的习惯,所以在阅读文献进行比较时须加注意。例如,在第2章中阐述的圆偏振光,按照光学的习惯是面对着光的入射方向,将顺时针方向作为右旋偏振光。但是,在电工学中却是沿着光的入射方向来观察的,所以将上面的偏振光称为左旋偏振光。电工学中,偏振光也称为偏振波(图1.3)。



在某一点观察时,光的电场矢量是旋转的。若沿着 z 轴方向(传播方向)移动观察,电场矢量的旋转相位稍微变慢。图中所示的圆偏振光在电工学中常称为左旋圆偏振光,而在光学中则多称为右旋圆偏振光

图 1.3 圆偏振光

两者对复数的表示也有差异。电工学中习惯用 $\exp(j\omega t)$ 表示时间项,取虚部为实际值,即 $\sin(\omega t)$ 。与此不同,在物理学体系中时间项为 $\exp(-i\omega t)$,取实部即 $\cos(\omega t)$ 为实际值。按照各自的习惯,在电工学中用 $\sin(\omega t - kz)$,而在光学中用 $\cos(kz - \omega t)$ 表示沿 z 方向传输的波。在表示随时间变化的项之前加有表示振幅大小的系数,这个系数有时为振幅值,有时为有效值(振幅/ $\sqrt{2}$)。本书用 $\exp(i\omega t)$ 表示时间项,采用 $\cos(\omega t - kz)$ 表示实际值。前面的系数表示振幅值。

在处理非线性现象时必须使用实数表示,在很多情况下使用共轭复数的形式,即 $\exp(i\omega t) + \exp(-i\omega t)$ 来表示实数。

练习题

- 1 请说明电子光学(electrooptics)、光电子学(optoelectronics)、光电子工程学等的含义。
- 2 由 $E = E_0 \exp[i(\omega t - k \cdot r)]$ 推导出 $\frac{\partial}{\partial t} E = i\omega E$, $\nabla \cdot E = ik \cdot E$, $\nabla \times E = ik \times E$ 。
- 3 假设与电场 E 的平方成正比的非线性项存在,当有角频率为 ω_1 和 ω_2 的两个频率

成分的入射光时,将出现 $2\omega_1, 2\omega_2, \omega_1 \pm \omega_2$ 成分。试比较把 $E = E_1 \exp(i\omega_1 t) + E_2 \exp(i\omega_2 t)$ 和 $E = [E_1 \exp(i\omega_1 t) + E_2 \exp(i\omega_2 t)] + [c. c.]$ 代入 E^2 时的两种情况,证明后者随时间变化具有一定的规律性。式中 $[c. c.]$ 表示前面 $[]$ 的共轭复数 (complex conjugate)。

2

光的性质

在本章将学习光的波动性。在整理了有关光传播的基本方程式后,首先介绍光的干涉、衍射、反射、折射等现象,再进一步讨论光在各向异性媒质中传播的情况;此外,还将介绍改变物质折射率的方法。这些都是在应用光的各种场合下必须具备的基本知识。

2.1 表达光性质的基本关系式

2.1.1 麦克斯韦方程式

光是波长短的电磁波,例如可见光的波长大概在 $0.4 \sim 0.7 \mu\text{m}$ 的范围内。电磁波是电场 E [V/m] 和磁场 H [A/m] 遵循麦克斯韦方程式,并互相感应而向空间传播的波(E 、 H 是矢量,矢量的标记方法和基本运算的定义归纳在附录 1 中)。光在透明电介质中传播时,麦克斯韦方程式为

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad \nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot D = 0, \quad \nabla \cdot B = 0 \quad (2.2)$$

式中, D 为电位移矢量 [C/m^2]; B 为磁感应强度 [Wb/m^2]。在玻璃之类的各向同性的物质中, D 和 B 分别与 E 和 H 平行,可表示为

$$D = \varepsilon E, \quad B = \mu H \quad (2.3)$$

式中, ε 为介电常数; μ 为导磁率。在真空中, $\varepsilon = \varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{F}/\text{m}$, $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H}/\text{m}$ 。在光的频率范围内,大部分物质的导磁率与真空导磁率相等,以下如没有特别注明,则表示 $\mu = \mu_0$ 。

光的传播方式因物质的不同而不同,这是由于光的电场所引起的物质极化不同所致。在各向同性物质中,极化密度 P 与电场平行¹⁾,并且除电场非常强的情况外,均与电场成正比,即

$$P = \varepsilon_0 \chi E \quad (2.4)$$

式中, χ 称为物质的电极化率。因为电位移矢量是以

$$D = \varepsilon_0 E + P \quad (2.5)$$

定义的,所以有 $\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi)$ 的关系。

1) 光频率范围内的极化是由构成物质的分子或原子中的电子稍微偏离了平均位置而引起的。

2.1.2 单色平面波

下面讨论一个与坐标 z 和时间 t 有关的电场波：

$$\mathbf{E}(z, t) = E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (2.6)$$

式中, E_0 为恒定矢量; ω 及 k 为常数。该电场以角频率 ω 振动, 其相位为 $\phi = \omega t - kz$ 。则 z 的解为 $z = (\omega/k)t - \phi/k$ 。这一公式表示, 该波的等相位面(波面)在 z 轴正方向上以速度

$$v = \frac{\omega}{k} \quad (2.7)$$

向前传播。因而, 式(2.6)表示一个以速度为 v , 沿 z 轴正方向传播的平面波(波面为与 z 轴垂直的平面)。 v 称为波的相速度。将时间 t 保持不变, 在 z 轴方向上移动 $2\pi/k$ 时, 波的相位改变 2π 。其距离正好等于波长, 所以

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.8)$$

式中 k 称为波数。同样地, 当利用具有式(2.8)长度的矢量 $\mathbf{k}$, 可表示下式:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = H_0 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.9)$$

由此式表示的电磁场是在 $\mathbf{k}$ 矢量方向以式(2.7)所示速度传播的平面波。式中, $\mathbf{r}$ 是位置矢量; $\mathbf{k}$ 称为波矢量或者波数矢量。

平面波的表达式(2.9)是满足下列条件:

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0 = \omega \mu_0 \mathbf{H}_0, \quad \mathbf{k} \times \mathbf{H}_0 = -\omega \epsilon \mathbf{E}_0 \quad (2.10)$$

时的麦克斯韦方程式(2.1)的解, 将解代入麦克斯韦方程式中可得到验证。因而, 如图 2.1 所示, $\mathbf{E}_0$ 、 $\mathbf{H}_0$ 、 $\mathbf{k}$ 是互相垂直的, 其方向为图中的右手法则所示。即对于在各向同性媒质中传播的平面波来说, 其电场和磁场都为横波。将式(2.10)中的第 1 式代入第 2 式中, 则得到

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0) = -\omega^2 \epsilon \mu_0 \mathbf{E}_0 \quad (2.11)$$

当利用矢量运算公式 $\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})\mathbf{b} - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})\mathbf{c}$ 以及 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 = 0$, 对上式进行变换, 则得出

$$k = \omega(\epsilon \mu_0)^{1/2} \quad (2.12)$$

由式(2.10)和式(2.12)得出 $\mathbf{E}_0$ 和 $\mathbf{H}_0$ 绝对值的比, 即

$$Z = \frac{|\mathbf{E}_0|}{|\mathbf{H}_0|} = \left(\frac{\mu_0}{\epsilon} \right)^{1/2} \quad (2.13)$$

称为媒质的固有阻抗。另外, 由式(2.12)、式(2.7)可得到波的相速度, 即

$$v = \frac{1}{(\epsilon\mu_0)^{1/2}} \quad (2.14)$$

真空中的光速 c_0 为

$$c_0 = \frac{1}{(\epsilon_0\mu_0)^{1/2}} = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (2.15)$$

c_0 与 v 之比, $n = c_0/v$ 称为物质的折射率。由式(2.14)、式(2.15)得出

$$n = \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.16)$$

在折射率为 n 物质中, 光的波长为真空中的 $1/n$ 倍, 波数为 n 倍。一般说来, 物质的介电常数和折射率随光频率的不同而异。这一现象称为色散。以公式

$$v_g \equiv \frac{d\omega}{dk} \quad (2.17)$$

定义的 v_g 称为群速度。因为物质有色散, 所以群速度 v_g 和相速度 v (式 2.7) 是不同的。群速度是光脉冲在物质中传播的速度。试举简单的例子加以说明, 当角频率为 $\omega + \Delta\omega$ 及 $\omega - \Delta\omega$ 的两个平面波 (假设 $\omega \gg \Delta\omega$) 重叠时, 因为

$$\begin{aligned} & \cos[(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)z] + \cos[(\omega - \Delta\omega)t - (k - \Delta k)z] \\ &= 2\cos(\Delta\omega t - \Delta kz)\cos(\omega t - kz) \end{aligned}$$

所以合成波的形状以角频率 ω 快速振动, 而它的振幅却以角频率 $\Delta\omega$ 周期性地缓慢变化。由上式可知, 振幅的最大位置以速度 $\Delta\omega/\Delta k$ 在空间传播。如果 $\Delta\omega$ 小, 这一速度将与群速度相等。

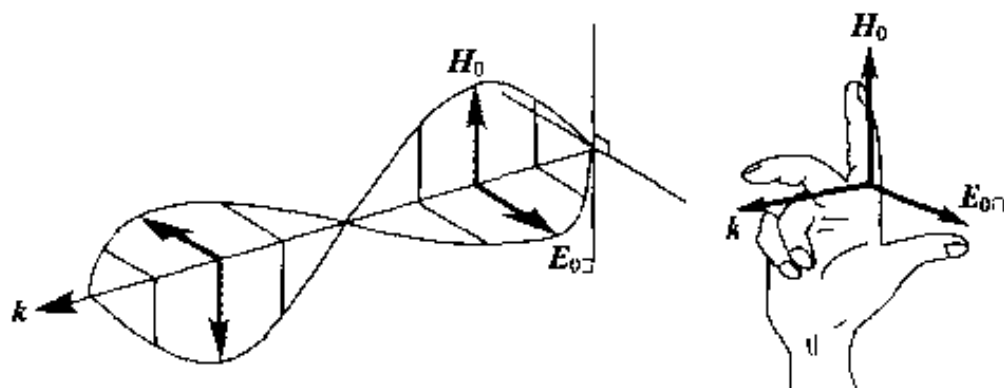


图 2.1 平面波电磁场和 k 矢量的关系

色 散

将波的角频率 ω 以波数 k 的函数来表示时,将 $\omega = \omega(k)$ 称为色散关系式。处于真空中的光,该式为通过原点的直线,相位速度 $v = \omega/k$ 是与 k (从而与 ω) 无关的常数。但是在一般情况下, $\omega(k)$ 是一条曲线,即相位速度 v 与 ω 有关。这一现象,或者由这一原因引起的现象称为色散。对于光来说,折射率与光的频率有关,这一现象正好与色散这一现象相对应。太阳光由棱镜分成彩虹色的现象正是由于色散所引起的。此时,紫色光获得最大的折射,像这样波长越短的光,折射率越大的现象称为正常色散。媒质在某一波长附近产生强烈的吸收,使折射率有较大的变动,产生折射率随波长的增长而增大的区域,这一现象称为异常色散。

可以将光脉冲看成某频率范围内的多个单色光的重叠。在有色散的媒质中,由于相位速度随频率而异,在一般情况下,宽度越窄的脉冲在传播过程中越易产生形变。但是,当满足 $dv_g/dk (= d^2\omega/dk^2)$, 群速度的色散) 为零的条件,脉冲波形将(近似地)不会产生形变。在光纤中,群速度的色散不仅与构成光纤的材料有关,也与光纤的结构有关。适当地选择材料和结构,可以制成对特定波长群速度色散为零的单模光纤。

当光的强度非常大时,会出现折射率随光强度变化的非线性效应。在色散性的媒质中,巧妙地利用非线性效应和色散效应,使其不变形而传播的脉冲称为光孤子,人们正在研究光孤子在高速光通信中的应用。

2.1.3 平面波的能量与能流密度矢量(Poynting vector)

由电磁学可知,在电磁场中单位体积所储存的能量为

$$\varepsilon = \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}}{2} \quad (2.18)$$

并伴随着在能流密度矢量

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (2.19)$$

方向上的能流,其密度为 $|\mathbf{S}| [\text{W/m}^2]$ 。由图 2.1 可知,在式(2.9)所示的平面波中, $\mathbf{S}$ 的方向和 $\mathbf{k}$ 的方向相同。下面,我们来求一个振动周期内,平面波 $\mathbf{E}$ 和 $|\mathbf{S}|$ 的时间平均值。应用式(2.3)、式(2.13),且 $\cos^2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ 的平均值为 $1/2$, 则

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon |\mathbf{E}_0|^2}{2} \quad (2.20)$$

$$|\bar{\mathbf{S}}| = \left(\frac{\varepsilon}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{2} = \varepsilon v \quad (2.21)$$

式中“ $\bar{\quad}$ ”表示对时间的平均。即单色平面波的能流密度等于能量密度和相速度的乘积。

2.2 复数表示方法和偏振光

2.2.1 复数表示方法

若将式(2.9)中的 $\cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ 用复数

$$\exp\{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})\} = \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) + i\sin(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.22)$$

置换,就可方便计算。但是应该说明的是,式中的虚部是无意义的,可以忽略,而只有实部具有一定的物理意义。复数表示法只是利用复数来进行计算的一种方法。如果运算只含有平面波的常数倍、和、差、微分、积分等线性运算的话,以复数计算都可以给出正确的结果。其理由在于不管是先进行线性运算还是先取实部,都能得到同样的结果,同时复数表示的平面波也是麦克斯韦方程式的解。以复数表达时,

$$E_0 \exp\{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \psi)\} = (E_0 e^{i\psi}) e^{i\omega t} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (2.23)$$

不管初相位 ψ 如何,波的时间依赖性 $e^{i\omega t}$ 、空间依赖性 $e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$ 都可用乘积的形式予以分离。当式中所有这些项都相同时,就可以在运算中省略。与相位有关的 $E_0 e^{i\psi}$ 称为复数振幅。由于 $i = e^{i\pi/2}$, 将 i 与复数振幅相乘就意味着波的相位前进 $\pi/2$ 。

采用复数表示方法时,要注意的是波矢量 $\mathbf{k}$ 也应该是复数矢量。这在 2.4.4 节中将会出现这样的例子。下面,将根据实际情况采用复数表示方法或者采用实数表示方法。

2.2.2 偏振光

下面,讨论在 z 方向传播的电场为 $E_1 = A e_x \exp\{i(\omega t - kz)\}$ (A 为实数) 的平面波。因为电场只含有 x 分量,在空间的一点观测时,电场只在 x 方向振动。这样的光称为直线偏振光, xz 面为电场的振动面。同样,以 yz 面为振动面的直线偏振光可写成 $E_2 = B e_y \exp\{i(\omega t - kz)\}$ (B 为实数)。假如 E_1, E_2 之间的相位差为 ψ , 将 E_1, E_2 叠加起来,则为

$$E_1 + e^{i\psi} E_2 = (A e_x + B e^{i\psi} e_y) \exp\{i(\omega t - kz)\} \quad (2.24)$$

该平面波的电场成分用实数表示为

$$E_x = A \cos(\omega t - kz), E_y = B \cos(\omega t - kz + \psi), E_z = 0 \quad (2.25)$$

再消去 $\omega t - kz$, 可得

$$\left(\frac{E_x}{A}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{B}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x}{A}\right)\left(\frac{E_y}{B}\right)\cos\psi = \sin^2\psi \quad (2.26)$$

这正是图 2.2 所示的有关 E_x, E_y 的椭圆方程式。在空间的某一点观测时, 可以看到电场矢量的顶端沿这个椭圆旋转。这样的平面波称椭圆偏振光。但是, 当 $\psi = m\pi$ (m 为整数) 时, $E_1 \pm E_2$ 不是椭圆偏振光而是直线偏振光。按照光学的习惯, 当沿着光的进行方向来观察光时, 矢量按顺时针方向旋转时称为右旋, 所以 $0 < \psi < \pi$ 时为右旋椭圆偏振光; $-\pi < \psi < 0$ 时为左旋椭圆偏振光。

特别是当 $A = B, \psi = (m + 1/2)\pi$ 时, 式(2.26)为圆, 称为圆偏振光。右旋圆偏振光及左旋圆偏振光如下列式所示:

$$E_+ = A(e_x + ie_y) \exp[i(\omega t - kz)] \quad (2.27)$$

$$E_- = A(e_x - ie_y) \exp[i(\omega t - kz)] \quad (2.28)$$

如果把左右旋的圆偏振光重叠起来, 将产生直线偏振光。实际上, $E_+ + E_- = 2Ae_x \exp[i(\omega t - kz)]$ 是电场在 x 方向振动的直线偏振光。当把 E_+, E_- 相位错开叠加起来时, 就成为另一振动面的直线偏振光。

极短时间内自然光处于一定的偏振光状态, 但因其电场的振动方向无规律地变动, 故当取其平均时, 在所有振动方向上以同样的几率出现。这样的光称为不偏振光。

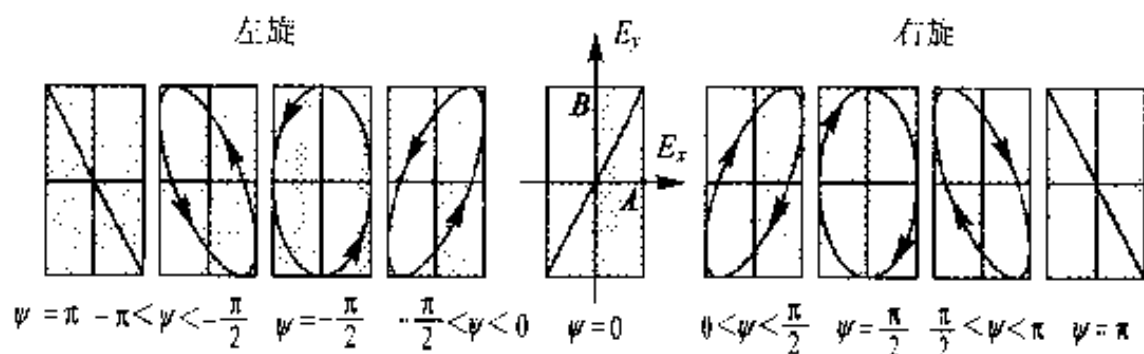


图 2.2 由直线偏振光的叠加形成的椭圆偏振光和直线偏振光

2.3 光的干涉与衍射

2.3.1 干涉与相干性

图 2.3 示出观测光干涉的两个典型的例子。在图 2.3(a) 中,入射光由半透镜分成两束光,再将这两束光以时间差 Δt ($\Delta t = 2|l_1 - l_2|/c$) 叠加在一起;图 2.3(b) 是将空间相距 Δl 的两束光的波面重叠在一起的情况。这样,同相位或反相位到达观测面的两个光波面,相应地在观测面上出现明暗条纹,即干涉条纹。但是,由实际光源发出的光进行这样的实验时,如果 Δt 或者 Δl 比较大时,就观察不到干涉条纹。这是因为,处于不同时间或不同空间两点的波之间的相位差是非恒定的,它围绕着平均值无规律地变动。当该相位差的变动达到 2π 程度时,就不会观察到干涉条纹。下面,讨论两个波面产生干涉条纹的条件。

首先,讨论时间相干,即具有时间差的两个波面所产生的干涉。因为不存在纯的单色光源,在图 2.3(a) 所示的实验中,假设入射波角频率具有 $\Delta\omega$ 的宽度。此时,当波面之间的时间差 Δt 满足

$$\Delta\omega \cdot \Delta t \leq 2\pi \quad (2.29)$$

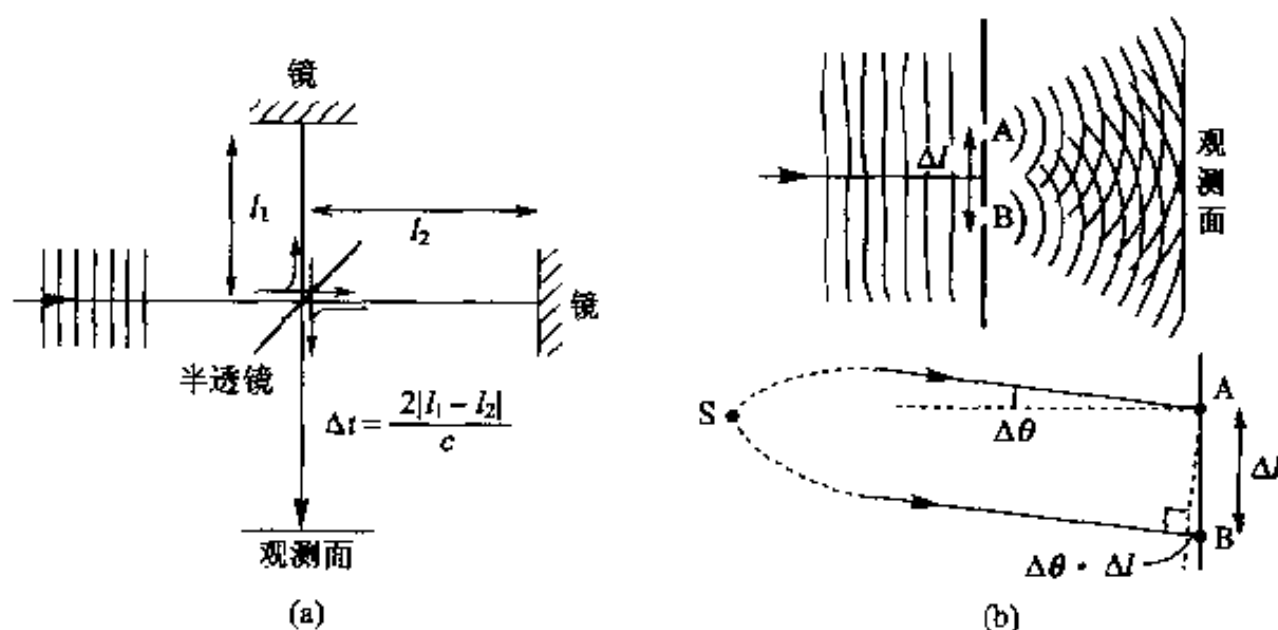


图 2.3 在时间、空间上有一定距离的波产生的干涉

时能看到干涉条纹。当满足上述条件时,即使波的角频率变动 $\Delta\omega$,在 t 时刻和 $t + \Delta t$ 时刻,波的相位差偏离某一定值的变动不可能大于 2π ,所以能看到干涉条纹。因为 $\Delta\omega$ 越小, Δt 可取得越大,所以光源越接近单色,则波的时间相干性就越强。

其次,讨论空间相干,即在空间上相隔一定距离的两个波面产生的干涉。在非聚束光源的(平均)光波面方向上,在距离为 Δl 的 A, B 两点分别设置狭缝,使透射光产生干涉,如图 2.3(b) 所示。假设光源与狭缝之间的距离足够远,束散角为 $\Delta\theta$ 时,产生干涉条纹的条件为

$$\Delta\theta \cdot \Delta l \leq \lambda \quad (2.30)$$

此时,从光源上任意点 S 到 A 点及 B 点的光路差通常比波长 λ 小,如图 2.3(b) 所示。从而,由光源各点发出的光,不管其相位如何,光波在 A 点和 B 点处的相位差小于 2π 就可能产生干涉。由此可见,从观测点来看光源,当光源越接近点光源时则空间相干性越强。

2.3.2 光束的衍射

很细的光束或者穿过小孔的光束,其光束直径不能保持原来的大小,而逐渐扩展,这就是衍射现象。下面,叙述由激光器等输出的高斯光束的性质,从而进一步理解衍射现象。

电场主要在 x 方向振动并沿 z 轴方向传播的高斯光束,可用下列公式表示:

$$E_x = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left\{-\frac{r^2}{w^2(z)}\right\} \cdot \exp\left[i\left\{\omega t - kz + \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right) - \frac{kr^2}{2R(z)}\right\}\right] \quad (2.31)$$

$$E_y \approx 0, \quad E_z = \left\{-\frac{x}{R(z)} + i\frac{2x}{kw^2(z)}\right\} E_x \quad (r^2 = x^2 + y^2)$$

这是大家熟知的麦克斯韦方程式的最佳近似解¹⁾。式中, k 为与平面波的波数同值($n\omega/c$)的常数; w_0 是称为最小光斑尺寸的常数。此外,还存在下列关系式:

$$z_0 = \frac{kw_0^2}{2}, w(z) = w_0 \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right)^{1/2}, R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right) \quad (2.32)$$

1) 当 $w_0 > \lambda$ 时,近似解是有意义的,当 $w_0 \gg \lambda$ 时可看成是严格的解。

图 2.4 示出高斯光束的波面和电场。 $w(z)$ 称为光斑尺寸, 它表示 E 振幅成为 E_0 的 $1/e$ 时的 r 大小。光斑尺寸为最小值 w_0 的位置 ($z=0$) 称为光束腰。当 z 的变化与波长大小相当时, $\tan^{-1}(z/z_0)$ 大小几乎不变化, 所以光束的波面 (等相位面) 为

$$z + \frac{r^2}{2R(z)} = \text{常数}$$

这是一个 ($R(z)$ 为定值的) 抛物面。当 $r < w(z)$ 时, 波面是半径为 $R(z)$ 的球面。即 $R(z)$ 表示波面的曲率半径。 z_0 表示 $w(z)$ 由光束腰位置扩展到 $\sqrt{2}w_0$ 位置之间的距离, 它给出了光束在基本上不扩大直径的条件下, 能传播的大概距离。需要注意的是, 这一距离与 w_0 的平方成正比 (参照章末练习题 2)。

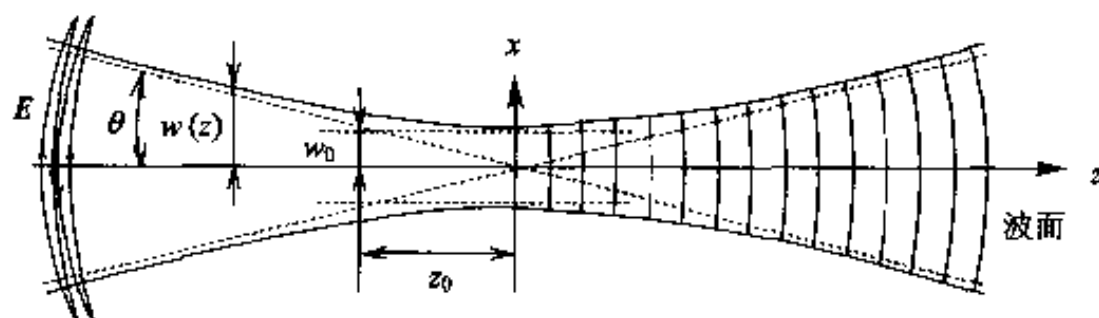


图 2.4 高斯光束

下面来讨论 $z \gg z_0$ 的情况。由式 (2.32) 可知, $R(z) \approx z$, 这意味着波面是以光束腰为中心的球面波。另外, $w(z) \approx w_0 z/z_0$, 光斑尺寸与 z 成比例地扩大。这一束散角 θ 的定义如图 2.4 所示, 则

$$\theta \approx \frac{w_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2.33)$$

光束大约以角度 $\theta \sim \lambda/w_0$ 扩展的现象, 不只限于高斯光束, 它是波衍射的基本的性质。需要注意的是式 (2.33) 也适于用透镜聚光的场合。此时, 为了将光斑尺寸聚得很小, 需要较大的聚焦角 $\theta^{1)}$ 。

2.3.3 衍射光栅

下面, 讨论狭缝之间距离为 d 的光学器件, 如图 2.5 所示。当平面波照

1) 正确地说, 聚束光斑尺寸是与“数值孔径” $\sin\theta$ 成反比。

射在该器件上时,透过狭缝的光由于衍射将以很大的角度扩展。同时,穿过各个狭缝的光又互相干涉,这样可在光的相互叠加的方向上观察到很强的衍射光。如右图定义 θ 和 ϕ 时,穿过狭缝的光获得叠加的条件为

$$d(\sin\theta + \sin\phi) = m\lambda \quad (2.34)$$

式中, m (整数) 称为衍射次数。不同波长的光的衍射方向是不同的,像这样能选出特定波长光的光学器件称为衍射光栅。

图 2.5 所示的衍射光栅使透射光的振幅周期地变化;厚度或者折射率周期地变化的透明薄板也能作为衍射光栅。它使透射光的相位周期地变化,所以称为相位光栅。

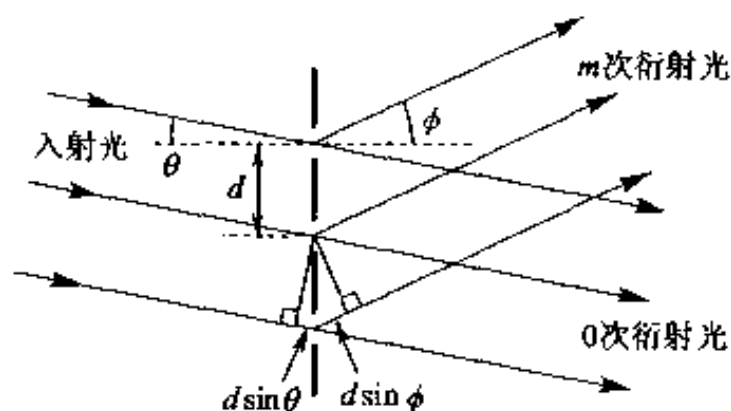


图 2.5 衍射光栅

2.4 光的反射与折射

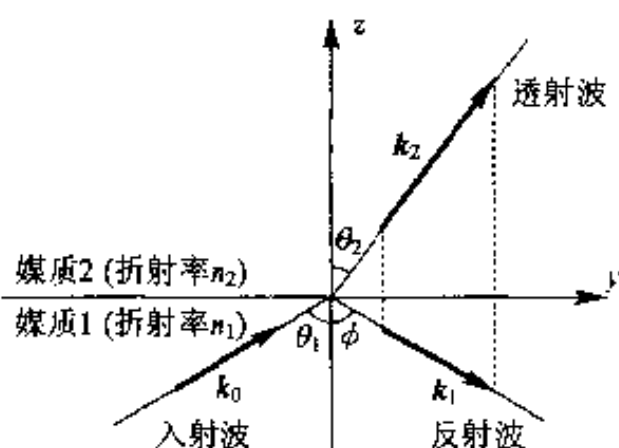
2.4.1 斯涅耳定律 (Snell's law)

光照射在不同媒质的界面时,产生反射和折射现象。如图 2.6 所示, xy 平面是折射率为 n_1 和 n_2 的两种媒质的界面,入射波从 $z < 0$ 的折射率为 n_1 的区域入射到界面。假设入射波、反射波、折射波的电场分别为

$$\begin{aligned} E_0 \exp\{i(\omega t - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r})\}, \\ E_1 \exp\{i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})\}, \\ E_2 \exp\{i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})\} \end{aligned} \quad (2.35)$$

并设 $k_{0x} = 0$, 即入射面 (含有 $\mathbf{k}_0$ 并与界面垂直的面) 为 yz 面。由电磁学可知,电场及磁场及界面平行的分量在通过界面时,必须连续地变化。在式 (2.35) 中采用这一边界条件,当 $z = 0$ 时,省略时间因子 $\exp(i\omega t)$ 得到

$$\begin{aligned} E_{0y} \exp\{i(-k_{0y}y)\} + E_{1y} \exp\{i(-k_{1y}y)\} \\ = E_{2y} \exp\{i(-k_{2y}y)\} \end{aligned} \quad (2.36)$$

图 2.6 反射和折射时 k 矢量间的关系

式中, E_{0x} 、 E_{1x} 、 E_{2x} 是 E_0 、 E_1 、 E_2 的界面方向分量。要使式(2.36)与 x 、 y 的值无关, 必须具备下述的条件:

$$k_{1x} = k_{2x} = 0, \quad k_{0y} = k_{1y} = k_{2y} \quad (2.37)$$

式(2.37)中的第1式表示反射波和透射波的波矢量处于入射面内。如图2.6所示, 定义入射角 θ_1 、折射角 θ_2 和反射角 ϕ 时, 式(2.37)中的第2式可用下式表示:

$$k_1 \sin \theta_1 = k_1 \sin \phi = k_2 \sin \theta_2 \quad (2.38)$$

式中, $k_1 = |k_0| = |k_1|$ 、 $k_2 = |k_2|$ 。设真空的波数为 k , 因 $k_1 = n_1 k$ 、 $k_2 = n_2 k$, 所以由式(2.38)得到下列的斯涅尔定律:

$$\theta_1 = \phi, \quad n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (2.39)$$

2.4.2 菲涅耳公式 (Fresnel equations)

电场的边界条件式(2.36)可根据式(2.37)简化为

$$E_{0x} + E_{1x} = E_{2x} \quad (2.40)$$

同样地, 磁场的边界条件为

$$H_{0x} + H_{1x} = H_{2x} \quad (2.41)$$

根据式(2.10)的关系, 可将式(2.41)改写成电场的关系式, 再将式(2.40)、式(2.41)联立求解, 就能得到反射波、折射波的电场振幅与入射波电场振幅的比, 其分别为 $r \equiv |E_1|/|E_0|$, $t \equiv |E_2|/|E_0|$ 。

下面我们进一步地讨论这些结果。为了方便起见, 分成两种情况分析, 如图2.7所示。

同图(a)是入射波的电场垂直于入射面, 将其称为 **s 偏振光**。此时, 反射波和透射波的电场也垂直于入射面。同图(b)为入射波的电场与入射面平行的场合, 将其称为 **p 偏振光**。此时, 反射波和透射波的电场也与入射面相平行。用下标 **p** 和 **s** 来区别 s 偏振光和 p 偏振光, 即

$$r_s = \frac{\sin(\theta_2 - \theta_1)}{\sin(\theta_2 + \theta_1)}, \quad t_s = \frac{2\sin\theta_2 \cos\theta_1}{\sin(\theta_2 + \theta_1)} \quad (2.42)$$

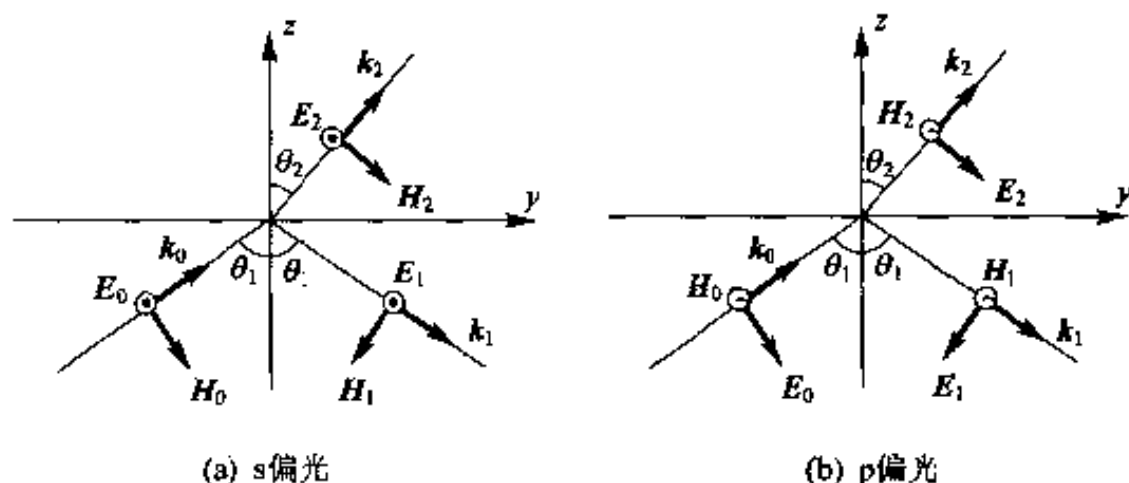


图 2.7 菲涅耳公式中电磁场的坐标

$$r_p = \frac{\tan(\theta_1 - \theta_2)}{\tan(\theta_1 + \theta_2)}, \quad t_p = \frac{2\cos\theta_1\sin\theta_2}{\sin(\theta_1 + \theta_2)\cos(\theta_1 - \theta_2)} \quad (2.43)$$

这公式称为菲涅耳公式, r 为振幅反射率, t 为振幅透射率。

下面试求垂直入射时的振幅反射率。在 $\theta \ll 1$ 时, $\sin\theta \approx \theta$, 由式(2.42)的第 1 式和斯涅耳定律可得到下式:

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (2.44)$$

在单位界面面积上, 反射波、折射波与入射波的能量比称为功率反射率、功率透射率, 或者简称为反射率、透射率, 分别用 R, T 来表示。正如式(2.21)所示的那样, 因为能流与电场强度的平方成正比, 所以,

$$R_s = r_s^2, \quad R_p = r_p^2 \quad (2.45)$$

直接由 t 求 T 时, 必须考虑两个媒质折射率的差异及由折射而引起的光束断面积的变化。根据能量守恒定律直接可得到下式:

$$R_s + T_s = 1, \quad R_p + T_p = 1 \quad (2.46)$$

2.4.3 布儒斯特角 (Brewster angle) (偏振角)

根据菲涅耳公式(2.43), 在 $\theta_1 + \theta_2 = \pi/2$ 场合, p 偏振光的反射率为 0。由斯涅耳的法则可知, 上述情况是在入射角满足下列条件:

$$\tan\theta_1 = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.47)$$

时产生的。这个角度称为布儒斯特角。以布儒斯特角入射的任意偏振光的反射光将是纯直线偏振光(s 偏振光)。利用这一原理(使用多层膜结构),

可以制成使 s 偏振光几乎 100% 反射、使 p 偏振光透射的偏振光束分离器。此外,布儒斯特角还用在使激光束无反射损耗地透射窗口。

2.4.4 全反射

在图 2.6 中,当 $n_2 < n_1$ 时,满足

$$\sin\theta_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.48)$$

的角度 θ_c 称为临界角。由式(2.39)可知,当入射角 θ_1 等于临界角时,折射角为 $\pi/2$;当入射角大于临界角时,不存在满足斯涅耳定律的折射角。这意味着当 $\theta_1 > \theta_c$ 时光在界面全部被反射,这一现象称为光的全反射。

根据边界条件式(2.40)及(2.41)可知,即使在发生全反射时,在界面附近媒质 2 中的电磁场也不会为零。下面,我们来讨论该电磁场。由式(2.37)和式(2.38)可知,因 $k_{2y} = k_1 \sin\theta_1 > k_2$,故由 $k_2^2 = k_{2y}^2 + k_{2z}^2$ 求出的 k_{2z} 将为纯虚数。设 $k_{2z} = \pm ik_z$,则

$$\chi_z = \{(k_1 \sin\theta_1)^2 - k_2^2\}^{1/2} = k_2 \{(\sin\theta_1/\sin\theta_c)^2 - 1\}^{1/2} \quad (2.49)$$

媒质 2 中的电场为

$$E_2 \exp\{i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})\} = E_2 \exp(-\chi_z z) \exp\{i(\omega t - k_{2y} y)\} \quad (2.50)$$

这里假设 $k_{2z} = -ik_z$,即电场在 $z = \infty$ 处是有限的。由此公式可知,这个波的等相位面沿 y 方向传播,振幅在 z 方向上按指数关系衰减,距离界面一个波长处的振幅是非常小的。像这样的在媒质 2 中传播的电磁场称为损耗波(evanescent wave)。

下面,讨论损耗波的能流。s 偏振光入射时,式(2.50)的 E_2 与入射波同样,只含有 x 分量。假设 $E_2 = A e_x$,由式(2.10)可求出磁场 H :

$$\mathbf{H} = \frac{A}{\omega\mu_0} (-k_{2y} \mathbf{e}_z - ik_z \mathbf{e}_y) \exp(-k_z z) \exp\{i(\omega t - k_{2y} y)\} \quad (2.51)$$

由式(2.50)和式(2.51)可计算出能流密度矢量 S ,其计算结果如图 2.8 所示。在空间的某一点观测时, H 矢量在 yz 面内描绘成椭圆,如图 2.8(a)所示。与此同时, S 矢量也在 yz 面内描绘成椭圆,它的时间平均指向 y 轴的正方向。当 p 偏振光入射时,可将图中的 E 和 H 位置相互对调, E 或者 H 一方的符号反转即可。从而,不管在何种情况下,伴随损耗波的平均能流都是指向 y 方向。

在光为全反射时,图 2.8 的媒质 2 中的能流按图 2.9 中 A 所示的途径

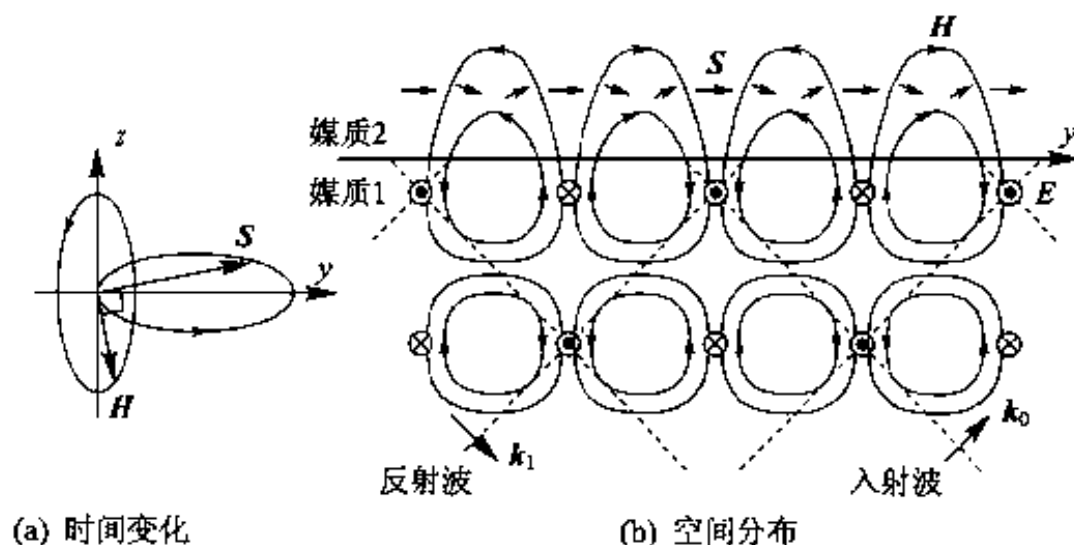


图 2.8 损耗波的能流密度矢量和电磁场(入射光为 s 偏振光)

传输,由此可推测出反射光的位置稍微偏向前方。实际产生这种偏离,称为古斯-汉欣位移(Goos-Hänchen shift)。如果 p 偏振光和 s 偏振光同时存在时,媒质 2 中的 S 矢量的 x 分量一般不为零(参照练习题 5)。这意味着具有 s, p 分量的直线偏振光或者圆偏振光、椭圆偏振光全反射时,反射光像图 2.9 中 B 所示的那样,除了存在着古斯-汉欣位移外,在横方向上也有偏离。后者称为安贝尔位移(Imbert shift)。

由边界条件式(2.40)、式(2.41)得知,与一般的反射不一样,全反射波的相位比入射波的相位超前 δ ,由下列公式可求得 δ :

$$\tan \frac{\delta_s}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_c}}{\cos \theta_1}, \tan \frac{\delta_p}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_c}}{\sin^2 \theta_c \cos \theta_1} \quad (2.52)$$

下标的 s, p 分别对应于入射光为 s 偏振光和 p 偏振光时的情况。由 s 偏振光和 p 偏振光重叠来表示的任意直线偏振光在发生全反射时,因为 δ_s 和 δ_p 不相等,所以反射光中会出现两个成分的相位差,成为椭圆偏振光。菲涅耳棱镜正是利用这一原理,通过 2 次全反射将直线偏振光变成圆偏振光。

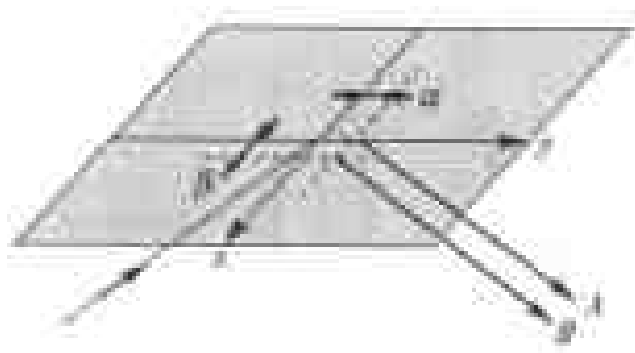


图 2.9 古斯-汉欣位移(α)和安贝尔位移(β)

2.5 各向异性媒质中的光行为

2.5.1 复数折射

晶体是原子规则地排列的物质,所以晶体的性质随方向的不同而异。如果在各向异性的物质上加电场,产生的极化大小一般随电场的方向而不同,另外,极化的方向也和电场的方向不一致;对于电位移矢量也是同样的。当取任意坐标系表示时,电场强度 E 和电位移矢量 D 存在下列关系:

$$\begin{aligned} D_x &= \varepsilon_{11}E_x + \varepsilon_{12}E_y + \varepsilon_{13}E_z \\ D_y &= \varepsilon_{21}E_x + \varepsilon_{22}E_y + \varepsilon_{23}E_z \\ D_z &= \varepsilon_{31}E_x + \varepsilon_{32}E_y + \varepsilon_{33}E_z \end{aligned} \quad (2.53)$$

式中,9个量的组合 ε_{ij} 称为介电常数张量。按照能量守恒定律,介电常数张量是对称的($\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$)。如果适当地选取坐标轴可得:

$$D_x = \varepsilon_x E_x, \quad D_y = \varepsilon_y E_y, \quad D_z = \varepsilon_z E_z \quad (2.54)$$

这样的坐标系称为电的主轴坐标系, ε_x 、 ε_y 、 ε_z 称为主介电常数。另外,由 $n_x = (\varepsilon_x/\varepsilon_0)^{1/2}$, $n_y = (\varepsilon_y/\varepsilon_0)^{1/2}$, $n_z = (\varepsilon_z/\varepsilon_0)^{1/2}$ 来定义主折射率。晶体的三个主折射率中有两个相同时称为单轴晶体,三个主折射率都不相同时称为双轴晶体。三个主折射率都相同的晶体,其光学特性为各向同性。

假设在晶体中传播的平面波的电场 E 、电位移矢量 D 和磁场 H 分别为 $E_0 \exp[i(\omega t - k \cdot r)]$ 、 $D_0 \exp[i(\omega t - k \cdot r)]$ 、 $H_0 \exp[i(\omega t - k \cdot r)]$ 。将其代入式(2.1)中,就得到和式(2.10)同样的公式:

$$\begin{aligned} k \times E_0 &= \omega \mu_0 H_0, \\ k \times H_0 &= -\omega D_0 \end{aligned} \quad (2.55)$$

由此可知, D_0 、 H_0 、 k 互相垂直,遵循右手法则,如图 2.10 所示。另外,因为 E_0 与 H_0 垂直,所以 E_0 、 D_0 、 k 处于同一平面。一般,因为 D_0 不平行于 E_0 ,所以能流密度矢量 S 的方

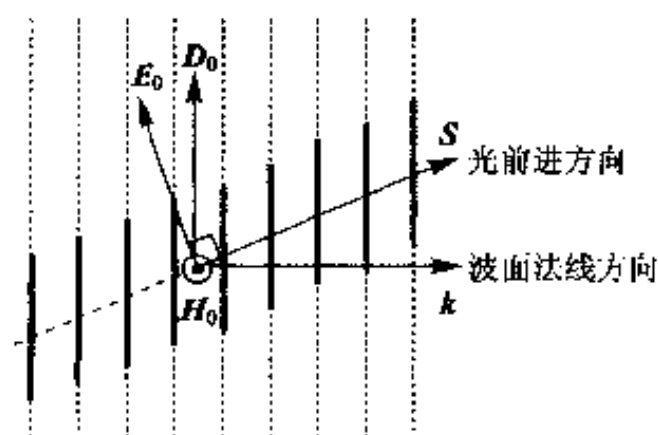


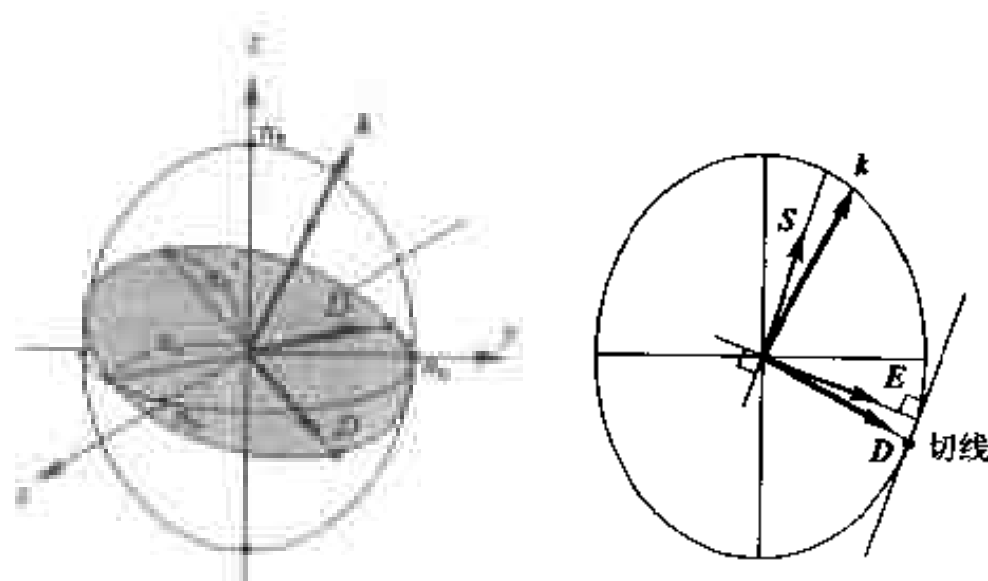
图 2.10 晶体中的平面波

向与 k 方向不一致,如图 2.10 所示。需要注意的是, S 方向是电磁波的能量流的方向,因而光线是沿这一方向传播的。

当给出了 k 矢量的方向,满足 E 、 D 、 k 处于同一平面条件的 E 、 D 振动面一般只有两个。这两个直线偏振光在晶体中以不同的速度传播(由于晶体对于两个偏振光的折射率不同),这就是复数折射现象。对于给定的 k 矢量,利用下式给出的折射率椭球体,可几何学地描出容许的振动面。

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.56)$$

下面,我们讨论单轴晶体,假设 $n_0 \equiv n_x = n_y$, $n_z \equiv n_e$ 。此时,折射率椭球体是以 z 轴为旋转轴,如图 2.11(a)所示。对于给定的 k 矢量来说,当用与该矢量相垂直并通过坐标原点的平面来切开折射率椭球体时,则断面一般为椭圆形。只有沿这个椭圆的长轴及短轴方向振动的 D 矢量的两个直线偏振光可在晶体中传播。此时,椭圆的长轴及短轴长度的一半是晶体对于这两个直线偏振光的折射率。在单轴晶体中,由图 2.11(a)可知,两个直线偏振光中的一个偏振光,其 D 矢量垂直于 z 轴,晶体对该直线偏振光的折射率为 n_0 。该直线偏振光称为寻常光线(ordinary ray);另一个直线偏振光称为非常光线(extraordinary ray)。晶体对于非常光线的折射率 n_e' 与 k 矢量的方向有关,在 n_0 和 n_e 之间变化。此外, E 的方向可用含有 k 和 D 的平面切开折射率椭球体形成的断面来表示,如图 2.11(b)所示。



(a) 折射率椭球体和与 k 垂直的断面

(b) 含 k 、 D 的断面(非常光线)

图 2.11 单轴晶体的折射率椭球体

当 k 矢量与 z 轴同方向时, 以与 k 垂直的平面切开折射率椭球体的断面为一个圆, 所以对两个偏振光来说折射率是一样的。这一方向称为晶体的光学轴。所以, 仅有一个光学轴的晶体称为单轴晶体(在双轴晶体中, 折射率椭球体有两个圆形断面)。 D 矢量在任意方向振动的直线偏振光都能沿着光学轴方向传播。另外, 在单轴晶体中, 沿着光学轴方向传播的任意平面波的 E 和 D 是平行的, 对于沿该方向传播的光来说, 单轴晶体与各向同性的折射率为 n_o 的媒质没有什么不同。

k 矢量与光学轴相垂直时, 非常光线的 D 矢量与电主轴(z 轴)的方向相同, D 和 E 相平行。从而, 寻常光线和非常光线的传播方向相同。下面, 讨论如图 2.12(a) 所示的光学轴处于片状晶体面上的片状晶体。以电场的振动面与光学轴成 45° 的直线偏振光照射在片状晶体上时, 振幅相同的寻常光线和非常光线在晶体中以不同的相速度沿同一方向传播。寻常光线和非常光线的相位正好相差 $\pi/2$ (即 $1/4$ 波长) 时射出晶体板, 出射光变为圆偏振光。这样, 可由直线偏振光变成圆偏振光, 相反也可由圆偏振光变成直线偏振光, 这种光学器件称为 $1/4$ 波长板。同样地, 用 $1/2$ 波长板可使寻常光线与非常光线的相位差变为 π , 入射光是直线偏振光, 出射光为振动面旋转了的直线偏振光。

其他应用复数折射率的方法是利用晶体对寻常光线和非常光线折射率的差异, 得到直线偏振光。如图 2.12(b) 所示的格兰-汤姆森棱镜, 就是利用了晶体对寻常光线与非常光线的全反射临界角不同而制成的。

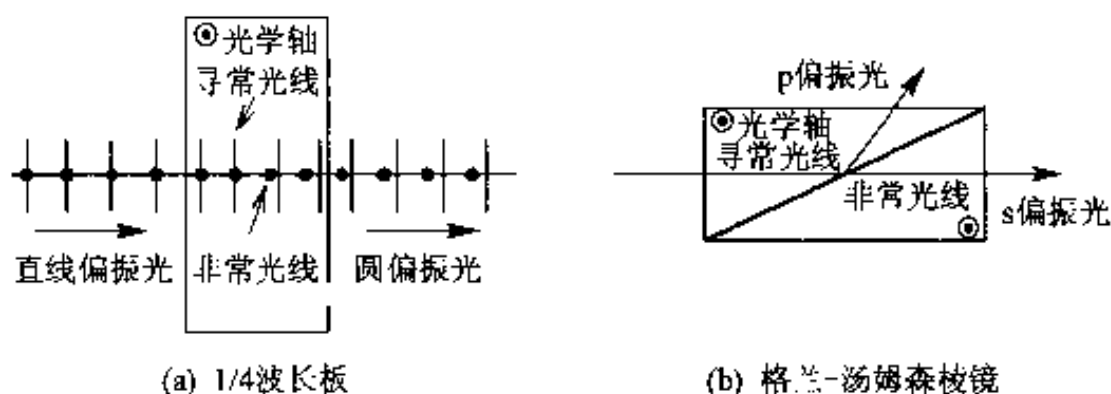


图 2.12 复数折射特性的应用

2.5.2 旋光性

直线偏振光通过水晶或蔗糖溶液时,其振动面发生旋转。这样的性质称为旋光性,具有自然旋光性的物质称为光学活性体。在物质中传播的右旋偏振光和左旋偏振光的相速度不同时产生旋光性。可以将直线偏振光看成是左右圆偏振光的重叠。在光传播的同时,两个圆偏振光的相位逐渐错开,这样,由其重叠而成的直线偏振光的振动面将是旋转面。

光学活性是由物质的结构所决定的,当结构具有镜像对称的两个物质时,旋光方向相反。从而,当某物质的结构与其镜像相同时,则该物质不具有旋光性。螺旋结构是光学活性体的典型结构。关于旋光性将在 2.6.2 节中详细讨论。

2.6 改变物质折射率的方法

2.6.1 电光效应

在各向同性物质上加电场时,在电场方向和与电场垂直方向上的折射率产生差异,即物质具有单轴晶体的复数折射率的性能。当晶体加有电场时,介电常数张量发生变化,一般说来,电主轴方向和主折射率也发生变化。可利用折射率的这种变化来进行光的调制。当折射率的变化与电场的一次方成比例时,称为泡克耳斯(Pockels)效应(1次电光效应),与电场的二次方成比例时,称为克尔(Kerr)效应(2次电光效应)。所有的物质都呈现克尔效应,而泡克耳斯效应只出现在具有反转对称性¹⁾晶体中。

下面,讨论泡克耳斯效应。可以将电场的影响看成是改变式(2.56)所示的折射率椭球体的形状,改写如下:

$$\left(\frac{1}{n_x^2} + \delta_1\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + \delta_2\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_z^2} + \delta_3\right)z^2 + 2\delta_4 yz + 2\delta_5 zx + 2\delta_6 xy = 1 \quad (2.57)$$

1) 将晶体中所有原子由坐标 (x, y, z) 变成 $(-x, -y, -z)$ 时,晶体的结构相同。

式中,变化量 $\delta_1 \sim \delta_6$ 是电场的函数,则有

$$\delta_i = r_{i1}E_x + r_{i2}E_y + r_{i3}E_z \quad (i = 1, 2, \cdots, 6) \tag{2.58}$$

r_{ij} 称为泡克耳斯系数。由于晶体的对称性,一些 r_{ij} 为 0,有一些 r_{ij} 具有相等的值。表 2.1 中列出了一些晶体的泡克耳斯系数。

表 2.1 泡克耳斯系数

晶体	波长 λ_0/nm	泡克耳斯系数 (10^{-12}m/V)	折射率
KLi_2PO_4 (KDP)	633	$r_{41} = r_{51} = 8, r_{63} = 11$	$n_x = 1.507, n_y = 1.467$
LiNbO_3	633	$r_{22} = r_{33} = 8.8, r_{31} = -r_{11} = -r_{21} = 6.8$ $r_{42} = 30, r_{52} = r_{62} = 32.8$	$n_x = 2.286, n_y = 2.200$
BaTiO_3	546	$r_{41} = r_{51} = 1640$ $r_{31} = (n_x/n_y)^2 r_{41} = 198 \quad (r_{11} = r_{21})$	$n_x = 2.417, n_y = 2.363$

注:低频值,表中未列的 $r_{ij}=0$, z 轴为对称性最佳的对称轴, y 轴为与 z 轴垂直的对称轴[KDP材料]或者镜面内坐标系中的数值。

下面,我们参照表 2.1 讨论在 KDP 晶体(单轴晶体)的 z 方向加电场时的情况。这时,只有 r_{63} 与折射率椭球体的形变有关,变形后的折射率椭球体为

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{63}E_zxy = 1 \tag{2.59}$$

因为该式中含有 xy 项,所以 (xyz) 坐标系不是电主轴系。将坐标轴以 z 轴转动 45 度形成新的坐标系 $(x'y'z)$ 。将 $x = (x' - y')/\sqrt{2}, y = (x' + y')/\sqrt{2}$ 代入,式(2.59)成为

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{63}E_z\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{63}E_z\right)y'^2 + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \tag{2.60}$$

x', y', z 为新的主轴坐标系。因为 $r_{63}E_z \ll 1/n_o^2$, 并有 $1/n_x'^2 = 1/n_o^2 + r_{63}E_z$, 等关系,所以 x', y' 轴方向的主折射率为

$$n_{x'} \approx n_o - \frac{n_o^3 r_{63} E_z}{2}, \quad n_{y'} \approx n_o + \frac{n_o^3 r_{63} E_z}{2} \tag{2.61}$$

2.6.2 法拉第(Faraday)效应

磁场中的物质也具有旋光性,这称为法拉第效应。非磁性体处于磁场

强度为 H 的磁场中,与磁场平行的直线偏振光照射在此非磁性体上,并在此非磁性体内传输距离为 l 时,此时振动面的转角 θ 为

$$\theta = V l H \quad (2.62)$$

式中, V 为韦尔代常数 (Verdet constant)。例如,波长为 546nm 的光在石英玻璃中传输时,韦尔代常数为 $0.017 \text{ min/cm} \cdot \text{Oe}$ ($1 \text{ Oe} = 10^3/4\pi \text{ A/m}$)。如果沿磁场方向观察,振动面按顺时针方向旋转时,则 V 为正值。

如图 2.13 所示,直线振动的电场 E 产生的极化矢量 P 在椭圆上旋转变化的时候,可能呈现旋光性。在磁场中,因为电荷受到与磁场和电荷运动方向相垂直的洛伦兹 (Lorentz) 力的作用,所以极化矢量如图 2.13 所示地变化。此时, D 矢量也是椭圆运动,在磁场方向 (z 方向) 传播的平面波的 D 和 E 关系为

$$\begin{aligned} D_x &= \epsilon E_x - i\gamma E_y \\ D_y &= i\gamma E_x + \epsilon E_y \end{aligned} \quad (2.63)$$

式中 ϵ, γ 为实数。例如,与在 x 方向直线振

动的电场 $E = A e_x e^{i\omega t}$ 相对应的 D 矢量为 $D = A(\epsilon e_x + i\gamma e_y) e^{i\omega t}$, 这正是在 2.2.2 节中阐述的椭圆运动。使用式 (2.63) 很容易求出与式 (2.27)、式 (2.28) 中所示的左右旋圆偏振光 $E_{\pm}$ 相对应的 D 矢量:

$$D = (\epsilon \pm \gamma) E_{\pm} \quad (2.64)$$

可以看出,在圆偏振光中 D 矢量和 E 矢量总是平行的,其传输情况与在各向同性媒质中传播的情况相同。另外,对于左右旋圆偏振光来说,媒质的等效介电常数 (折射率) 是不同的,所以出现 2.5.2 节中叙述的旋光性¹⁾。

在法拉第效应中,式 (2.63) 中 γ 符号由磁场的方向决定,与波的

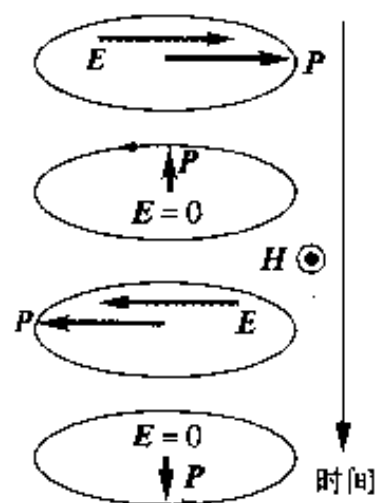


图 2.13 直线振动电场中的极化矢量椭圆运动

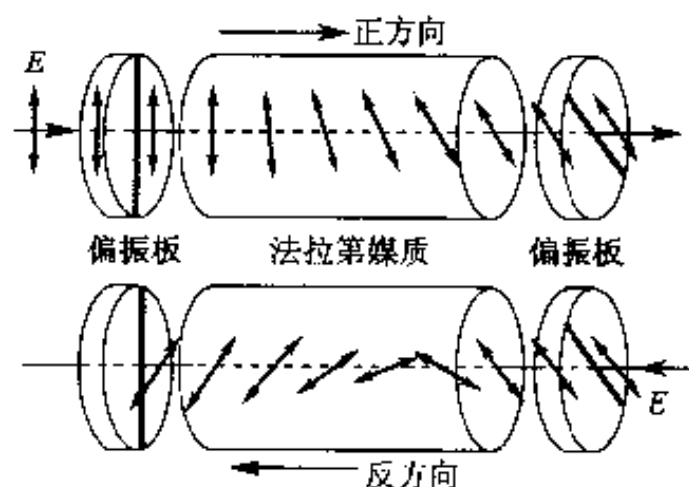


图 2.14 单向波导

1) 法拉第效应即使在由磁性极化的磁性体中也会产生,它对长波长的光来说是重要的。

传播方向无关。从而光在媒质中往返时,往返的旋光角不会抵消,反而相加成为 2 倍。利用这一性质,能制成只让直线偏振光沿单一方向传播的单向波导,如图 2.14 所示。

由于 D 和 E 具有式(2.63)的关系,因此光学活性体也具有旋光性。但是,出现含有 $\pm i\gamma$ 项的理由在于媒质各点的极化不是孤立的,极化不仅与极化点处的电场 $E_0 \exp\{i(\omega t - kz)\}$ 有关,也与空间的电场梯度

$$\frac{d}{dz} E_0 \exp\{i(\omega t - kz)\} = (-ik) E_0 \exp\{i(\omega t - kz)\} \quad (2.65)$$

有关。沿 $-z$ 方向传播的平面波 $E_0 \exp\{i(\omega t + kz)\}$ 对 z 的微分 d/dz 相当于,乘以与式(2.65)符号相反的 $+ik$ 。这意味着对于 $+z$ 方向传播的波和 $-z$ 方向传播的波有必要改变 γ 的符号。可知光在媒质中往返时,往返时的旋光角相互抵消成为零。

习 题

(下列题中,如果没有特别注明,光在真空中的波长均为 $0.5\mu\text{m}$)

1. 太阳光穿过窄带滤光片成为波长 $0.5\mu\text{m}$ 的单色光后,通过如图 2.3 所示的间隔为 0.5mm 的窄缝时,是否能观察到干涉条纹?(太阳直径的视张角约为 0.5 度)
2. 对于高斯光束来说, $w_0 = 0.1\text{mm}$ 时, z_0 为多大? 要使 z_0 的值达到地球和月亮之间的距离 ($3.8 \times 10^5 \text{km}$) 时, w_0 应为多大?
3. 使用透镜可使高斯光束的光束腰移动。光斑尺寸为 1cm 的高斯光束通过一枚透镜后尽可能在远处形成光束腰,试求最长距离。
4. 光垂直地照射在折射率为 1.5 的玻璃上时,反射率为多大? 求入射角比布儒斯特角大 1 度时 p 偏振光和 s 偏振光的反射率。
5. 假设 $E_1 = e_x, H_1 = Ae_x + Be_y, E_2 = Ce_x + De_y, H_2 = e_x$ (A, B, C, D 为常数)。求证 $E_1 \times H_1, E_2 \times H_2$ 中无 x 分量,但 $(E_1 + E_2) \times (H_1 + H_2)$ 中含有 x 分量。在什么情况下,不含有 x 分量?
6. 用 $1/4$ 波长板和 $1/2$ 波长板的组合,可能将任意的椭圆偏振光转换成任意的直线偏振光。请设计光路来实现这一转换。
7. 在 LiNbO_3 晶体的 z 轴方向施加电场,在 x 轴方向通过 633nm 波长的光时(参照表 2.1),假设 x 轴方向晶体的厚度为 1cm ,为使寻常光线和非常光线之间的相位差为 π ,必须加多大的电场?

3

光吸收和发光的机理

本章主要论述物质的光吸收和发光机理,以及作为光电子学中最重要光源——激光的工作原理。

与激光有关的学科叫作量子电子学,严密的计算需要涉及量子力学的知识。本章虽然不涉及量子力学的计算,但是或多或少地涉及到一些量子力学术语,所以在本书附录中简要地介绍了一些关于量子力学方面的最基础的知识,供未学过量子力学的读者阅读,以便更好地掌握本章所介绍的知识。

此外,为了更好地理解半导体激光的工作原理,还需要具备有关半导体 pn 结的知识,这些也在附录中进行了说明。

3.1 光和物质的相互作用

3.1.1 量 子

量子是一种具有一定能量、动量的粒子。例如电子就是一种量子。量子具有波动性质,即能产生衍射和干涉的现象。描述量子波动性质的频率 ν 、角频率 ω 和量子能量 E 之间具有 $E = h\nu = \hbar\omega$ 的关系。同样,波长 λ 和动量 p 之间具有 $p = h/\lambda = \hbar k$ 的关系。 $h = 2\pi\hbar$ 称为普朗克常数, $h = 6.626 \times 10^{-34} [\text{J} \cdot \text{s}]$ 。此外, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数。方向为波前进方向、绝对值为 k 的矢量称为波矢量。

波长为 λ 的光实际上是能量为 $h\nu$ 、动量为 $\hbar k$ 的光量子(简称为“光子”)的集合体。对于光子来说,满足 $\nu\lambda = c_0$ 关系。通常人们所说的强光是指光子数目多的光。

量子遵循测不准原理。这一原理意味着,例如,量子的位置和动量不能同时准确地测量。动量一定的状态即意味着 k 为一定值,所以是平面波。从而其位置不可确定。同样,能量和时间之间也存在着测不准关系。

3.1.2 光吸收与发射

物质吸收光或者发射光,主要是由物质中的电子来参与的。光的电磁场使物质发生以光频振动的极化。因为大多数的情况下,磁极化很难跟随光频的变化,所以通常只考虑电极化作用。电极化中又有配向极化、离子极化和电子极化等,其中电子极化是起主导作用的。这主要是由于电子的质量小,完全能跟随光频变化的缘故。

首先,让我们来讨论物质中许多电子能级中的两个能级, E_1 和 E_2 ($E_1 < E_2$)。假设有一个电子处于这两个能级中的任意一个能级上,在没有光照射时,稳定状态下的电子能量为 E_1 或者 E_2 。可是一旦有光照射时,除了光的能量和这个电子的能量以外,还产生了光和电子的相互作用。由电子移动生成的电偶极子和光电场相互作用时,光频率是非常重要的。此时,我们不必考虑是电子带有相互作用的能量,还是光子带有相互作用的能量,假

设电子能量是在没有光照射状态下电子具有的能量。

如果最初电子处于 E_1 状态, 光照射后电子将只能处于 E_1 或者 E_2 状态。如果光照射后电子处于 E_2 的话, 通常说由于光的照射使电子从 E_1 状态跃迁到 E_2 状态。这时, 电子的能量增加了 $E_2 - E_1$ 。根据能量守恒定律, 光能减少了 $E_2 - E_1$ 。这时光被物质所吸收, 相当于消失了 1 个光子。由于光子的能量为 $h\nu$, 所以

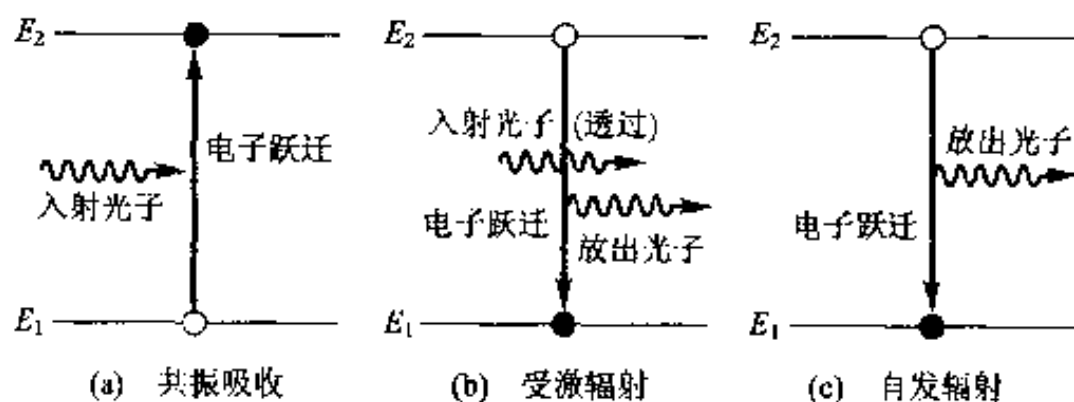
$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (3.1)$$

我们称这种由于特定能级之间的电子跃迁而引起的、又能满足能量守恒定律的光子被吸收的现象为共振吸收, 共振吸收的大小与入射光强度成正比 (图 3.1(a))。

在光照射情况下, 由光使最初处于 E_2 能级的电子跃迁到 E_1 能级时, 根据能量守恒定律, 将产生一个能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子, 使光能增加。如果产生的光子数与入射光的强度成比例, 就称为受激辐射 (图 3.1(b))。只有满足能量守恒定律 (即光子能量 $h\nu = E_2 - E_1$) 光的照射时, 才能发生受激辐射。受激辐射的光子频率、前进的方向以及相位都与入射光相同。

在没有光照射时, 处于 E_2 能级的电子也能跃迁到 E_1 , 此时产生的能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子, 这种现象称为光的自发辐射 (图 3.1(c))。如果设法将电子处于 E_2 能级, 此时因自发辐射放出光子, 故电子跃迁到 E_1 能级, 这时发出的光通常称为荧光 (luminescence)。图 3.1 简示出光和物质的相互作用。

在上面阐述了通过电偶极子的相互作用, 电子在 E_1 和 E_2 能级之间跃迁时, 吸收或者发射光的现象。这种跃迁称为允许跃迁。另一方面, 有些



描述电子迁移的箭头始端的符号○表示相互作用前存在的电子消失, ●表示相互作用生成的电子。电子由于与光相互作用由○状态变成●状态。这些相互作用只有在光频 ν 满足能量守恒定律 $h\nu = E_2 - E_1$ 时才能产生

图 3.1 光和物质的相互作用

E_1 能级和 E_2 能级的电子状态的组合并不能产生上述的电子跃迁。例如,原子的轨道角动量相等的电子能级之间,就不可能通过电偶极子的相互作用,吸收或发射光子产生电子跃迁,将此称为禁止跃迁。对于禁止跃迁来说,可通过磁偶极子的相互作用等来吸收或者发射光子。但是与允许跃迁相比,禁止跃迁的几率小得多,往往需用光以外的能量激发时才能产生禁止跃迁。

3.1.3 光谱线宽

以频率(或者波长)为横轴,以吸收或辐射的强度为纵轴得到的曲线称为吸收光谱或者发射光谱。在前面论述过的两个能级的情况下,这个曲线是一条处于 $\nu = (E_2 - E_1)/h$ 位置处的垂直的线,该垂直线称为谱线。称这样的光谱为线光谱,如图 3.2(a) 所示。

实际上,物质中的电子处于 E_2 能级的时间是有限的。由前面叙述过的能量和时间的测不准原理可知,如果电子处于 E_2 能级的时间(即寿命 τ)很短, E_2 将是一个不确定的值。从而,电子由能级 E_1 跃迁到 E_2 时所吸收的光子的频率也将是个不确定的值,所以光谱线具有一定的线宽。以气体为例,如果加大气体的压力,则气体分子之间将频繁地碰撞,气体分子内部的电子能级 E_2 的寿命 τ 变短, E_2 不确定度即光谱线宽增大。这种光谱线宽对于所有的分子来说都是同样的,所以称为均匀加宽(homogeneous broadening),其光谱为下式所示的洛伦兹光谱(图 3.2(b)),

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi[(\Delta\nu/2)^2 + (\nu - \nu_0)^2]} \quad (3.2)$$

在气体中,由于分子热运动的方向不同,对于与光传输方向同向运动的分子来说,光频率低;而与光传输方向反向运动的分子来说,光频率高,即所谓的多普勒效应。实际上,观测到的吸收光谱是各个分子吸收光谱的叠加,所以光谱线具有一定的宽度。这种光谱线的加宽是由于各个分子具有不同的线宽很窄的光谱而引起的,所以观察到的整个分子体系的光谱线将是一个具有较大线宽的光谱,称为不均匀加宽(inhomogeneous broadening),其光谱为下式所示的高斯型光谱(图 3.2(c)),

$$g(\nu) = \frac{2(\ln 2)^{1/2}}{\pi^{1/2} \Delta\nu_D} \exp\left\{-4(\ln 2)\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2\right\} \quad (3.3)$$

在发光光谱中,也同样产生光谱线的加宽。

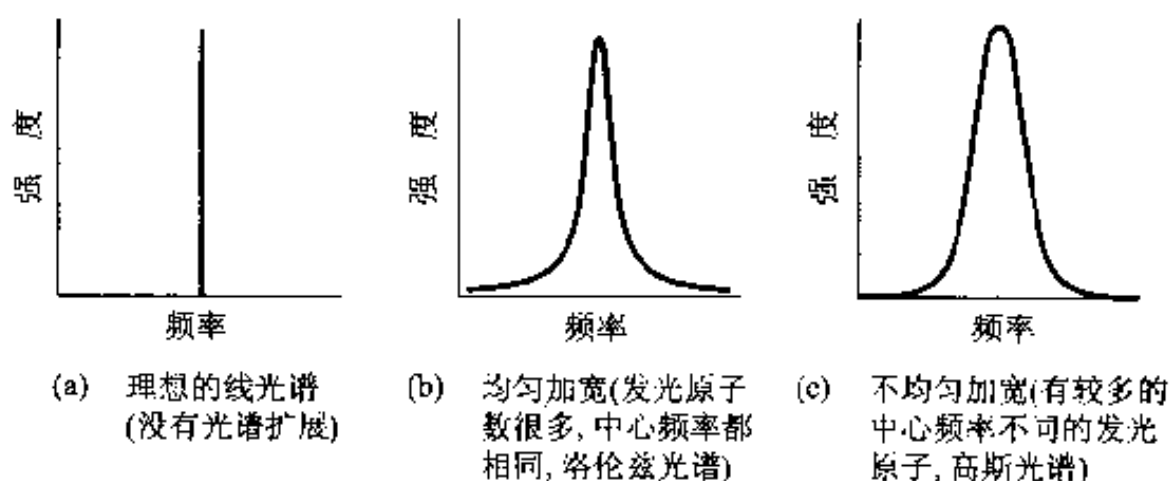


图 3.2 光 谱

3.1.4 光散射

实际的物质中,并不像上面所说的那样只有两个能级,而存在多个能级;所以可以吸收或者发射不同频率的光。此外,除了电子能级间的跃迁,还存在着分子的振动-旋转能级之间的跃迁等,在这些跃迁的过程中也可以吸收或发射光子。

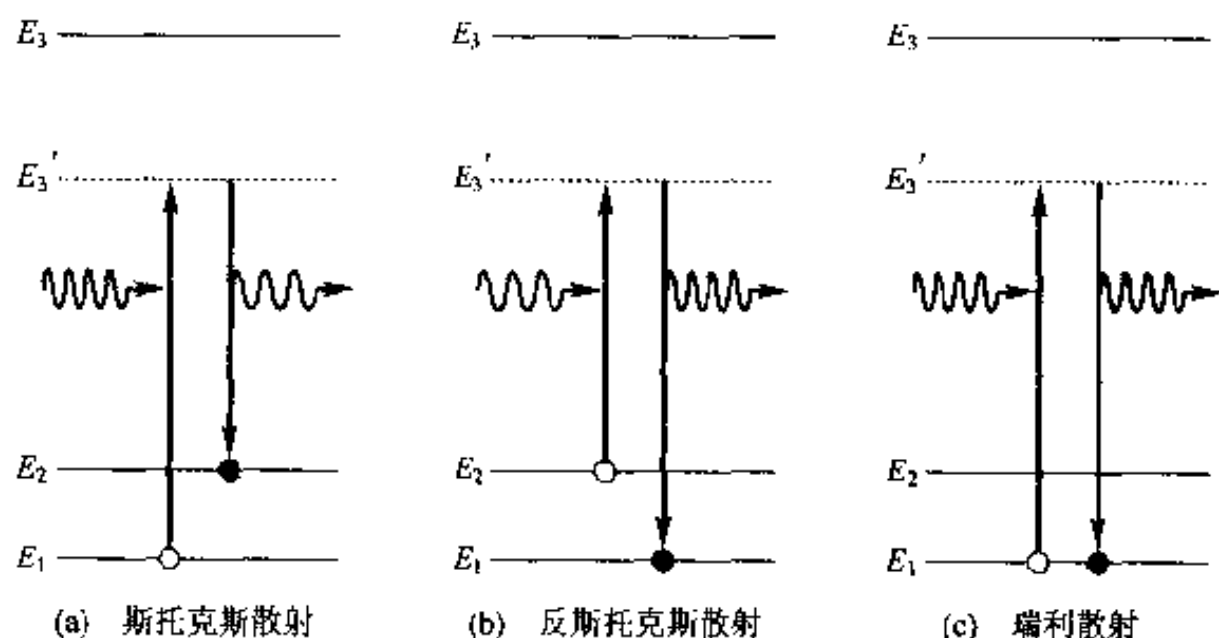
现在,假设物质中有三个能级 E_1 、 E_2 、 E_3 ($E_1 < E_2 < E_3$)。如果入射光的频率为 ν ,最初处于 E_1 的电子有时会由 E_1 经过 E_3 跃迁到 E_2 。

当入射光的能量为 $h\nu = E_3 - E_1$ 时,发生前面所述的光吸收;此后产生 $\nu' = (E_3 - E_2)/h$ 的荧光。但是电子在能级 E_3 停留的时间非常短,根据时间和能量测不准原理,电子由 E_1 经过 E_3 跃迁到 E_2 完成了似乎不满足能量守恒定律的跃迁。这就是光的散射。

电子由能级 E_1 经过 E_3 跃迁到 E_2 时,入射光能量为 $h\nu$ 的光子消失,发出能量为 $h\nu - (E_2 - E_1)$ 的光子。光子能量变小,这样的光称为斯托克斯 (Stokes) 光(图 3.3(a))。与此不同,最初处于能级 E_2 的电子通过 E_3 跃迁到 E_1 时,发出光子的能量为 $h\nu + (E_2 - E_1)$,光子的能量变大,这样的光称为反斯托克斯光(图 3.3(b))。

在产生光散射时,光子能量发生变化的散射称为拉曼散射。引起散射的粒子(例子中的电子)称为散射中心。散射中心的最初状态称为起始状态,能级 E_3 称为中间状态,散射中心达到的最后状态称为最终状态。实际上,电子处于中间能级的状态难以观察确认,所以往往把涉及到中间能级的跃迁称为假想跃迁。

当能级 E_1 和 E_2 相等时的散射称为瑞利(Rayleigh)散射(图 3.3(c))。瑞利散射光的强度与光频率的 4 次方成比例地增加,它可以解释天空为什么呈蓝色而出名。散射光只有在入射光存在时才发生,但是散射光的相位和方向不一定与入射光相同。此外,如果存在能基本满足能量守恒定律的能级,则以该能级作为中间状态时的散射强度是非常大的。这种散射称为共振散射。



(a)(b)为光子能量变化的拉曼散射,(c)光子能量不变的瑞利散射。实际上,不存在 E_3' 能级,处于能级 E_3 的时间很短的话,该能级的能量的不定程度增加,可产生一连串的跃迁。光散射时,光吸收和光辐射同时发生。能级 E_3 处于满足能量守恒定律的 E' 位置时,产生光吸收,然后引起光发射

图 3.3 光散射

3.2 粒子数反转

3.2.1 玻尔兹曼分布

室温时一个大气压气体的分子密度为 $3 \times 10^{19}/\text{cm}^3$,固体中原子密度比气体高 1000 倍以上。我们所研究的物质中含有的电子数目是相当庞大的,因而不可能一个一个地研究这些数目庞大的电子。现在,让我们来考察电

子数为 N , 在能级 E_i 上有 n_i 个电子存在的系统。假设能量为 E_i 的状态数 (E_i 能级的简并度) 为 g_i , 在热平衡状态下

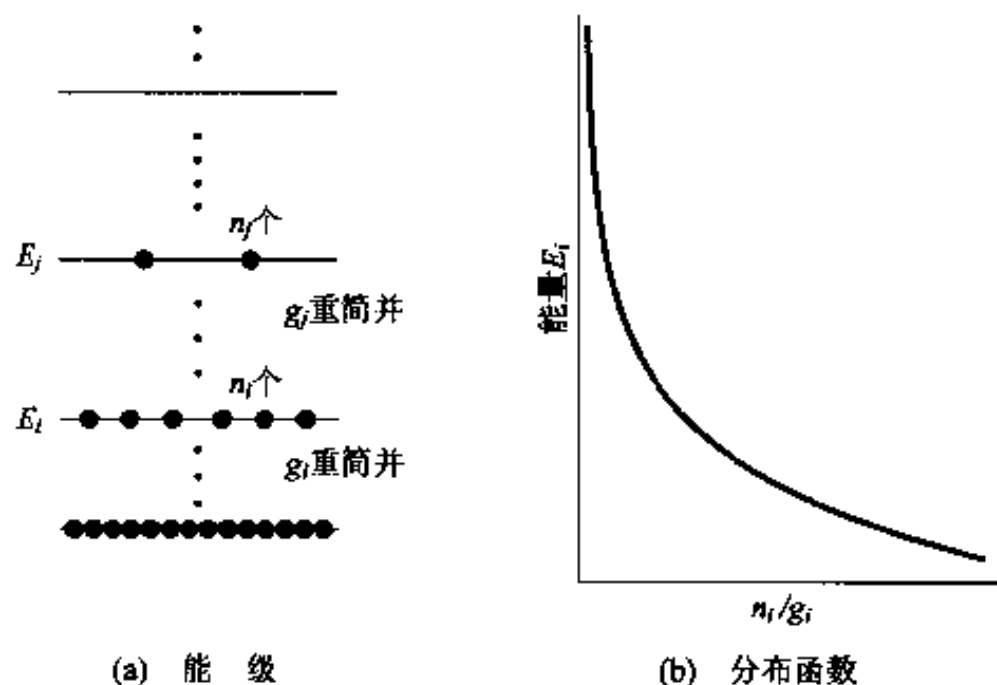
$$\frac{n_i/g_i}{n_j/g_j} = \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{kT}\right) \quad (3.4)$$

这个公式称为玻尔兹曼关系式。式中 $k = 1.38066 \times 10^{-23} [\text{J/K}]$ 为玻尔兹曼常数, T 为物质的绝对温度。该式表示电子占有能级 E_i 状态的几率为

$$\frac{n_i}{g_i} = A \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (3.5)$$

称为玻尔兹曼分布(图 3.4)。由此式可知, 电子占有高能级的几率低, 而温度越高则高能电子的数目越多。系数 A 是温度的函数, 可由下式求出:

$$N = \sum n_i \quad (3.6)$$



第 i 能级的能量为 E_i , 具有同样能量的状态有 g_i 个。能量为 E_i 的电子有 n_i 个

图 3.4 玻尔兹曼分布

3.2.2 黑体辐射

当单色光照射在物质上时, 若存在满足 $h\nu = E_j - E_i$ ($E_j > E_i$) 条件的 E_i 和 E_j 两个能级, 则产生共振吸收, 光子消失; 处于 E_i 的电子跃迁到 E_j , 能量增加, 物质的温度升高。在很纯的物质中, 有时会不存在满足 $h\nu = E_j - E_i$

条件的 E_i 和 E_j 能级,那么光就不会被物质吸收而透过,即物质对该单色光是透明的。不管什么频率(波长)的光都能吸收的理想物体称为黑体。即使白光照射到黑体上也不会有光透过。

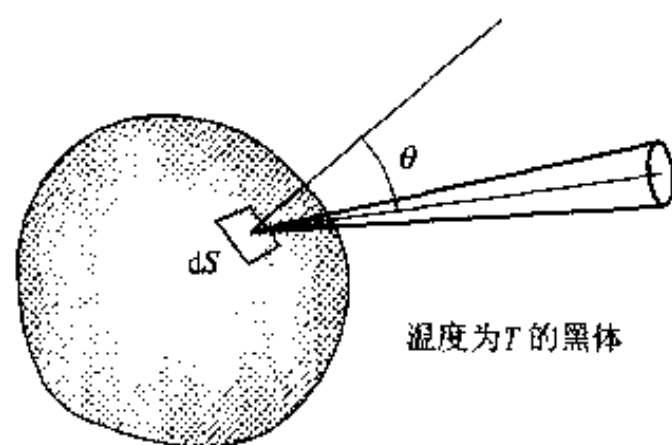


图 3.5 黑体辐射

当没有光从外部照射到黑体上时,处于 E_j 能级的电子跃迁到 E_i ,将自发辐射光子能量为 $h\nu = E_j - E_i$ 的光而失去能量,使温度下降。这种光发射称为黑体辐射,由黑体辐射引起的冷却称为辐射冷却。

如图 3.5 所示,设 dS 是温度为 T 的黑体上的微小面积,在偏离 dS 法线为 θ 角的立体角 $d\Omega$ 范围内,由黑体辐射的波长在 $\lambda \sim \lambda + \Delta\lambda$ 范围内的光强度可由下式表示:

$$J(\lambda, T, \theta) d\lambda d\Omega dS = \frac{2hc_0^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(hc_0/\lambda kT) - 1} \cos\theta \cdot d\lambda d\Omega dS \quad (3.7)$$

物质在室温下辐射出波长大约为 $10\mu\text{m}$ 左右的红外线。实际上,物质不一定是黑体,所以根据 E_i 分布状态的不同,物体将不能辐射某个波长范围的光。光谱辐射率表示某物质发射的光强度与同样温度下的黑体发射的光强度之比和波长的关系。不透明物质加热后,高能电子数增加,将由于黑体辐射而发射可见光;透明的物质即使加热也不可能辐射可见光。

当某物质与另一辐射光物质(称为墙)相对放置时,由墙辐射的光被我们所观察的物质共振吸收,电子将从 E_i 跃迁到 E_j ,因此,该物质的温度上

费米分布

在各个电子上标注编号以便相互区别。在这种情况下,可以从理论上推导出式(3.5)。实际上各个电子是无法加以区分的,而且不可能有两个以上的电子处于完全相同的状态(泡利不相容原理),所以可以导出

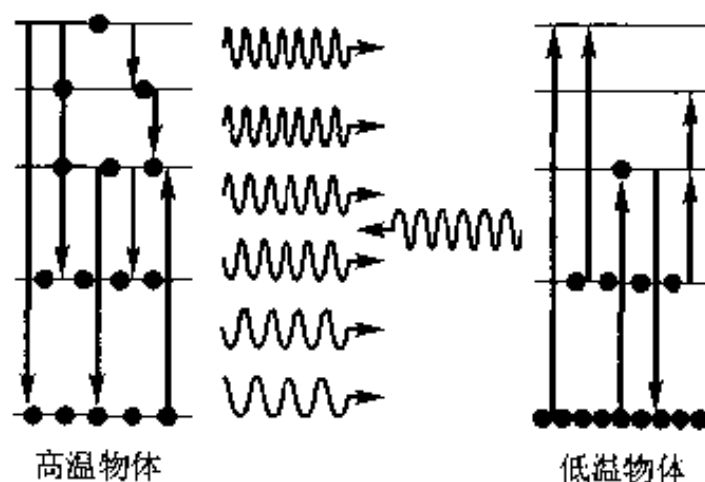
$$\frac{n_i}{g_i} = \left(1 + \exp \frac{E_i - E_F}{kT} \right)^{-1}$$

此式称为费米分布, E_F 为费米能级。半导体中电子呈费米分布;高温时近似呈玻尔兹曼分布。

升。如果没有别的能量存在而长时间放置时,最后该物质的温度将和墙的温度相等,达到平衡状态。图 3.6 示出由于黑体辐射所产生的热的传递。

3.2.3 粒子数反转分布和光的放大

光照射在物质上时,电子将吸收光子从 E_i 跃迁到 E_j ($E_j > E_i$);同时电子也会从 E_j 跃迁到 E_i 而发射光子。由于光的吸收和辐射分别与 n_i 、 n_j 成正比,一般情况下 $n_i > n_j$,所以总的效果是吸收光。如果由于某种原因使 $n_i < n_j$,则产生受激辐射使光的强度增大,即光的强度得到放大。通常,把这一现象称为受激辐射光放大(light amplification by stimulated emission of radiation)。激光器就是利用这一原理制成的,它是一个由正反馈放大器构成的光振荡器。激光器的英文名称 LASER 取自受激辐射光放大的第一个英文字母而构成的。



图中的●表示电子处于该能级,省略了图2.1中表示电子跃迁的箭头两端的○、●。伴随着光子辐射和吸收的电子跃迁,发生在由偶函数表示的电子能级和奇函数表示的电子能级之间(允许跃迁)。在偶函数或奇函数之间不会发生这种跃迁(禁止跃迁)。此外,初始状态不存在电子时,不能产生这种跃迁。高温物体放出光子(红外线)温度下降,低温物体吸收的光子比放出的光子多,温度上升。实际的物体中,因分子振动能量重叠,故能级数比图中所示的多。

图 3.6 由黑体辐射产生的热的传递

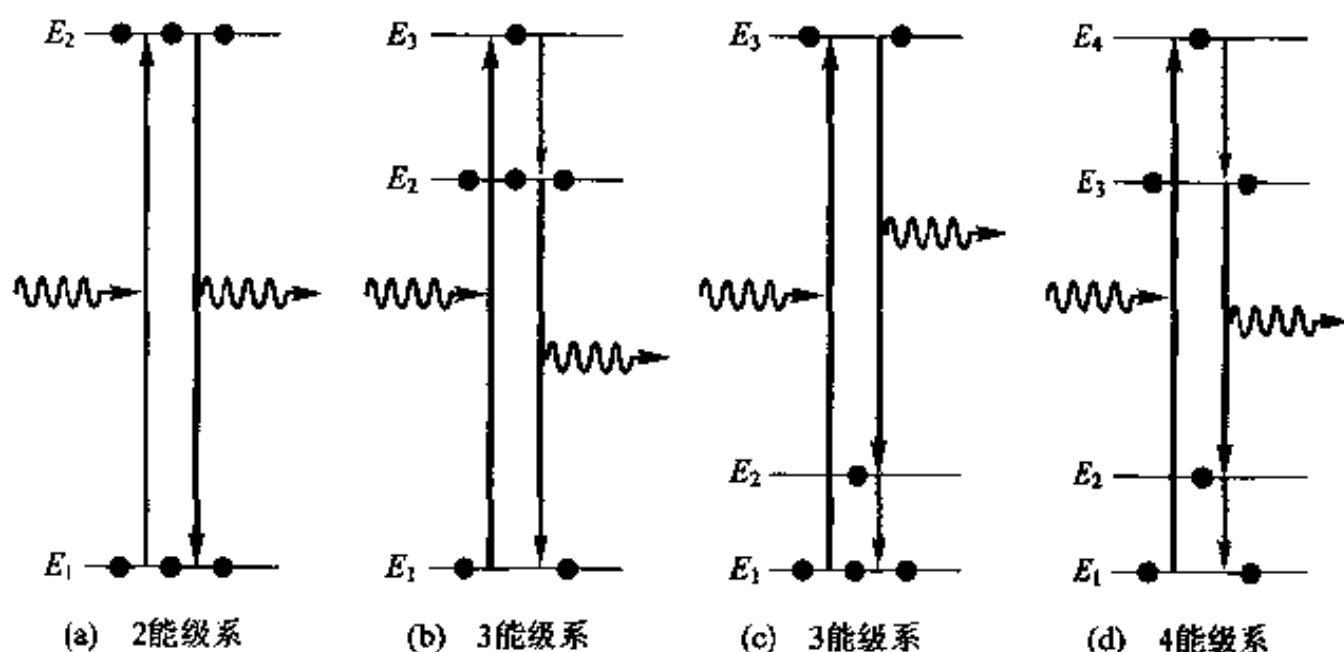
在 $n_i < n_j$ 时,粒子数的分布与玻尔兹曼分布所表示的相反,所以称为粒子数反转分布状态。因为该状态也可用式(3.4)中的温度小于零来表示,所以,有时也称 $n_i < n_j$ 状态为负温状态。

现在,我们来讨论由两个能级 E_1 和 E_2 ($E_1 < E_2$) 构成能级系的情况。

在一般情况下,因为 $n_1 > n_2$,当有入射光 $h\nu = E_2 - E_1$ 存在时,则光被吸收, n_1 减少, n_2 增加。

因为同时存在着自发辐射,所以 n_2 减少, n_1 增加。这时,如果入射光比较强, n_2 的增加量超过由于自发辐射的 n_2 减少量,则 n_2 增加。如果照射光非常强时, n_1 减少, n_2 增加,最后达到 $n_2 = n_1$ 的状态。当达到 $n_2 = n_1$ 时,光吸收和受激辐射相等,不再吸收光。这一现象称为自受激透射 (self induced transparency)。在这种状态下,因为不再吸收光,所以 n_2 不会继续增加。这意味着在由两个能级 E_1 和 E_2 构成的能级体系中,即使有入射光也不能实现粒子数的反转分布。

但是,在 3 能级或者 4 能级体系中,可以获得粒子数反转分布状态,如图 3.7 所示。例如在 4 能级系的场合,因为 $n_2 \ll n_1$,如果入射光子的能量为 $h\nu' = E_4 - E_1$,则电子将从 E_1 能级跃迁到 E_4 能级。一旦跃迁到 E_4 能级的电子如果再跃迁到 E_3 能级时,因为此时 E_2 能级上的电子数 $n_2 \approx 0$,所以 E_2 和 E_3 能级之间形成了粒子数反转分布。此时,如果有光子能量为 $h\nu = E_3 - E_2$ 的入射光时,将产生光的受激辐射,发射 $h\nu$ 的光,从而光被放大。



在(a)所示的2能级系中,即使强光照射,共振吸收和受激辐射以相同的几率发生,用光激发不能实现反转分布。在(b)、(c)、(d)中,如果能很快地发生以淡色箭头所示的电子跃迁,则有可能在箭头朝下的能级间实现反转分布。淡色箭头所示的电子跃迁也可为非发光跃迁

图 3.7 反转分布

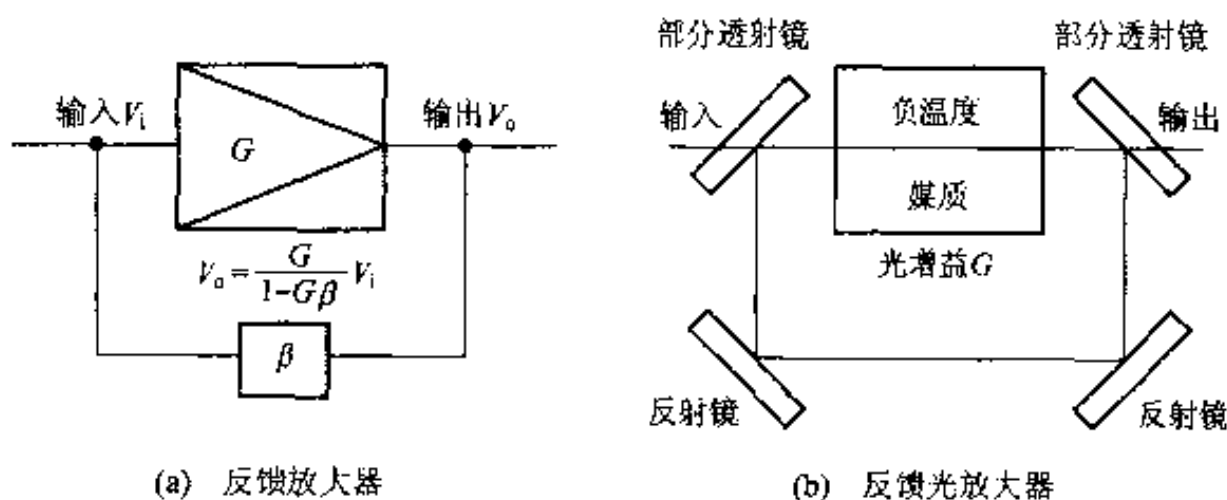
由外加能量使电子从低能级跃迁到高能级的现象称为激发。当外加的能量为光时,称为光激发。这一现象可以想象成用泵把高能级落到低能级

的电子再提升到高能级去,所以也称为泵浦。在激光器中,除了使用光激发之外,还可利用电子束或者放电等进行激发。

3.3 激光振荡条件

如果能获得粒子的反转分布,就有可能使光得到放大。假设单位长度的增益为 g , 粒子数反转分布物质(也称激光媒质)的长度为 l 。光每通过激光媒质一次,就被放大成 $\exp(gl)$ 倍。即该光放大器的增益 G 为 $\exp(gl)$ 。如果放大器加上正反馈,则可制做振荡器。假设反馈系数为 β , 则该反馈放大器的增益为 $G(1 - G\beta)^{-1}$ 。当 $G\beta = 1$ 时,意味着增益为 ∞ 。但是,这并不意味着输出是 ∞ , 而意味着输入即使是零也可以得到有限的(不为零)输出。即具有振荡器的功能。

在光放大器中,通常使用反射镜将输出的光反馈到输入。如果反射镜的反射率为 100%, 则 $\beta = 1$ 。但是,这种情况下没有光输出,所以通常使用部分透光的反射镜。此外,在光传输过程中,由于部分光被吸收或者被散射,使光在传输过程中受到损失,这样 β 变小,使 β 小于 1。图 3.8 示出光放大器的原理。



(a) 反馈放大器中, $G\beta = 1$ 时即使 $V_i = 0$ 也有输出。(b) 光放大器中, $|\beta|$ 为 4 个反射镜反射率的乘积, 有必要获得输出故 $|\beta| < 1$

图 3.8 激光原理

当没有达到粒子数反转分布时 $g < 0$, 即光被吸收, $G < 1$; 当增强激发获

得粒子数反转分布时, $G > 1$; 当继续增加激发, 使 $G\beta = 1$ 时, 则开始振荡。为获得振荡状态, β 越小, 则要求 G 越大。因为这一放大器是交流放大器, 所以必须考虑相位。让我们首先来讨论一下振幅条件。

当处于能级 E_1 、 E_2 ($E_1 < E_2$) 的电子数分别为 n_1 、 n_2 时, 它们随时间的变化为

$$\begin{aligned}\frac{dn_2}{dt} &= -W_L(n_2 - n_1) - n_2 w_{21} + R_2 - n_2 w_{20} \\ \frac{dn_1}{dt} &= W_L(n_2 - n_1) + n_2 w_{21} + R_1 - n_1 w_{10}\end{aligned}\quad (3.8)$$

公式右边的第 1 项表示, 被能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子激发引起的受激辐射和共振吸收; 第 2 项表示与光无关的跃迁; 第 3 项表示由于泵浦而增加的部分; 第 4 项表示激发到 E_1 、 E_2 以外能级时的衰减部分(假设没有泵浦的热平衡状态 $n_1 = n_2 = 0$)。这种 n_1 和 n_2 随时间变化的联立方程式称为速率方程式。在稳定状态下, 左边为零, 所以解联立方程式得到:

$$n_2 - n_1 = R_2 \frac{1 - (1 + R_1/R_2)(w_{21} + w_{20})(w_{10} + w_{20})^{-1}}{W_L + w_{10}(w_{21} + w_{20})(w_{10} + w_{20})^{-1}} \quad (3.9)$$

由上式可知, 要使 $n_2 - n_1 > 0$, 即获得粒子的反转分布, 必须满足 $w_{21} < w_{10}$ 这一条件。另外, w_{20} 越小则越容易获得粒子数反转分布。利用光来激发时, 适当地选择激发光的波长能使 $R_1 = 0$; 而用放电激发时, 则难以使 $R_1 = 0$ 。

逐渐增加激发强度, 开始产生光振荡时的反转分布密度 $\Delta n_i = n_2 - n_1$ 称为阈值(threshold)反转分布密度。当反转分布密度大于阈值时, 激光器的光强度骤然地增加, W_L 增大, 所以再加大 R_2 , $n_2 - n_1$ 也不会增加。即在激发大于阈值时, W_L 为

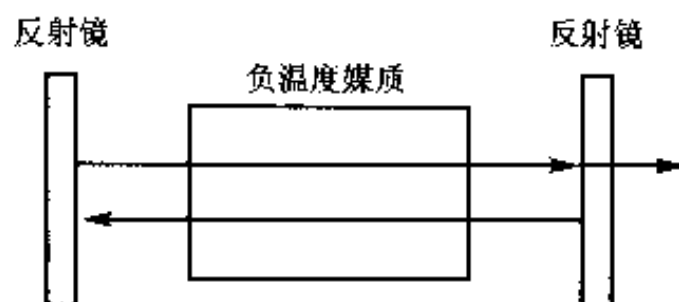
$$W_L = \frac{R_2}{\Delta n_i} \left\{ 1 - \left(1 + \frac{R_1}{R_2} \right) \frac{w_{21} + w_{20}}{w_{10} + w_{20}} \right\} - w_{10} \frac{w_{21} + w_{20}}{w_{10} + w_{20}} \quad (3.10)$$

因为 W_L 的大小与激光器的光强度成正比, 同时 R_1/R_2 非常小或者是一恒定值, 所以激光器的光强度与激发的强度成正比。

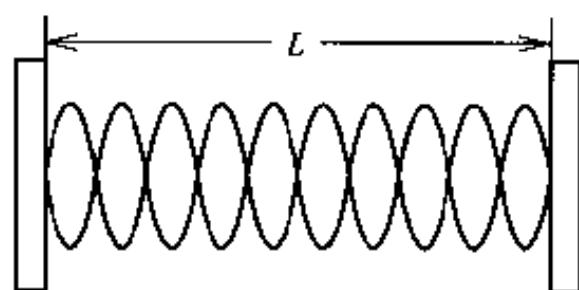
以上, 我们考虑了激光振荡的振幅条件 $|G\beta| = 1$ 。为了构成谐振腔必须使用正反馈放大器。这一条件还意味着由输出端输出的光, 通过反馈回路反馈到输入端时, 必须和最初的输入光的相位相同。两个相对设置的反射镜是最简单的反馈方法, 光来回一次时的距离应该满足波长的整数倍这一条件。假设镜子的间隔为 L , 则要求

$$2L = m\lambda/n \quad (m: \text{整数}) \quad (3.11)$$

式中, n 为激光媒质的折射率。激光器制成后, 则 L 为一定值, 所以激光的波长是能获得增益的波长, 并且其波长必须满足式(3.11)。两个相对设置的反射镜是选出这一特定波长的谐振腔。所以, 用发明这种谐振腔的研究者的姓名来命名该谐振腔, 称为法布里-珀罗 (Fabry-Perot) 谐振腔。图 3.9 为由法布里-珀罗谐振腔构成的激光器的结构和谐振腔内光驻波的示意图。除这种谐振腔之外, 还有链式谐振腔等。



(a) 激光器的基本结构



(b) 法布里-珀罗谐振腔内的光驻波

由相对设置的一组反射镜所构成的谐振腔称为法布里-珀罗谐振腔。媒质内部折射率为1时, 谐振波长为 $\lambda=2L/m$ (m 为整数)。当存在多个谐振波长时, 称为纵模

图 3.9 由法布里-珀罗谐振腔组成的激光器的结构和谐振腔内的光驻波

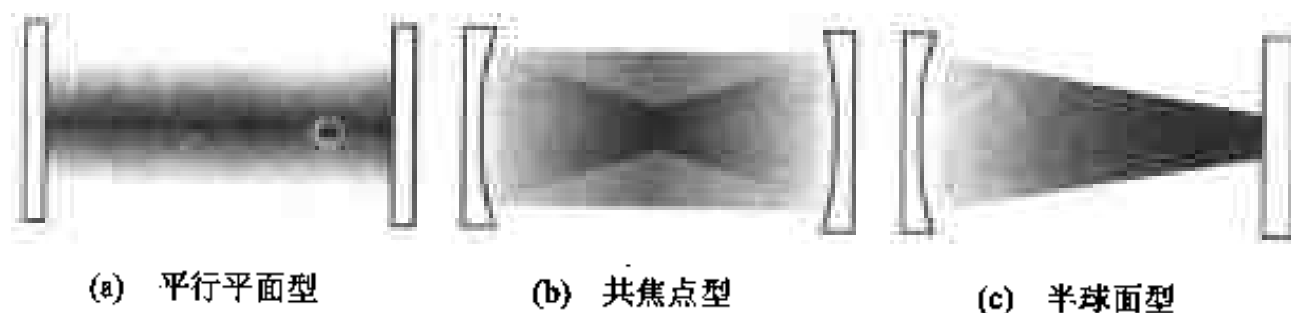
在谐振腔中, 没有充分激发的媒质的光吸收、反射镜的光吸收和光透射、通过光束的衍射使光束面积大于反射镜面积, 因此谐振腔损耗光能。 Q (quality factor) 值是评价谐振腔质量的指标, 其定义为

$$Q = 2\pi\nu \frac{\text{谐振腔内储存的能量}}{\text{每秒钟损失的能量}} \quad (3.12)$$

谐振腔的 Q 值越小, 则振荡所必须的粒子数反转分布密度越大。

3.4 激光器中的电磁场

要使激光器产生受激辐射,必须使用反射镜来获得正反馈。一般用平面镜,也有用凹镜来作反射镜的。其中,最常用的反射镜组合形式是由两个球面镜组成的焦点一致的共焦点型,以及由两个中心一致的反射镜制成的共心型,再一种形式是上述形式的变形,即一侧采用平面镜组成(图 3.10)。



(a)基本型(即平行平面镜型)。(b)焦点一致的两个凹镜构成的共焦点型。(c)在凹镜曲率半径中心处设置平面镜而构成的半球面型。曲率半径相同的两凹镜构成的共焦点型也称为球面型。除此之外,还有曲率半径不同的或焦点位置不重合的各种变形谐振腔

图 3.10 法布里-珀罗谐振腔

当激光器处于振荡状态,激光器内部光为满足相位条件的驻波。下面简单地阐述存在着什么样的驻波。

在讨论传输时,往往将波的前进方向称为纵向;而与波的前进方向相垂直的方向称为横向。式(3.11)中的不同 m 值对应于不同的驻波。这些驻波的电磁场在纵向上的分布是不一样的,将此称为纵模。在激光器中,大多数情况下 nL 要比 λ 大。此时,相邻纵模之间的波长差较小。该波长差称为纵模间隔,当 $m \gg 1$ 时,

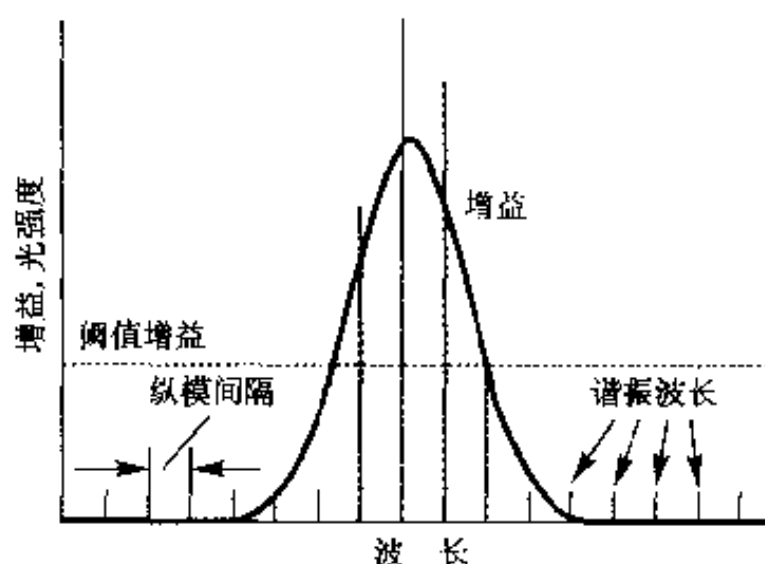
$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2n_{\text{eff}}L} \quad (3.13)$$

式中 n_{eff} 为有效折射率,其值为

$$n_{\text{eff}} = n \left\{ 1 - \left(\frac{\lambda}{n} \right) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \right\} \quad (3.14)$$

一般来说, L 远大于 λ , $\Delta\lambda$ 小于 λ 。由于多普勒效应,在某一波长范围内

都有激光增益。所以,存在着多个满足受激辐射相位条件的纵模。有时多个纵模同时受激辐射,称此为多模(multimode)受激辐射(图 3.11)。如果减小 L 值,纵模间隔将拓宽,如果在获得增益的波长范围内只存在一个纵模时,则激光器仅以那个纵模受激辐射。将此称为单模(single mode)受激辐射。



当增益大于阈值增益, 波长满足谐振条件时, 激光器产生受激辐射。在气体激光器中, 由于多普勒效应使增益宽变大, 由于谐振腔长, 纵模间隔窄, 从而多个纵模同时激振

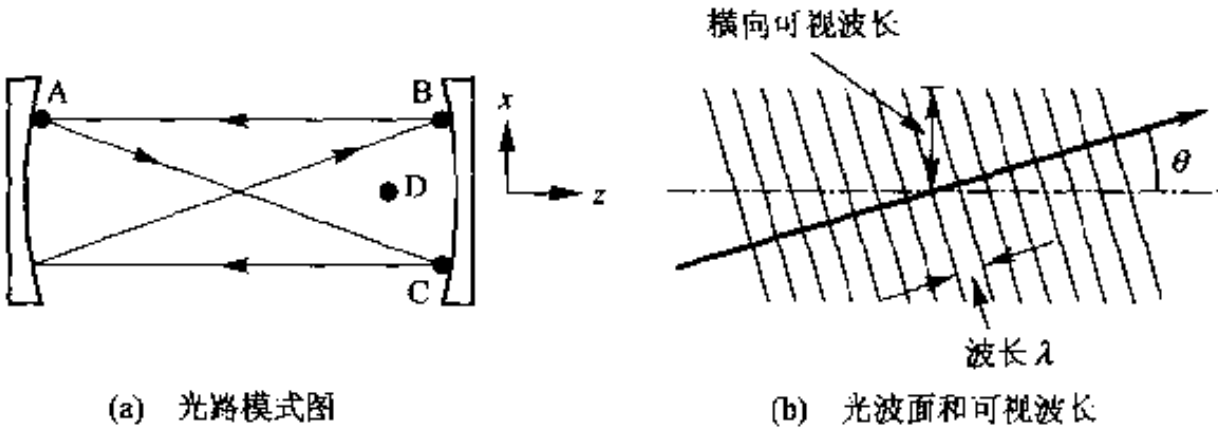
图 3.11 多模激射

在远红外领域激光器中, 因为 λ 长, 所以纵模的间隔变大。有时, 在获得增益的波长范围内, 甚至连一个满足相位条件的纵模都不存在, 则激光器就不会受激辐射。此时, 如果适当地调整 L 值, 使纵模的谐振波长和增益波长相一致, 则激光器就会受激辐射。

在自发辐射光谱线宽均匀加宽的情况下, 一旦有一个模受激辐射时, 粒子数反转分布密度将固定在这个阈值上, 因而其他的需要更大粒子数反转分布密度的模不受激辐射。偶然也会有其他的在同一粒子数反转分布密度下受激辐射的模, 这时一个模的输出增加, 其他模的输出将会变小。将此称为模式竞争。这一现象的发生是由于这些模都共同使用了同一分子(或者原子)的发光。与此相反, 类似多普勒效应所产生的不均匀加宽的情况下, 因为不同波长的光是不同分子的发光, 所以不会发生模式竞争。

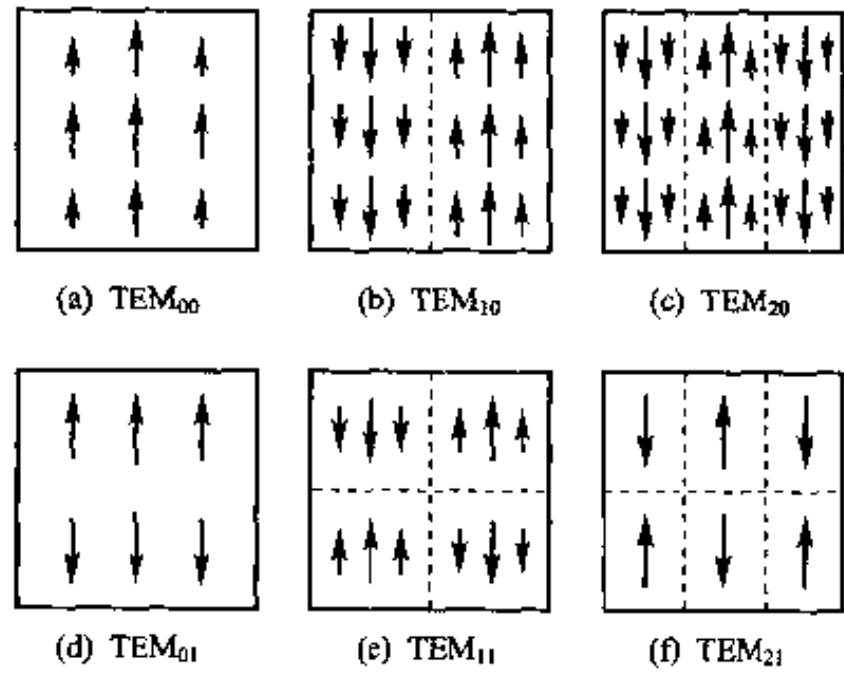
到此为止, 我们所讨论的谐振腔反射镜的反射面均处于光的等相位面上。即使光的相位在整个镜面上不处于相同相位, 也能使其满足相位条件。由图 3.12 可知, 当光自 A 点出发再返回 A 点所经过的光路长约为 $4L$ 。在

这种情况下,相位条件为 $4L \approx m\lambda/n$ 。满足该相位条件的波长与经过一个往返回到原处时的情况相比,波长相差很小。



(a)光路模式图也存在反方向传播的光。既有由A到A一周期长为波长的整倍数,也有B和C处的相位不同的情况。如图(b)所示,电磁波束有束散,在D处存在向许多方向传播的电磁场,相互干涉。
(b)斜向前进的光波面。横向可视波长为 $\lambda/\sin \theta$, 横向干涉条纹(驻波)的间隔比实际波长大得多

图 3.12 高次横模的模式图

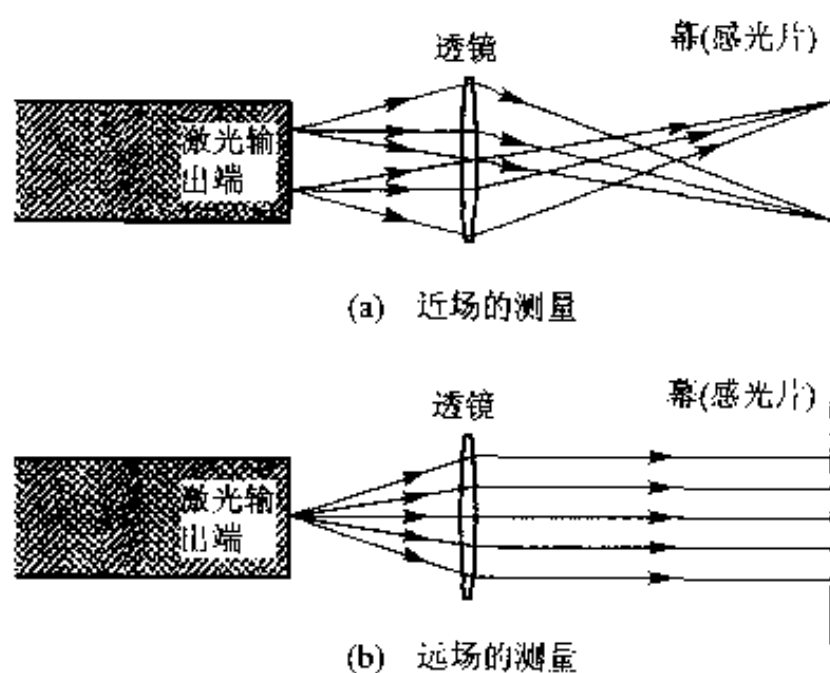


箭头表示谐振腔反射镜上的电场矢量, 在电场矢量方向变化处, 电场强度为零

图 3.13 横模的例子

此外, B 点和 C 点处的光的相位不一定相同, 有时也可能正好相反。在图 3.12 中, 用细线表示光, 光在横方向上也加宽, 在 D 点处, 存在有沿 z 方向和 $-z$ 方向前进的光, 相互干涉产生驻波; 同时, 还存在着 x 方向和 $-x$ 方向前进的光, 这些光相互干涉在 x 方向也产生驻波。 x 方向的可视波长要比 λ 大得多, 通常 x 方向的驻波有数个波节。对于这样的谐振模来说, 电磁场在横方向分布是不同的, 所以称为横模。如果在横向上不存在驻波节时称为基横模, 否则称为高阶横模。一些横模在反射镜面处的电场如图 3.13 所示。各个模式以驻波的波节数加予区分。

如果我们将照相机聚焦于激光器的反射镜面拍下发光照片, 则可得到横模的发光强度分布, 把此称为近场图 (near field pattern)。如果将照相镜头的焦距处于激光器反射镜面的位置, 可获得激光器输出光的角分布照片, 称此为远场图 (far field pattern), 如图 3.14 所示。当以高阶横模激射时, 则远场拓宽。



(a) 测量激光器输出反射镜上光强度的分布, 适当地设置透镜使反射镜的像成像在幕上, 当放置感光片时, 可记录光在输出反射镜面上光强度分布。(b) 测量激光器输出光的角分布, 设置透镜在无限远处成像, 在适当位置放上感光片可作记录

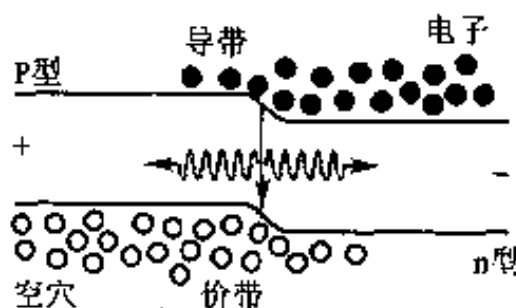
图 3.14 近场和远场的测量

3.5 半导体激光器

3.5.1 发光二极管和半导体激光器

激光器通常用产生粒子数反转分布的材料来命名。例如利用二氧化碳分子的振动、旋转能级之间的粒子数反转分布制成的激光器称为二氧化碳激光器。在半导体激光器中,利用的是半导体能级之间的粒子数反转分布。

首先,让我们来考察半导体 pn 结耗尽层内的载流子。当在零偏压时,耗尽层内既不存在电子也不存在空穴。即导带不存在电子而价带被电子充满。当加上正偏压时,电子通过耗尽层注入到 p 侧;空穴通过耗尽层注入到 n 侧。pn 结附近同时存在着电子和空穴,如图 3.15 所示。即导带中存在电子,价带中不存在电子,处于粒子数反转分布状态。

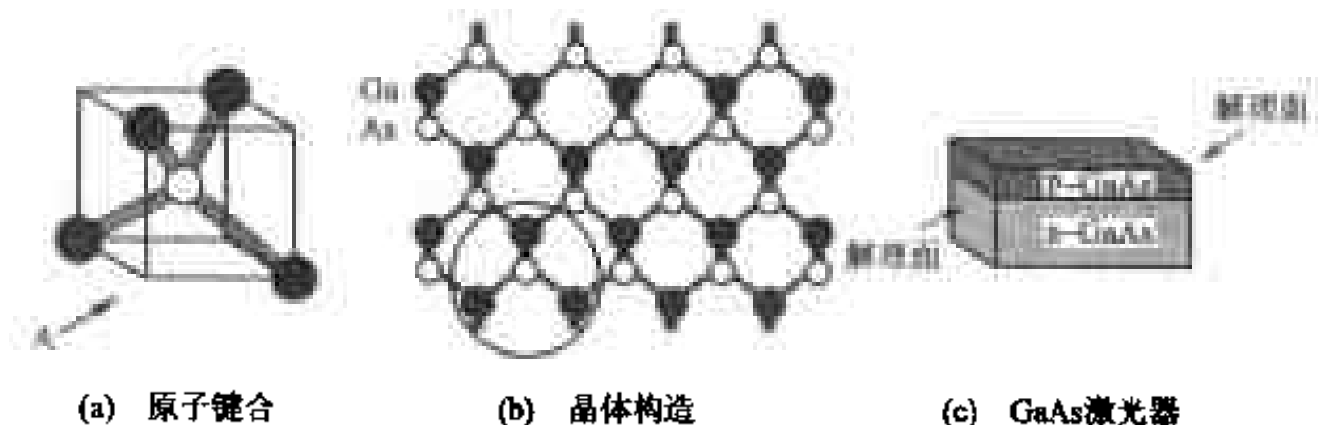


P型半导体加正偏压,n型半导体加负偏压时,在pn界面附近,获得能量高的导带中存在电子,能量低的价带中存在空穴(不存在电子)的反转分布状态。在图2.1等图中,用符号●表示发光跃迁后的电子。而在本图中,用●表示发光跃迁前的电子

图 3.15 处于正向偏压的 pn 结

在同一区域,如果同时存在电子和空穴,电子将放出能量跃迁到价带上,使空穴消失。这一现象称为电子-空穴对的复合。当以光的形式释放能量时,称为**辐射复合**。集成电路所用的 Si 是一种间接带隙材料,所以导带底和价带顶之间的辐射复合非常弱。而化合物半导体材料如 GaAs 等,由于是直接带隙材料,当存在电子-空穴对时,将观察到强的发光。利用正向偏置的 pn 结界面附近产生的这种发光可制成**发光二极管 LED** (Light Emitting Diode)。发光二极管发出的光频率为 $h\nu = E_g$, 即波长为 $\lambda = hc/E_g$ 。

如果加大发光二极管的注入电流,使粒子数反转分布密度增加,则 pn 结界面附近的光增益加大。如果与 pn 界面垂直地设置反射镜则有可能获得激光输出。半导体的折射率比较大($n=3\sim 4$),因而光在半导体与空气界面的反射大。在很多情况下,可利用结晶面作为反射镜。在利用结晶解理面作为反射镜时,反射镜间的平行度可以达到原子面的平行精度,且发射镜与激光媒质为一体,激光器的体积可以制作得非常小(图 3.16)。



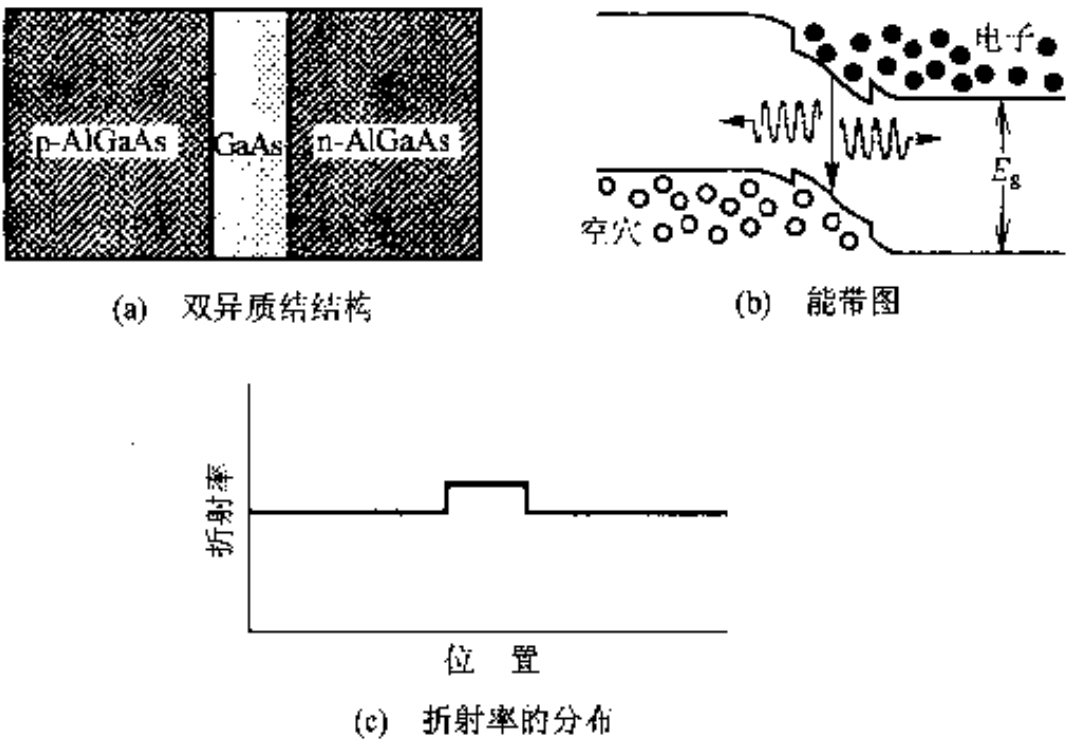
半导体激光器使用诸如GaAs等化合物半导体。如(a)所示,在Ga原子的周围有4个As原子,As原子周围也有4个Ga原子键合。将(a)的构造重叠起来成为(b)所示的晶体结构,大圆中所示的部分是(a)图中由A方向所视的部分。(a)中所示的4个Ga原子中的一个在(b)图中被前面的Ga原子挡住。具有这样结构的晶体可以以纸面平行和垂直的面来解理。利用解理面容易得到图(c)所示的平行面,利用解理面与空气的界面的光反射、可以构成谐振腔。pn界面形成粒子反转分布

图 3.16 利用解理面制成的半导体激光器

3.5.2 异质结结构和条形结构

获得高效半导体激光器的关键在于获得高密度电子-空穴对。经 pn 结注入 p 区的电子向 p 区深层扩散;注入 n 区的空穴向 n 区深层扩散。如果能阻止这些载流子的扩散,则以同样的电流可获得更高密度的电子-空穴对。因而发明了异质结结构。

AlAs 和 GaAs 材料的性质非常相似,当以 $\text{AlAs}:\text{GaAs}=x:1-x$ 的比例制成合金, x 在 $0\sim 1$ 的范围内变化时,其性质与 GaAs 结晶相类似。这种结晶称为 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$,通常简称为 AlGaAs。这种结晶的禁带宽度 E_g 随 x 值的增大而增宽。所以在 GaAs pn 结的两侧有 AlGaAs 层时,载流子被 AlGaAs 层阻止而限制在 GaAs 层内,这样增加了电子-空穴的密度,加大了光的增益,容易获得受激辐射。这种两侧带有异种材料构成的 pn 结如图 3.17 所示,这种结构称为双异质结(double hetero)结构,简称 DH 结构。



(a)由两种不同晶体AlGaAs和GaAs构成异质结,同时形成pn结。pn界面处于GaAs层内或异质结界面上,(b)在禁带宽度 E_g 不同的晶体异质结界面中,带边阶梯形地变化,形成阻止载流子移动的势垒。不管是电子还是空穴都比较容易地进入GaAs层,而难于离开GaAs层,所以容易获得反转分布。(c)一般说来, E_g 小的材料折射率比较大。与pn界面基本上平行传播的光由于全反射而被限制在GaAs层中

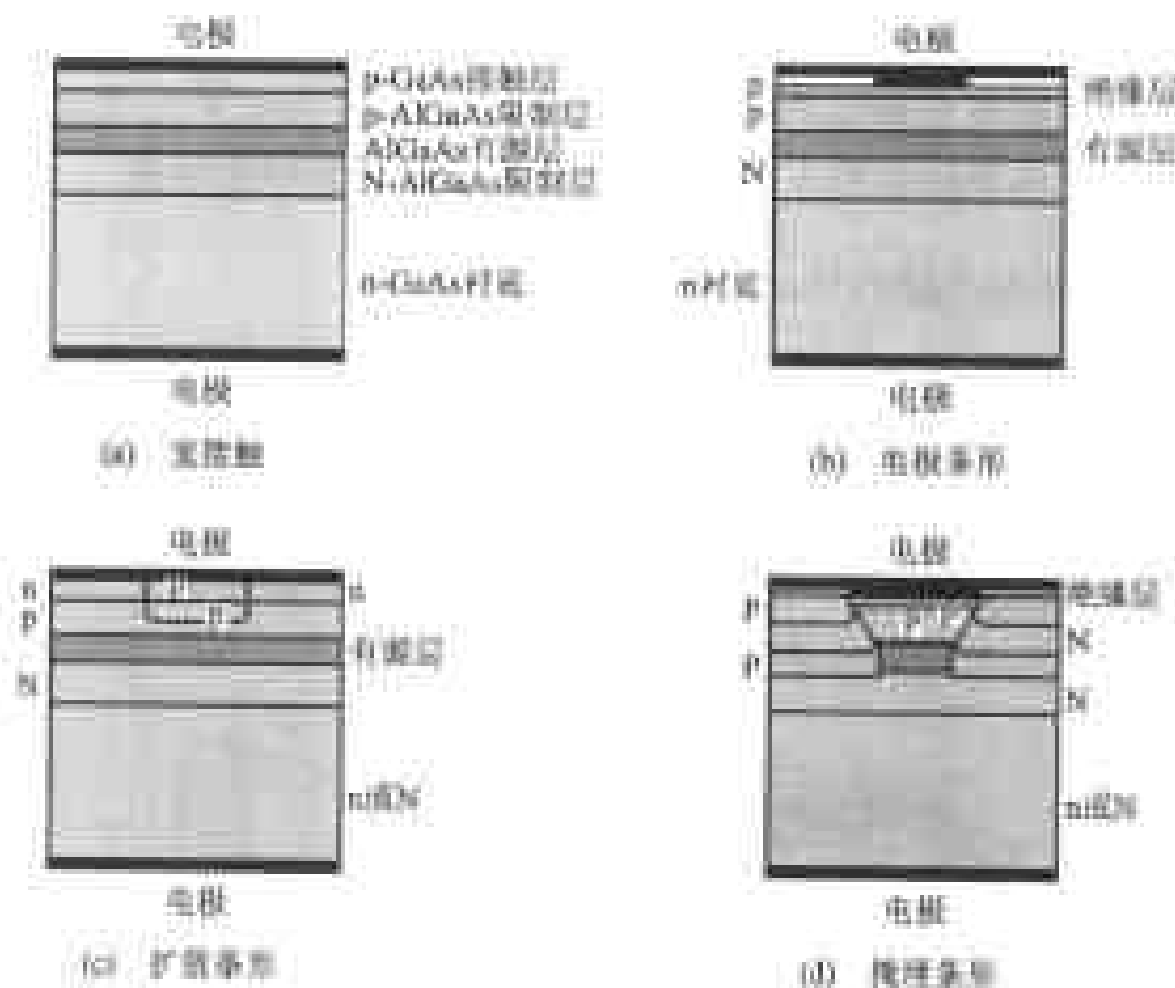
图 3.17 双异质结

AlGaAs 的折射率比 GaAs 的折射率小,实际上这种 DH 结构形成了波导,有关波导的知识将在第 5 章中介绍。采用 DH 结构,光在高折射率层内传输时,可获得全反射而不会泄漏到低折射率层中去,所以 DH 结构同时也是一种光限制结构。这里,光不会泄漏意味着光损失小,从这一点来说,DH 结构是有利于受激辐射的。

一般情况下,激光器采用条状结构,如图 3.18 所示。条状结构不但具有增大电流密度,减小激光阈值电流的作用,而且也有防止产生高阶横模的功能。

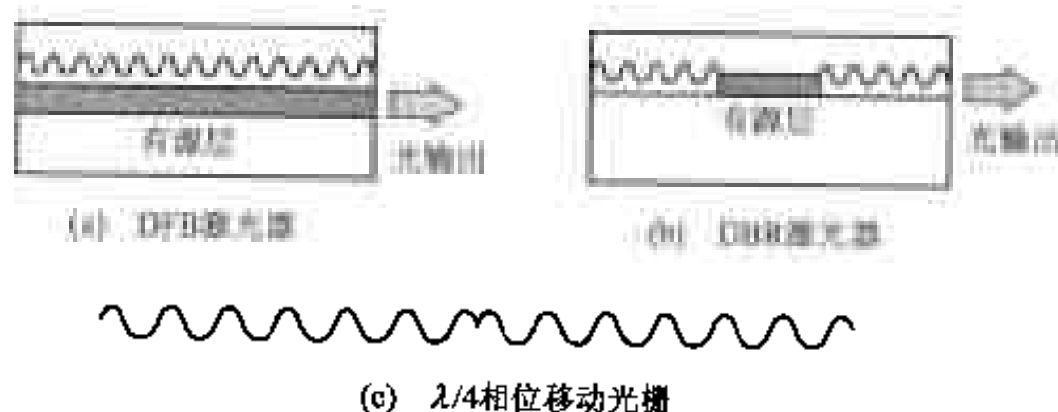
3.5.3 半导体激光器中的光谐振腔

在半导体激光器中,除了采用晶体解理面制成法布里-珀罗(Fabry-Perot)谐振腔之外,还有采用图 3.19 所示的折射率周期变化的多层膜构成光的反馈。分布布拉格反射器(Distributed Bragg Reflector)是利用周期结构的布拉格反射原理制成的,并且利用了波导内设置的衍射光栅只反射满足布拉格反射条件的具有一定波长光的现象。还有一种称为分布反馈(distributed



半导体激光器在光输出方向的断面图(衬底采用GaAs、InP等材料, P、N表示禁带宽度比有源层宽的p、n型材料)。(a)宽接触:整个有源层反转分布,容易产生丝状激光振荡,高阶横模振荡。(b)电极条形:电极在光传播方向(垂直于纸面)为长条状,提高电流密度,阈值电流下降。只在电极的下方形成反转分布,该区域光强度大(增益波导型)。(c)扩散条形:采用平面技术(局部杂质扩散)使电流限制在某区域中(增益波导型)。(d)掩埋条形:将条状有源层埋入禁带宽度大的限制层中构成。载流子不仅被限制在禁带宽度小的有源层中,光也被限制在折射率高的有源层内,提高了效率(折射率波导型)。除此以外,还有多种限制发光区域(条形化)的方法

图 3.18 发光区域的限制法



(a)中,光波在有源层外作为损耗波而存在。损耗波和衍射光栅相互作用而反馈。光的反射位置分布在整个激光器内。(b)利用布拉格反射器反馈。光的反射位置分布在布拉格反射器内。利用(a)所示的均匀衍射光栅进行反馈时,在布拉格波长的附近存在两个振荡波长,(c)所示的将衍射光栅的相位移1/4波长,就成为单一振荡波长

图 3.19 不采用端面反射的半导体激光器

feed back)激光器,这种激光器利用某些波长因周期结构引起的衍射是指向特定方向这一现象而制成的,可用改变结构的周期来选择反馈波的波长。因而反馈的大小随波长的不同而异,有可能获得单纵模光振荡。

3.5.4 半导体激光器的特征

与其他的激光器相比半导体激光器最大的特点在于体积小。这是因为半导体激光器只在 pn 结界面附近有增益,此外反射镜和激光媒质一体化也是可小型化的一个重要因素。另外,多数情况下半导体激光器在体内形成光波导结构,其结果是使半导体激光束的扩展比其他激光器大,而且上下方向与左右方向的扩展程度不一样,如图 3.20 所示。

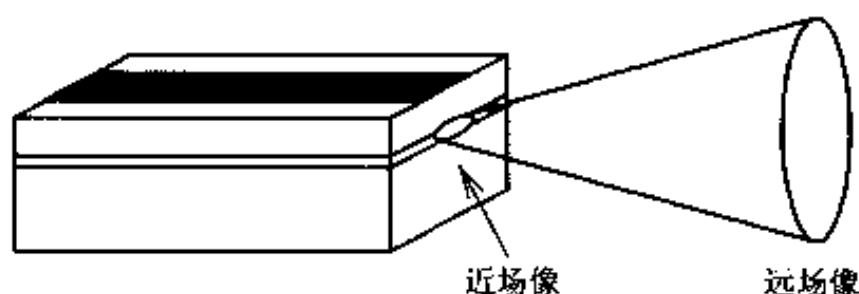


图 3.20 半导体激光器的近场和远场像

半导体激光器的另一个的特征是可以直接调制。在很多其他激光器中,激发能量较大,高速地变更激发强度是困难的;即使可以变更激发强度,要使粒子数反转分布密度的变化跟随激发强度的变化也是很困难的。但是在半导体激光器中,注入电流密度直接与粒子数反转分布密度相关连,输出光强度与注入电流成正比例。同时,因为半导体激光器的注入电流小,所以有可能获得高速调制。专供高速调制用的半导体激光器其调制频率可高达 10GHz 以上。

3.6 激光器的脉冲受激辐射

粒子数反转分布状态通常被称为负温状态。当激光媒质的温度升高时,粒子数反转分布密度将变小,激光器不易产生受激辐射。激发能量中未

转变成激光的那一部分将变成热能。随着激发能量的增加,与连续激射 (continuous wave) 相比,脉冲激射比较容易实现。

3.6.1 Q 开关动作

如果逐渐增大激发强度,粒子数反转分布密度达到阈值时,将发出激光。这时,谐振腔的 Q 值越小,阈值粒子数反转分布密度就越大。从而在低 Q 值谐振腔激光器中,粒子数反转分布密度相当大时才能受激辐射。如果在粒子数反转分布密度足够大的情况下,突然增大激光器谐振腔的 Q 值,则发生受激辐射,得到强度非常大的脉冲光。称此为 Q 开关动作。

为获得 Q 开关动作,可采用旋转镜法、饱和吸收体法,以及电光效应开关法等。饱和吸收体是一种在通常情况下吸收光,当光强度达到一定程度时光吸收呈现饱和特性的物质。如果将这种饱和吸收体置于谐振腔中,起初谐振腔的 Q 小;当光强达到一定程度时, Q 值变大。利用这一特性,会自动地产生开关作用。

当采用脉冲激发,旋转镜等组成强制性的 Q 开关时,必须使 Q 达到最大的时刻和粒子数反转分布密度成为最大的时刻相吻合。在激光器发生受激辐射之前,激发能量是储存在激光器的高能级上的,在 Q 开关打开的瞬间,在很短暂的时间内能量以光的形式释放出来。发射出的光脉冲的峰值功率非常大,所以称为巨型脉冲。

3.6.2 锁 模

激光增益谱不均匀加宽时,其中某一频率受激辐射时,其他频率的光增益没有多大变化,所以当激发达到阈值以上时,则多数纵模同时受激辐射。假设 $n_{\text{eff}} = 1$,由式(3.13)可知,纵模的间隔为 $\Delta\omega = \pi c_0/L$,所以他们的角频率为 $\omega = \omega_0 + m\Delta\omega$ ($m = 0, 1, 2, \dots, m_{\text{max}}$)。光电场为

$$E = \sum E_m \exp[i(\omega_0 + m\Delta\omega)t + \phi_m - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}] \quad (3.15)$$

通常各个纵模独立受激, ϕ_m 是一个任意值。

下面,讨论如何控制各个模的相位,使所有的纵模同步受激。在这种情况下,对于所有的 m , ϕ_m 都可以假设为零。为了简单起见,假定所有模的振幅都相等,即 $E_m = E_0$,则光电场为

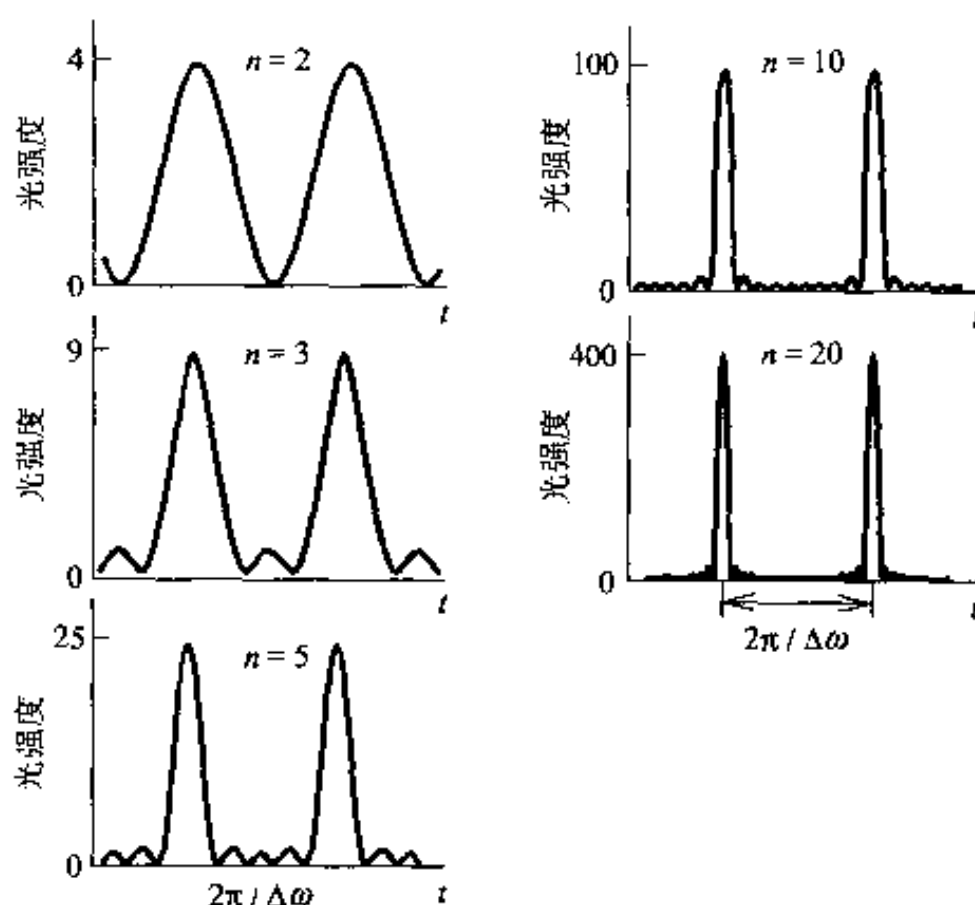
$$E = E_0 \exp[i(\omega_0 t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] \sum \exp(im\Delta\omega t)$$

$$= E_0 \exp\{i(\omega_0 t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})\} \frac{1 - \exp\{i(m_{\max} + 1)\Delta\omega t\}}{1 - \exp(i\Delta\omega t)} \quad (3.16)$$

所以,光电场是一个角频率为 ω_0 的光以

$$f(t) = \frac{1 - \exp\{i(m_{\max} + 1)\Delta\omega t\}}{1 - \exp(i\Delta\omega t)}$$

调幅而成的。 $f(t)$ 在 $\Delta\omega t = 2\pi$ 时分母为零,为非常大的值。即此时的激光为图 3.21 所示的一连串的周期为 $T = 2\pi/\Delta\omega = 2L/c_0$ 的脉冲。称此为锁模(mode lock)。



表示振幅相同的 n 个模($n=m_{\max}+1$)同步时,光强度($=|\text{振幅}|^2$)和时间的关系。这里,光强度是用一个模光强度的倍数来表示的。所有的模同相位叠加时,光的强度为 n^2 倍。
 $n=2$ 时,为频率 $\Delta\omega$ 的脉动,当 n 再大时为周期 $2\pi/\Delta\omega$ 的脉冲串

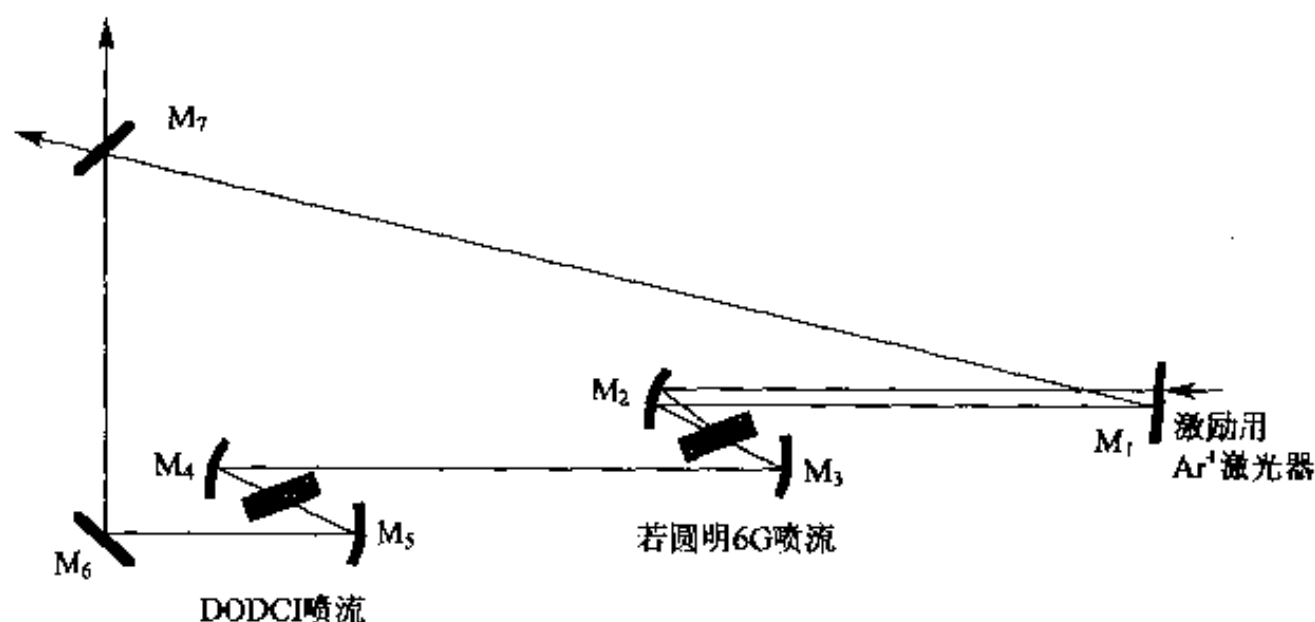
图 3.21 模同步脉冲

锁模的方法之一是用角频率 $\Delta\omega$ 对谐振腔内的电场进行振幅调制。用 $\Delta\omega$ 调制 $\omega_0 + m\Delta\omega$ 的光,生成 $\omega_0 + (m \pm 1)\Delta\omega$ 的侧带波。该侧带波和相邻的模具有相同的角频率,因而由受激辐射产生很强的相互作用,使相邻模的相位固定。在增益曲线的下摆附近,粒子数反转分布密度即使在受激辐射阈值以下的频率,正在受激辐射着的模的侧带波的振幅被放大,与未实施锁

模时相比 $m_{\max}$ 变大, 脉冲宽度变得非常狭窄。

锁模脉冲是周期为 $2L/c_0$ 的脉冲, 它正说明谐振腔内有一个光脉冲, 并在谐振腔内往返传输。当谐振腔内部分区域用饱和吸收体充填时, 因为锁模状态下光的峰值强度大, 所以有利于受激辐射, 有时不加调制也可实现锁模。

使用锁模很容易得到脉冲宽度在 ns 以下的光脉冲。采用链式谐振腔, 在图 3.22 所示的右旋光脉冲和左旋光脉冲相冲撞处, 充填有饱和吸收体的 CPM 激光器 (Colliding-Pulse Mode-Locked Laser), 可得到数十飞 (10^{-15}) 秒的光脉冲。但是要获得如此超短脉冲, 必须细心地补偿谐振腔内的分散以及非线性效应引起的光频率的摆动 (频率随时间变化) 等 (参照参考文献 [1])。



用 Ar^+ 激光器激励激光媒质若丹明 6G。反向前进的光脉冲与可饱和吸收体-DODCCI 相碰撞时, 谐振腔的 Q 变大。作为可饱和吸收体的染料溶液以及激光媒质高速流动, 以经常保持新鲜

图 3.22 CPM 染料激光器

(鳥塚健二, 山下幹雄, 佐藤卓蔵: 「フェムト秒パルス色素レーザーシステム」, レーザー研究 15 卷 11 号 (1987) p.843. fig.1)

练习題

- 1 (1) 求用 $e(t) = E_0 \cos \omega_0 t u(t) \exp(-t/\tau)$ 表示的衰减振动的傅立叶变换 $E(\omega)$ 。
式中, $u(t) = 0 (t < 0)$, $u(t) = 1 (t > 0)$ 是单位阶梯函数。

(2) 证明功率谱 $|E(\omega)|^2$ 为洛伦兹型。

(3) 求光谱半峰值宽度 (FWHM; Full Width at Half Maxima)。

2 证明分子气体的多普勒加宽光谱为下式所示:

$$g(\nu) = \frac{c_0}{\nu_0} \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left\{ - \left(\frac{M}{2kT} \right) \left(\frac{c_0^2}{\nu_0^2} \right) (\nu - \nu_0)^2 \right\}$$

式中, ν_0 是分子静止时的光谱频率, T 是分子气体的温度; M 是分子的质量。

3 用瑞利散射来说明天空为什么是蓝色, 晚霞为什么呈现红色。

4 证明高温下半导体内的电子能量分布可用玻尔兹曼分布近似表示。

5 试导出黑体辐射公式(3.7)。

4

光源

本章介绍各种非相干光源和相干光源。主要叙述光源的构造、发光机理、发光特性,以及它们的应用。

4.1 白炽灯与日光灯

白炽灯和日光灯是最常见的人工光源。这些光源是不能高速调制的非相干光源,光的能量密度低,所以在光电子学中基本上不使用这些光源,这些光源在敞开式光路中还会成为噪音源。但是,由于白炽灯和日光灯等光源具有价格便宜、使用方便等优点,被广泛地用作照明光源。下面,详细地介绍这些光源。

4.1.1 白炽灯

白炽灯是爱迪生发明的。白炽灯是利用物体在高温会发光的所谓热辐射现象制成的光源。正如第3章中所述,物体温度为绝对温度 T 时,由表面辐射的光强度可通过黑体辐射光强度公式(3.7)乘以物质固有的光谱辐射率而得到。一般,光谱辐射率是波长和温度的函数,假设光谱辐射率与波长无关,可用常数来近似地表示,则物体发光光谱的最大值可由下列的维恩位移律(Wien's displacement law)来表示:

$$\lambda_{\max} \cdot T = 2897.8(\mu\text{m}) \cdot K \quad (4.1)$$

一旦灯丝加热后,物体内部的离子、电子产生热运动,辐射出电磁波。这时,既辐射可见光又辐射红外线。由于存在热传导消耗能量,使发光效率非常低。一般情况下,使用钨丝作为白炽灯的灯丝。钨是金属中熔点最高、蒸气压最低的金属。但是,由于钨在高温下会氧化,所以将钨丝密封在真空或者充有惰性气体的玻璃管中。通常,充填的气体为氩气,并掺入少量氮气,防止产生放电现象。

欧美各国的照明光源以白炽灯为主。而日本以日光灯为主,这是因为日光灯的发光效率比白炽灯高的缘故。但是,白炽灯的色调效果好(即能忠实地再现物体的颜色),广泛地作为室内照明光源。由于白炽灯是利用热辐射制成的光源,所以辐射的光是从可见光到近红外的连续光谱。

4.1.2 日光灯

日光灯是利用荧光粉将低压水银放电产生的紫外线转变成可见光的照

明光源。日光灯是在涂有荧光粉的细长玻璃管中,充有数十毫克的水银蒸气和数百帕压力的氩气,且在玻璃管的两端装有灯丝而构成的(图 4.1)。



图 4.1 日光灯

玻璃管两端的灯丝之间加有电压,高温灯丝发射的电子经电场加速产生放电现象。被加速的电子与水银原子相碰撞使水银原子处于激发状态。当水银原子由激发状态再回到基态时,辐射出光子。但是,这时发出的光波长为 253.7nm 的不可见的紫外线。涂在放电管内壁的荧光粉吸收这些紫外线后发出可见光。选择荧光粉的种类,可改变发光的颜色。日光灯的发热量小,发光效率为白炽灯的 4 倍左右。

日光灯的发光光谱随荧光粉的种类而异。现在最普及的是白色日光灯和日光色日光灯。但是,这些日光灯的红色成分少、色调效果差。为此,研制了 3 波长日光灯。这种日光灯是通过红、蓝、绿 3 色窄带发光的荧光粉组合改善了色调效果。

4.2 固体激光器

固体激光器是使用固体作为激光媒质制成的激光器,具有体积小、输出功率大等特点。固体激光器中,有红宝石激光器、钕铝石榴石(YAG)激光器和钛蓝宝石激光器等。下面,将介绍这些固体激光器。此外,虽然半导体激光器也属于固体激光器,但是在很多情况下都是与固体激光器相区分而另列一类。本书中将专门介绍半导体激光器。

4.2.1 红宝石激光器

红宝石激光器是 1960 年世界上首次试制成功的激光器。激光媒质为红宝石(含有 Cr_2O_3 的 Al_2O_3 人工晶体),激发光源为氙灯。红宝石激光器是波长为 694.3nm 的三能级激光器。

红宝石激光器的结构如图 4.2 所示,闪光灯内部封有氙气。当电容器

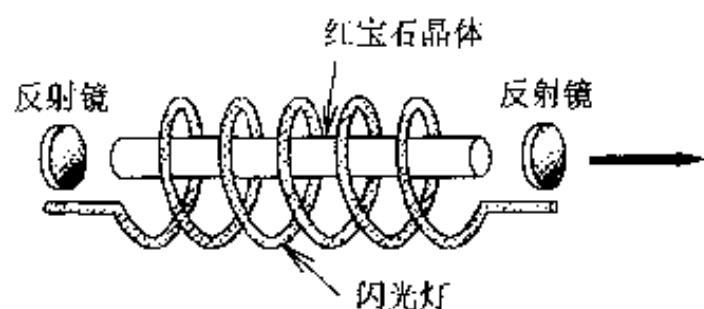
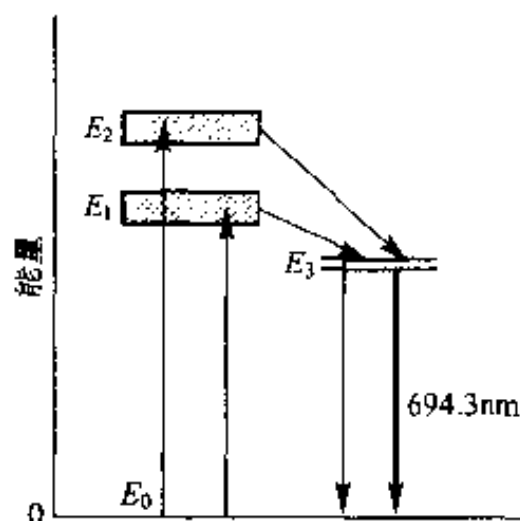


图 4.2 红宝石激光器的结构

储存的能量在一瞬间释放在氙灯上,引起氙灯在数毫秒时间内的脉冲放电,发出波长范围较宽的脉冲光。红宝石晶体内的 Cr^{3+} 离子的能级如图 4.3 所示,当 Cr^{3+} 离子吸收氙灯发出的波长为 410nm 和 560nm 附近的光时,产生由 E_0 到

E_1 、 E_2 能级的跃迁。处于 E_1 、 E_2 能级的 Cr^{3+} 离子经过无辐射跃迁到达 E_3 状态,与 E_0 状态之间形成粒子数反转分布。当 Cr^{3+} 离子由 E_3 跃迁到 E_0 能级时,就产生激光。 E_3 能级是由两个能量差很小的能级构成的,但激光是由两个能级中能量较低的能级和 E_0 能级之间的跃迁产生的。在这种激光器中,往往只有在 50% 以上的 Cr^{3+} 离子获得激发时,才能达到粒子数反转分布。

由于红宝石激光器产生激光的能级之间的弛豫时间长,所以谐振腔的 Q 值以及激发光强度的变化将引起反转分布的急剧变化。从而,激射与停止的重复将形成一连串的数百纳秒的光脉冲(弛豫激射)。整个光脉冲的持续时间为数百微秒,平均输出功率为数千瓦。当工作在 Q 开关状态时,可以获得峰值功率为数兆瓦的巨型脉冲。红宝石激光器的效率在 1% 以下。当钕铝石榴石激光器试制成功后,钕铝石榴石激光器取代了红宝石激光器。但是,因为红宝石激光器是可见光激光器,所以是全息照相不可缺少的光源。

图 4.3 Cr^{3+} 能级图

弛 豫

假设物质处于激发的非平衡状态,它总是欲立即返回平衡状态。这样一种机能称为弛豫。多余的热量通过热交换变换成粒子的动能或固体晶格振动能量等,或者向其他粒子转移,通过自发辐射释放等。弛豫时间为由于弛豫返回到平衡状态所需的时间。

4.2.2 玻璃激光器

玻璃激光器中使用的激光媒质是掺有稀土元素离子的玻璃。玻璃激光器是一种由光激发的固体激光器,激发的方式和红宝石激光器相同。对于玻璃激光器来说,由激光而引起的内部破坏阈值比红宝石激光器大,并且可以制成大尺寸的激光媒质,所以容易得到大功率的光输出。典型玻璃激光器的激射波长如表 4.1 所示。其中,钕(Nd^{3+})玻璃激光器是用途最广泛的玻璃激光器。

Nd^{3+} 玻璃激光器可以获得 3 个波长的激光。其中波长为 $1.06\mu\text{m}$ 的激光强度最大。 $1.06\mu\text{m}$ 波长的激光可以看成是理想的四能级激光器。其跃迁过程如下:首先吸收波长为 750nm 到 850nm 附近的光,由此激发出的离子经过无辐射跃迁到达激光高能态,形成反转分布。因为激光低能态的弛豫时间短,并且它的能量比室温时的热能高得多(不能热激发),所以能级上的离子密度低,容易获得反转分布。所以激光阈值比红宝石激光器低。

玻璃激光器可以工作在弛豫激射和 Q 开关激射两种状态。激光输出以及效率分别比红宝石激光器大一个数量级。由于玻璃激光器输出的功率大,常与非线性光学媒质组合应用于激光核聚变的研究。

表 4.1 玻璃激光器的振荡波长及跃迁

离子	波长/ μm
Nd^{3+}	0.918, 1.06, 1.317
Er^{3+}	1.55 ~
K^{2+}	1.343
Yb^{3+}	1.018

连续激射和脉冲激射

激光器的激射有连续激射和脉冲激射两种状态。连续激射时,激光器的输出呈现瓦特(W)为单位;脉冲激射时往往采用一个脉冲输出的能量 J 来表示。此外,采用 J/s 来表示脉冲的峰值功率。这一值近似地等于脉冲输出的总能量 J 除以脉冲的宽度 t。有时也使用 W 来表示平均输出功率。平均输出功率等于每个脉冲的能量 J 乘以脉冲的重复频率(Hz)。

4.2.3 钇铝石榴石激光器

钇铝石榴石激光器中作为激光媒质使用掺有 Nd^{3+} 离子的钇铝石榴石

YAG($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$:Yttrium Aluminum Garnet)晶体。钇铝石榴石激光器(简称YAG激光器)是一种光激发的固体激光器,具有光功率大、效率高、稳定性好等特点,是一种用途广泛的激光器。并且,钇铝石榴石激光器能工作于脉冲激射,连续激射等多种工作状态。

YAG激光器在 $1.052\mu\text{m}$ 到 $1.123\mu\text{m}$ 波长和 $1.319\mu\text{m}$ 到 $1.444\mu\text{m}$ 波长范围内具有很多激射线,其中 $1.064\mu\text{m}$ 的激射最强。在这个波长的激射可以看成是四能级激光器。工作在弛豫激射时,峰值输出为数十千瓦;工作在Q开关激射时可得到数十兆瓦的输出功率。所以YAG激光器广泛应用于激光加工。

YAG激光器的最大优点是受激辐射的跃迁几率大,激射阈值小,以低的输入就可以获得激射,所以容易实现连续激射。常用氩弧灯作为YAG激光器连续激射的激发光源。在这种激光器中,输出大的可达数百瓦,效率为百分之几。此外,还可以用半导体二极管激光激发,所以作为小型固体激光器被广泛地用在许多领域。二极管激光器泵浦的小型YAG激光器输出达数毫瓦,效率接近10%。

红宝石激光器和玻璃激光器的脉冲激射频率只有数赫。YAG激光器在连续激发Q开关工作时,频率可达数十千赫;采用倾腔(cavity dumping)可获得数兆赫;采用锁模可得到数千兆赫的激光脉冲。YAG激光器大都与非线性光学晶体组合使用,由于非线性光学效应,可以得到532nm的二次谐波、355nm三次谐波和266nm四次谐波。

4.2.4 钛蓝宝石激光器

钛蓝宝石激光器中使用的激光媒质是掺有钛离子(Ti^{3+})的蓝宝石(Al_2O_3)晶体。钛蓝宝石激光器也是一种光激发的固体激光器,其波长在很宽的范围内可变,这种激光器具有良好的发光效率和稳定性,广泛地用作激光光谱光源。

钛蓝宝石激光器的吸收带宽为400~600nm,用绿色带域激光器激发。连续工作时用氩离子激光器激发;脉冲工作时用YAG激光器的二次谐波来激发。可以获得波长从680nm到1100nm的激光。

连续工作的钛蓝宝石激光器的结构如图4.4所示。其中,利用双折射滤光片选择波长。为了减少光损耗,将钛蓝宝石晶体沿布儒斯特(Brewster)角方向切片。反射镜M2可让氩离子激光器发出的光透过,而使钛蓝

宝石激光器的光反射。用数十瓦的光激发可以获得数瓦的激光输出。当脉冲工作时,用数十毫焦耳的光激发可以获得数毫焦耳的激光输出。采用锁模可得到飞(10^{-15})秒的激光脉冲,常用于超高速分光。

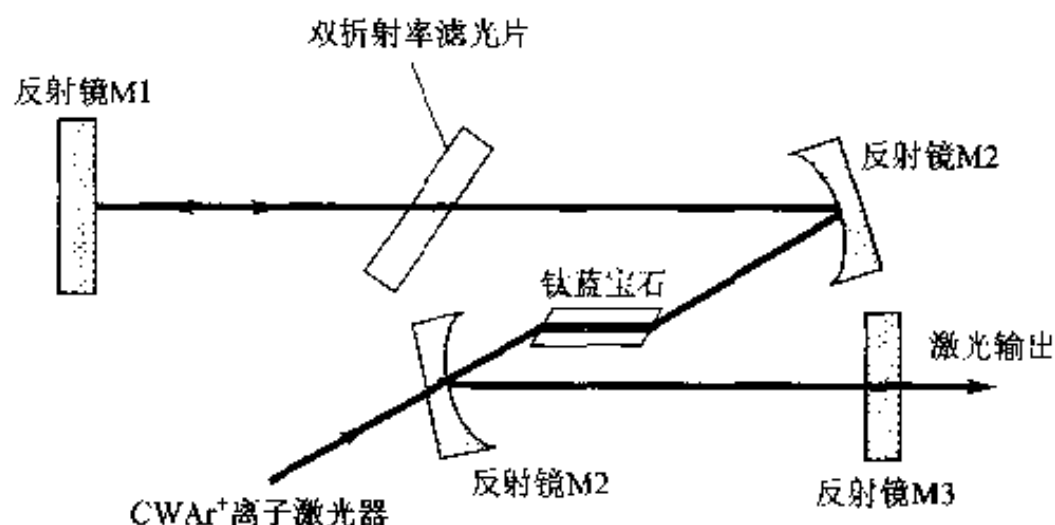


图 4.4 钛蓝宝石激光器

与钛蓝宝石具有相同性质的晶体有: $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$ (750 ~ 1000nm), $\text{Cr}^{4+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ (1.16 ~ 1.35 μm), $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ (1.35 ~ 1.58 μm)等。这些激光器都可以用半导体激光器激发,制成小型的全固体的波长可变激光器。

其他的固体激光器还有紫翠玉(Alexandrite)激光器(730 ~ 780nm 波长可调),Er:YLF 激光器(850nm,1730nm),掺 Er 光纤激光器(1.55 μm)等。

4.3 气体激光器

气体激光器使用的激光媒质是气体,已经制成了许多波长在紫外到远红外范围内激射的激光器。主要的气体激光器有:He-Ne 激光器、 CO_2 激光器、稀有气体离子激光器、远红外激光器,以及准分子激光器等。下面,分别介绍这些激光器。

4.3.1 He-Ne 激光器

He-Ne 激光器是以 He 和 Ne 混合气体作为激光媒质的、放电激发的连续

工作的气体激光器。大多数的 He-Ne 激光器发光波长为 632.8nm , 也有波长为 $1.15\mu\text{m}$ 、 $3.39\mu\text{m}$ 等数种激光器。He-Ne 激光器的稳定性非常好, 特别是波长为 632.8nm 的红光激光器, 广泛地用作光学实验中的位置较准。

He-Ne 激光器有内镜型和外镜型两种结构, 前者反射镜装在放电管的两端, 而后者反射镜装在放电管的外部。图 4.5 为外镜型 He-Ne 激光器的结构图。在内径为数毫米、长度为数厘米的玻璃管内封入数十帕的 Ne 以及数百帕的 He, 由直流放电, 可以得到数毫瓦到数十毫瓦的激光输出。当放电管的两端采用布儒斯特窗口时, 输出为线偏振光。其发光效率小于 0.1% 。



图 4.5 He-Ne 激光器的结构(外部反射镜式)

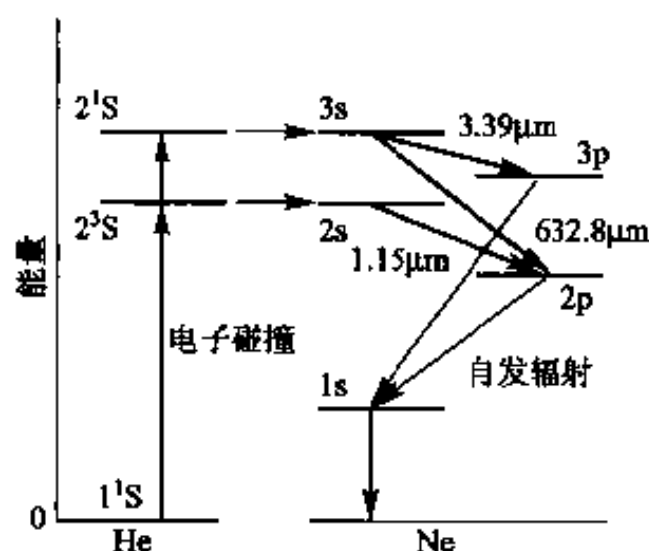


图 4.6 He-Ne 激光器的能级图

图 4.6 示出了 He-Ne 激光器的能级。其主要激发过程如下: 被电场加速的电子与 He 原子相碰撞, 激发 He 原子。被激发的 He 原子具有的能量与 Ne 原子的 $3s$ 、 $2s$ 能级的能量相近, 因而被激发的 He 原子与基态的 Ne 原子相碰撞时, 将能量转移给 Ne 原子, 使 Ne 原子处于激发态(共振激发)。因而 $3s-2p$ 、 $2s-2p$ 、 $3s-3p$ 能级之间产生反转分布, 获得波长为 632.8nm 、 $1.15\mu\text{m}$ 、 $3.39\mu\text{m}$ 的激光。

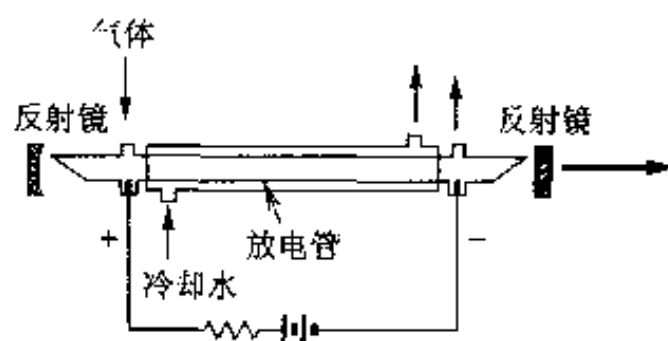
4.3.2 CO_2 激光器

CO_2 激光器使用的激光媒质是 CO_2 、 N_2 和 He 的混合气体, 是一种放电

激发的气体激光器。在 $9 \sim 12\mu\text{m}$ 波长范围内有 100 多条谱线,既能工作于脉冲激射状态,也能工作在连续激射状态。发光效率为 10% 左右,是一种高效率、大功率的激光器。

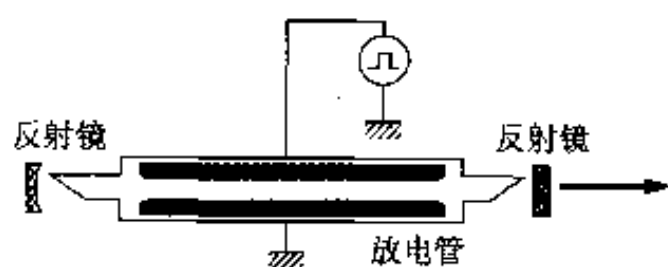
CO_2 激光器有多种激发方式:直流放电型、横式大气压放电型 (TEA; Transversely Excited Atmospheric) 及波导型等。这几种激发方式的激光器的结构如图 4.7 所示。

直流放电型 CO_2 激光器由在内径为数毫米到数厘米、放电长度为数米的放电管内封入数百帕的 CO_2 、 N_2 和 He 的混合气体而构成的,它是通过直流放电获得激光。

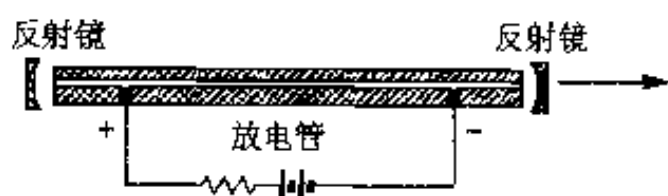


(a) 直流放电型

产生激光的下能级靠近基态,因此气体必须保持在较低的温度下,使下能级处于低密度。在结构上将放电管制成双层,用冷却水降低气体温度。此外,由于放电使 CO_2 分子逐渐分解,所以工作时必须边排气边注入新的气体。在全密封低输出的激光器中,用催化剂等将 CO 还原成 CO_2 分子。气体循环式激光器的输出功率可达数十瓦到数千瓦;密封式可达数瓦到数十瓦。



(b) TEA



(c) 波导型

图 4.7 CO_2 激光器的结构

TEA 激光器中,放电电极设置在与光轴垂直的方向,使约一个大气压的高压混合气体脉冲放电,获得激光。一般情况下,高压下的放电是不稳定的,通过改良电极的形状、预电离等措施使其稳定。由于放电时间短,所以冷却和气体的分解不会成为问题。瞬间注入很大的能量,可获得大功率的激光输出。峰值输出可大于数兆瓦,脉冲宽度为数十纳秒到数十微秒之间,脉冲频率为数赫到数百赫。

波导型激光器使用内径小于 1.5mm 的极细的放电管。该放电管起介质波导的作用,使光的传输损耗降低。气体压力为数十帕,进行高速气体循环时,可得到数百毫瓦到数十瓦的功率输出。波导型激光器体积小,能在脉冲激射、连续激射等状态下工作。

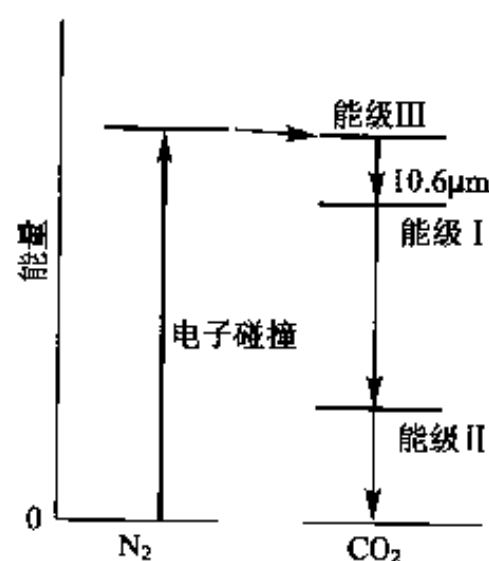


图 4.8 CO_2 激光器的能级图

图 4.8 为 CO_2 激光器的能级图。其主要激发过程如下：首先，由于电子的碰撞而激发 N_2 分子。此时，不是电子激发，而是因分子振动状态的变化而引起的振动激发。另一方面，由于 CO_2 分子三个原子的运动不同而具有三个振动状态。激发的 N_2 分子的共振激发使 CO_2 分子激发到振动能级 III。振动能级 III 与振动能级 I 之间形成反转分布，发出 $10.6\mu\text{m}$ 的激光。

由于这些振动能级可细分成多个旋转能级，所以有多条谱线。然后，处于振动能级 I 的分子通过振动能级 II 回到基态。

CO_2 激光器的激射波长与很多多原子分子的吸收线相一致，用 CO_2 激光器激发，能得到远红外激光。典型的用 CO_2 激光器激发的远红外激光的激射波长如图 4.9 所示。这些激光具有 100 条以上的离散谱线。由于远红外激光的种类少，所以这些激光常用于远红外领域的激光分光。

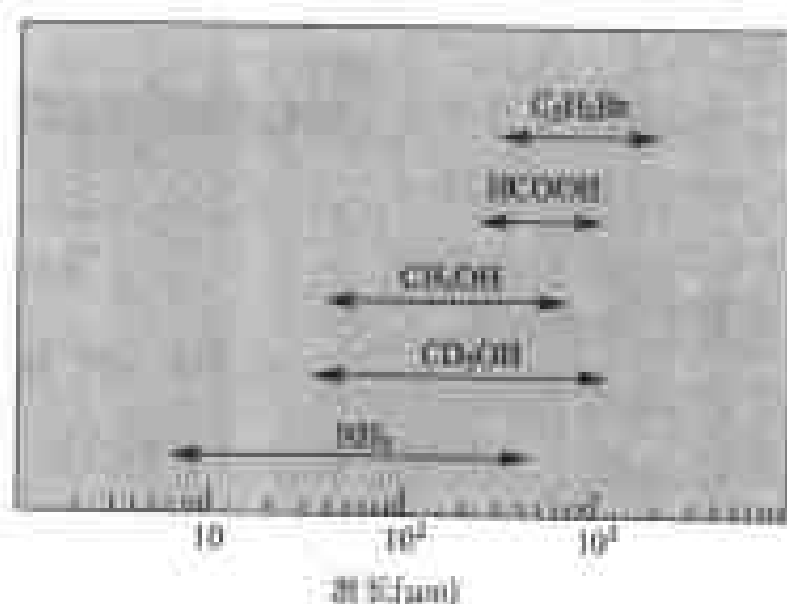


图 4.9 用 CO_2 激光器激励的远红外激光器的波长

布儒斯特窗口

光照射在布儒斯特角(参照第二章)的透明材料，电场平行于入射面的线性偏振光成分不产生反射而完全透射，垂直于入射面的线性偏振光成分产生反射。其结果，平行于入射面的线性偏振光成分的比例小，产生透射，获得线性偏振光激光。这种的窗口称为布儒斯特窗口。

4.3.3 稀有气体离子激光器

稀有气体离子激光器是一种以稀有气体为激光媒质的、用放电激发的气体激光器。稀有气体离子激光器既能工作在连续激射,也能工作在脉冲激射状态(虽然可以用脉冲激励,但是一般用锁模或倾腔法(cavity dumping))。使用的稀有气体有 Ar、Kr、Xe 和 Ne。利用这些气体的一价和二价离子,可以获得处于由紫外线到可见光领域的多条谱线。特别有用的稀有气体离子激光器有 Ar 离子激光器和 Kr 离子激光器。Ar 离子激光器可得到的波长为 514.5nm、488.0nm, Kr 离子激光器可得到的波长为 647.1nm 的很强的激光。输出功率可达数瓦,发光效率小于 0.1%。稀有气体离子激光器是可见光波长范围内连续工作的激光器中输出功率最高的,广泛地应用于其他激光器的激发光源、分光 and 医疗等领域中。

稀有气体离子激光器的结构和 He-Ne 激光器基本相同。但是在稀有气体离子激光器中,为了使稀有气体离子化,需要大电流的电弧放电。一般情况下,内径为数毫米的放电管需要通过数十到数百安[培]的电流。放电管的温度很高,所以采用石墨或者氧化铍陶瓷制成,并进行强制冷却。此外,由于放电电流大,阴极侧的离子密度大,放电管内离子分布不均匀。为了防止这种现象的发生,放电管放电回路的外侧,设置气体的反馈回路,使其不产生气压差。

图 4.10 为 Ar 的能级图。Ar 离子激光器的主要激发过程如下:电子与 Ar 原子相碰撞,引起直接激发或多阶段激发,或者来自其他的高能级的级联跃迁,使其激发到 Ar^+ 的 4p 能级。其结果是与 Ar^+ 的 4s 能级之间形成反转分布,激射出可见光。同样, Ar^{2+} 的 4p, 4p' 能级与 4s, 4s' 能级之间也能形成反转分布,获得紫外线领域的激射光。稀有气体离子激光器激射跃迁的能级很高,所以效率很差。

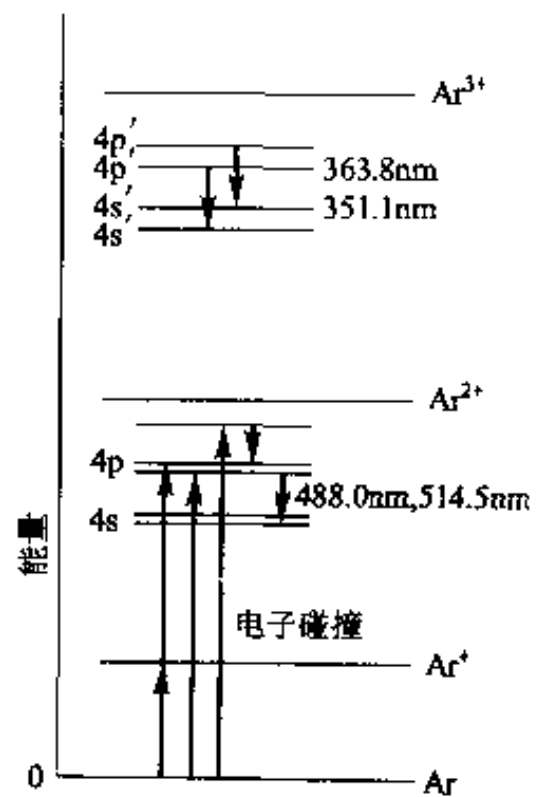


图 4.10 Ar 离子激光器的能级图

4.3.4 准分子激光器

准分子激光器使用的激光媒质是稀有气体,或者是稀有气体和卤素气体的混合气体。准分子激光器是一种波长在紫外线领域的脉冲激光器。一般,稀有气体是非常稳定的,很难与其他原子结合形成分子。但是,一旦被激发后,则气体性质发生变化,易与其他原子结合形成分子。这样形成的分子称为准分子。准分子在激发状态很稳定,在基态反而不稳定,会立即被分解。因而处于激光低能级的基态的准分子数非常少,可获得理想的反转分布。表 4.2 列出稀有气体和卤素气体在不同组合时所对应的激光波长。

表 4.2 稀有气体-卤素准分子激光器的波长

	Ar	Kr	Xe
F	193	249	351
Cl	172	222	308
Br			282

[nm]

由放电激发的准分子激光器结构与 TEA CO_2 激光器的结构基本相同。这种激光器很难维持放电的长期稳定性,而要求脉冲宽度为数十纳秒到数百纳秒的高速放电。此外,卤素气体的活性很强,气体容易恶化。因此,必须用耐腐蚀的材料来制造激光器,并且需要定期地更

换气体。通常采用 He、Ne 将压力为数千帕的稀有气体 (Ar、Kr、Xe) 和压力为数百帕的卤素气体 (HCl 、 F_2 等) 的混合气体稀释成数百千帕,将此混合气体作为激光媒质。激光器的输出能量为数百微焦[耳],发光效率约为 1%。当导入大流量的气体媒质时,重复频率可高达数千赫。放电激发的准分子激光器是紫外区域的高效率激光器,通常作为分光、激光加工和光刻的光源。准分子激光器也可用电子束来激发。

除以上介绍的气体激光器之外,还有 He-Cd 激光器 (442nm, 325nm)、氮气激光器 (337nm)、铜蒸气激光器 (510nm, 578nm)、CO 激光器 (5 到 7 μm),以及氟激光器 (152nm) 等。

4.4 半导体激光器

半导体激光器是一种体积小、重量轻、可靠性高的激光器。1962 年,试

制成功了同质结半导体激光器。现在,一般使用双异质结结构,将光和载流子限制在有源层中。同时还采用条形结构来改良其特性。在半导体激光器中,除了采用晶体解理面制成法布里·珀罗谐振腔之外,还有分布布拉格反射(DBR)型和分布反馈(DFB)型等结构。此外,作为有源层还发展了多量子阱(MQW)、应变量子阱等结构。面发射激光器是一种新型的激光器。半导体激光器的激射波长根据所使用的材料不同而异,当采用Ⅲ-V族,Ⅳ-V族,Ⅱ-VI族的材料,已获得了覆盖由蓝色到远红外区域的各种波长的激光器。下面介绍这些半导体激光器(关于DH、DBR、DFB,以及条形激光器请参照第3章)。

4.4.1 Ⅲ-V族半导体激光器

典型的半导体激光器是用GaAs和 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (通常简称AlGaAs)材料制成的,改变混晶比(x)可以获得波长从750nm到905nm范围的激光器。连续激射或脉冲激射均可,连续激射时的效率为1%~20%,输出功率可达数十毫瓦。常用它作为短距离光通信、小型唱机、光盘和激光打印机中的光源。

同样,使用Ⅲ-V族半导体材料 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ (通常简称InGaAsP)和InP制成的双异质结半导体激光器也是一种重要的半导体激光器。改变混晶比可以获得波长从0.9 μm 到1.7 μm 范围的、连续激射或脉冲激射的激光器。连续激射时的效率为1%~20%,输出功率可达数毫瓦。常用作光通信的光源。

现在,已经研制成功InGaN和GaN材料的蓝光激光器。由于蓝光激光器的波长比较短,具有在信息处理时可提高信息密度的特点,正在努力进行实用化的研究。

图4.11为半导体激光器的输出光强度 P 和电流 I 之间的关系。电流小时,发光比较弱,与发光二极管同样只是一种自

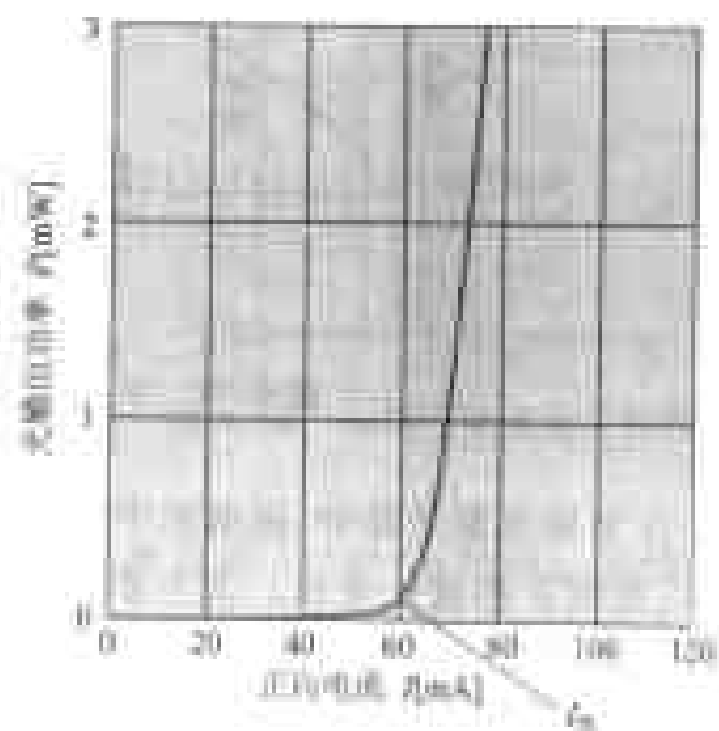


图 4.11 半导体激光器光输出-正向电流特性

发辐射。当电流超过阈值 I_{th} 后,则开始受激辐射。此后,发光强度将与 $(I - I_{th})$ 的值成比例地增加。在半导体激光器中,解理面的反射率大,激光器以 TE 模 (TE 模:电场矢量与 pn 结面平行的模) 激射,输出为线偏振光。

通常,将电流大于阈值电流时的输出光强度 P 对电流 I 的微分 $\eta_s = dP/dI$ 称为微分效率;将光子数 n_p 对注入电子数 n_e 的微分 $\eta_q = dn_p/dn_e$ 称为微分量子效率。这些参数是决定半导体激光器效率的重要指标。小于阈值电流的电流是与激光输出大小无关的一种损耗。因而,激光的输出是由大于阈值的电流和微分效率的乘积来决定的。当脉冲激射时,激光器是工作在电流远大于阈值情况下,所以全效率接近微分效率。与脉冲激射时不同,在连续工作状态下,工作电流稍微大于阈值,所以效率变低。AlGaAs 激光器的微分量子效率在二极管内部几乎为 100%,对输出光而言,微分量子效率为 50% 左右。

图 4.12 为半导体激光器的发光光谱。半导体激光器的增益带宽大于其他的激光器,约为数十纳米。因而,往往同时以数个谐振模式激射。特别是在阈值电流附近,带宽较宽的自发辐射中与谐振模式相一致的数条或者数十条谱线同时激射。随着输入电流的增大,激射模数减小,光谱线减少。

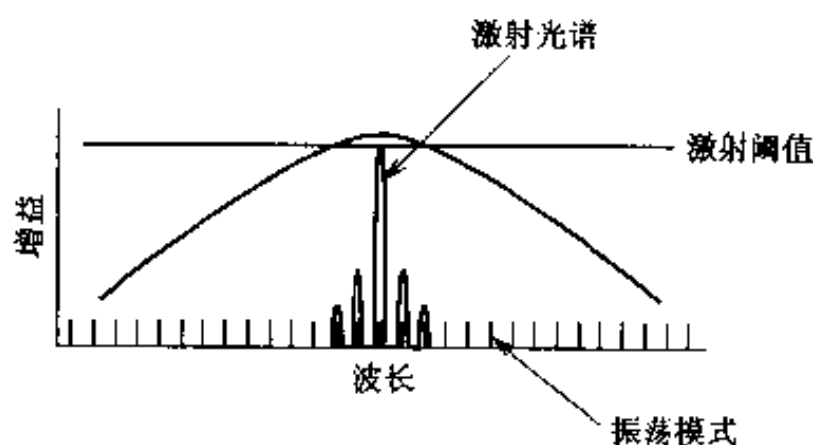


图 4.12 半导体激光器激射光谱

在半导体激光器中,激射的中心波长与温度和注入电流有关,如图 4.13 所示,温度升高波长变长。这主要是由于温度升高折射率变大的同时,谐振腔的长度也由于热膨胀的关系而变长的缘故。此外,由于禁带宽度的减小,增益为最大时的波长变长。禁带宽度随温度的变化比较大,振荡模式 (纵模) 会改变,所以波长不是连续地变化,而出现跳动。这一现象称为跳模 (mode hopping)。电流的变动也会引起温度的变化,所以波长也随着电

流而变化。

在长距离、宽带传输的光纤通信的场合,由于光纤本身存在色散,要求激光器以单模方式工作,所以常使用 DFB 或 DBR 激光器。

4.4.2 多量子阱半导体激光器

所谓量子阱是一种夹层结构,中间层的厚度比电子波干涉距离还要小,为纳米量级,两侧

夹层材料的禁带宽度比中间层宽。多量子阱(MQW:Multi Quantum Well)半导体激光器是有源区由多个量子阱结构重叠而构成的半导体激光器。多量子阱半导体激光器具有阈值电流小、温度特性好和噪音低等特点。

MQW 半导体激光器的典型结构如图 4.14 所示。在多量子阱中,由于阱的宽度为纳米量级的薄层,电子不能按宏观处理,只能用量子学理论来处理。在量子阱中电子已量子化,形成分立能级。设量子阱的宽度为 L_2 ,电子的能级为 E_n ,即

$$E_n = \frac{h^2}{8m} \frac{n^2}{L_2^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (4.2)$$

式中, h 为普朗克常数; m 为电子的质量。

当垒的厚度 L_1 很薄时,由于隧道效应与其他的量子阱之间产生相互

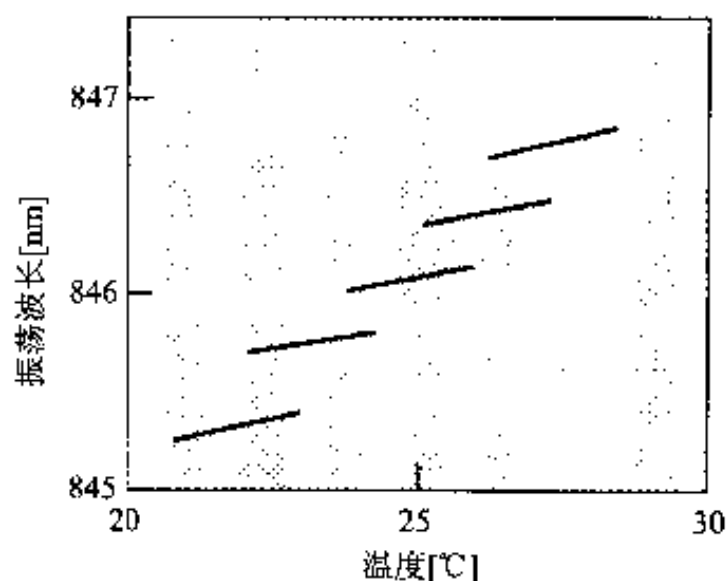


图 4.13 半导体激光器发射波长-温度特性

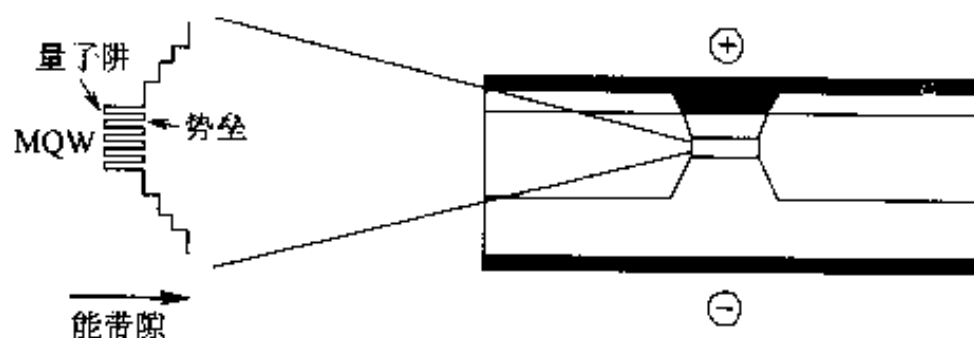


图 4.14 多量子阱半导体激光器示意图

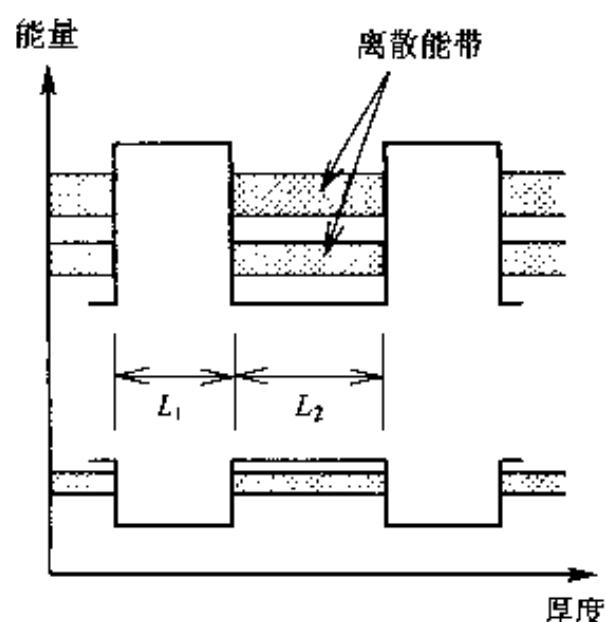


图 4.15 量子阱的能带结构

作用,形成能带(图 4.15)。因而,载流子集中在特定的能级上,使复合效率提高。这种激光器的效率高达 20% ~ 40%,输出功率可达数瓦。

略微改变重叠层材料的晶格常数,可使量子阱的材料层形成压应变或张应变。用这种结构制成的应变量子阱半导体激光器的输出功率比 MQW 半导体激光器的高,用来作为其他激光器或光放大器的泵浦源等。其中,波长为 $1.48\mu\text{m}$ 的激光器常用作掺 Er 光纤放大器的激发泵源。

4.4.3 IV-VI 族半导体激光器

由 IV-VI 族化合物半导体制成的半导体激光器中,常用的 IV 族元素有 Pb、Sn, VI 族元素有 Se、Te 等,可获得波长为 $2.6\mu\text{m}$ 到 $32\mu\text{m}$ 范围内的激光器,常用作各种气体传感器的光源。实际使用时,要用液氮或液氦进行冷却。特别有用的 $\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Te}$ 激光器的波长可在 $6\mu\text{m}$ 到 $32\mu\text{m}$ 的很宽的范围内变化。激射波长由材料的组分比和温度来决定的。与 III-V 族半导体激光器同样,激射波长随温度和电流而变化。但是,随着温度上升,由于禁带宽度增加,因而激射波长变短。

其他长波长半导体激光器有,由强磁性半导体材料 HgCr_2Se_4 制成的激光器。

4.4.4 面发射半导体激光器

一般的半导体激光器是由激光器芯片的解理面发射出光。而面发射半导体激光器是在与激光器芯片的基板面相垂直的方向上发出光。

面发射半导体激光器的结构可分成两类:其一为与传统的半导体激光器同样,由激光器芯片的解理面作为反射镜制成谐振腔,发射的激光经衍射光栅沿垂直方向辐射出的激光器;其二为谐振腔本身设置在垂直方向上,被称为垂直腔面发射半导体激光器 (VCSEL; Vertical Cavity Surface Emitting Laser),如图 4.16 所示。在这种结构的半导体激光器中,反射镜间的距离短,所以要求反射镜的反射率大。因而谐振腔通常用多层半导体薄膜或多

层电介质薄膜制成。因为面发射半导体激光器的发光面积大,光束的发散角小,有源层的体积小,所以毫安量级的电流就有可能激射。特别是这种结构的激光器便于平面集成,现在正在研制波长为 $0.8\mu\text{m}$ 到 $1.0\mu\text{m}$ 范围内的、作为平行光耦合用的激光光源。同时,因为这种激光器容易与光纤连接,所以正在研制波长为 $1.3\mu\text{m}$ 到 $1.55\mu\text{m}$ 范围内的、作为光纤通信用的激光器。

此外,试制中的半导体激光器还有多量子垒型激光器,子能级间跃迁激光器等。

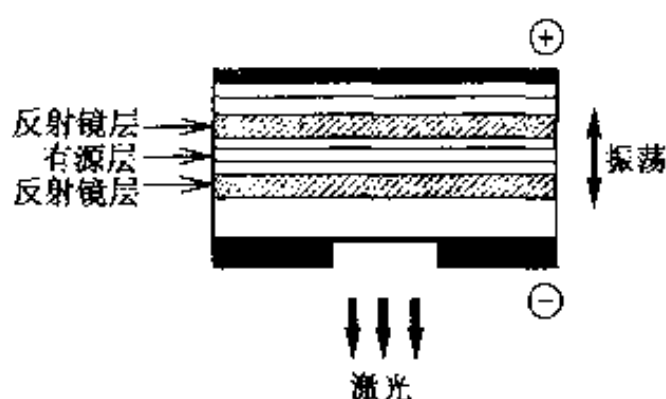


图 4.16 面发射半导体激光器的结构示意图 (VCSEL)

4.5 其他激光器

除了上述的激光器外,还有许多重要的激光器,下面介绍这些激光器。

4.5.1 自由电子激光器

自由电子激光器 (free electron laser) 是将电子束注入交变磁场中,电子受到振动而产生激射。自由电子激光器是一种波长可变的激光器。与一般的激光器不同,自由电子激光器与物质的能级无关,所以可以获得波长从真空紫外到远红外的范围很广的激光器。

图 4.17 为自由电子激光器的基本结构的示意图。自由电子激光器是由 N 磁极与 S 磁极交替排列的称为韦格拉的磁场装置、产生电子束的电子加速器和谐振腔三部分组成的。注入韦格拉装置内的电子束受到装置内磁场的作用,左右弯曲蛇行前进。当电子有时加速有时减速时即发出电磁波。发出的电磁波由谐振腔谐振产生激射。改变磁场的变化周期、磁场的振幅或电子的能量可改变激射的频率。假设电子的速度为 v ,根据多普勒效应,发出的激光的频率如下式所示:

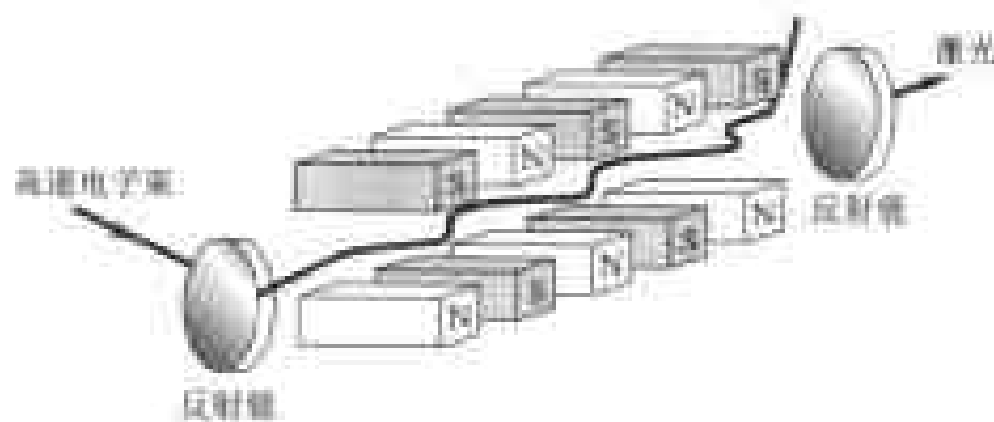


图 4.17 自由电子激光器的基本结构

$$f = \frac{1}{1 - (v/c)^2} \frac{2v}{p} \quad (4.3)$$

式中, p 为韦格拉的节距; c 为光速。自由电子激光器要求高速、高质量的电子束, 所以电子加速器是必不可少的。因而, 设备大、价格高。由于激光的波长领域广, 可应用于很多场合。

4.5.2 染料激光器

染料激光器是以有机染料为激光媒质制成的波长可变的激光器。脉冲激光波长范围为 $0.3\mu\text{m}$ 到 $1.2\mu\text{m}$, 连续激光波长范围为 $0.4\mu\text{m}$ 到 $1.0\mu\text{m}$ 。可用激光器或者闪光灯来激发。已经研制出了各种染料激光器用染料, 其中效率最高、稳定性最好的是黄嘌呤(xanthine)族色素中的若丹明(rhodamine)6G, 激光的输出与激发的输入之比, 即转换效率达到 30% 以上。闪光灯激发时, 输出与电输入的转换效率为 1%。其他的染料激光器的效率远低于上面的值。使用 N_2 激光器、准分子激光器、Nd:YAG 激光器的高次谐波作为脉冲染料激光器的激发光源。连续激光用 Ar^+ 离子激光器或者 Kr^+ 离子激光器激发。

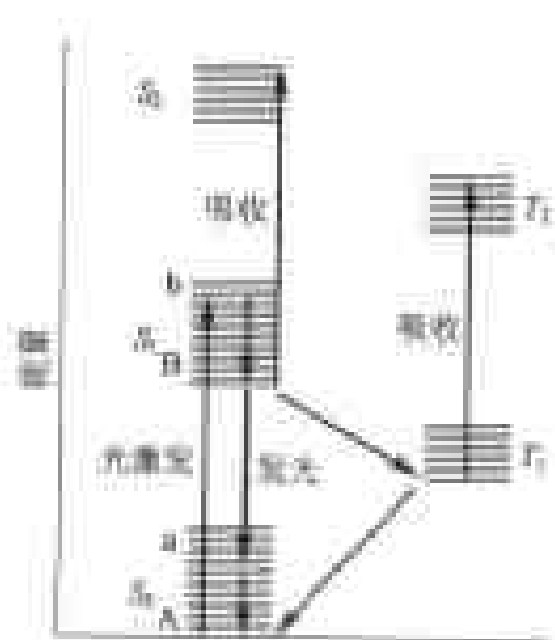


图 4.18 染料激光器能级图

灯激发时, 输出与电输入的转换效率为 1%。其他的染料激光器的效率远低于上面的值。使用 N_2 激光器、准分子激光器、Nd:YAG 激光器的高次谐波作为脉冲染料激光器的激发光源。连续激光用 Ar^+ 离子激光器或者 Kr^+ 离子激光器激发。

图 4.18 表示染料分子的能级。该分子的基态(S_0)存在多个振动和旋转能级, 这些能级相互重叠形成连续的较宽的能带。激发状态 S_1 和 S_2 也是同样的。分子吸收了激发光由基态 A 跃迁到激发态 b,

在数皮(10^{-12})秒的短时间内再非辐射跃迁到能带内的最低能级 B。在室温情况下,因为具有一定能量的 a 能级上的分子数少, B 和 a 之间形成反转分布,产生激射。染料激光器的激射波长范围宽,就是由于宽范围的能级间的跃迁而引起的。但是, S_1 内的一部分分子以非辐射跃迁的方式跃迁到 T_1 , 分子在 T_1 的寿命长,在 T_1-T_2 之间吸收染料激光器的辐射(在 S_1-S_2 之间也吸收染料激光器的辐射)。从而,要使其连续激射,必须使分子难于储存在 T_1 上。通常采用使染料以喷射状高速循环来达到这一目的。

将衍射光栅、棱镜、校准器和双折射滤光片适当地组合,可以选择波长。图 4.19 为脉冲激光激发的染料激光器的结构图。在这种结构中,用倾斜的衍射光栅来选择波长。激光通过放大级后,光的质量得到进一步改善。图 4.20 是连续激射染料激光器结构。利用双折射滤光片和波长校准器(etalon)来进行波长的选择。染料激光器和钛蓝宝石激光器一样,采用锁模可以得到超短光脉冲。

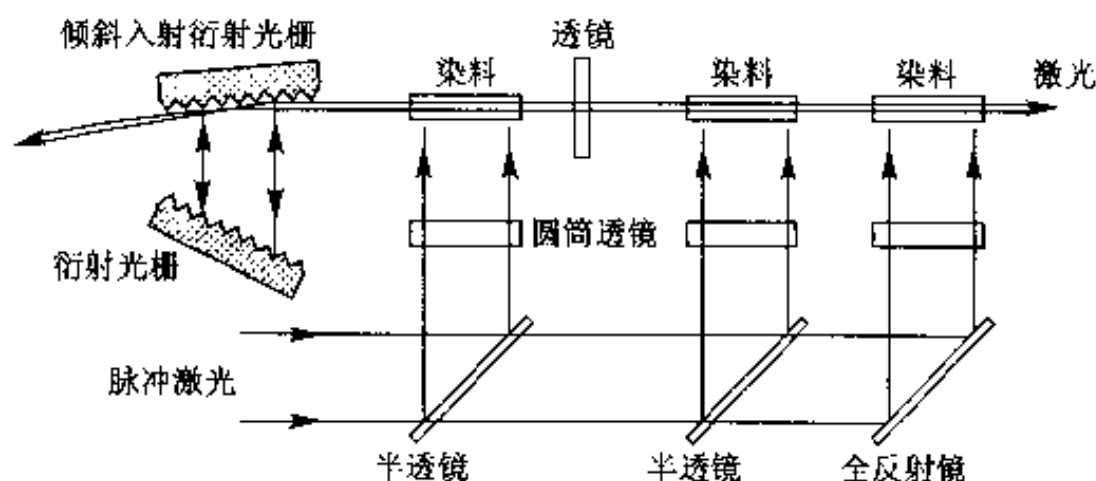


图 4.19 脉冲激光激励染料激光器的结构

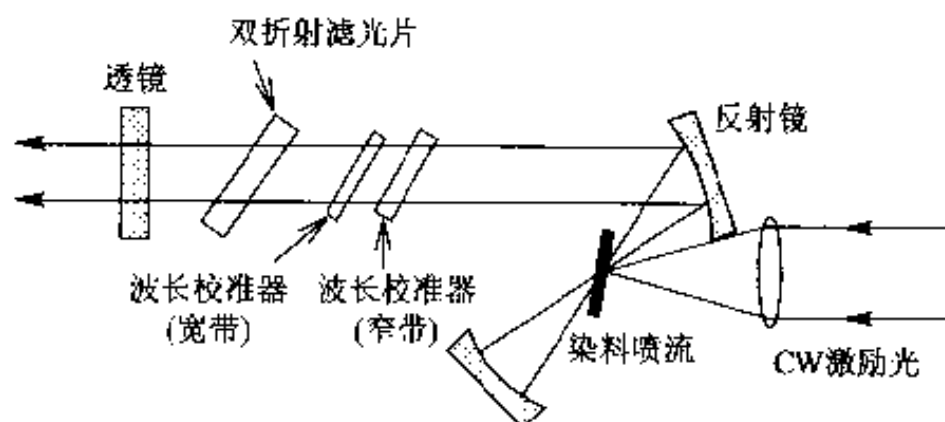


图 4.20 CW 激光器激励的染料激光器的结构

此外,还有采用非线性光学晶体的光参量振荡激光器等。也有用非线性光学晶体产生高次谐波,或用频率和、频率差的方法变换波长的。

4.6 其他光源

除了上述的一些激光器以外,还有一些重要的非激射光源。下面介绍这些光源。

4.6.1 发光二极管

发光二极管(LED)是由pn结构成的发光元件。当注入的少数载流子复合时就产生光辐射。发光二极管主要用Ⅲ-V族半导体材料制成。一般,采用复合几率高的直接带隙半导体材料;当没有合适的直接带隙材料时,也用间接带隙半导体材料来制造发光二极管。表4.3中列出了各种材料发光

表 4.3 主要发光二极管的波长

发光色	主要材料(有源体)	发光波长/(nm)	跃迁型
蓝	InGaN	450	直接
	SG(Al,N)	470	间接
绿	GaP	555	间接
	GaP(N)	565	间接
黄	GaAs _{0.45} P _{0.55} (N)	583	间接
	GaAs _{0.45} P _{0.55} (N)	588	间接
橙	GaAs _{0.35} P _{0.65} (N)	610	间接
	GaAs _{0.35} P _{0.65} (N)	630	间接
红	GaAs _{0.2} P _{0.8}	660	直接
	Al _{0.35} Ga _{0.65} As	660	直接
	GaP(Zn,O)	700	间接
红外	Al _{0.35} Ga _{0.65} As	780	直接
	Al _{0.35} Ga _{0.65} As	850	直接
	GaAs(Zn)	880	直接
	GaAs(N)	940	直接
	Ga _{0.45} In _{0.55} As _{0.45} P _{0.55}	1200	直接
	Ga _{0.35} In _{0.65} As _{0.35} P _{0.65}	1250	直接

二极管的波长。发光二极管几乎都采用同质结,为了增加亮度和高速化也有采用单异质结或者双异质结。发光二极管在低电压低电流下工作,常用作光显示及短距离光通信。

高亮度的蓝光发光二极管是最近研制成功的发光二极管。以前研制的SiC发光二极管是间接跃迁型发光二极管,其输出只有 $10\mu\text{W}$ 左右,亮度低而没有获得广泛应用。随着半导体外延技术的进步,已能够在蓝宝石衬底上外延高质量的Ⅲ-V族氮化物半导体材料GaN,用InGaN/GaN材料可获得数毫瓦的光输出,已达到与红色发光二极管同等的亮度。SiC发光二极管的波长为 470nm ,InGaN/GaN发光二极管的波长正好对应于蓝光波长为 450nm 。蓝光发光二极管的试制成功使利用发光二极管来制造彩色显示器和信号灯成为可能。此外,人们也正在积极地研究用Ⅱ-VI族半导体材料来制造蓝光发光二极管。用ZnCdSe等直接带隙半导体材料可以获得蓝光到绿光波长的发光管。

发光二极管的结构如图4.21所示。发光二极管装在凹面反射台上,用环氧树脂密封。Ⅲ-V族半导体材料的折射率比空气的折射率大,所以在空气的界面产生反射。可以在表面镀上抗反射膜,以防止反射的产生,也可使用聚光镜,提高亮度。

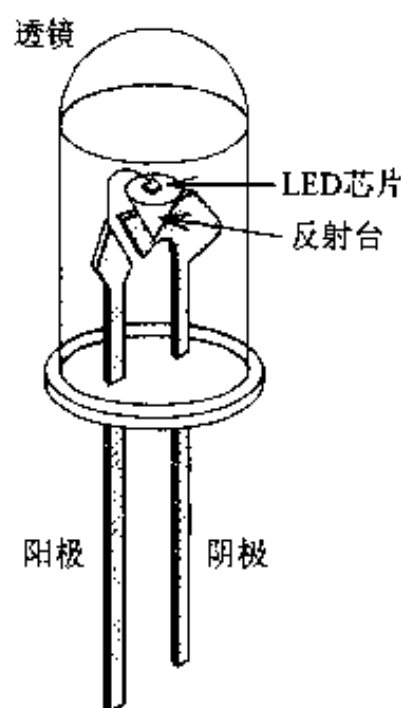


图 4.21 LED 的结构图

4.6.2 同步辐射光源

同步辐射光源(SR或SOR;Synchrotron Orbital Radiation)是利用加速电子放射出的电磁波而制成的光源。波长的范围很宽,特别是波长从真空紫外到X线范围的光强度远远大于其他的光源,应用范围非常广泛。

同步辐射装置是为基本粒子的物理实验而研制的设备,实际上是一种将电子束加速到接近光速的设备。加速后的电子一旦发生振动就放射出电磁波。例如在天线中,电子以特定的频率振动就发出与频率相对应的电磁波。同样,沿圆形轨道上旋转的电子在半径方向上受到加速,也发出电磁波(图4.22)。此时产生的电磁波的角频率为 $\omega_0 = c/r$ (c :光速, r :旋转半径),为单一频率。当电子的速度接近光速时,在圆形轨道的切线方向上将放射

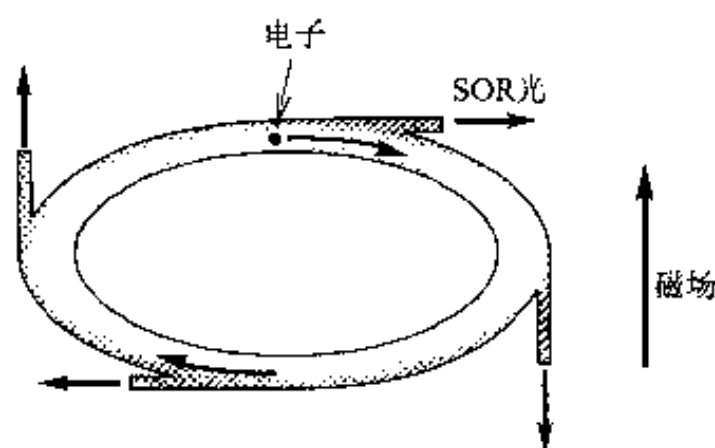


图 4.22 同步辐射光源

出很强的方向性好的电磁波。为此,在圆形轨道的切线方向的位置上,可以在非常短的时间内观察到来自同步加速器的电磁波,即为时间很短的光脉冲(约为 10^{-19} 秒的数量级)。宽度如此狭窄的脉冲将产生基波频率整数倍的高次谐波。加之电子能量和位置的

摆动,各个高次谐波的光谱宽度加宽。因此,可以观察到波长范围很宽的连续光谱。

最初开发同步辐射装置的目的不是用作为光源,而是将电子加速到接近光速时与物质相碰撞的设备。作为辐射光源来使用时,设置有使电子在数小时内高速旋转的被称为储存环的装置。再加上称为韦格拉或者波动器(undulator)的磁性装置,使光的指向性更好、光强度更大。

练习题

- 1 试说明是什么因素决定了固体激光器的长波长和短波长的极限?
- 2 采用什么措施使 TEA CO_2 激光器等高压气体激光器保持放电的稳定性?
- 3 像准分子激光器、氦气激光器之类的脉冲宽度窄的激光器中,大多数情况下只在单侧设置反射镜,即使在两侧设置反射镜时,其输出侧反射镜的反射率也做得很小,这是为什么?
- 4 试说明用什么方法来控制半导体激光器的波长?
- 5 试说明为什么间接跃迁型 LED 的发光效率比直接跃迁型 LED 的发光效率低?
- 6 阐述连续工作的染料激光器要获得单一模激射,往往采用链式谐振腔的理由。

光的探测

光的探测方法大致可分为两种：一是利用入射光的光子和物质中的电子互相作用产生的载流子，探测光的所谓的光电效应方法；另一种是利用物体吸收光后物体温度上升的现象来探测光的方法。前者称为量子探测器，具有响应快、灵敏度高和噪声低的特点。量子探测器是在光通信等领域中使用最广泛的一种光探测器。后者用于探测长波长的红外线，它具有光功率计量等相当特殊的用途，此外有使用比较麻烦的缺点。最近采用集成电路的微细加工技术来制造这种探测器，使这种探测器作为非冷却型红外线图像探测器已实用化。在本章中将介绍各种光电探测器件的工作原理、结构和特点。

5.1 利用光电效应(进行光的探测)

入射光的光子和物质内的电子相互作用产生载流子(即光电效应),由外电路的电流或电压的变化来探测光。按这一原理制成的探测器称为量子探测器。量子探测器又可分为两种:一种是利用半导体内部产生载流子的称为内光电效应;另一种是像光电子倍增管那样,利用光阴极直接向外部放出电子的称为外光电效应而制成的。利用内光电效应制成的探测器又可分成光导型(photoconductive;PC型)和光伏型(photovoltaic;PV型)两种。光导型是利用光产生的载流子引起电导变化的原理而制成的探测器;光伏型是利用pn结产生电流或电压的变化而制成的探测器。这些利用光电效应制成的探测器要求入射光的光子具有足够大的能量,以便产生载流子,这就限制了这种探测器可能探测的长波限(截止波长 λ_c)。在光电子倍增管中,假设光阴极面的功函数为 W ,则截止波长 λ_c 为

$$\lambda_c = \frac{h \cdot C_0}{W} \quad (5.1)$$

在半导体探测器中,假设半导体的禁带宽度为 E_g ,则截止波长 λ_c 为

$$\lambda_c = \frac{h \cdot C_0}{E_g} \approx \frac{1.239}{E_g(eV)} [\mu m] \quad (5.2)$$

式中 C_0 是光速。

此外,每一个入射光子所产生的载流子的数目称为量子效率 η ,用百分比来表示量子效率 η 的大小。

5.1.1 利用pn结

(a) 光电二极管

光伏型探测器是由如图5.1(a)所示的半导体pn结二极管构成的,称为光电二极管。pn结部分的能级如图5.1(b)所示。

首先,我们来考察一下pn结部分产生光吸收的情况。当光照射在pn结部位时,由于光吸收使电子由价带激发到导带,分别在导带和价带生成电

子和空穴。这些生成的电子和空穴,在pn结区域耗尽层内存在的电场 E 的作用下,分别向n型区域和p型区域移动。这时,如果将p型区域和n型区域用外部电路将其短路的话,外部电路就有由这些载流子产生的光电流。如果外部电路开路,则在p型区域和n型区域之间产生由载流子而引起的电动势。

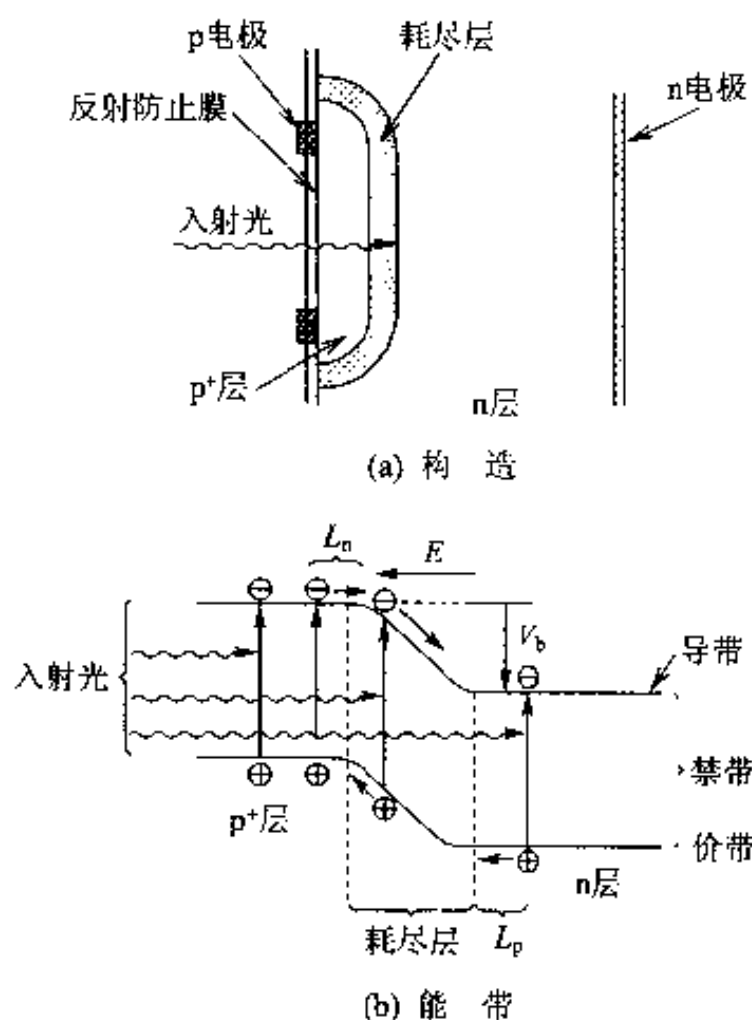


图 5.1 光电二极管的构造和能带

在p型区域,同样也吸收光而产生载流子,其中在耗尽层到少数载流子扩散长度 L_n 的范围内生成的电子扩散到达耗尽层,参与光电流的形成;在其它区域生成的电子和p型半导体中的多数载流子空穴复合而消失,不参与光电流的形成。

另一方面,在比耗尽层更深的n型半导体层中产生光吸收时,在耗尽层到空穴扩散长度 L_p 的范围内生成的空穴扩散到达耗尽层,参与光电流的形成。由各种材料制成的光电二极管的灵敏度和波长的关系如图5.2所示。

在光电二极管中,入射光的吸收伴随着价带与导带之间的电子跃迁,所

以光电二极管只对光子能量大于禁带宽度 E_g 的光敏感。另一方面,当入射光的光子能量比禁带宽度大时,光电流随着光子能量增加反而减少。产生这种现象的原因是,随着入射光波长的缩短半导体的吸收系数变大,入射光在半导体的表面附近被吸收,但是所产生的少数载流子立即被表面附近存在的复合中心复合而消失,故不可能参与光电流的形成。因此,光电二极管的灵敏度与波长的关系曲线如图 5.2 所示,在长波长侧的截止波长附近呈现峰值。

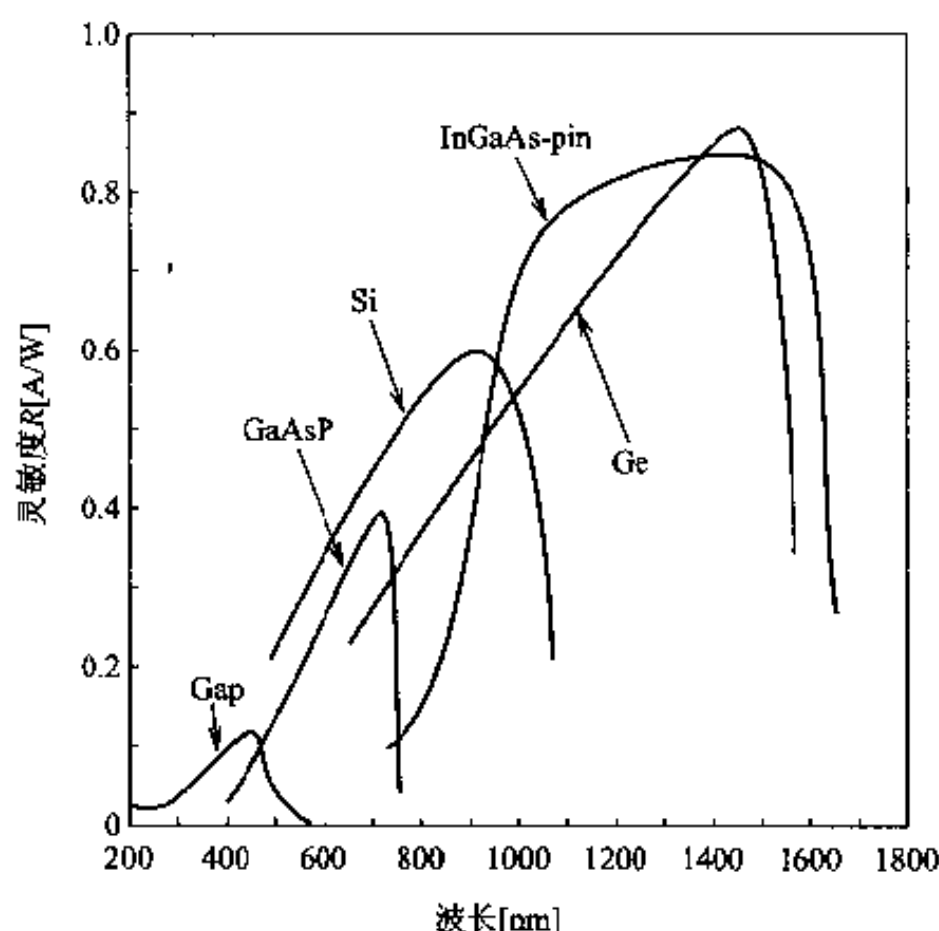


图 5.2 各种光电二极管的灵敏度与波长的关系

在没有反向偏压的情况下,光电二极管的响应速度受 pn 结的电容量 C 和负载电阻 R 的乘积,即 RC 时间常数及由耗尽层外部产生的载流子形成的扩散电流所支配,响应时间约为数微秒量级。在光通信中要求响应速度快的场合,往往施加反向偏压。另外,光通信用光电二极管一般采用 pin 结构,即在 p 层和 n 层间形成载流子密度低的光吸收层(i 层),如图 5.3 所示。图中所示的光电二极管的 p 层是禁带宽度大的 InP 层,入射波长为 $1.3\mu\text{m}$ 或 $1.55\mu\text{m}$ 的光不被 InP 层吸收而透射,尔后由因反向偏压而处于耗尽状态的 InGaAs 层吸收。在 InGaAs 层内,由入射光产生的载流子被耗尽

层内的电场加速,载流子渡越时间短,响应速度为纳秒量级。另外,用来作为光吸收的 InGaAs 层比较厚,可以得到 80% 以上的高量子效率。

pin 光电二极管上施加反向偏压可减小结电容量,此外,pn 结的面积往往设计得与光纤的面积相当,因而进一步减小了结电容量。

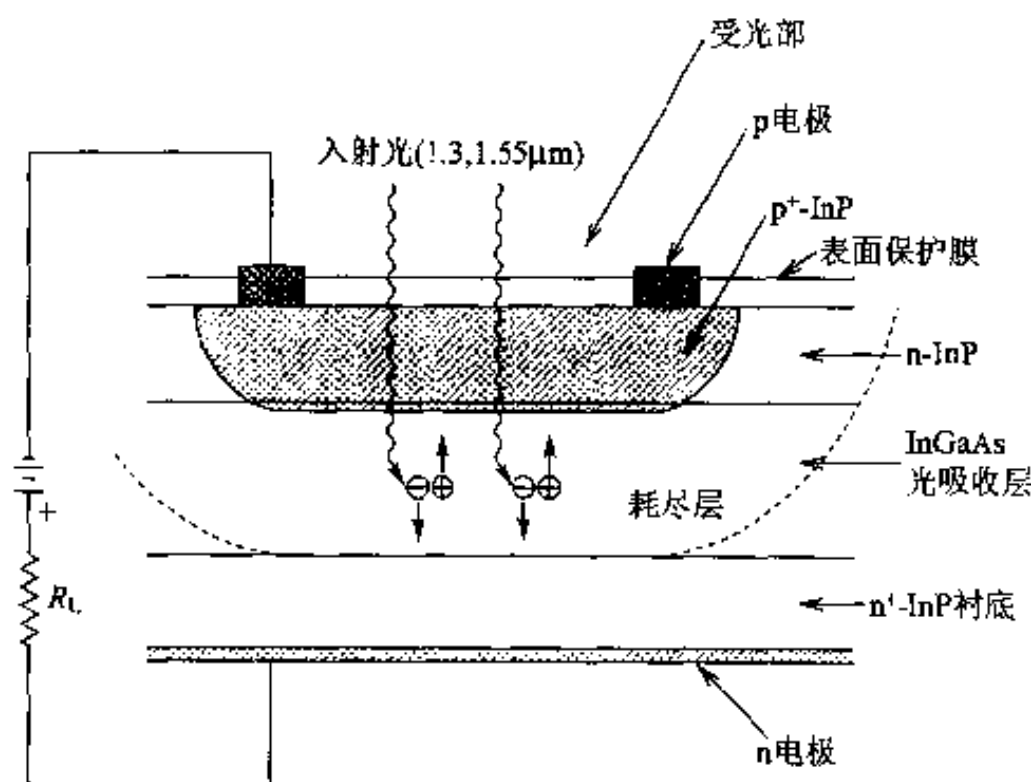


图 5.3 光通信用 InGaAs pin 光电二极管的构造

(b) 雪崩光电二极管

光通信用的另一种光探测器为雪崩光电二极管 (APD), 这是一种在光电二极管上加雪崩增益而构成的具有载流子倍增性能的光探测器^[1]。在 APD 中施加反向偏压, 使光吸收生成的载流子在高电场 ($2 \sim 5 \times 10^5 \text{ V/cm}$) 中加速, 由碰撞电离使电子从价带激发到导带 (离化)。碰撞电离产生的电子和空穴在电场的加速下, 还可以连续不断地产生碰撞电离, 使载流子数目雪崩式地增加。在高电场中, 载流子经过单位长度时引起的碰撞电离次数称为离化率。离化率是材料固有的、随电场大小而变化的量。半导体中, 电子的离化率 α 和空穴的离化率 β 的大小是不同的。 α 和 β 之比即 $k = \alpha/\beta$ 是决定 APD 噪声及响应速度的最重要因素。

下面, 我们来讨论由于反向偏压而处于高电场状态下的宽度为 W 的耗尽层中, 在 $x=0$ 处有电子电流 $i_n(0)$ 流入, 在 $x=W$ 处有空穴电流 $i_p(W)$ 流

入时的电子及空穴电流的变化情况(图 5.4)。

耗尽层内 $i_n(x)$ 、 $i_p(x)$, 由于电子及空穴的碰撞电离而产生的变化, 可分别用其离化率来表示:

$$\frac{di_n(x)}{dx} = \alpha(x)i_n(x) + \beta(x)i_p(x) + qG(x) \quad (5.3)$$

$$-\frac{di_p(x)}{dx} = \alpha(x)i_n(x) + \beta(x)i_p(x) + qG(x) \quad (5.4)$$

式中, α 和 β 随耗尽层内的电场而变化, 所以用 $\alpha(x)$ 和 $\beta(x)$ 来表示。另外, $G(x)$ 表示耗尽层中由于光或热激发而生成的电子空穴对的产生率。流过耗尽层的总电流不随地点而变, 是一个定值即 $i = i_n(x) + i_p(x)$ 。利用这一关系式, 将式(5.3)从 0 积分到 W , 则总电流 i 为

$$i = \frac{i_p(W) + i_n(0)\exp[\Phi(W)] + q\exp[\Phi(W)]\int_0^W G(x)\exp[-\Phi(x)]dx}{1 - \int_0^W \beta(x)\exp\left[\int_x^W (\alpha(x') - \beta(x'))dx'\right]dx} \quad (5.5)$$

式中, $\phi(x) = \int_0^x (\alpha(x') - \beta(x'))dx'$ 。

当耗尽层内载流子的产生率 $G(x)$ 可以忽略时, 在 $x = W$ 处注入到耗尽层内的初始空穴电流 $i_p(W)$, 以及在 $x = 0$ 处的初始电子电流 $i_n(0)$ 由于雪崩增益放大到 M 倍, 此时电流倍增因子 M 由式(5.5)所示的总电流与不产生碰撞电离时的电流值, 即式(5.5)中 $\alpha = \beta = 0$ 时的电流值

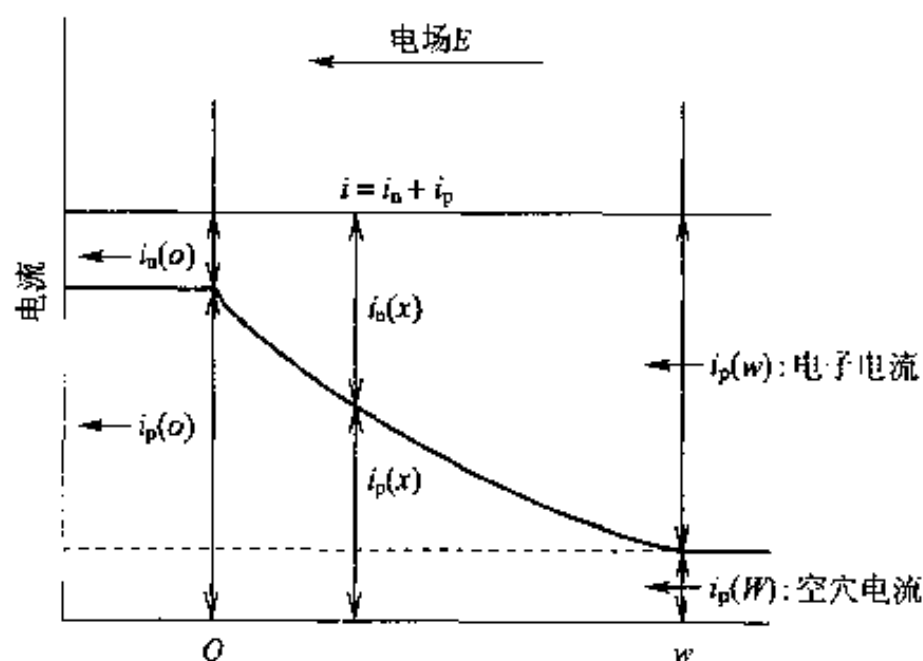


图 5.4 倍增层内电子·空穴电流的变化

$i_0 = i_p(W) + i_n(0)$ 之比来表示:

$$M = \frac{i_p(W) + i_n(0)\exp[\Phi(W)]}{\left\{1 - \int_0^W \beta(x)\exp\left[\int_x^W (\alpha(x') - \beta(x'))dx'\right]dx\right\} \cdot \{i_p(W) + i_n(0)\}} \quad (5.6)$$

碰撞电离是一个随机事件,每一载流子在耗尽区内所产生的倍增具有一定的变化范围。因此在 APD 中,在电流倍增的同时还会产生称作过剩噪声的特有噪声,这将在后面介绍。当器件的 RC 时间常数以及耗尽层内载流子的渡越时间十分短时,APD 响应速度受增益带宽积(GB 乘积)的限制。增益带宽积是低频时的倍增因子 M 和倍增因子下降 3dB 时的频率的乘积,是一个常数。因而,随着倍增因子的加大,响应频率的上限也将降低。

由离化引起的倍增过程伴随着载流子的移动,所以需要一定的时间即雪崩上升时间,因而响应频率有一个上限,其取决于 GB 乘积的大小。雪崩建立时间取决于倍增时载流子的有效漂移速度、倍增区域的长度,以及电子空穴离化率比 k 。采用离化率比大的材料作为倍增区时,可得到大的 GB 乘积。同时,可以降低伴随倍增所产生的过剩噪声,所以能获得宽频带、低噪声 APD。

图 5.5 为 $1.3\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$ 波长的光通信用 InGaAs-APD 的典型结构。APD 与 pin 光电二极管的不同点在于受光结被低掺杂的 p 型区域(称为保护环)所包围。在这保护环部分形成的缓变结,既可防止受光部突变结周围产生击穿现象,又可使受光结下面的 n 区域稳定地产生载流子的倍增。图 5.5 所示的 APD 是用外延生长法,在 $n^+ \text{-InP}$ 基板上形成 n-InGaAs 光吸收层和 n-InP 倍增层而制成的。此外,保护环处于由 2 次外延形成的载流子密度小的 $n^- \text{-InP}$ 层中,保护环部分的击穿电压设计得比受光部的击穿电压高^[2,3]。

在 n-InGaAs 光吸收层和 n-InP 层之间夹入的 n-InGaAs 层是,用来缓和 InGaAs 层以及 InP 层间的禁带宽度 E_g 的差异所产生的价带不连续,使光吸收层产生的空穴迅速地流入倍增层^[4~6]。

在 InGaAs-APD 中,由于作为倍增层的 InP 材料的空穴离化率大于电子离化率,一旦注入空穴就产生倍增。在 InP 中,电子与空穴的离化率比 k 为 0.4 左右,与以前的 Ge-APD 相比,倍增时产生的过剩噪声小。已经研制成功了对于波长为 $1.55\mu\text{m}$ 入射光的量子效率 η 达 80% 以上、GB 乘积达到

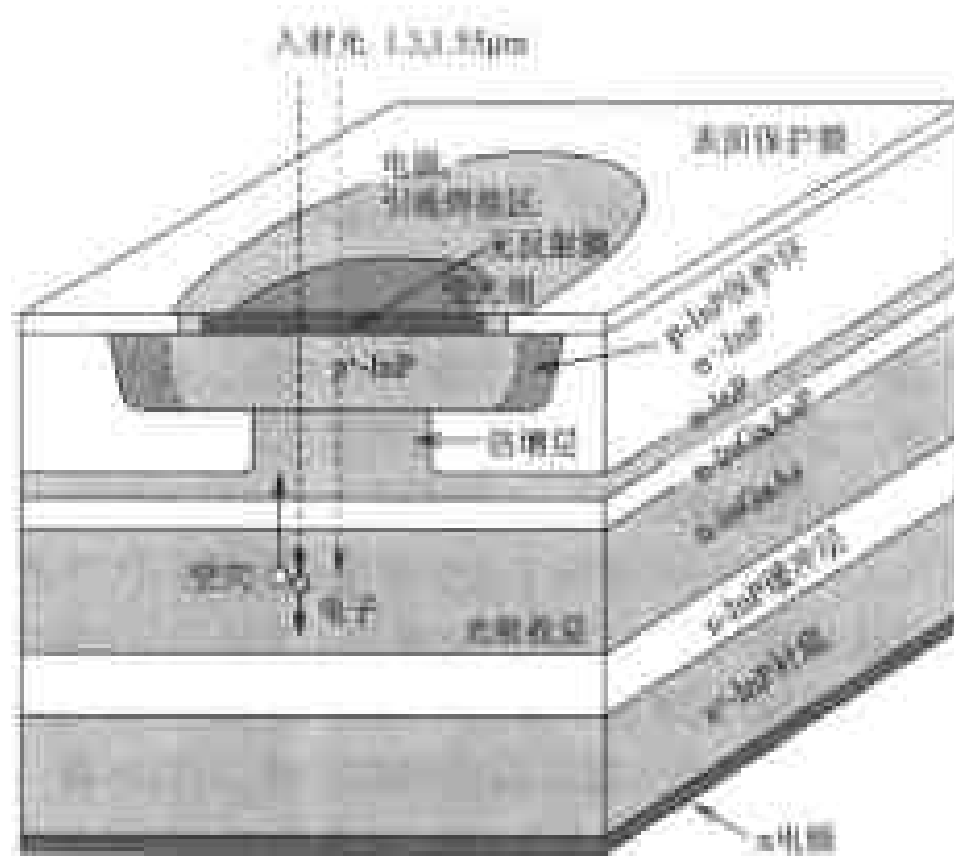


图 5.5 InGaAs APD 的构造

约 50GHz 的宽带器件,并用于数 Gbit/s 高速大容量通信系统中。

离化率比是材料的固有值,当倍增层采用超晶格结构时,可人为地增大离化率比^[7,8]。在以 InGaAs 层作为量子阱层、InAlAs 层作为势垒的超晶格层中,导带不连续的差值 ΔE_c 比价带不连续的差值 ΔE_v 大。因此,采用超晶格层作为倍增层时,由电场加速进入量子阱层的电子获得的能量要比空穴大($E_c - E_v$),容易产生电离。已有文献报导,试制成功的器件的离化率比 $k=0.2$,其值与 InP 材料的相当。另外,GB 乘积也高达 130GHz^[9]。

5.1.2 利用光电导

光导型探测器是利用本征半导体或者掺杂半导体在吸收光时所产生的电导变化来进行光的探测。半导体电导率 σ_0 用下式表示:

$$\sigma_0 = e(n\mu_e + p\mu_h) \quad (5.7)$$

式中, e 为电子的电荷; n 和 μ_e 分别为导带电子密度和迁移率; p 和 μ_h 分别为价带空穴密度和迁移率。入射光将电子从价带激发到导带,则导电电子和空穴的数量产生变化。假设由光吸收产生的电子和空穴数分别为 Δn , Δp ,则由光吸收引起的电导率的变化 $\Delta\sigma$ 为

$$\Delta\sigma = e(\Delta n\mu_e + \Delta p\mu_h) \quad (5.8)$$

则器件的电阻减小 ΔR 。当光吸收引起的电导率的变化非常小、电阻的减少值 ΔR 与无光照射时的电阻 R 相比十分小时,光入射引起的电流变化 Δi 为

$$\Delta i = \frac{V}{R - \Delta R} - \frac{V}{R} = \left(\frac{V}{R} \right) \left(\frac{\Delta R}{R} \right) \quad (5.9)$$

式中 V 是偏压。

光电流 Δi 的大小与光吸收所产生的电子空穴对的数目成比例,其值可表示为

$$\Delta i = \eta e \left(\frac{\lambda}{hc_0} \right) IG \quad (5.10)$$

式中, I 为入射光的强度; η 为量子效率; G 称为光电导增益。在 n 型半导体中,假设电场强度为 E 时,则光电导增益 G 为

$$G = \left\{ E(\mu_e + \mu_h) \frac{\tau_h}{l} \right\} \cdot f(z_h) \quad (5.11)$$

式中,

$$z_h = \frac{\mu_h \tau_h E}{l}, \quad f(z_h) = 1 - z_h \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{1}{z_h}\right) \right\}$$

光电导增益的大小和电子、空穴的迁移率 μ_e, μ_h , 少数载流子寿命 τ , 电极间距离 l 以及偏压有关。其值随使用条件和器件本身的结构而异, 可从 10^{-3} 到 1 以上的很宽的范围内变化。

光照射将电子从价带激发到导带时, 则 $\Delta n = \Delta p$ 。由这种机理产生的电导变化称为**本征光电导**。本征光电导探测器件通常由 PbS, InAs, HgCdTe 等材料制成。

此外, Ge、Si 等半导体中掺入 In、Ga、B、As 等 n 型或者 p 型杂质时, 这些杂质能级与价带或者导带之间, 由于光的照射会产生电子或者空穴跃迁, 引起电导的变化。在这种情况下, $\Delta n \neq \Delta p$, 由这种机理产生的电导变化称为**杂质光电导**。在杂质光电导中, 一般杂质能级处于禁带宽度中, 所以和本征光电导相比, 在长波长侧也有响应, 可用来探测红外线到 $100 \sim 140 \mu\text{m}$ 的远红外线。但是, 利用杂质光电导原理制成的探测器中, 必须使掺入的杂质原子中性化, 所以必须在液体氮的温度下工作。

有一种称为 SPRITE 的用于红外线领域的光导型探测器, 具有信号积分性能。这种探测器由 HgCdTe 材料制成, 尺寸为 $1000 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$,

具有 2 个加偏压的引出线和读出信号的引出线,如图 5.6 所示。

入射光沿着由正极向负极的方向,以与少数载流子(空穴)的漂移速度同样的速度进行扫描。这时,由入射光产生的空穴在移动过程中其数目不断增加,用负极附近的电极读出由于电导率的增加而引起的积分电荷。在这种器件中,空穴数按 $[1 - \exp(-x/(v_d\tau))]$ 增加。式中, x 为离开正极的距离; v_d 为空穴的漂移速度; τ 为空穴的寿命。

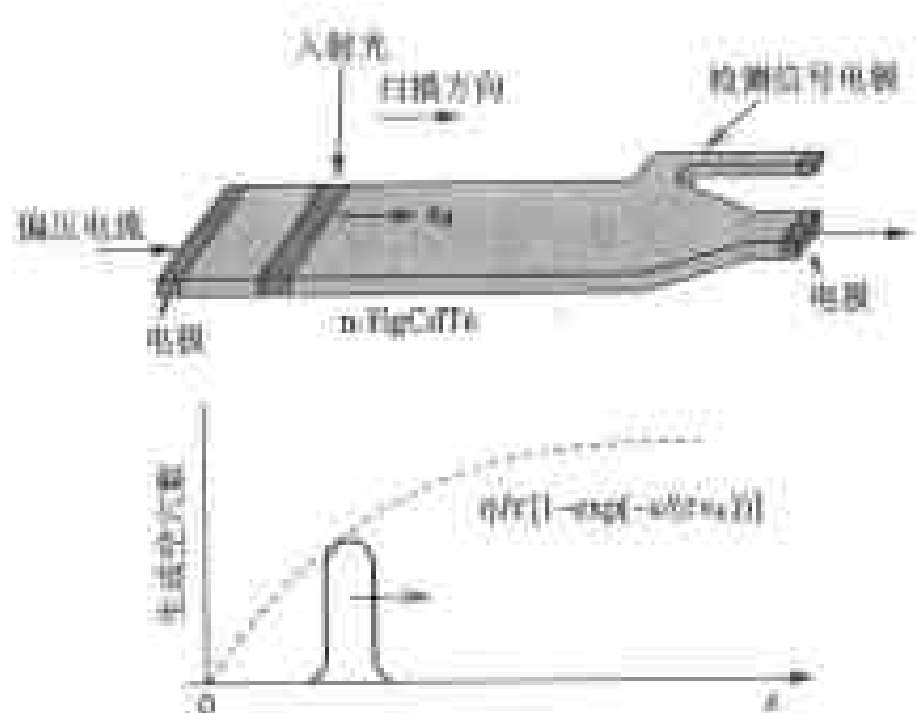


图 5.6 SPRITE 红外探测器的构造及生成空穴数的变化

由入射光产生的空穴,在长度为 L 的较长器件时以寿命时间 τ 积分,在长度较短的器件时以 L/v_d 时间内积分,所以可得到高灵敏度。这种探测器采用 HgCdTe 材料的理由,除了对红外线的探测能力之外,还有这种材料的空穴寿命长、漂移速度慢,能得到大的积分值。这种器件的缺点是需要有旋转镜之类的机械装置来达到入射光扫描的作用。实际上,往往以 4~15 器件为一组,作为波长 $3 \sim 5\mu\text{m}$ 及 $10\mu\text{m}$ 用的红外线图像探测器。最近,由于改进了器件的制造工艺,优化了读出电极的形状,所以制成的器件特性达到了理论值^[11]。

5.1.3 利用外光电效应

光电倍增管是利用外光电效应制成的探测器。其结构如图 5.7 所示,由光电阴极、集束电极、电子倍增电极和阳极构成,这些都被密封在真空容

器中。当入射光照射在光电阴极面上时,由于光电效应光电阴极面放出光电子。这些光电子被电场加速,连续不断地与电子倍增电极相碰撞,释放出二次电子,使电子的数目不断地增加,最后到达阳极。光电倍增管通常有 8~12 级电子倍增电极,电子多次与这些倍增电极相碰撞,可得到大的信号电流。假设每一级的倍增率为 δ ,由最初的光电面放出的光电子形成的电流为 i_p ,经 N 次倍增后的电流将成为 $i_p \cdot \delta^N$ 。通常使用的光电倍增管的倍增率高达 10^6 。

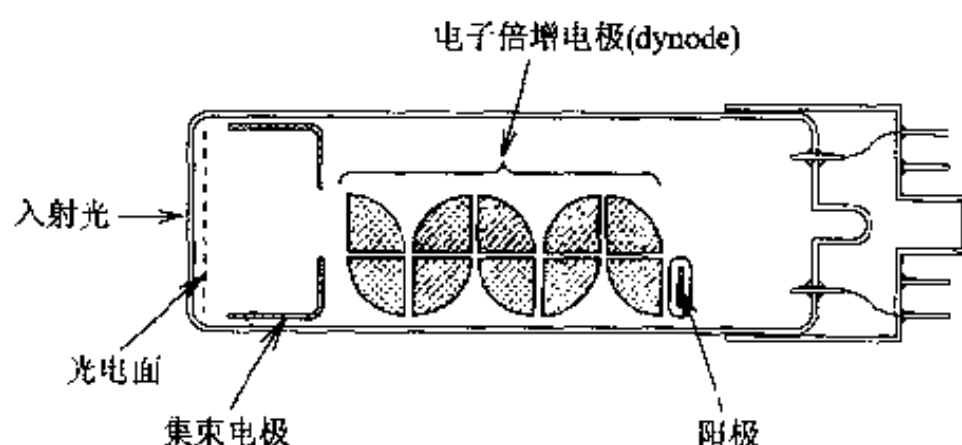


图 5.7 光电倍增管(箱式倍增电极)的构造

光电倍增管的光电阴极面,由光电效应将入射光转变成光电子。光电倍增管的光电阴极面,通常由表面功函数低的碱金属为主要成分的材料,或者由掺杂的 p 型 GaAs、GaAsP 等 III-V 族半导体材料制成。另外,在这些材料的表面覆盖 Cs_2O 层,以降低表面势垒,增加电子的逸出几率。光电倍增管的波长灵敏度特性,由光电阴极材料的功函数决定,如图 5.8 所示。

长波长侧的截止波长由光电阴极材料的功函数决定。当使用功函数最小的材料时,可用来探测波长约为 $1.1\mu\text{m}$ 的近红外领域的光。短波长侧的截止波长取决于入射窗口材料的透射特性。虽然光电倍增管的量子效率只有百分之几,但是,由于具有比较大的二次电子倍增功能,探测灵敏度很高。当没有光入射时,光电倍增管也有微弱的电流流动,称为暗电流。由暗电流引起的噪声是决定光电倍增管探测灵敏度下限的重要因素。暗电流主要是由热电子发射而产生的。光电阴极面的功函数越小,能探测的入射光的波长越长;但是,由热电子发射而产生的暗电流也越大。为了降低暗电流,大多数情况下,让光电倍增管工作在 -20°C 的环境下。市场上已有光电倍增管致冷装置。

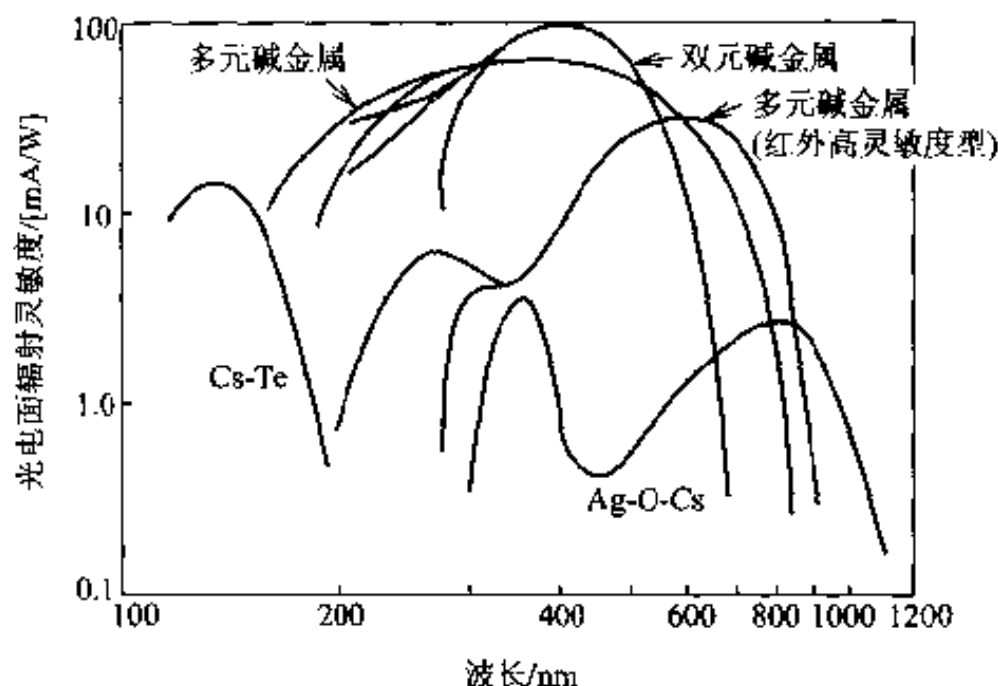


图 5.8 具有不同光电面的电子倍增管灵敏度与波长的关系(光电面透过型)

5.1.4 探测器的噪声

(a) 量子型光探测器的噪声

量子型光探测器的噪声主要有约翰逊噪声(热噪声)、散粒噪声,以及产生复合噪声等。

约翰逊噪声是在阻值为 R 的电阻体内部,由于载流子无规则地散射而引起的噪声。这种噪声电流平方的平均值为

$$i_m^2 = \frac{4kTB}{R} \quad (5.12)$$

式中, kT 是温度能量; B 为信号探测用的频带宽度; R 为电阻的大小。一般的光电二极管的串联电阻成分 R_s (pn 结部分, 器件衬底, 电极的串联电阻) 可忽略不计; 并联电阻成分 R_p (相当于器件表面阻止产生泄漏电流的电阻成分) 很大。 R 等于这个器件的并联电阻 R_p 、负载电阻 R_L , 以及接在负载电阻上的放大器的有效输入电阻 R_A 的并联电阻值。另外, 在探测装置中设置有放大器的场合, T 一般表示放大器的噪声系数和绝对温度的乘积, 即有效温度。约翰逊噪声是一种与频率无关的白噪声。

散粒噪声是一种因入射光无规则地产生载流子而引起的噪声, 是加有偏压的光电二极管、光电倍增管的主要噪声。这种噪声电流平方的平均值为

$$i_m^2 = 2eiB \quad (5.13)$$

式中, i 是流过器件的信号电流和暗电流的和。这种噪声也与频率无关。

产生复合噪声是光导型探测器的主要噪声,是由于入射光引起载流子的激发以及载流子复合之间的变化所产生的噪声,这种噪声电流平方的平均值为

$$i_{ng-r}^2 = \frac{4e(\tau/\tau_d)iB}{1 + (2\pi f\tau)^2} \quad (5.14)$$

式中, τ 和 τ_d 分别为载流子的寿命和载流子在电极间移动的时间; f 为频率。

(b) APD 的信号噪声特性

在 APD 中,由于产生载流子倍增的碰撞电离过程本身是一种随机现象,所以电流倍增因子是统计值。因此,电流倍增时,不但放大了产生载流子过程中所产生的散粒噪声,而且也放大了因倍增因子的起伏而产生的新的噪声(过剩噪声)。包括过剩噪声在内的散粒噪声电流的平方值为

$$i_{na}^2 = 2eiBM^2F \quad (5.15)$$

式中, M 为倍增因子; F 称为过剩噪声指数,和倍增因子 M 及两种载流子的离化率比 $k = \alpha/\beta$ 有关。当只有空穴作为初始电流的载流子注入倍增层时,空穴的离化率比电子的离化率大,即载流子离化率比 $k = \alpha/\beta < 1$ 的场合,过剩噪声指数 F 随倍增因子 M 的变化可用下式表示(当 $k = \alpha/\beta > 1$ 时,设 $k' = 1/k$,由电子的注入产生倍增):

$$F = M \left\{ 1 - (1 - k) \left(\frac{M - 1}{M} \right)^2 \right\} \quad (5.16)$$

图 5.9 表示过剩噪声指数与倍增因子的关系。当 $k = 1$ 时即当电子和空穴的离化率相等时, $F = M$, 由于倍增,散粒噪声与 M^2 成比例地增加。另一方面,当 $\alpha = 0$ 或 $\beta = 0$ 时,即只有空穴或电子一方产生离化时, $F = 2 - 1/M$, 随着倍增因子的增加 F 收敛于 2,过剩噪声将不随倍增而增加。这一条件相当于光电倍增管中所产生的电子倍增,由于倍增过程产生的过剩噪声小,可获得高的信噪比(S/N)。在半导体中, α 和 β 是有限值,而且 $\alpha \neq \beta$ 。这时注入离化率大的载流子开始产生倍增,则 F 随着倍增因子的增加在如图 5.9 所示的 $k = 1$ 和 $k = 0$ 两条曲线之间变化,其值随 k 的大小而异。但是与 $\alpha = \beta$ 时相比, F 随倍增因子的增加变小。另一方面,如果注入离化率小的载流子开始倍增时, F 随倍增因子的增加与 $\alpha = \beta$ 时相比变大,并且由于倍增使散粒噪声极大地增加。

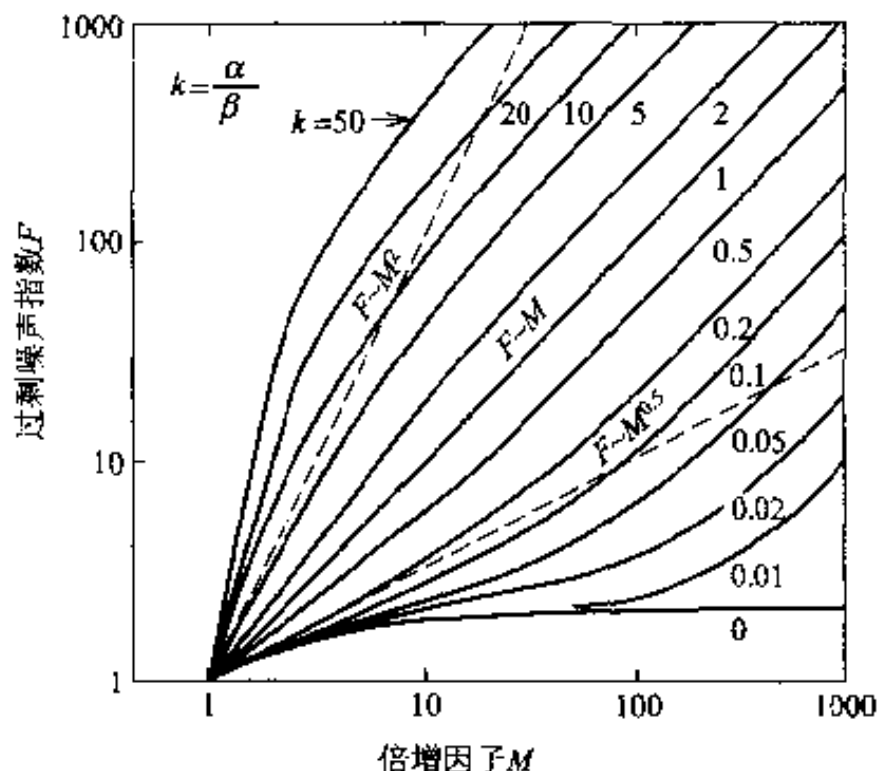


图 5.9 APD 过剩噪声指数 F 和倍增因子的关系

下面我们来讨论,当 InGaAs-APD 接有输入电阻为 R 的放大器时,将其用来探测强度为 I , 波长为 $1.3\mu\text{m}$ 或 $1.55\mu\text{m}$ 入射光时的 S/N 比。由于入射光在光吸收层中产生的电流(信号电流) i_s 为

$$i_s = \frac{e\eta I}{h\nu} \quad (5.17)$$

式中, η 为量子效率; $h\nu$ 为入射光的光子能量。当 i_s 在 InP 层内增大 M 倍时,则在负载电阻 R 两端产生的信号功率 P_s 为

$$P_s = i_s^2 M^2 R \quad (5.18)$$

另外,需要考虑散粒噪声和在负载电阻 R 中产生的约翰逊噪声。散粒噪声与信号电流 i_s 及暗电流 i_d 有关,这里所说的暗电流 i_d 是在光吸收层和倍增层中,与入射光无关的、由热激发的载流子引起的电流。这些电流在倍增层中增加 M 倍,产生过剩噪声。这样,噪声电流平方的平均值 i_n^2 为

$$i_n^2 = 2e(i_s + i_d)BM^2F + \frac{4kTB}{R} \quad (5.19)$$

负载电阻两端产生的噪声功率为 $i_n^2 R$ 。

S/N 是信号功率 P_s 与噪声功率 $i_n^2 R$ 之比,即

$$\frac{S}{N} = \frac{(e\eta I/(h\nu))^2 M^2}{2e(e\eta I/(h\nu) + i_d)BM^2F + 4kTB/R} \quad (5.20)$$

在此,假设入射光强度 I 为一定值,来考察信号及噪声的各个成分随倍增因子的变化。信号功率随倍增因子 M 的平方比例地增加。但是,在 APD 中,由于过剩噪声指数 F 随 M 的增加而增加。在 M 比较大的区间,分母中第一项的散粒噪声功率的增加率超过信号功率增加率,使 S/N 恶化。另外,在倍增因子小时, $M=1$ 附近 ($M=1$ 时,相当于 pin 光电二极管)分母中第一项散粒噪声功率比第二项约翰逊噪声小得多,可以忽略不计,这时 S/N 可用信号功率与约翰逊噪声功率之比来表示。倍增因子从这一区域开始增大的话,信号功率与 M^2 成比例地增加,但是约翰逊噪声并不随倍增因子的增加而增加。由此可见, S/N 随着倍增因子的增加而变大。在式(5.20)中散粒噪声和约翰逊噪声相等时的倍增因子附近可得到最大 S/N ,这时的倍增因子称为最佳倍增因子 M_{opt} 。APD 工作在最佳倍增因子附近。对 APD 的 S/N 影响最大的是过剩噪声指数 F 与 M 有关,所以必须采用电子与空穴的离化率相差大的材料来制作 APD。

下面,讨论用 pin 光电二极管代替 APD 来探测光,由接在负载电阻上的放大器来将信号放大 M 倍时的 S/N 比。在这种情况下,假设放大器是一个不含新噪声源的理想放大器。在 pin 光电二极管中因不进行倍增 ($M=1$),则不产生过剩噪声, S/N 比基本上取决于信号功率与负载电阻的约翰逊噪声功率之比。放大器对信号功率 S 和噪声功率 N 都放大 M 倍,而保持比值不变。从而,不可能像利用 APD 时那样使 S/N 得到改善。实际上,放大器在放大信号时,往往产生新的噪声,从而使 S/N 恶化。

由以上的论述可知,具有载流子倍增机能的探测器,可以得到高的灵敏度。

5.2 利用光转换成热测量温度变化

下面我们来讨论将光转换成热,再由温度的变化来探测光的探测器的模型,如图 5.10 所示。具有热容量为 H 的探测光器件与温度保持为 T 的散热器结合在一起,假设接触部分的热传导(表示散热快慢的参量)为 G 。当用角频率为 ω 调制的光强度为 $I = I_0 \exp(i\omega t)$ 的光照射在器件上时,器件的温度变化 ΔT 为

$$\frac{Hd(\Delta T)}{dt} + G(\Delta T) = \eta I_0 \exp(i\omega t) \quad (5.21)$$

式中, η 是光的吸收率。由式(5.21)得知, 稳定状态时的器件温度变化的振幅 ΔT 、温度变化与入射光间的相位差 ψ 分别为下列公式所示:

$$\Delta T = \eta I_0 (G^2 + \omega^2 H^2)^{-1/2} \quad (5.22)$$

$$\psi = \tan^{-1} \left(\frac{\omega H}{G} \right) \quad (5.23)$$

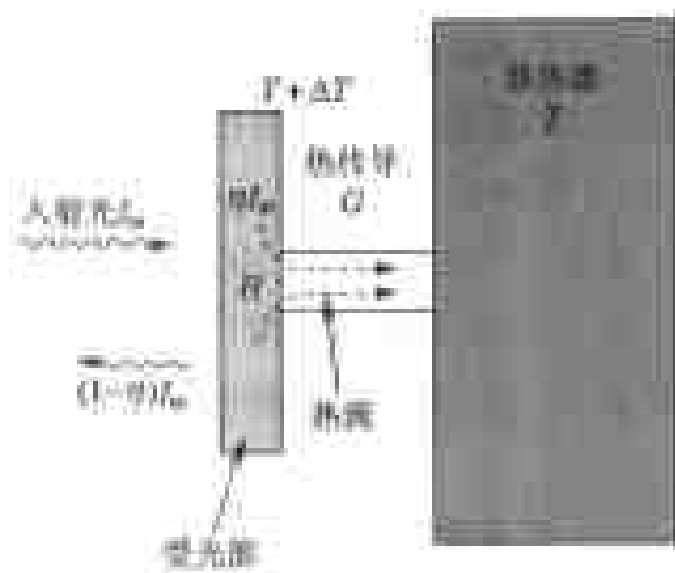


图 5.10 量热型光探测器的模型图

由上面的公式可知, 为了使伴随着光吸收而引起的器件的温度变化尽可能地变大, 必须在减小 G 的同时, 使 ω 尽量小, 以满足 $\omega H \ll G$ 的条件。可是当 G 减小时, 响应时间常数 $\tau = H/G$ 增大, 所以需根据使用目的来选择最适当的值。在量热型探测器中, 有直接探测随光吸收而产生的温度上升的热电偶型探测器、

探测电极化作用的热电型探测器, 以及将器件的温度上升转变为电阻变化的测辐射热计等。这些量热型探测器的特点是在很宽的波长范围内有响应。最近, 又应用半导体的精细加工技术使这些探测器高度集成化, 或者将其与信号处理电路一体化, 使探测器的性能不断地获得提高, 特别期待着这些探测器能应用在红外领域作为图像探测器。

(a) 热电偶

很早以前, 人们就利用热电偶来探测红外线。热电偶是将塞贝克(Seebeck)系数不同的两种金属线一端焊接在一起, 作为热接点; 另外的一端作为冷接点焊接在金属框上。当红外线照射在热接点上时, 使热接点温度上升, 产生了热电势, 或者当有闭合电路时热电势形成电流, 这样测出热电势或者闭合电路的电流就可得到入射光强度。早期的产品是将铜-康铜, 铋-银等金属丝与表面黑化了的金箔受光板相接触构成热接点, 然后密封在具有适当窗口材料的真空容器中。最近利用溅射等薄膜制造技术, 形成铋-碲、铋-锑等结构, 比金属丝的灵敏度高, 而且也可制成复杂排列的结构。此外, 利用硅精细加工技术, 已将多晶硅-铝热电偶集成制成探测器, 响应时间

常数可低至 $15\text{ms}^{[12]}$ 。

(b) 测辐射热计

测辐射热计是由电阻温度系数大的材料制成的电阻元件是利用材料的光吸收使电阻变化的原理制成的一种探测光强度的元件。测辐射热计工作在恒定电流 i 的条件下,入射光使温度上升,引起元件电阻 r 变化 δr ,从而在元件两端产生信号输出电压 V_s 为

$$V_s = i\delta r \quad (5.24)$$

测辐射热计的种类很多,有常温下使用的金属测辐射热计、热敏电阻测辐射热计等;也有液体氮等极低温环境下使用的碳测辐射热计、锗测辐射热计、硅测辐射热计、超导测辐射热计等,用于探测波长从 $20\mu\text{m}$ 到 $200\mu\text{m}$ 领域的远红外线。

最近,在硅衬底上利用 Pt 薄膜已经成功地制成平面阵列。测辐射热计这种元件已经将读出电路和信号处理部制造在同一衬底上,形成单片集成电路,广泛地应用于探测红外线图像^[13]。

(c) 热电型探测器

当热电体温度上升时,由自发极化作用使表面电荷发生变化。热电型探测器是利用入射光吸收引起温度上升,探测表面电荷量的变化来探测光的强度。这种器件是在 TGS、 LiTaO_3 、PZT 等热电材料的薄片(厚度为 $5 \sim 50\mu\text{m}$)的两侧形成电极,形状与电容器相似。这种器件可以使用在常温环境中,其特点是在很宽的波长范围内灵敏。最近,正在研制 PbTiO_3 、 KTaNbO_3 、 BaSrTiO_3 、 PbLaZrTiO_3 热电材料的红外线图像探测器^[14,15]。

这些探测器采用厚度大约为 $10\mu\text{m}$ 的热电材料,像素的尺寸为 $50\mu\text{m}$,已经研制出了具有 128×128 个器件阵列的探测器。探测单元在热电材料的正面以及反面形成读出信号的 Ni 电极和吸收红外线的 NiCr 层,通过铜缓冲层与硅读出电路相连接。在器件工作时,热电体层上加有 $2.5\text{V}/\mu\text{m}$ 的电场,探测出由于吸收红外线引起的表面电荷变化。这种红外线图像探测器的特点是不需要冷却,可以获得低价格的探测器。

5.3 摄像装置

摄像装置是由称为像素的微小光电二极管排列成平面阵列而成的。让人射光图像成像在这些光电二极管上,各个光电二极管作为像素单位,就可将入射光图像作为电信号取出。

一般的光电二极管中,电信号的输出要追随光电二极管入射光强度的时间变化。但是,如果在摄像装置采用同样的方式,会产生许多问题。例如各个光电二极管面积小,单位时间内入射光量少,输出信号小;器件数目多,要直接取出各个器件的输出,需要很多根作为输出用的布线。

因而,在摄像装置中,并不是直接取出各个二极管的输出,而是将光信号在二极管中储存一定时间,使输出信号增大;然后依次取出储存在各个器件中的光信号,以减少输出布线的数目。

下面,我们将光电二极管排列成一维图像传感器,说明其工作原理。

我们以图 5.11 所示的电路为例,每隔一定的时间,将开关接通 Δt 时间,以此来说明各个二极管储存信号原理。在 t_0 时刻接通开关,光电二极管加上了反向电压,结电容 C 中充有 $Q = CV$ 的电荷量后断开开关。此后,

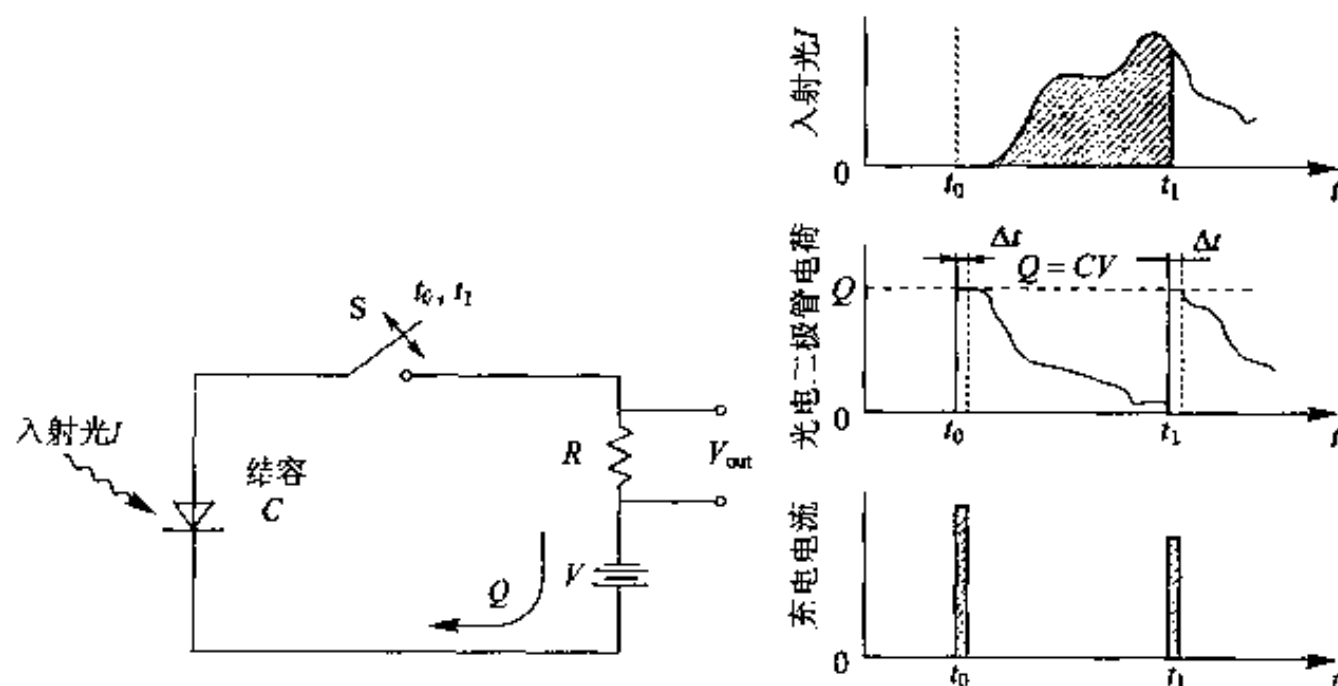


图 5.11 光信号的储存方式

t_1 时刻再接通开关。在 t_0 到 t_1 期间,如果有光照射在光电二极管上,则储存在二极管中的电荷放电,在 t_1 时刻接通开关时,再次进行充电。在 t_0 时刻到 t_1 时刻之间的放电量是与这段时间内入射的总光量(将入射光强度由时间 t_0 到 t_1 的积分值)成正比例的。从而,以 t_1 到 $t_1 + \Delta t$ 时间内的充电电流作为输出,就可以得到储存在光电二极管中的光信号。但是,二极管的可以放电的最大电荷量为 Q ,照射光的强度过大时,输出将要饱和。

另外,通常用 CCD (Charge Coupled Device) 电荷传送电路或者 MOSFET 电路从一维排列的光电二极管取出信号。

CCD 是在硅衬底表面的很薄的绝缘氧化膜(SiO_2)上,堆积电极而形成的、数量相当多的 MOS 电容构成的。CCD 中电荷的储存和传送过程如下:

在 MOS 电容的金属电极上加上足够大的正电压时,p 型 Si 表面附近能级状态发生变化,如图 5.12 所示。在表面附近存在的多数载流子被赶到衬底内部,表面附近形成耗尽层。经过足够长的时间(室温下为数十秒)后,由衬底内部热激发形成的少数载流子(电子)储存在衬底的表面,表面形成反转层达到平衡状态。

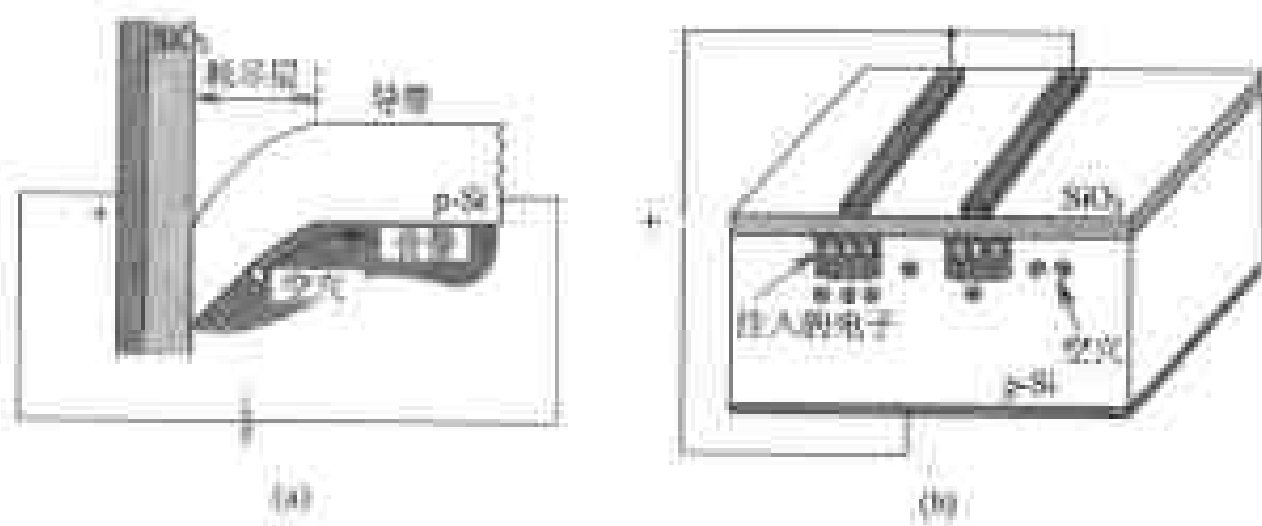


图 5.12 CCD 的原理

但是,当加上偏压以后,在未达到平衡状态期间,由外部向耗尽层注入少数载流子——电子的话,则注入的电子会储存在硅表面附近。这种状态正好相当于由偏压在电极下形成势阱,在这个阱中储存有电子电荷的状态。电极的排列如图 5.13(a)上部所示,当各个电极上加有图 5.13(e)所示的偏压,则阱中储存的电荷将不断地移向相邻电极的下部,如图 5.13(a~d)所示。

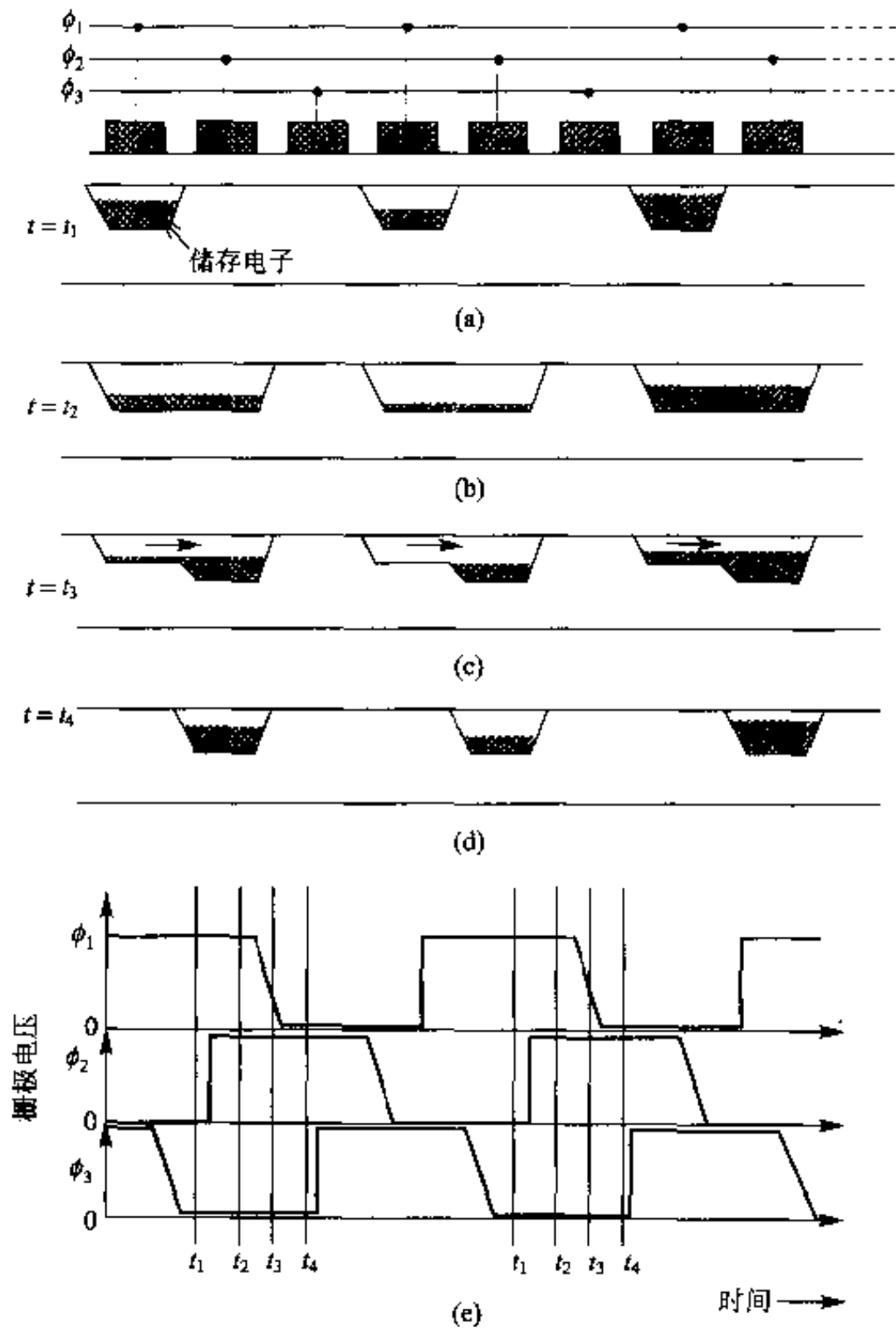


图 5.13 CCD 电荷传输原理

在 CCD 中,如果电荷储存和移动以数十毫秒以下的时间间隔反复进行的话,将很少混入来自衬底的由热激发产生的少数载流子,只传送注入的少数载流子的电荷。所以,可以将 CCD 器件看成是连续不断地传送储存电荷的移位存储器。

在 CCD 图像传感器中,如图 5.14 所示,首先将光电二极管阵列中的各个二极管中储存的电荷同时送入 CCD 移位存储器,然后再依次传送到读出

部,再检测出储存电荷。在 CCD 器件中,少数载流子的注入也可以不用光电二极管,而直接将光照射在 CCD 上,由光的吸收而产生。但是,因为光要穿过金属电极,所以入射光的损耗大,这是一个很大的缺点。因此,现在光探测部都采用光电二极管。

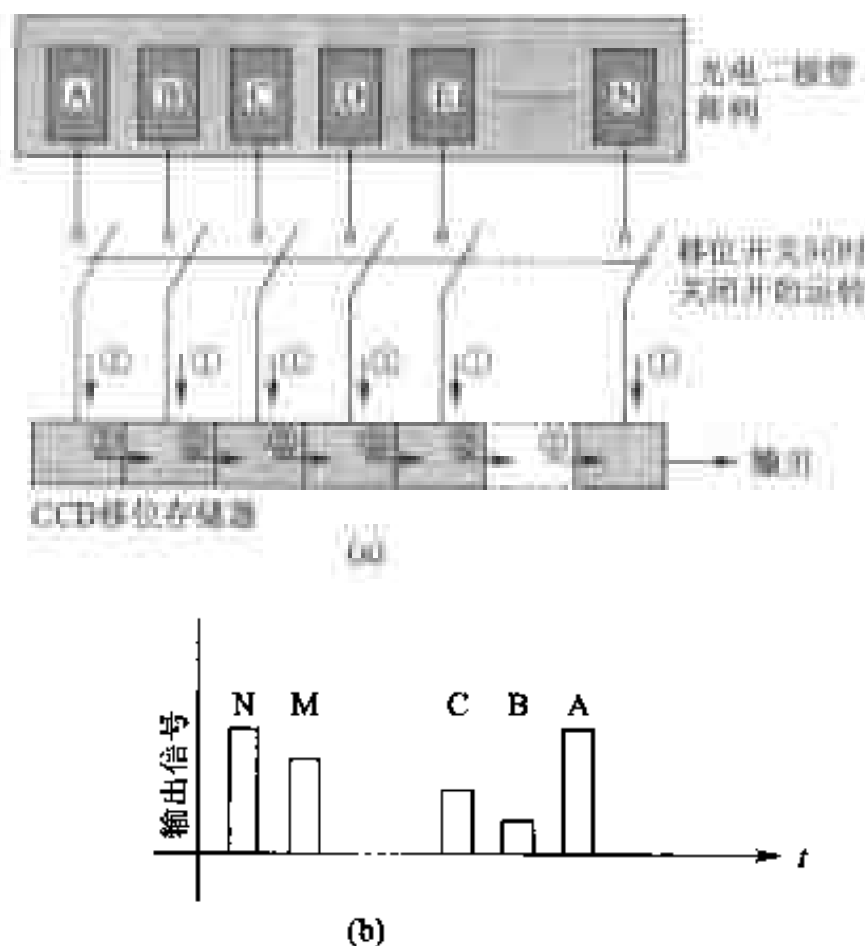


图 5.14 CCD 图像传感器的工作原理

另外,如图 5.15 所示,在使用 MOSFET 电路的一维图像传感器中,各个光电二极管通过 MOSFET 开关连接到负载电阻 R 和电源 V 上,各个 MOSFET 的栅极连接在由移位寄存器构成的扫描电路上。由扫描电路依次对各个 MOSFET 栅极加电压脉冲 V_{Gn} ,此时 MOS 开关处于接通状态,各个光电二极管由电源 V 充电;此后,断开栅极电压,一直保持充电状态。如果在下一次加栅极电压之前,无入射光照射在光电二极管上,即使在栅极上加有电压也没有充电电流流动;如果有入射光照射时,光电二极管中就有与那个时间内的入射光量成比例的充电电流流动,该电流即为输出信号。由扫描电路依次地在各个栅极加电压时,就可依次地取出储存在各个光电二极管的光信号。

上面,以一维的图像传感器为例说明了工作原理。现在,以二维排列的光电二极管面阵构成的二维图像传感器已经获得广泛的应用。在二维图像传感器中有二种结构:一种是由光电二极管和 MOS 开关构成的;另一种是由光电二极管和 CCD 移位存储器构成的。用水平和垂直的二个移位存储器,可以依次地读来自所有像素的信号。在摄像机中所使用的可视图像传感器是由硅制成的,使用了 CCD 移位存储器,垂直方向的像素数目约为 490,水平方向的像素数目约为 $600 \sim 1200$ ^[14]。

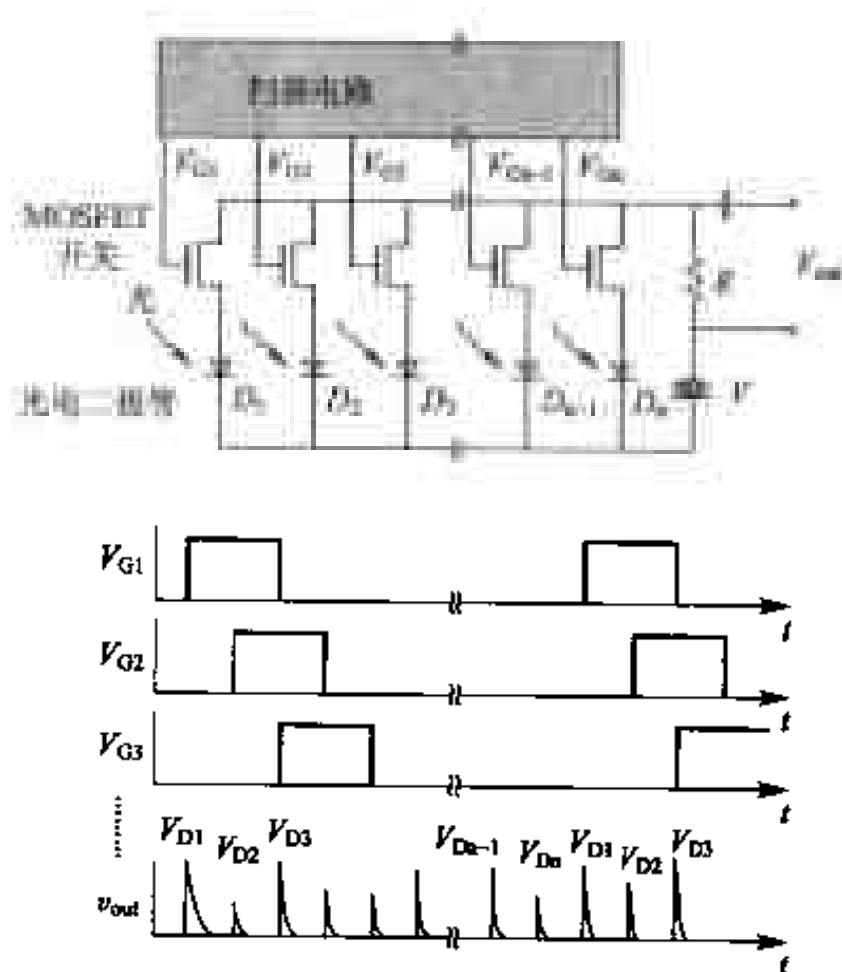


图 5.15 MOS 图像传感器的工作原理

在红外摄像装置中,已有两种形式获得实际的应用:一种是用 HgCdTe 或者 InSb 等材料制成的光电二极管的阵列来探测红外线,用硅移位存储器电路进行信号处理;另一种是用硅肖特基二极管阵列作为受光部,并和移位存储器电路制造在同一衬底上。前一种中光电二极管的阵列是用 InSb 或者用 HgCdTe 材料制成的,InSb 材料的工作波长为 $2 \sim 5 \mu\text{m}$,而 HgCdTe 材料的工作波长为 $8 \sim 10 \mu\text{m}$ ^[15,16]。如图 5.16 所示,这些光电二极管阵列用 In 与硅移位存储器电路相连接。其中,使用了 CCD 型或 MOSFET 型移位存储器。

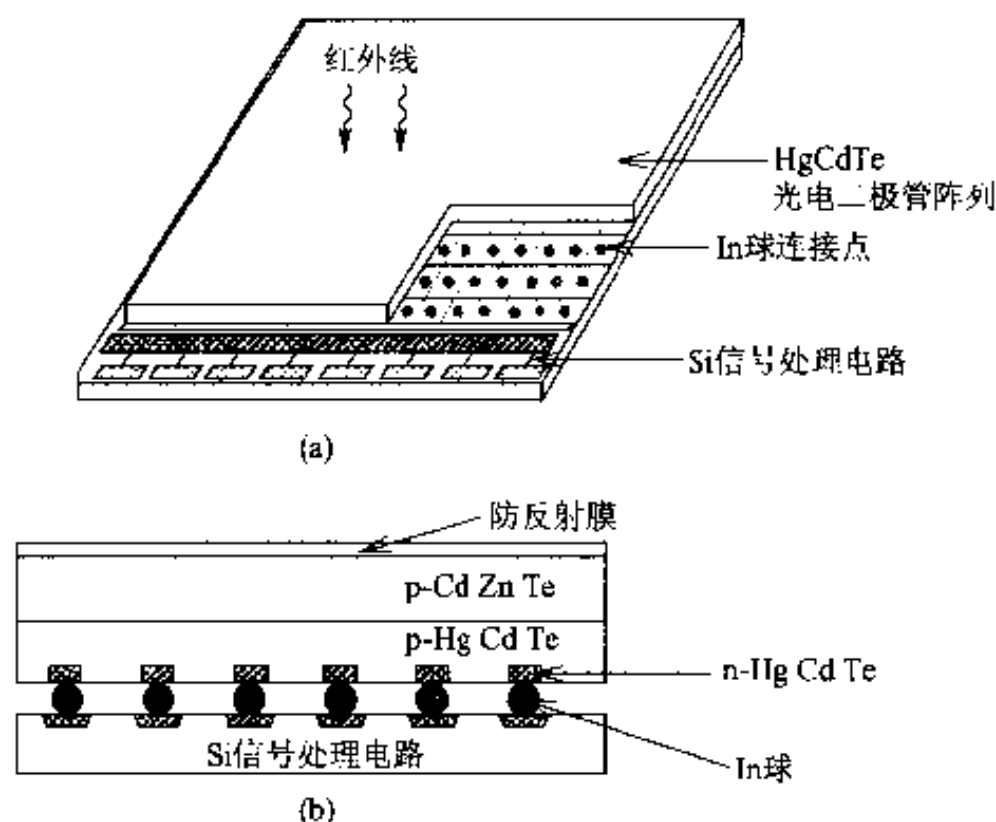


图 5.16 HgCdTe 红外摄像装置

由于使用红外线探测器时必须冷却至 80K 左右,所以必须采取措施尽量避免由于光电二极管部分和移位存储器部分的热膨胀系数的差异所产生的应力造成器件特性的劣化。另外,采用硅肖特基二极管的红外摄像装置常用于 $3 \sim 5\mu\text{m}$ 领域,通常采用 VLSI 技术来制造高度集成的器件^[17]。现在,红外图像传感器也不断向高度集成化发展,正在实现像素数与可见光领域同样数量级的红外图像传感器。

练习题

- 1 将式(5.3)积分,试导出 APD 的总电流 I (式(5.5))。
- 2 在 APD 中,注入离化率小的载流子使其倍增时,随倍增因子 M 的增加,过剩噪音大于 M^3 。同时 GB 积也劣化。画出倍增层中的载流子的碰撞电离机理,从物理的角度来说明其理由。
- 3 试导出光导型探测器的增益式(5.11)。

6

光的控制

本章主要讨论光通信和光信息处理时必不可少的光控制的基本原理,以及光器件的应用。本章中叙述的基本单元是各种光路和光系统的基本构件。

6.1 光波导

6.1.1 光波导的特性

我们首先考察一下光在如图 6.1 所示的透明薄膜中是如何传输的。当薄膜本身的折射率 n_2 比其周围的折射率(即上层 n_1 , 基板 n_3 ($n_3 \geq n_1$))大, 而且光的人射角若是恰当的话, 光将在薄膜的表面处及基板和薄膜的界面处产生全反射并在薄膜中传输。在一般情况下, 光在空间传输时, 由于光束逐渐扩散, 光强度在远处变得很小, 因而即使没有光吸收也不能传输得很远。但是在上述的薄膜中, 因为光不会漏出薄膜外, 所以即使在远处光强度也不会衰减。像上面所述的经过精心设计的构造中, 可将光限制在某个区域(一般将这个区域称为芯)内使其传输到远方, 这种构造称为光波导。如图 6.1 中所示的这种由折射率不同的平面薄膜构成的光波导称为平板波导 (slab waveguide)。

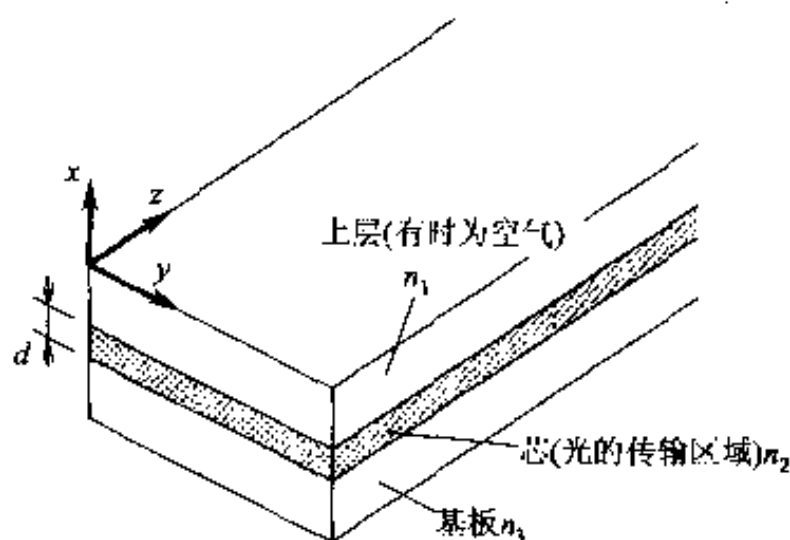


图 6.1 由透明的薄膜构成的平面型波导

下面, 参照图 6.2 来说明光波导的特性。光经过多次反射后沿着芯传输, 通常将这个传输的方向设定为 z 轴, 芯的厚度方向设定为 x 轴。光经过多次反射, 在 xz 面上形成锯齿形光路, 但是总体上光仍然沿着 z 方向传输。

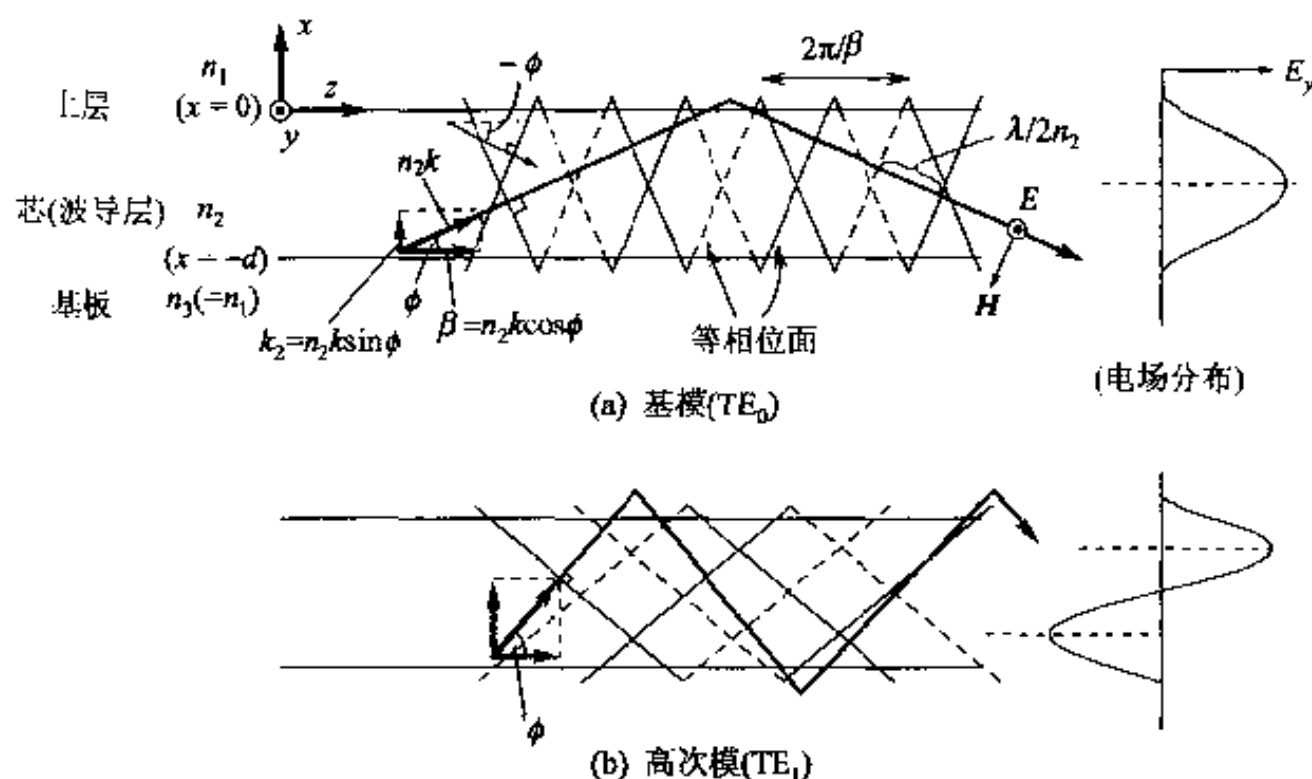


图 6.2 平板波导中的光传输及电场分布(图 6.1 中的 xz 剖面)

首先,试求膜厚为 d 的芯层中存在稳定电磁场的条件。当光沿着 x 方向传输时在表面会产生反射,这就意味着在相反方向上同时也有光的传输。在这种情况下,光在 x 方向上经过一个来回返回到原来地点时的相位相同是稳定波存在的必要条件。设光线的前进方向与 z 轴之间的角度为 ϕ ,该条件用公式表示为

$$2dn_2k\sin\phi - \delta_1 - \delta_2 = 2m\pi \quad (m=0,1,2,\dots) \quad (6.1)$$

式中, k 是真空中波数;波长为 λ ,则波数为 $k=2\pi/\lambda$ 。 δ_1 、 δ_2 分别为在 $x=0$ 、 $x=-d$ 边界处反射时,由古斯-汉欣位移(Goos-Hanchen shift)引起的相位变化。式(6.1)是 x 方向驻波条件。 m 为整数, x 方向驻波的波腹的数目为 $(m+1)$,取决于 m 值的大小。在不满足上述条件的情况下,由于多重反射波之间的干涉而互相抵消,不存在稳定状态。如果 m 值不同, x 方向的电磁场的分布也不一样,将此称为模式(mode)的不同。 $m=0$ 时,驻波有一个波腹,称为基模; $m \geq 1$ 时为高次模。

其次,我们来讨论模是否能在芯内稳定地传输。 m 变大 ϕ 也变大,当 ϕ 大于下式所示的值时

$$\phi = \cos^{-1} \frac{n_3}{n_2} \quad (6.2)$$

光在界面不可能获得全反射。对于这些模来说,由于向折射率为 n_3 的区域漏光,所以,在芯内沿 z 轴方向传输的光的能量将逐渐减少。通常把这些模称为辐射模。传输模和辐射模之间的界限称为截止(cutoff)。光波导模和辐射模的传输情况如图 6.3 所示。

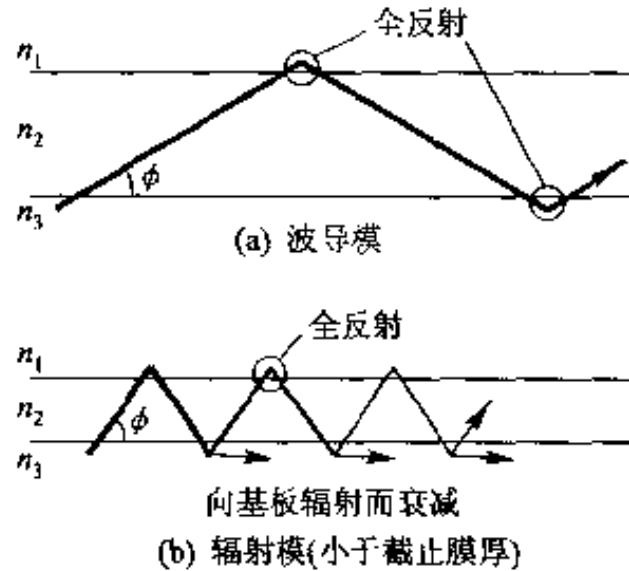


图 6.3 波导模及辐射模的几何光学说明 ($n_1 < n_3 < n_2$)

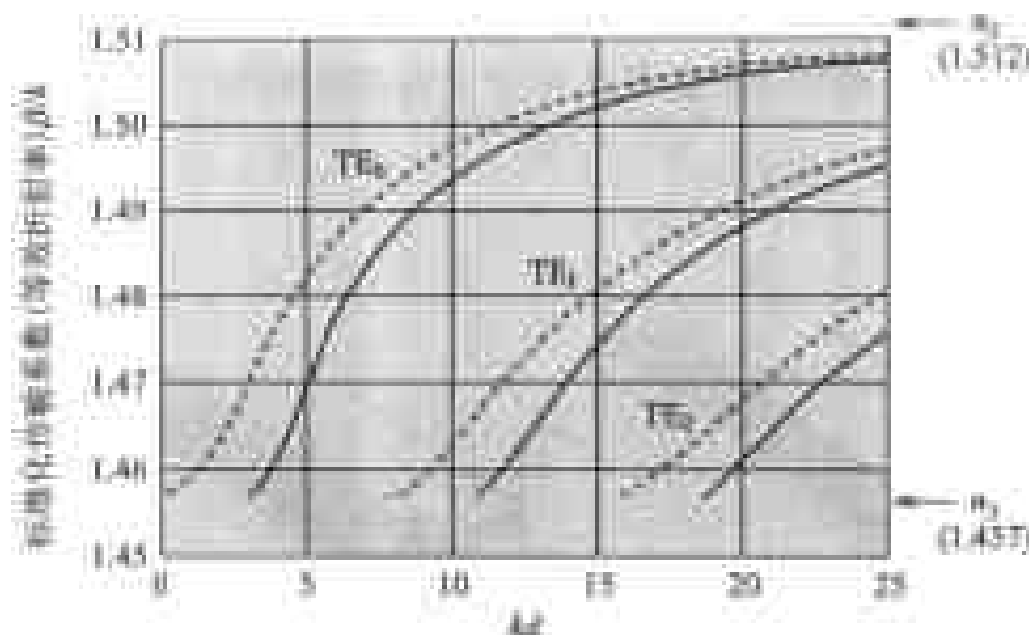
假设 z 方向的传输系数为 $\beta = n_2 k \cos \phi$, 代入式(6.1)得到含有 β 的方程式。图 6.4 示出波数 k 和膜厚 d 的乘积与标准化传输系数 β/k 的关系。 β/k 的值取为 $n_3 \leq \beta/k \leq n_2$, 也称为等效折射率。

当注意到波导光的电磁场成分时,会发现有两个与图 2.7 中的 s 偏振光和 p 偏振光相对应的独立模。即 TE (Transverse Electric) 和 TM (Transverse Magnetic) 二个模。TE 模: 光波的电场只有与传输方向相垂直的 y 方向分量 E_y , 磁场存在 x 方向分量 H_x 和 z 方向分量 H_z ; TM 模: 电场分量有 E_x, E_z , 磁场只存在与传输方向相垂直的 H_y 分量。图 6.2 示出 TE 模的基模 TE_0 及一次模 TE_1 。

现在来考察 TE 模的截止。将式(6.2)代入式(6.1)中, 并利用把 $\theta_1 = \pi/2 - \phi$, $\theta_c = \sin^{-1}(n_1/n_2)$ 以及 $\theta_c = \sin^{-1}(n_3/n_2)$ 代入式(2.52)后的 δ_1 及 δ_2 , 可得

$$dk \sqrt{n_2^2 - n_3^2} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{n_3^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_3^2}} = m\pi \quad (6.3)$$

在 $n_1 = n_3$ 对称结构的波导中, 对于 $m = 0$ 来说, 可知截止膜厚 $d = 0$ 。



实线: (非对称) $n_1=1.0$ (空气), $n_2=1.512$ (玻璃), $n_3=1.457$ (熔融水晶)
虚线: (对称) $n_1=n_3=1.457$, $n_2=1.512$

图 6.4 平板波导的分散特性

下面,考察一下光波的传输速度。假设真空中的光速为 c_0 ,则图 6.2 (a)中,在角度 ϕ 方向传输的平面波的等相位面在 ϕ 方向的速度为 c_0/n_2 。在 z 轴方向则为 $c_0/n_2 \cos\phi$,有时相位速度也可能比光速快。另外,作为能量传输速度的群速度为 $c_0 \cos\phi/n_2$ 。因为模的次数不同, ϕ 也不同,所以传输速度不一样,这称为模的色散。在多模传输的波导中,信号到达接受端的时间随模的次数不同而异,所以不能进行高速信号的传输。

下面,我们来讨论 $n_1 = n_3$ 的对称波导情况下,单一模的传输条件。设 $v = kd\sqrt{n_2^2 - n_3^2}/2$,由式(6.3)可得单一模的条件为 $v < \pi/2$ 。 v 与膜厚成正比,也称为标准化膜厚;设光波的角频率为 ω ,则 $k = \omega/c_0$,据此也将 v 称为标准化频率。以单一模传输时,由图 6.4 可知,传输系数随光频率的不同而异,将此称为波导的色散。

6.1.2 沟槽形波导

如图 6.5 所示,在 x, y 两个方向将光限制起来的光波导称为沟槽形波导,也称为 3 维波导。在同图(b)中所示的脊型波导中,作为芯材的膜在较厚的部分具有较高的等效折射率,光被限制在这一部分中。这样的波导可用作传输 TE 模和 TM 模相结合的混合模。沟槽形波导是后述的各种器件

的基本构成要素。电磁场的主要成分 E_x, H_y 称为 E_{ij}^x 模; E_y, H_x 称为 E_{ij}^y 模 ($i, j = 1, 2, \dots$)。下标的 i, j 通常是对应于电磁场分布在 x, y 方向波腹的数目。

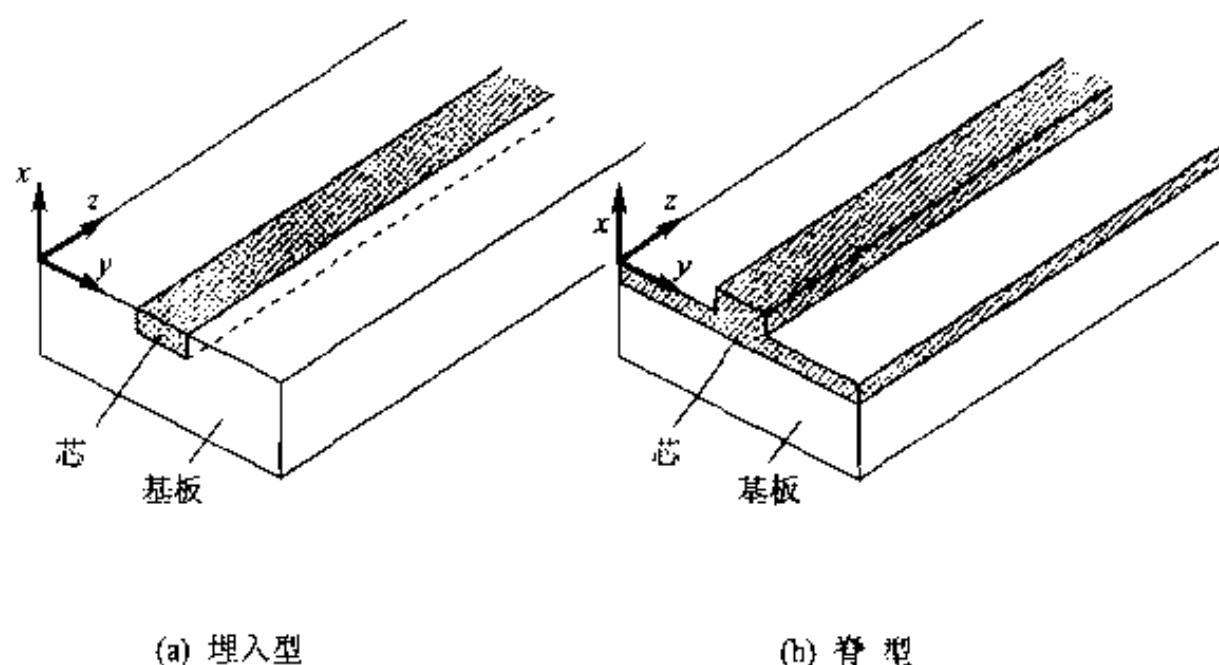


图 6.5 沟槽形波导

6.1.3 光纤维

光纤维的折射率基本上是轴对称分布,如图 6.6 所示。光纤维由石英玻璃、多成分玻璃或塑料等制成。石英玻璃纤维中添加杂质可改变其折射率。芯和限制层的折射率按阶梯状变化的纤维称为阶梯折射率光纤。

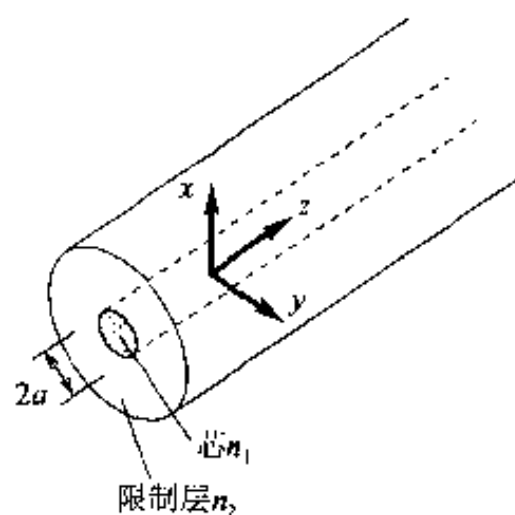


图 6.6 光 纤

设芯和限制层的折射率分别为 n_1, n_2 , 芯的半径 $r = a$ 。标准化频率为 $v = ka \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, 由分析的结果可知, $v < 2.405$ 时, 只有基模的单一模传输。石英玻璃纤维的传输损失在波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 时最小, 约为 0.2 dB/km 左右, 即光传输 15 km , 光强度只衰减一半。在波长 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ 时, 波导色散和由折射率的波长依存性产生的材料色散相互抵消, 为零色散区域, 即存在群速度不随波长变化的波长区域。这两个波长常用于远距离光通信。

与平板波导相同,传输模有 TE 模和 TM 模。基模是电场、磁场的传输方向的成分都不为零的混合模。基模的电磁场在中心有最大值,轴对称分布。因为玻璃光纤能做得很细,所以可以弯曲。光可沿着弯曲的纤维传输,但是当曲率半径过小时,由于图 6.2 中所示的 ϕ 变化而产生的模变化,有时可能变成辐射模。

6.1.4 波导间的耦合

下面我们来考察如图 6.7 所示的,当波导间的距离很近时,光的传输情况。波导模的电磁场分布已经进入芯周围的限制层中,成为损耗波,如图 6.2 所示。当波导 1 的模的传输系数 β_1 和波导 2 的模的传输系数 β_2 相等时,由损耗波与波导 2 相耦合,其相位速度相等。随着光的传输,光能量逐渐耦合到波导 2,在传输距离 $z = L_c$ 时,100% 的光波能量转移到波导 2。继续传输后,又再返回到波导 1。选定互相作用的距离,将一定的光功率由波导 1 转移到波导 2 而制成的波导耦合器称为单向耦合器;当将 1/2 功率转移时称为 3dB 耦合器。

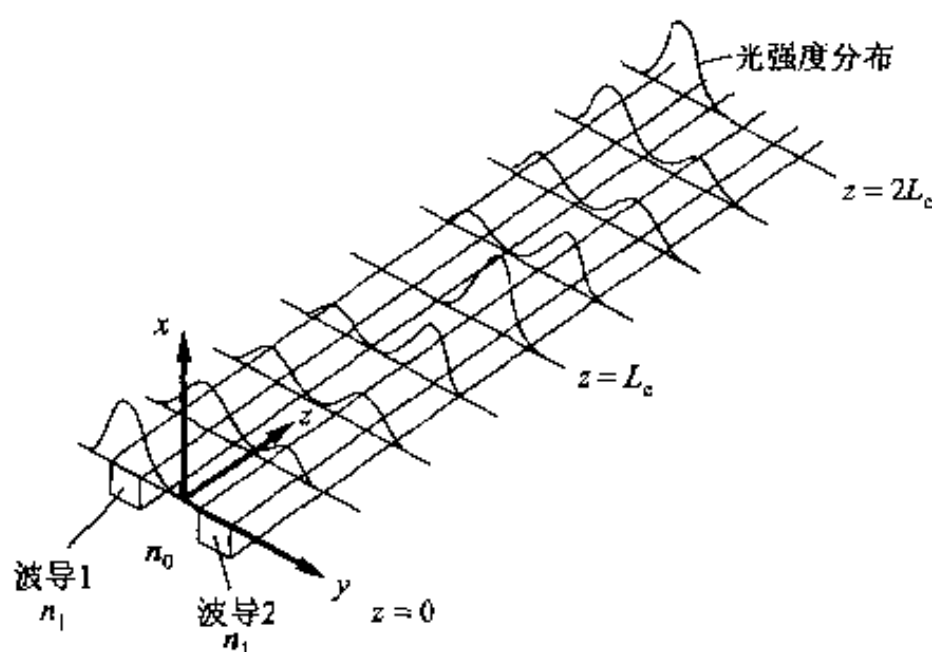


图 6.7 耦合波导中传输光的分布

随着两个波导 β_1 和 β_2 差的增大,各个波导的相位速度不一样,随着光的传输,耦合波和已经耦合的波之间的相位不一致,能量不能完全转移,另外,获得最大转移时的距离即耦合长 L_c 也变短。

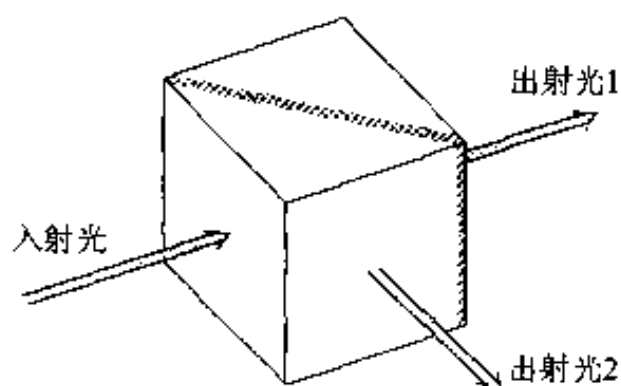


图 6.8 棱镜型方向耦合器

光耦合特性随光波长而不同,所以也可作为波长分离器件。另外,用各向异性材料制成的方向性耦合器具有偏振光依赖性,可以制成偏振光分离器件。

图 6.8 示出棱镜型光耦合器件,其对空间传输光束具有与如图 6.7 所示的波导型方向耦合器同样的功能。在两个棱镜间使用具有波长依赖性的多层膜,

或者有偏振光依赖性的多层膜,能使其获得波长分离或者偏振光分离的功能。此外,还有由各向异性的晶体构成的偏振光分离器件。

6.2 改变光的传输方向(偏向)

6.2.1 利用无源器件偏向的方法

改变光束传输方向的器件是光系统的基本构件,有光反射镜、棱镜、衍射光栅等。

图 6.9 示出放在折射率 n_2 介质中的顶角为 $2\theta_1$ 、折射率为 n_1 的棱镜使光束偏向的情况。假设入射角为 θ_{i1} ,出射角为 θ_{i2} ,则图中的偏向角 δ 为

$$\begin{aligned}\delta &= (\theta_{i1} - \theta_{r1}) + (\theta_{i2} - \theta_{r2}) \\ &= \theta_{i1} + \theta_{i2} - 2\theta_1\end{aligned}\quad (6.4)$$

式中,应用了关系式 $\theta_{i1} + \theta_{i2} = 2\theta_1$ 。利用斯涅耳定律可求出 θ_{i2} 为

$$\theta_{i2} = \sin^{-1} \left[\frac{n_1}{n_2} \sin \left\{ 2\theta_1 - \sin^{-1} \left(\frac{n_2 \sin \theta_{i1}}{n_1} \right) \right\} \right] \quad (6.5)$$

由这些公式可知 δ 是与 θ_{i1} 、 n_1 有关。由于 n_1 与光的波长有关,一般说来, λ 越大则 n_1 越小,从而 δ 也变小,所以可用来分光。

图 6.10(a) 是以间隔为 d 的沟槽形成的反射型光栅。在光栅的表面

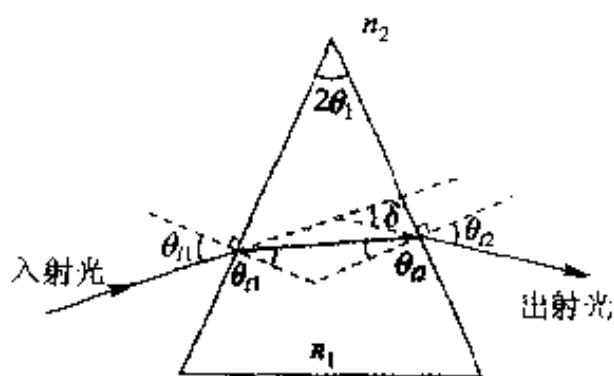


图 6.9 棱镜偏向

上,入射光向各个方向散射,在所有的散射光相位一致的传输方向上,可得到强的光输出,此为光的衍射现象。为了求出衍射角 θ_d ,将距离为 d 的两点设为 A,B,如图 6.10(b)所示,由 B 点散射的光比 A 点散射的光的光路要短 $\overline{AC} - \overline{BD}$,相位超前 $\delta\phi$,即

$$\delta\phi = k(\overline{AC} - \overline{BD}) = \frac{2\pi d}{\lambda}(\cos\theta_d - \cos\theta_i) \quad (6.6)$$

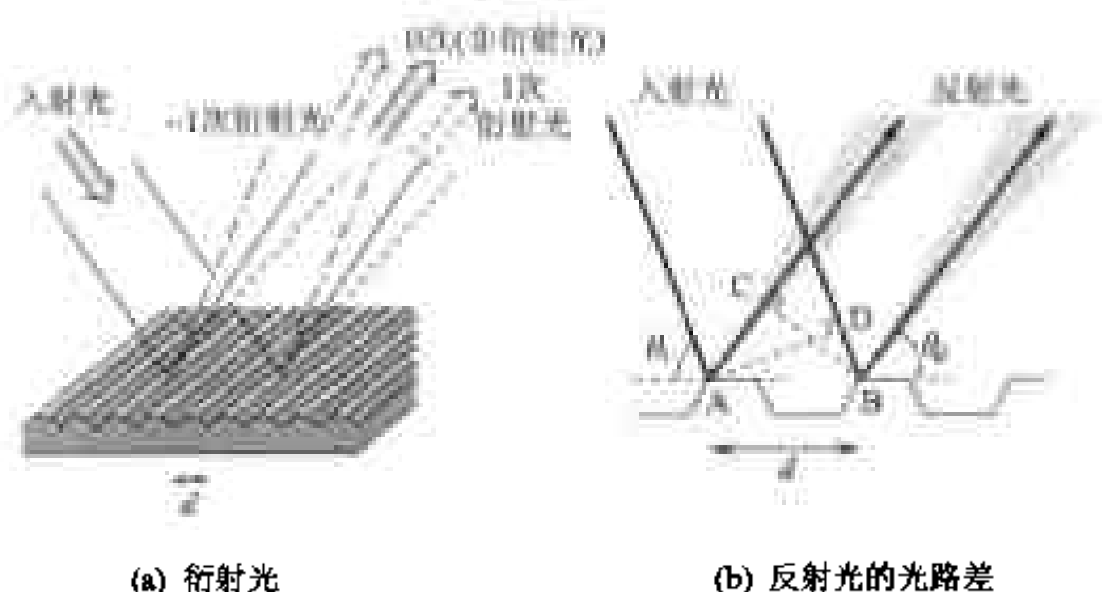
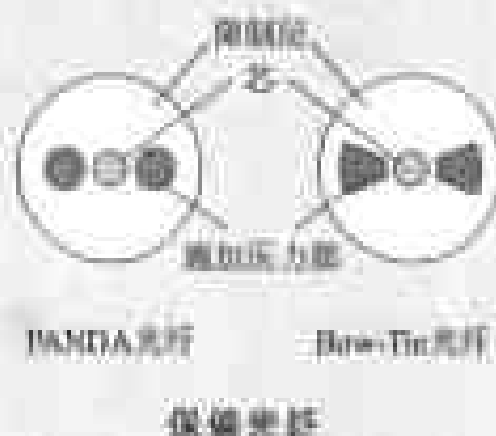


图 6.10 反射型衍射光栅产生的衍射

折射率渐变光纤和保偏光纤

与折射率突变光纤不同,当光纤的折射率部分沿着离中心距离的增加而逐渐变小时,称为折射率渐变光纤。它具有向折射率大处一侧折射的性质,所以光在该光纤内蛇形前进。即使光线偏离传输方向的角度会变化,传输时间不变,所以在长距离传输时,具有信号波形不变的优点。

在传输单模的折射率渐变光纤中,但传输两个相互垂直的偏振光时,在实际的光纤中,由于外界干扰,这两个极之间产生耦合,从而使传输后的偏振态发生变化。为了阻止这一耦合,有一种使这两个极的传输系数保持一定重量的偏振态保持光纤,称为保偏光纤,常用于光纤的计测中。图中所示的光纤,加有非轴对称的应力。



各点的散射光束在传输过程中不断地扩展,由 A, B 点的散射光在 $\delta\phi$ 为 2π 的整数倍时相互加强,则

$$\cos\theta_d - \cos\theta_i = m \frac{\lambda}{d} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (6.7)$$

$m = \pm 1$ 表示一次衍射光。 $m = 0$ 为非衍射光,相当于没有沟槽的平面镜的反射光。由于衍射角 θ_d 与波长 λ 有关,所以可作为波长分离器件。

6.2.2 利用声光效应的方法

能人为地控制光束的传输方向是光信息处理和光测量时所需的重要功能之一。如图 6.11 所示的激光光束偏向器件是由 TeO_2 、 PbMoO_4 等晶体或者 Tc 玻璃等材料与 PZT、ZnO、 LiNbO_3 等压电传感器组合而构成。构成这些压电传感器的材料具有加上电压则产生形变的压电性能,适当地设置电极,加上数十兆赫到千兆赫的高频电压,则晶体按所加频率振动,产生弹性波(超声波)。弹性波在声光媒质中传输,弹性波引起的形变使折射率发生变化。这种折射率的变化实际上起着随弹性波传输的折射率衍射光栅的作用。当有光入射时,将产生光的衍射。这一现象称为声光效应,可用来改变光的方向。

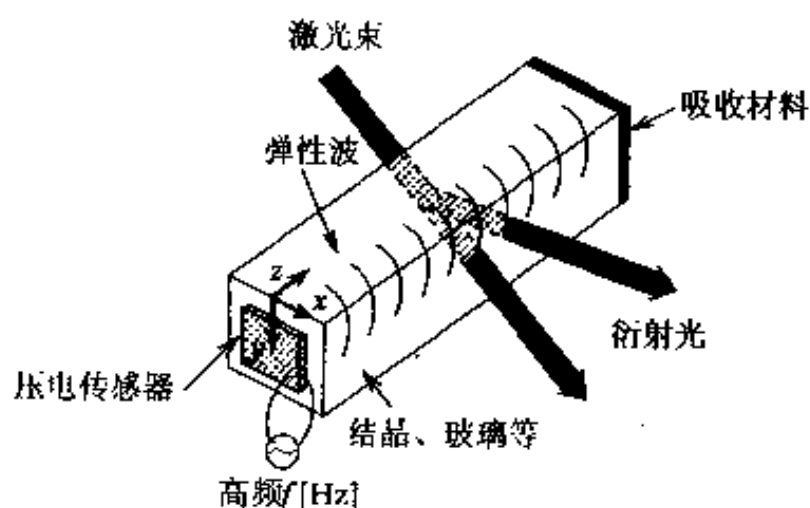


图 6.11 声光学光偏向器件

由弹性波产生的晶体的形变为张量,设它的分量为 S_{kl} ($k, l \approx 1 \sim 3$),则折射率按下式变化:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \Delta\left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)_i = \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 p_{ijkl} S_{kl} \quad (i, j = 1 \sim 3) \quad (6.8)$$

式中, $\varepsilon, \varepsilon_0$ 分别是媒质及真空的介电常数。系数 p_{ijkl} 是张量, 称为光学弹性系数。当考虑到弹性波有纵波或横波的多数情况下, 伴随着的形变只有一个分量, 只考虑这一形变分量和光学弹性系数相关的成分, 可以导入表示有效大小的标量 $\bar{S}$ 和 $\bar{p}$, 即

$$\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} - \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \right)_0 = \bar{p} \bar{S} \quad (6.9)$$

式中, n_0 为没有形变时的折射率。这种由形变引起折射率的变化称为光学弹性效应。 $\bar{p}\bar{S} \ll n_0^{-2}$ 时, n 的变化小, 可用下式近似表示:

$$n = (n_0^{-2} + \bar{p}\bar{S})^{-1/2} \approx n_0 - (1/2)n_0^3\bar{p}\bar{S} \quad (6.10)$$

当角频率为 Ω , 传输系数为 K 的在 z 方向上传输的正弦弹性波的形变为

$$S = S_0 \cos(\Omega t - Kz) \quad (6.11)$$

此时, 设 $\delta n = -n_0^3\bar{p}\bar{S}_0/2$, 则

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + \delta n \cos(\Omega t - Kz) \quad (6.12)$$

在 z 方向上产生移动的周期性的折射率变化。

下面我们来考察如图 6.12 所示的, 以入射角 θ_i 入射的传输系数为 $k_i = 2\pi n_0/\lambda$ 的光束。由宽度为 W_s 的弹性波产生的周期为 $\Lambda = 2\pi/K$ 折射率衍射光栅对入射光产生散射。设光波的入射角为 θ_i 。

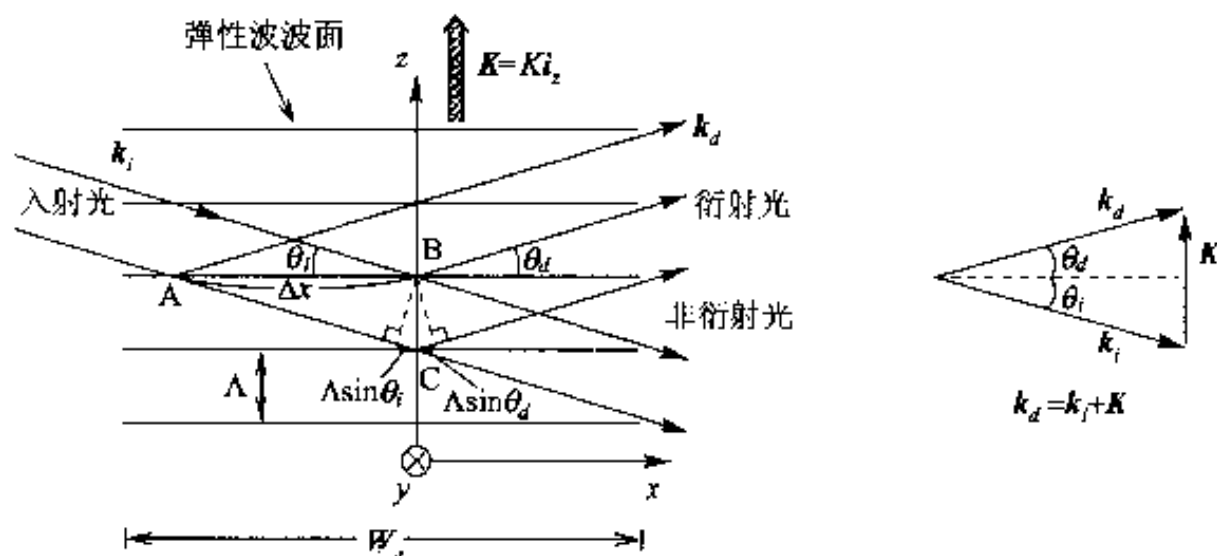


图 6.12 声光偏向的模型及波数矢量

首先, 考察在弹性波同一波面上距离为 Δx 的 A, B 两点上的散射, 和式 (6.7) 同样, 满足下列条件时, 散射光的相位相同, 光的强度增加。

$$\cos\theta_d - \cos\theta_i = m \frac{\lambda}{n_0 \Delta x} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (6.13)$$

式中, λ 为真空中的光波长。对于任意的 Δx 来说, 要满足式 (6.13), 必须使 $\theta_i = \theta_d$ 。这相当于平面镜的反射。下面考察一下间隔为 Λ 的相邻波面上的点 B, C 的反射。设此时的 θ_i 为 θ_B , 两点反射光相位一致造成光增强的条件为

$$2\Lambda \sin\theta_B = \lambda/n_0 \quad (6.14)$$

若如图用矢量来表示时 $k_d = k_i + K$ 。式 (6.14) 称为布拉格条件。由式 (6.14), 设弹性波的速度为 v_a 、频率 $f = \Omega/2\pi$, 则布拉格角 θ_B 为

$$\theta_B = \sin^{-1} \frac{\lambda f}{2n_0 v_a} \approx \frac{\lambda f}{2n_0 v_a} \quad [\text{rad}] \quad (6.15)$$

式中, $v_a = f\Lambda$ 。第 3 式为 θ_B 很小时的近似值。可知, θ_B 基本上与 f 成比例, 偏向角是可以控制的。由于偏向的光点的位置(角度)基本上与 f 成比例, 可望用于高速扫描器或者测量高频信号频率成分的频谱分析仪。

弹性波功率 P_a 可由弹性波的形变和应力求得, 若用等效的标量 $\bar{u}$ 和 $\bar{T}$ 来表示 P_a , 则有

$$P_a = -\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \bar{T} A_a = \frac{1}{2} \rho v_a^3 \bar{S}^2 A_a \quad (6.16)$$

式中, A_a 为弹性波断面积; ρ 为媒质密度。式中还用了 $\bar{T} = c\bar{S}$ 关系式。 $\bar{c} = \rho v_a^2$ 是有效弹性率。入射角满足布拉格条件时, 衍射效率为

$$\eta = \sin^2(\kappa W_a) \quad (6.17)$$

式中,

$$\kappa = -\frac{\omega \delta n}{2c_0 \cos\theta_B} = \frac{\pi \sqrt{MP_a/\Lambda_a}}{\sqrt{2}\lambda \cos\theta_B} \quad (6.18)$$

其中, $M = n^6 \bar{p}^2 / \rho v_a^3$, 是媒质材料声光效应的指标系数。这个值越大, 控制效率越高。 $\kappa W_a = \pi/2$ 时, $\eta = 1$, 有可能获得 100% 的衍射(练习题 2)。表 6.1 中列出了一些主要的声光偏向器件用材料的物性系数。

根据光波与弹性波传输方向的人射角的不同, 布拉格衍射有两种情况, 如图 6.13 所示。对于图 6.13(b) 来说, 布拉格条件的矢量可表示为 $k_d = k_i - K$ 。由弹性波衍射引起光的频率变化仅为弹性波频率 $\Omega/2\pi$ 。这一现象如同移动的反射镜产生的反射, 是折射率衍射光栅在行波产生布拉格衍射

同时,由多普勒频移而引起的。参照图 6.12,当光以入射角 θ_i 入射到以速度 v_s 移动的折射率衍射光栅上时,则衍射光的角频率的变化为

$$\Delta\omega = \frac{2v_s \omega n \sin\theta_i}{c_0} \quad (6.19)$$

表 6.1 声光光学偏向材料 ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)

	声速 [km/s]	折射率	$M^2 (10^{-10} \text{s}^2/\text{kg})$
LiNbO_3	0.57 (纵波 [100])	2.20/2.286	7.0
TeO_2	0.616 (横波 [110])	2.26	783
PbMoO_4	1.61 (纵波 [001])	2.262	36.1
水	1.49 (纵波)	1.33	126

如果用布拉格条件式(6.14),由式(6.19)可得 $\Delta\omega = \Omega$ 。在图 6.13(b)的情况下,入射角为 $-\theta_i$ 时,是由逐渐离开的折射率衍射光栅引起的衍射,则 $\Delta\omega = -\Omega$ 。

下面,我们来讨论衍射光被反复衍射产生方向偏转的情况。这种情况下,表示布拉格条件的波数矢量如图 6.14 所示的那样,弹性波的波数矢量 K 随衍射次数的增加越来越偏离 z 方向。宽度为 W_s 的弹性波束扩展角为 Λ/W_s ,如图 6.14 所示。当 W_s 变小时,由于 K 矢量方向有扩展,也满足高次衍射的布拉格条件。在条件 $2\pi\lambda W_s/n\Lambda^2 < 1$ 时出现这种衍射,称为拉曼-纳斯衍射。入射角 $\theta_i = 0$ 时,1 次衍射光的最大效率为 34%。此外,对于 $\pm m$ 次的高次衍射光来说,光频率仅偏移 $\pm m\Omega/2\pi$ 。

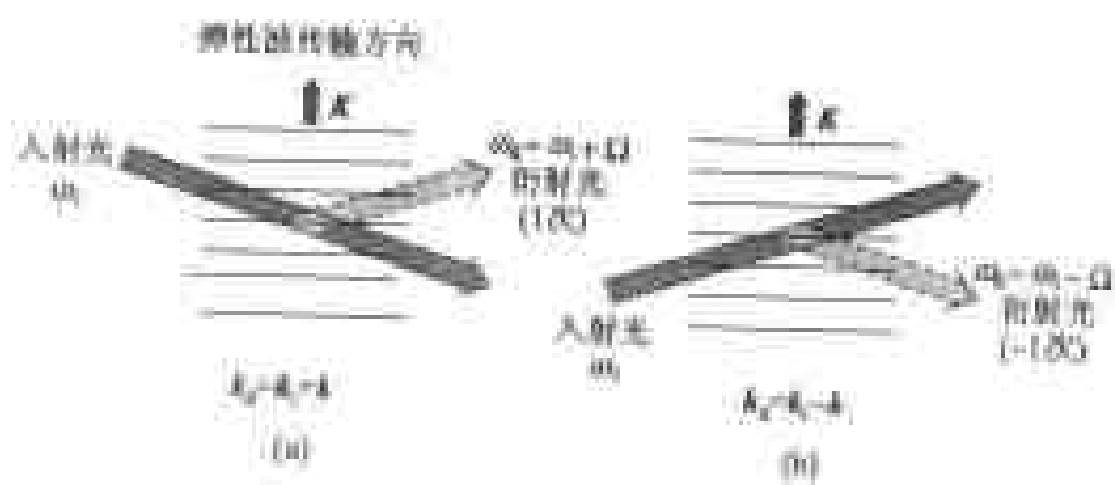


图 6.13 满足布拉格条件的人射光和衍射光之间的关系

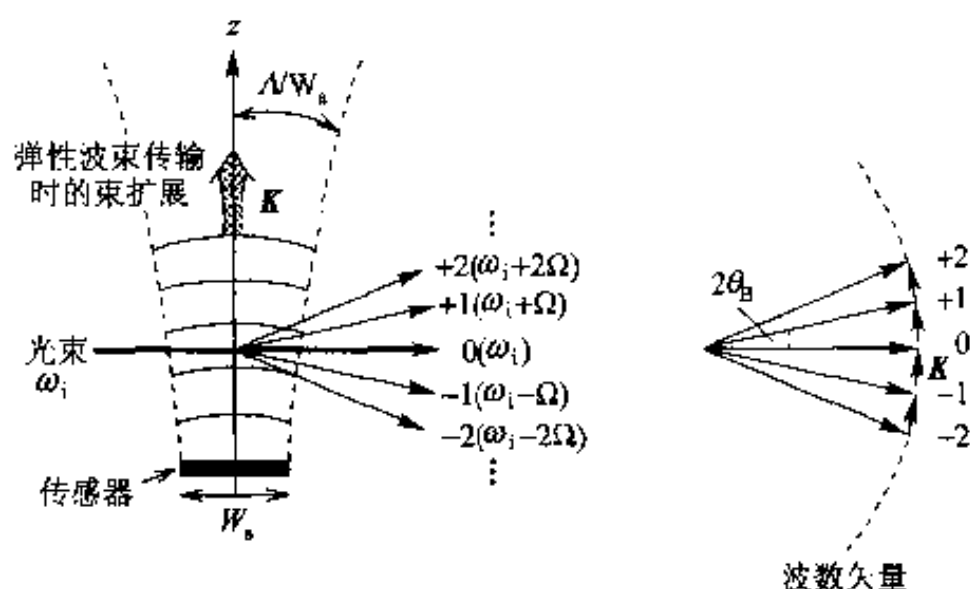


图 6.14 拉曼-纳斯衍射中的多重衍射

图 6.15 示出的是光波导形器件。LiNbO₃ 晶体等压电基板上,由梳状电极激振产生沿表面传输的表面声波 (Surface Acoustic Wave; SAW),该表面声波导致波导光改变方向。在 Si 或者玻璃等非压电基板的上电极部沉淀压电性薄膜,也能激振产生 SAW。SAW 集中于表面,可获得高的效率,并可与波导、光探测器等集成。

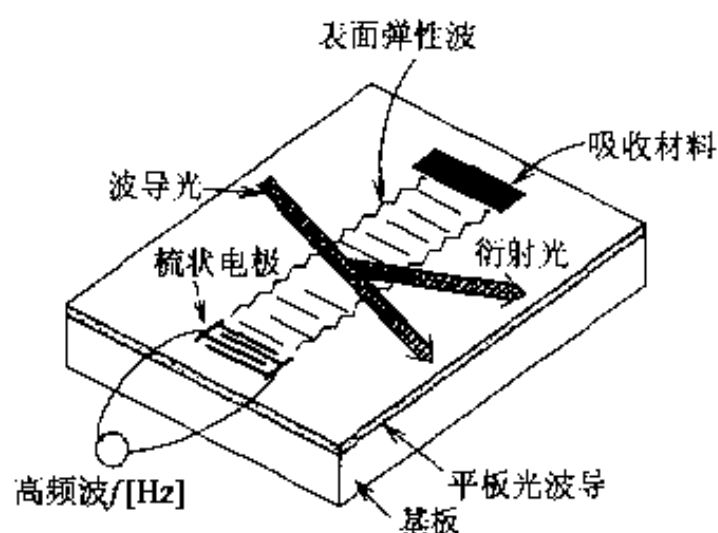


图 6.15 光波导型声光偏向器件

6.2.3 利用电光学效应的方法

若在 LiNbO₃ 等电光学晶体加上电场 E , 晶体中的电子分布发生变化, 引起折射率变化。下面, 说明在如图 6.16 所示的媒质中, 利用这一效应改

变光方向的原理。假设棱镜状媒质的折射率 $n_1 = n_0 + \Delta n$, 外部的折射率为 n_2 。在棱镜的上面和下面设置电极, 施加电场 E , 由泡克耳斯效应使折射率变化, 用标量表示成下式:

$$\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_0^2} = \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \right)_1 - \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \right)_0 = \bar{r} E \quad (6.20)$$

式中, $\bar{r}$ 为有效泡克耳斯系数。与声光效应同样, 在 Δn 比较小的时候, 折射率变化可用下式表示:

$$\Delta n = n_1 - n_0 \approx -(1/2) n_0^3 \bar{r} E \quad (6.21)$$

现在我们来讨论如图所示的人射光束的人射角为 θ_2 时的情况。根据斯涅耳定律, 欲求出出射光束由于 Δn 产生的偏角 $\Delta\phi$ 时, 可将 $\theta_{11} = \theta_{12} = \theta_2$ 、 $\theta_{11} = \theta_{12} = \theta_1$, 以及斯涅耳定律 $\sin\theta_2/\sin\theta_1 = n_1/n_2$ 代入式(6.5), 求出对应于 n_1 微小变化 Δn 时的 θ_2 的变化 $\Delta\theta_2$, 则得

$$\Delta\phi = 2\Delta\theta_2 \approx \frac{2\Delta n \sin\theta_1}{n_2 \cos\theta_2} [\text{rad}] \quad (6.22)$$

式中, θ_1 为棱镜顶角的一半, 与棱镜媒质中的折射角相等。

声光偏向器件中, 偏向角大致与高频信号的频率成比例; 电光偏向器件中, 偏向角与外加电压成比例。此外, 为了增大偏向角可采用纵向连接的结构。

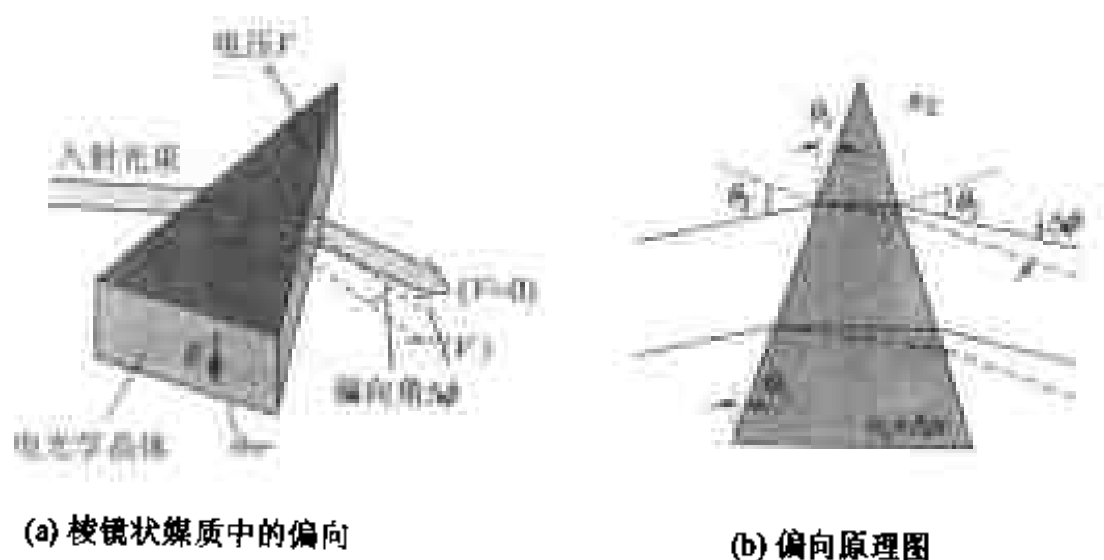


图 6.16 电光学效应偏向

6.3 改变光强度的方法

6.3.1 利用电光学效应的方法

现在,我们讨论利用电光学效应,依靠施加电压来控制光强度的方法。采用 LiNbO_3 作为电光学晶体,如图 6.17 所示,在晶体的 c 轴(光轴)方向厚度为 d 的晶体上施加电压 V ,这时的电场 $E_3 = V/d$,折射率的 x, y, z 成分变化比较小时,可近似为

$$\begin{aligned} n_x = n_y &= \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_3 \right)^{-1/2} \approx n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{13} E_3 \\ n_z &\approx n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_3 \end{aligned} \quad (6.23)$$

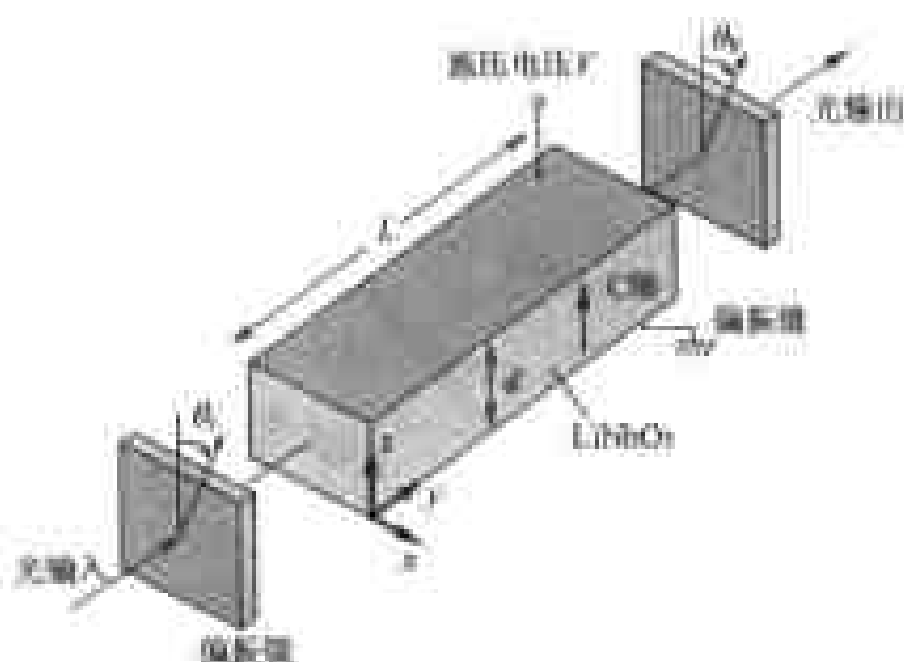


图 6.17 利用电光学效应进行光调制(输出侧的偏振镜也称为检偏镜)

n_0, n_e 分别为寻常光线和非常光线的折射率,分别为 $E_3 = 0$ 时的 x, y 方向及 z 方向的折射率。 r_{13}, r_{33} 是有关的泡克耳斯系数。这时的折射率椭球体为

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_3 \right) (x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_3 \right) z^2 = 1 \quad (6.24)$$

假设光从 y 方向入射到晶体上,利用偏振镜将入射光的偏振方向调到偏离 z 方向为 θ_i 的角度上,而利用检偏镜(同偏振镜)将出射光中偏离 z 方向为 θ_o 角度的偏振光成分取出。

首先考虑 $\theta_i = \theta_o = 0$ 时的情况。入射到晶体的光是 z 方向的线性偏振光,折射率为 n_z 。光传输的距离为 L 时,相位的变化为 $\Delta\phi_z = n_z kL$,即由于 n_z 随 E_3 变化,则光的相位受到外加电压的调制。

接着,考虑 $\theta_i = 45^\circ$ 、 $\theta_o = -45^\circ$ 时的情况。入射光是相对 x, z 轴为 45° 的线性偏振光, x 偏振光和 z 偏振光的大小相同,各个偏振光成分在传输中心折射率分别为 n_x, n_z ,两偏振光之间的相位差为

$$\begin{aligned}\delta\phi &= \Delta\phi_z - \Delta\phi_x = (n_z - n_x)kL \\ &\approx (n_e - n_o)kL - \frac{1}{2}kLE_3(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})\end{aligned}\quad (6.25)$$

出射光的 x, z 成分间的相位是错开的,一般为椭圆偏振光。 $\delta\phi = \pi/2$ 时是圆偏振光, $\delta\phi = \pi$ 时是由入射偏振光面旋转了 90° 的线性偏振光。后者的场合,由输出侧的偏振镜的输出为最大。输出光随电场 E_3 而变化,式(6.25)右边的第1项目、第2项目相互抵消时, $\delta\phi = 0$,输出光为零。再增加 E_3 , $\delta\phi = \pi$ 时,输出光最大。即这时的偏振镜系统获得强度调制。将 $\delta\phi$ 改变 π 所需要的电压 V 称为半波长电压 V_π 。

加在电极上的信号频率高达微波领域时,在光波还未传输到距离 L 时,外加的信号电压就发生变化,使调制效率下降。为了用更高的频率调制,如图 6.18 所示的行波调制器件是有效的。微波调制信号加在器件的入射端的电极上,作为行波在晶体中传输。精心设计电极的形状,可使微波的相位速度与光的群速度相等,这样使高频调制成为可能。

下面,我们介绍波导器件。将电光效应应用于光波导中,由于折射率的变化会引起有效折射率(也称为等效折射率,即为波导标准化传输系数 β/k)的变化。可以用如图 6.19 所示的器件为例来加以说明。图 6.19(a)为这类器件的基本结构要素,设电极长度为 L ,在电极中传输的光波的相位变化为

$$\Delta\phi = k\Delta N_p L \quad (6.26)$$

式中, ΔN_p 是因电光学效应产生的有效折射率 N_p 的变化。

$$I = I_0 \left| \frac{1}{2}(e^{i\Delta\phi} + 1) \right|^2 = \frac{I_0}{2}(1 + \cos\Delta\phi) \quad (6.27)$$

图 6.19(c) 是在方向性耦合器中, 采用了电光学效应而构成的光强度调制器。c 轴垂直于基板, 电极设置在波导上, 施加电压会使一侧波导的有效折射率增加, 而另一侧则减少。假设两个波导的传输系数分别为 β_1 和 β_2 , 则 $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$ 将随电压 V 而变化。 $V=0$ 时, $\Delta\beta=0$ 。如果波导制成 $L=L_c$ 时, 则施加电压使耦合长度减少, 在某一电压值时, 可以使光的转移为 0。制成波导型可以降低施加的电压, 容易加大调制带宽。

6.3.2 利用声光效应的方法

利用如图 6.11 所示的声光效应产生的布拉格衍射可以实现光强度调制。即被转向的输出光强度 I 由高频功率调制, 衍射效率 $\eta = I/I_0$ 随高频功率的不同在 0~1 之间变化, 如式(6.17)所示。当衍射效率 η 取小值时, 转向光束强度大致与高频功率成比例。

在电光学效应中, 调制信号电压直接施加在电极上; 而在声光器件中, 用调制信号对高频正弦波进行振幅调制后的信号施加在转换器上。

6.4 改变光频率的方法

6.4.1 非线性极化法

光波的电场 E 使媒质中的电子发生变位, 产生极化 P 。光电场 E 比较弱时, 极化 P 与 E 成比例; 光的强度比较大时, 非线性成分就不能忽视。一般情况下极化 P 为

$$P = P_L + P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(1)} E + P_{NL} \quad (6.28)$$

式中, P_L 为线性极化; $\chi^{(1)}$ 为敏感度。因为极化 P_L 可由下式所示:

$$\epsilon E = \epsilon_0 E + P_L \quad (6.29)$$

则 $\chi^{(1)} = (\epsilon/\epsilon_0 - 1)$ 。 P_{NL} 表示非线性极化, 它是与光电场的高次方成比例的成分。这里, 考虑与入射光电场的 2 次方成比例的项。在反转对称性的媒质中, 这一项为零。

对于在 z 方向传输的角频率为 ω_1, ω_2 的平面波

$$E^{(\omega_i)}(z, t) = E_i(z) \cos(\omega_i t - \beta_i z) \quad (i = 1, 2) \quad (6.30)$$

来说, $E = E^{(\omega_1)} + E^{(\omega_2)}$ 。当考虑到 E^2 , 可知产生了与 $2\omega_1, 2\omega_2$ (产生的二次谐波, Second Harmonic Generation; SHG)、 $\omega_1 + \omega_2$ (频率和)、 $\omega_1 - \omega_2$ (频率差) 等相关的极化。SHG 将光波长缩短为一半, 是产生波长短的光的重要方法。下面, 我们来讨论将 $E_1^{(\omega_1)}(z)$ 转换成 $E_3^{(\omega_3=2\omega_1)}(z)$ 的 SHG。参照图 6.20, 如果入射的正弦波光波的角频率为 ω_1 , 由非线性极化引起正弦波光波的形变。该光波除含有 ω_1 成分外, 还含有二次谐波 $2\omega_1$ 成分。为了提高转换效率, 有必要使已经被转换的成分和新转换的成分之间相位相一致, 相位吻合的条件为

$$\beta_3 = 2\beta_1, \quad \text{则 } n(\omega_3) = n(\omega_1) \quad (6.31)$$

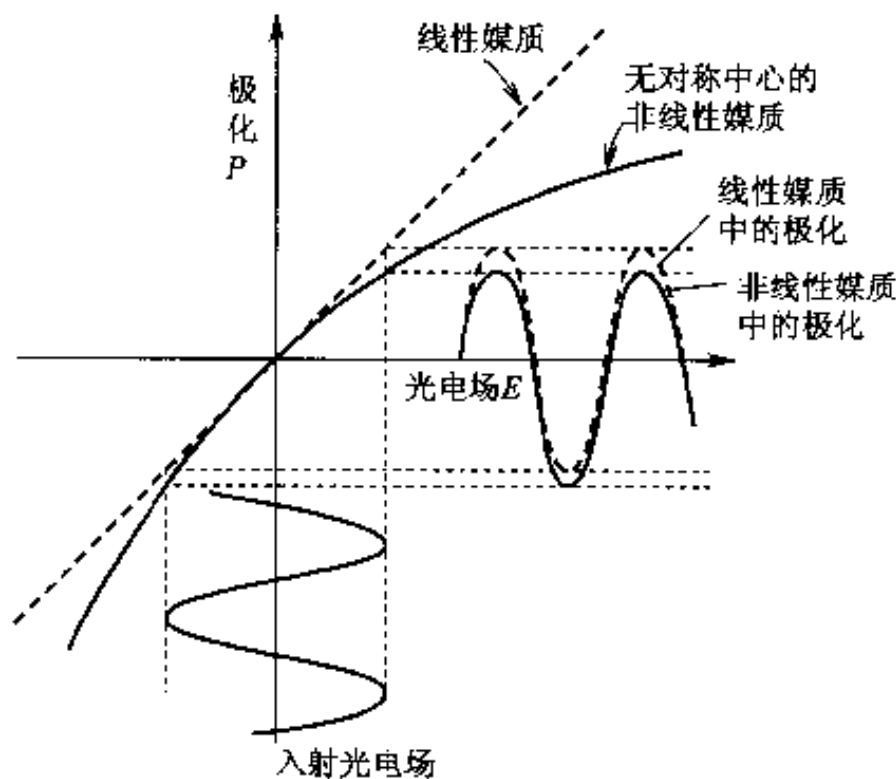


图 6.20 光波电场及感应极化

式中, $n(\omega_3)$ 、 $n(\omega_1)$ 分别为角频率 ω_3 和 ω_1 时的折射率。利用晶体的各向异性可获得这一条件。在 SHG 中采用 KDP, LiNbO_3 , LiTaO_3 等晶体。例如, 采用 LiNbO_3 时, 对于角频率为 ω_1 的正常光线和角频率为 ω_3 的异常光线的折射率椭球体来说, 如图 6.21 所示, 由 θ_m 方向入射的光就满足相位一致的条件。

波导型的 SHG 器件也是可能的, 作为相位吻合的方法有, 在 LiNbO_3 等

各向异性晶体中,利用不同的偏振波模的方法;利用使极化周期性地反转的衍射光栅的模拟相位匹配法;利用与辐射模相位吻合的切连科夫(Cherenkov)辐射型相位匹配法等。

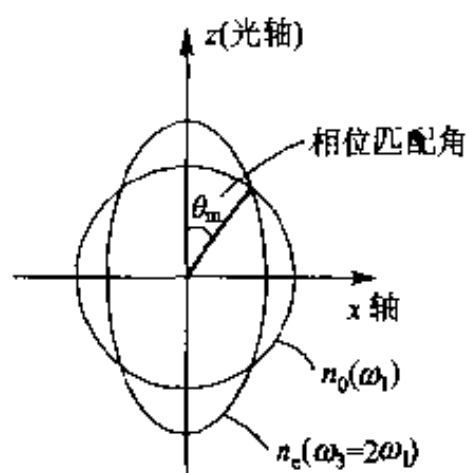


图 6.21 1 轴异向性晶体中的 SHG 相位匹配

与光电场 3 次方成比例的非线性效应称为光学克尔效应,在具有反转对称性的玻璃等中

可以观测到这种非线性效应。例如,可由 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 产生 $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ 成分。现已积极地利用这一效应,来变换波长或者产生相位共轭波等。但是,这种效应是引起波分复用(Wavelength Division Multiplex: WDM)应用中不同波长之间串音的原因,是 WDM 光纤通信系统待解决的问题。

6.4.2 利用电光学相位调制器的方法

在如图 6.11 所示的声光互相作用中,偏向光产生频率移动,其数值约与弹性波频率(数十兆赫~数千兆赫)相当。声光频率调制器比较简单,常用于由光干涉原理制成的光测量仪中。在这一节中,将介绍利用电光学效应改变光频率的方法。

如图 6.19(a)所示的电光学相位调制器中。假设式(6.26)的相位 $\Delta\phi$ 变化与时间 t 成比例,即 $\Delta\phi = \Delta\omega t$,那么作为调制光输出的光电场为

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t + \Delta\phi(t)) = E_0 \cos(\omega + \Delta\omega)t \quad (6.32)$$

光角频率从 ω 改变为 $\omega + \Delta\omega$ 。实际上,通常加周期锯齿状电压。这一手法通常称为 Serrodyne 法。

6.5 以光控制光的方法

6.5.1 利用光学克尔效应的方法

下面讨论,利用具有反转对称性的媒质的光学克尔效应来进行光脉冲

的控制。光纤中要长距离地传输功率密度大的光时,应用这一非线性效应在实用上是非常重要的。下面,我们以图 6.22 所示的光脉冲,即角频率为 ω_0 、包络线为 E_s 的脉冲光波为例来加以说明。由于光学克尔效应引起非线性极化可用下式表示:

$$P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \quad (6.33)$$

由于折射率的二次方与相对介电常数相等,由式(6.28)、式(6.29)可知,非线性媒质中的有效折射率 n_{eff} 可用下式近似地表示:

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0} + \chi^{(3)} |E_s|^2} \approx n + \frac{\chi^{(3)}}{2} |E_s|^2 \quad (6.34)$$

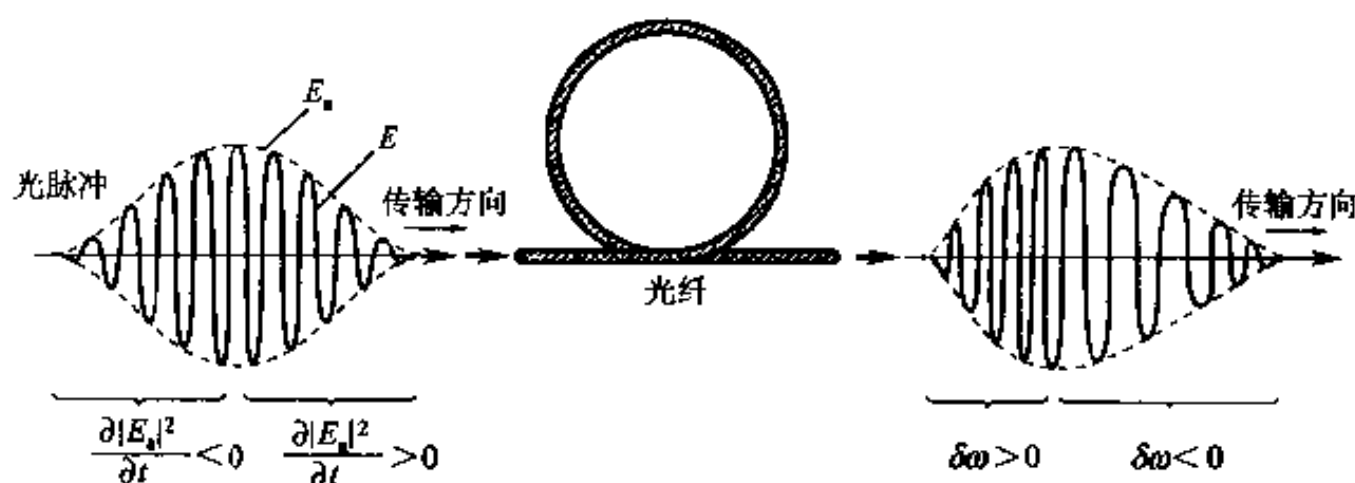


图 6.22 由于光纤非线性引起的光频变化(分散为零时)

这里,我们作了非线性极化很小的假设。在媒质中以传输系数 β 沿 z 方向传输的光的相位为 $\phi = \omega_0 t - \beta z$ 。光纤波导的有效折射率为 N ,则 $\beta = Nk$,所以 β 可近似地表示为

$$\beta \approx n_{\text{eff}} k \approx \left(n + \frac{1}{2} \chi^{(3)} |E_s(t)|^2 \right) k \quad (6.35)$$

在图示的光脉冲情况下,因为 $|E_s(t)|^2$ 随时间而变化,所以瞬时角频率 ω_{ins} 为

$$\omega_{\text{ins}} = \frac{\partial \phi}{\partial t} \approx \omega_0 - \frac{\chi^{(3)} k}{2} \frac{\partial |E_s|^2}{\partial t} z \quad (6.36)$$

正如图 6.22 中所示,在脉冲的前沿部分中 $\partial |E_s(t)|^2 / \partial t > 0$, ω_{ins} 小于 ω_0 。相反,在脉冲的后沿, ω_{ins} 大于 ω_0 。从而,对于光强度强的光脉冲来说,由于光纤的非线性效应,光频率随时间而变化。这一现象称为光频啁啾(chirping)。因为光强度最大时折射率为最大,光脉冲峰的传输速度比其他部分

慢,所以脉冲宽度变窄。当小于 100fs ($1\text{fs} = 10^{-15}\text{s}$) 时,脉冲波形将出现图示的失真现象。

光纤中会产生图 6.23 所示的速度色散现象。当啁啾脉冲在 $\partial v_g / \partial \omega > 0$ 的区域(异常色散)内传输时,频率低的脉冲前沿部分传输速度低,频率高的脉冲后沿部分传输速度快,所以能压缩脉冲。一般,光脉冲在媒质中传输时,由于色散使脉冲宽度拓宽,如果恰当地选择条件,与上述的非线性效应产生的脉冲宽度的减少相抵消,则可能实现脉冲波无形变的传输。这样的光脉冲称为光孤子。可将其应用于高速长距离通信中。

6.5.2 利用光折射效应的方法

电光学晶体中的光折射效应在光信息处理,特别是图像信息处理中起着重要的作用。这一效应是一种由光引起折射率变化的非线性现象。下面,我们将定性地说明这一现象¹⁾。

如图 6.24 所示,假设有波长 λ 相同、强度不同的两束光 I_1 和 I_2 ,以一定的角度入射在晶体上,产生周期为 Λ 的干涉条纹。在 BaTiO_3 、 $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ 、 LiNbO_3 之类的晶体中,光照使 Fe 等杂质或者晶体缺陷离子化,在光强度大的区域产生电子或者空穴。被激发的电子因扩散而移动,产生空间电荷分布。由空间电荷引起的电场通过晶体电光学效应引起折射率变化 Δn 。即折射率按光照射时的强度分布的不同得到周期性的变化。

如果 I_1 光按二维图像信息分布的话,则可获得对应于图像的折射率分布,可应用于全息光图像处理。此外,光束 I_1 的一部分由折射率衍射光栅的衍射与 I_2 相重叠;同样, I_2 的一部分也与 I_1 相重叠,所以产生了两个光束的耦合。如图中的 ψ 所示, Δn 的分布(空间电荷产生的电场分布)与光强度分布不一致,所以衍射光产生相位差。利用一束光被放大,另一束光被衰减这一现象,可以实现光束的放大。

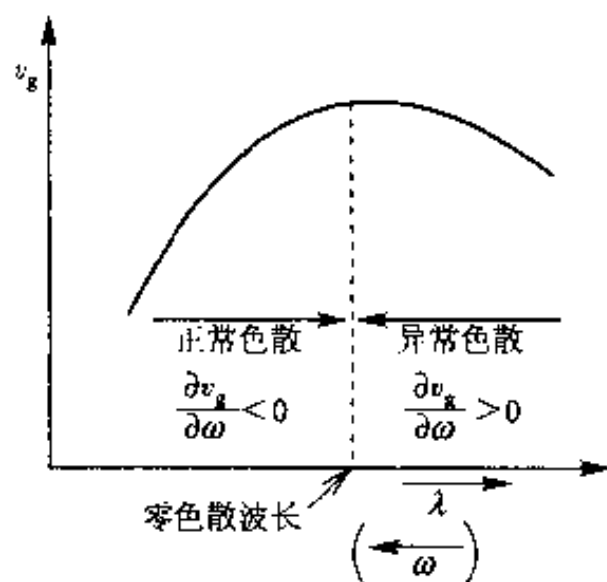


图 6.23 光纤中的群速色散

1) 有时会由于光折射效应使光束自我收束而损伤晶体。包括可逆的折射率变化的情况在内,这一现象有时被称为光损伤。

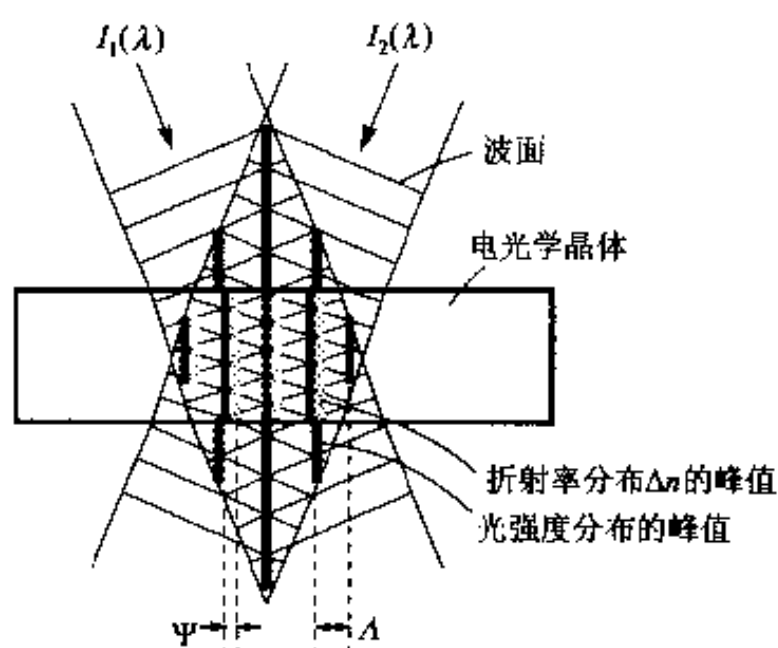


图 6.24 利用光折射效应的折射率衍射光栅

6.6 控制光量子状态的方法

光是遵循麦克斯韦方程式的电磁波。从量子力学阐述的物质内部能级的观点来计算物质与光的互相作用,可以获得实用上足够的精度。这种计算通常被称为半经典的计算。直到现在为止,总是把光看成“光子”来处理的,实际上,利用光子能量 $\hbar\omega$ 及动量为 $\hbar k$ 。

要以量子力学的观点来说明光的性质远远地超过了本书的范围。但是,最近人们也尝试在光电子学中利用量子力学中光子的概念,成功地解释了一些现象,下面简单地介绍这些例子。

6.6.1 光子数状态和相干状态

量子论和经典论的不同之点在于测不准原理。按照光量子理论,光子数 n 和光相位 ϕ 之间满足测不准原理,用 $\langle \Delta n^2 \rangle$ 和 $\langle \Delta \phi^2 \rangle$ 来表示它们的统计偏差,则存在下列关系:

$$\langle \Delta n^2 \rangle^{1/2} \langle \Delta \phi^2 \rangle^{1/2} \geq \frac{1}{2} \quad (6.37)$$

在经典理论中,光电场可用下式所示:

$$E(t) = E_0 \sin(\omega t + \phi) \quad (6.38)$$

振幅的平方 E_0^2 与光强度成正例,以量子论的观点,它应该与光子数目成正比。将上式改写成下式:

$$E(t) = \frac{1}{2}(a_1 \cos \omega t + a_2 \sin \omega t) \quad (6.39)$$

则 n 和 ϕ 之间的测不准关系就成为 a_1 和 a_2 之间的测不准关系。 a_1 和 a_2 为相位差 90° (垂直交叉) 的光波的振幅,所以也称为直交相位振幅。直交相位振幅的测不准关系为

$$\langle \Delta a_1^2 \rangle \langle \Delta a_2^2 \rangle \geq \frac{1}{16} \quad (6.40)$$

把 $\langle \Delta n^2 \rangle = 0, \langle \Delta \phi^2 \rangle = \infty$ 状态称为光子数状态; $\langle \Delta a_1^2 \rangle = 1/4, \langle \Delta a_2^2 \rangle = 1/4$ 的状态称为相干状态。如果测量光子数状态的光子数,总能得到一定的值,但是不能得到这个状态的光相位的正确值。相干状态是一个最能精密地决定直交相位振幅的状态,其最接近于经典的正弦波状态。

6.6.2 压缩状态(squeezed state)

根据测不准原理,式(6.37)和式(6.40)的不等式必须成立。牺牲一方的精度,另一方的精度可以提高。例如,光子数状态是牺牲相位的精度,将光子数的精度达到极限的状态。这样,把牺牲测不准关系中的一个量的精度,来提高另一个量的精度的状态称为压缩状态。图 6.25 示出一些典型的光状态。在图(a)所示的相干状态, a_1, a_2 的测不准程度都很小,大致为正弦波;图(b)为直交相位振幅压缩状态,是牺牲 a_2 精度,提高 a_1 精度的状态;在(c)所示的光子数状态, a_1 和 a_2 本身为不确定值,为提高 $a_1^2 + a_2^2$ 精度的状态,其结果是相位处于完全不确定的状态。

6.6.3 可压缩光和光电子学

一般激光器发射的光是相干光。即近似于正弦波的电磁波。但是,精密测量很弱的相干光的光子数时,光子数随时间而变化,不是一个固定值,到达光探测器的光子数是随机的泊松分布。这样的输出偏差成为通信及测量时的噪声(散粒噪声),它决定了对弱信号的探测极限,称为量子极限。光技术的进步使其他的噪声不断地减少,现在实验室中工作在这一量子极限附近的测试系统并不罕见。如果能人为地自由地获得光子数状态,则不

管在什么时候测量都能得到同样的结果,甚至对于量子极限以下的极微光也能以比较高的 S/N 进行测量。

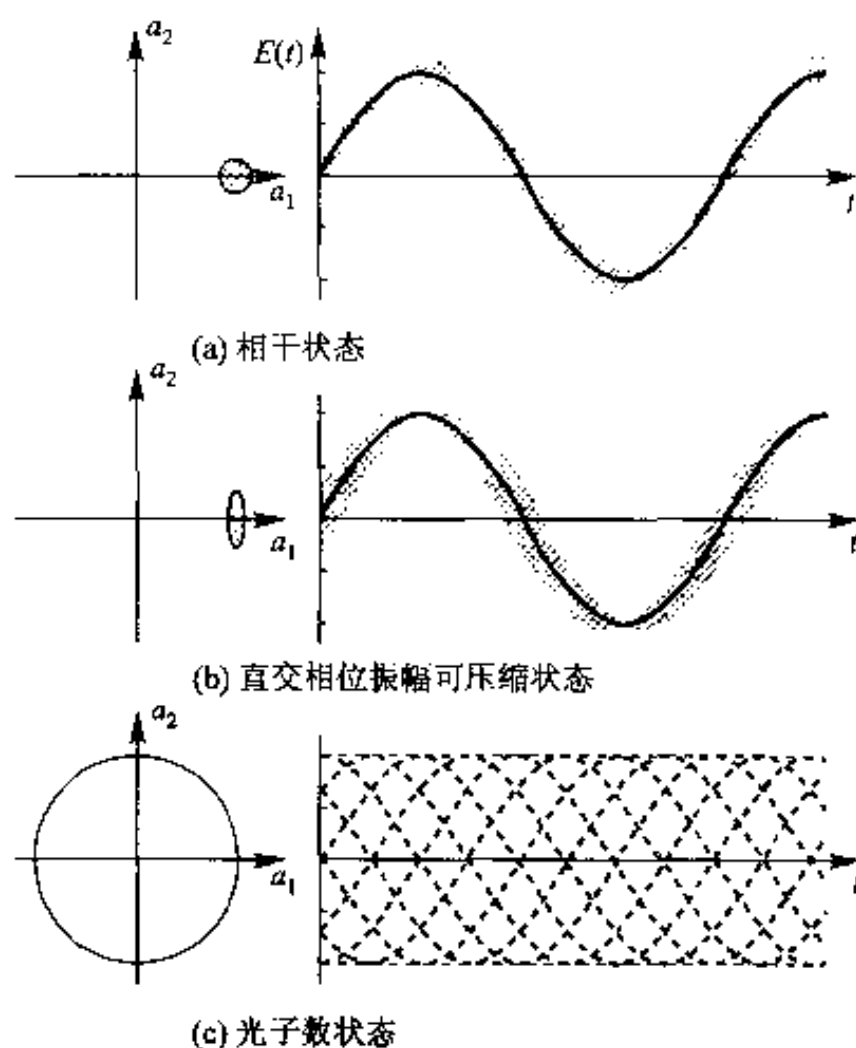
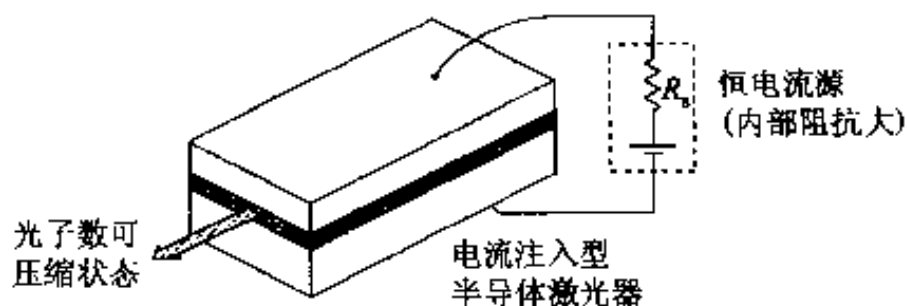


图 6.25 各种量子状态中电场振幅的不确定性(网状部分)

为了这一目的,人们正在研究如何产生可压缩光。现举一例,如图6.26所示的电流注入型半导体激光器用恒流源驱动的话,注入电流的波动可抑制在散粒噪声以下,所以可以抑制光子数的波动。

此外,人们正投入人力和物力研究直交相位振幅可压缩光的发生法等。根据量子理论,测量必然会影响被测量物,但是人们正在研究将不确定性限制在某一个量的技术,使测量不影响被测量物(测量光子数后,会对光有影响,但如将这种影响完全集中到对相位的影响,则不会引起光子数的变化)的所谓量子非破坏性测量。



结的微分电阻 $R=(dI/dV)^{-1}$ 比 $R_s/2$ 小时,可将注入电流的摆动控制在噪声以下。此时,光子数噪声可小于相干状态时产生的噪声。

图 6.26 电流注入型半导体激光器中光子数可压缩光的产生

练习题

- 1 光纤的芯及限制层在波长为 $1.55\mu\text{m}$ 时的折射率分别为 $n_1 = 1.448$, $n_2 = 1.445$, 试求出该波长以单模传输时芯的最大直径。
- 2 利用 TeO_2 晶体制成的如图 6.11 所示的声光偏向器件中,当弹性波激励用转换器的面积 $A_s = 5\text{mm} \times 5\text{mm}$ ($W_s = 5\text{mm}$), $f = 100\text{MHz}$, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$ 时,求偏向角 θ_B 。另外,求 100% 的偏向时的声功率 P_s 。
- 3 在如图 6.16 所示的电光学效应棱镜偏向器件中,三角形上面及底面与光轴(c 轴)垂直,当在厚度为 2mm 的 LiNbO_3 晶体上施加 1kV 电压时,求偏向角。假设,以 $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$ 时的异常光折射率 $n_s = 2.20$ 作为 n_0 ,并设 $\theta_i = 30^\circ$ 。
- 4 有一个采用 LiNbO_3 晶体制成的如图 6.17 的电光学调制器件。 $\theta_i = 45^\circ$, $\theta_o = -45^\circ$,器件的长为 10mm ,厚度 $d = 2\text{mm}$ 。求对于 $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$ 光的半波长电压 V_π 。
- 5 在如图 6.17 所示的电光学调制器件中, $L = 10\text{mm}$, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, $n \approx 2.2$ 。当施加 5GHz 的信号时,求光通过该器件时,由施加电压引起的相位变化。

7

光的应用

光不仅在理工学,也在医学、农学和艺术等很多领域中获得广泛的应用。本章主要介绍光在工学领域的应用技术。首先阐述怎样利用光,然后介绍典型的光应用技术。

7.1 光的利用

按照光的性质,其应用可分成四大类:①光能量的应用;②控制光频率(=光子的能量)的应用;③控制光空间的应用;④控制光随时间变化的应用(参照表 7.1)。

表 7.1 光应用技术

利用方面	应用实例
利用光能	加工,加热压塑,能量传输
控制频率	产生超高频,光分发用通信,光化学,长度标准
控制空间	显示技术,光存储器,全息照相,信息处理
控制时间	高速光通信,测距,高速计数

激光的可控制性非常高,广泛地应用于各个领域。特别是第①项必须应用激光。下面,将比较详细地叙述各种应用的特征。

物体吸收用聚光镜聚集的太阳光后,将产生高温是大家所熟悉的现象。理论上的最高温度是由太阳光的吸收率为零的条件来决定的,即等于太阳表面的温度。另外,如果用激光的话,原理上可以把功率的密度提高到无限,所以产生的温度没有上限。现在,可以利用激光控制照射区域的温度来进行细微加工、切断和焊接。正在进行的核聚变研究,即将激光由四面八方照射充有重氢的直径为几百微米的球形容器,产生高温等离子体,欲利用那瞬间产生的冲击波引起的爆炸来实现核聚变。

随着激光技术的进步,对光的频率(波长)的控制技术也有了很大的提高。由于光的频率非常高,加之物质对特定频率的光有吸收或者辐射等功能,所以可获得各种应用。

大家都知道,振动频率相差很小的两个音叉的音波重叠,由于干涉产生的差频发出蜂鸣音。光波也会出现同样的现象,将波长相差很小的两束激光重叠,照射到探测器上转变成电信号,很容易产生数十吉赫以上的超高频信号。此外,因为半导体激光波长能精密地控制,所以数十个波长的信号可

在一根单模光纤中传输,实现波分复用通信(WDM: Wavelength Division Multiplex),从而可以得到 1Tb/s 以上的传输容量。

像计算器、电子计算机和文字处理机等液晶显示器,就是利用光的空间的控制而实现的。利用光的直线性,可把激光作为土木工程的基准线。利用聚成很细的光束照射在记录媒体(光盘)上,以光反射的有无或磁化方向的不同等形式记录或再生信息。在利用光空间控制的同时,利用光的干涉性就可实现立体图像的记录和再生,也能观察振动物体各个部分在特定时刻的形变状况。此外,在一个平面上,配置多数个光源,进行二维空间控制,就可进行并列信息处理。

家庭电器使用的光遥控是,利用控制光时间进行信号传递的原理制成的,是将空间作为传送媒介的光通信。此外,在以光纤作为传输媒介的光纤通信中,利用光纤的宽带域性和低损失性,可以实现 10Gbit/s 以上大容量传输。假如使用短脉冲光源,与雷达的原理一样,可用来测量距离。因为可以产生小于 1 微微秒(1×10^{-12} s)的短脉冲光,所以利用光所测得到的距离精度很高。

电子学技术,以 1948 年的晶体管发明为契,诞生了 IC 和 LSI 的微电子学,从能量到信息处理广阔的领域里,成为支撑产业的基础技术。另外,光电子学技术,自 1960 年发明激光后获得了飞跃的发展,现在,和电子学技术同样,已成长为不可缺少的基础技术。今后,在各个领域中,电子学技术和光电子学技术将互相竞争相互发展。

光集成电路

电子技术从电阻、晶体管等分离元器件的时代迈向集成电路、大规模集成电路的时代,使功能复杂的电路实现了小型化。在光电子技术中,自 20 世纪 60 年代后期,同样地也开始了将发光器件、探测器件、光开关、调制器等集成起来,获得某一功能光路的研究。与电子集成电路相同,光集成电路也分成混合光集成电路和单片光集成电路。混合光集成电路是由不同材料制成的光源、波导等功能性器件和探测器件组合而制成的,现在主要进行着通信模块的研制工作。单片光集成电路的所有元器件制造在同一衬底上。主要采用 GaAs、InP 等化合物半导体衬底。半导体激光器和电场吸收型光调制器的集成是一个典型的例子,它已作为小型、可高速调制的光源而实用化。

关于光集成电路将来如何发展有不同的意见。我们认为,并不是单纯地追求用光来实现电子集成电路同样的功能达到高速化,最重要的是能否实现具有光的特长,例如波动性、并列性、非相互干涉性等特长的器件。

今天,在日常生活中也使用了液晶显示、CD、光遥控等光技术。下面,将介绍日常生活之外的、利用光的具体例子,以便大家了解应用光技术的实际情况。

7.2 光能的利用

首先我们介绍用聚光镜等光学系统聚光,使处于焦点位置的固体材料的特定部位加热进行材料加工的情况。为了提高效率,必须要做到:①置于焦点位置的媒质易吸收光;②聚光光束直径小。这意味着,要正确地选择波长,并将光聚集到很小的空间区域。

当考虑到时间因素时,还发现必须具备其他的条件。例如把被固体材料吸收的光能量转变成热量,使热量在材料内扩散。在这种情况下,由于扩散

引起的热量散失和由于光吸收而产生的热之间的大小关系,以及由于照射时间的不同、出现被照射材料的熔化或蒸发现象,或者仅仅引起温度的差异。换句话说,调节照射光功率的密度和照射时间能改变加工内容,如图 7.1 所示。在固体材料熔化或者蒸发时,直到供给的能量达到熔解热和气化热为止,温度上升到一定值后就不再上升。

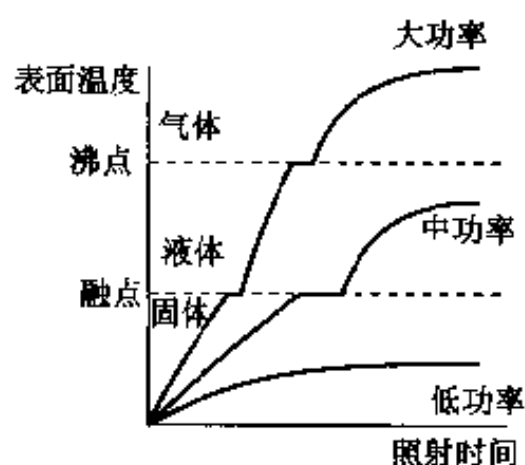


图 7.1 激光照射时间和表面温度的关系

由于激光在空间和时间上都比较容易控制,所以在工业上获得广泛的应用。这些激光器主要有 YAG 激光器($1.06\mu\text{m}$)、 CO_2 激光器($10.6\mu\text{m}$)等。根据使用目的不同,有连续激光、脉冲激光和 Q 开关脉冲激光。一般,微细加工采用 YAG 激光;大尺寸物件的加工采用大功率的 CO_2 激光器。

表 7.2 列出了激光加工的分类。切割加工和焊接加工是最早开发的领域,已经实际应用在从小型电子零部件到大型汽车零部件等的加工。此外,材料表面改性也能充分发挥激光加工特长,期待着今后利用激光进行材料表面改性有更大的发展。

表 7.2 激光加工的分类

分 类	加工内容
切削加工	打孔、切割、去毛刺、标印
焊接加工	金属板焊接、陶瓷焊接、微小零件焊接
表面改性加工	淬火、合金化、热处理、镀膜

切削加工中最有效的方法是将想去除的部分气化蒸发。从而,加工时采用高功率密度($\sim 10^{11} \text{ W/m}^2$)和短时间照射($\sim 10^{-4} \text{ s}$)。在焊接加工时,焊接部需要处于熔化而不蒸发的状态,同时为了使焊接部互相结合,必须保持一定的时间。从而,相对于切削加工而言,需要比较低的功率密度($\sim 10^{10} \text{ W/m}^2$)和较长时间的照射($\sim 10^{-2} \text{ s}$)。材料表面改性是在表面并未达到熔解的条件下进行的,根据材料改性目的,有时采用高功率密度、短时间照射;有时采用低功率密度、长时间的照射。

激光加工的主要特长如下:

- ① 用聚光镜、光纤等光学系统容易控制加工位置;
- ② 通过玻璃窗口可以进行非接触加工;
- ③ 可以进行局部加工,故对周边的影响少;
- ④ 不像电子束加工时那样需要真空容器;
- ⑤ 容易实现自动化。

现在,工业产品的寿命周期短,根据消费者需求的多样性,要求多品种少量生产。上述的激光加工特长正好能满足这些要求,成为不可缺少的加工手段。

当以很强的激光使材料蒸发时,可观测到被激发的蒸气发出的光。由分光仪测出的分光光谱就能知道构成材料的元素种类和数量。这种激光发光光谱分析法的特点是,可对微米量级的微小区域进行分析;可分析电绝缘物;分析时消耗的样品量少等。

采用脉冲激光在短时间内对样品的某一部分加热,然后测量各部分的温升,就能测量出材料的热扩散系数、热导系数、比热等热学常数。这种方法称为激光闪光法,是一种简便、高精度的测量法。

7.3 光频率的利用

在海水浴和滑雪时有时被灼伤,而在炉子前却不会灼伤。这主要是由于光的频率 ν , 即光子能量 $E = h\nu$ 的大小不同而产生的化学反应不同的缘故。一般,原子和分子的种类决定了吸收、辐射光的频率。从而,在特定频率光的照射下,有可能在多种原子、分子中只有一种吸收光,成为激发状态或者离子化状态。利用这一现象,可使特定的化学反应发生,也可使特定的原子、分子分离(光化学)。此外,从分析物质辐射出的光,就可知道构成物质的原子、分子的种类和数量(光谱分析)。

由于激光技术的进步,有可能精密地控制光的频率,因而在电子学中处理困难的数十吉赫以上超高频领域中,光技术得到广泛的应用。因为波长 $1\mu\text{m}$ 光的频率是 300THz ($1\text{THz} = 1 \times 10^{12}\text{Hz}$), 所以波长偏离 $|\Delta\lambda| = 0.1\text{nm}$ 时,频率的偏离 $|\Delta\nu| = c|\Delta\lambda|/\lambda^2 = 20\text{GHz}$ 相当大。这样波长相差很小的两束激光输入合波器,再入射到光探测器中。按照量子理论,入射光的电场为 $E\cos(\omega t + \phi)$ 时,单位时间内感应吸收的几率与 E^2 成比例。于是,合波后光的电场可改写成

$$\begin{aligned} & E_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1) + E_2 \cos(\omega_2 t + \phi_2) \\ &= \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi)} \cos(\omega_0 t + \phi_0 + \varphi) \end{aligned} \quad (7.1)$$

式中, $\omega_0 = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$, $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$, $\phi_0 = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}$, $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$,

$$\varphi = \tan^{-1} \left\{ \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2} \tan(\Delta\omega t + \Delta\phi) \right\}$$

此时,光探测器有直流电流和与两个光频差(拍频)成比例的高频电流流动。像这样,由两束光合波产生高频电流的方法称为光混频法。

使用两台波长大致相同的连续激射的激光器时,在保持输出一定的前提下,若使其中一台激光器的波长在小范围内扫描,在合成电场的平方中含有的拍频成分的振幅就保持不变,此时得到的拍频扫描带宽达数十吉赫。将该光输入到光探测器后,再作频谱分析,则可以测出光探测器在很宽的频带范围内的频率响应特性。将这一方法与用高频直接调制光源测量光探测

器频率响应特性的方法相比较,后者的数十吉赫以上调制是困难的,而对于前者来说,由于用的是连续激光,没有任何困难就可能获得宽频带的拍频扫描。图 7.2 表示用两个 $1.3\mu\text{m}$ 分布反馈型半导体激光器构成的光混法系统。因分布反馈型半导体激光器的波长温度系数约为 -10GHz/deg ,若用珀耳帖元件等进行数度的温度扫描,就可以得到数十吉赫拍频扫描。

当半导体吸收了能量大于禁带宽度的光子后,就产生载流子。将此和光混法组合使用,可以测量频率调制特性,而不受电测量的限制。

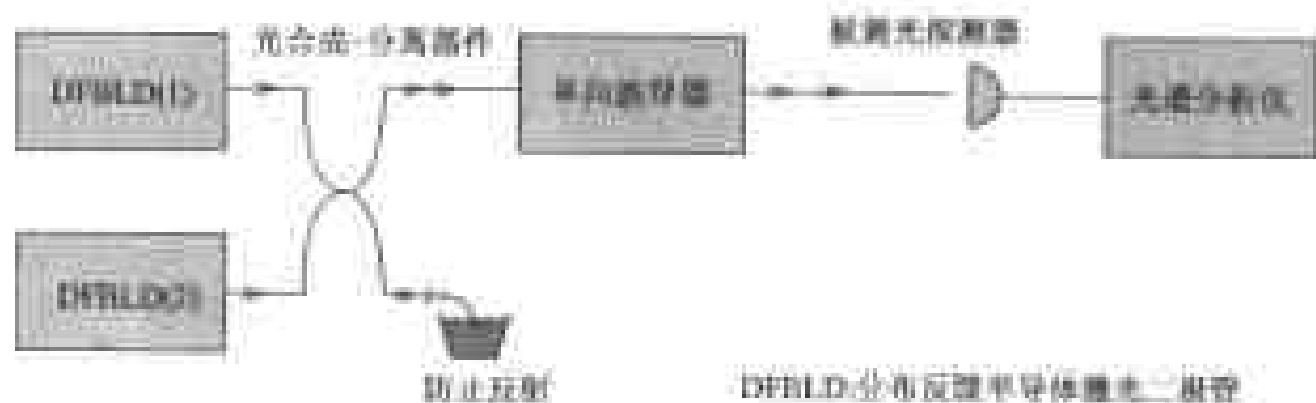


图 7.2 利用光混法测量光探测器的频率响应

图 7.3 表示将光注入半导体激光器的有源层,测量频率调制特性的方法(有源层光混法)。当在半导体激光器中加有偏置直流电流状态时,注入光。假设我们选择的注入光的波长,可以在半导体激光器的有源层内产生受激吸收。这时,由于光的注入,有源层内的载流子密度增加,其中含有两个激光器的差频成分。这一载流子密度的变化,将引起半导体激光器的输出发生变化。激光器的输出由光探测器检测,用光谱分析仪可测出差频成分。由一台激光器进行光频率扫描,能在很宽频带内测得频率调制特性。与用电信号直接调制半导体激光器的方法相比,具有不受连接引线或者分布电容的影响,能测量高达数十吉赫以上的频率调制特性的优点。

当注入的波长选择适当的话,可在半导体激光器的有源层内产生受激发射。由于光的注入,有源层内的载流子密度减少,除这一点和上述情况不一样外,其他都和上述情况同样,可以测量频率调制特性。

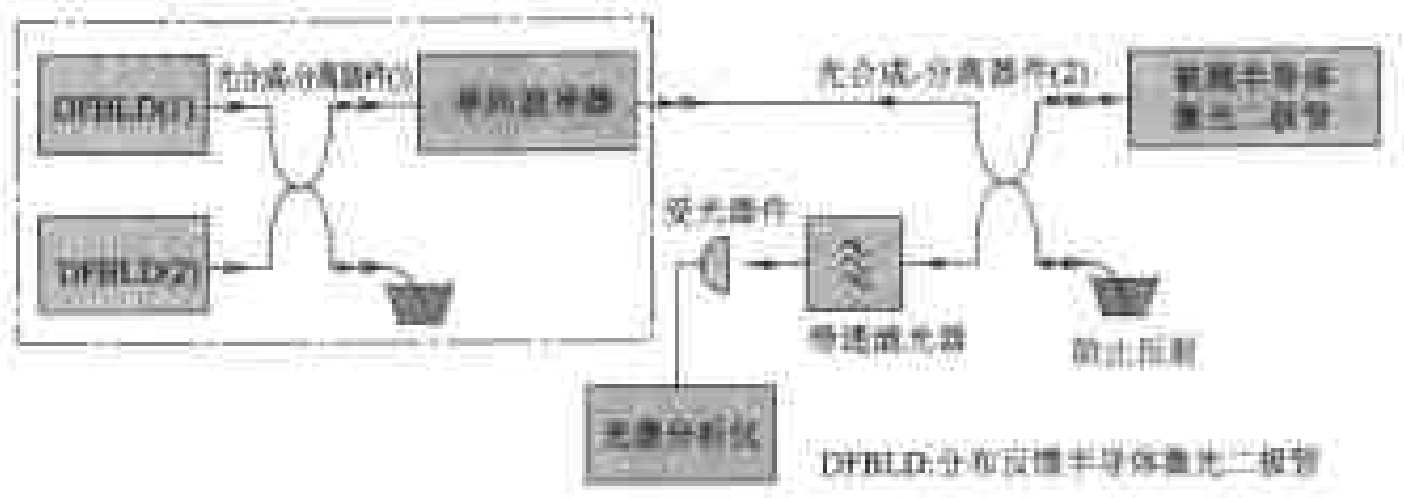


图 7.3 利用有源层光混法测量半导体激光器的调制频率特性

量子阱半导体激光器 (QWLD: Quantum Well Laser Diode) 的有源层是由多种半导体材料构成的。QWLD 的有源层吸收了短脉冲光后, 可将载流子密度调制成脉冲状。量子阱层和势垒层的禁带宽度不一样, 所以调节短脉冲光源的光子能量, 即光的频率, 就能观测到在量子阱层中, 或者在势垒层中生成的载流子被量子阱层捕获的情况。

光纤放大器

在电子学中放大器是不可缺少的器件, 但是, 光电子学中实用的光放大器——掺铒光纤放大器 (EDFA, Er-Doped Fiber Amplifier) 却是在 1989 年才开发成功的。在此之前, 光电子学中最关心的事是如何降低光损耗。光纤放大器的出现使光损耗的问题变得不那么重要。在现在的光电子学中, 光纤放大器在光通信中的前置后置放大器, 光分支中的损耗补偿, 中继性器件中的应用等方面, 已经成生不可缺少的器件。

光通信中最重要的是 $1.55\mu\text{m}$ 波段的 EDFA 已作为光纤放大器而实用化。这种光纤放大器是采用芯材料中掺有微量浓度为数 $\mu\text{m}^3\text{Er}$ 的石英光纤, Er^{3+} 的激发能级和基态能级之间形成三能级系统。采用中心波长 $1.48\mu\text{m}$ 或者波长 $0.98\mu\text{m}$ 的激光器进行光激发。由于 Er^{3+} 离子中心发射波长为 $1.535\mu\text{m}$ 和 $1.552\mu\text{m}$, 所以可以获得波长 $1.53\mu\text{m} \sim 1.56\mu\text{m}$ 宽频带内的, 低噪声高增益放大器。除了光纤形态的光放大器以外, 还正在进行在波导中掺加 Er 制成光放大器的研究。

此外, 人们还研究在光纤中掺加 Pr 制造用于光通信中另一个重要的 $1.3\mu\text{m}$ 波段的光纤放大器。此时, 用来激发 Pr^{3+} 的下能级不是 Pr^{3+} 的基态能级, 而是四能级系统。与 EDFA 相比, 经过效率低一个数量级, 尚有许多待解决的课题。

7.4 光 盘

人们很早就知道光信息的记录和再生技术——照相技术。发明激光以后,照相技术有了很大的发展,以致发明了全息照相和高速照相。这些将在下节中讨论。

光盘是用激光非接触式高密度地记录图像、声音、数据等信息的圆板状媒体。反之,也可用激光非接触式地将记忆的信息再生。采用激光的理由在于激光为单一波长相位相同,用聚光镜可将光束直径聚焦到波长量级。例如,假设光束直径 $1\mu\text{m}$ 的面积内可记录 1bit 的信息,记录密度可达到 $10^{12}\text{bit}/\text{m}^2$,大于通常磁性材料记录密度的 10 倍。由于半导体激光技术的进步,可以制造小型的、可靠性高的光盘装置。现在,在民用设备中广泛地使用着音乐光盘、录像光盘、电脑中的 CD-ROM,以及光磁盘等。正如在 IC 存储器中有 ROM、PROM、RAM 等一样。光盘也有只读出型、追加写入型和可擦写型等种类。

CD 和录像光盘是只读型光盘,信息记录与 LP 唱片同样,在圆盘上面沿一道沟槽(称为导槽)记录信息。但是,为了能用光非接触式地读出,利用丙烯圆盘上涂有铝反射面的凹坑(对应于 1bit)来记录信息。图 7.4 示

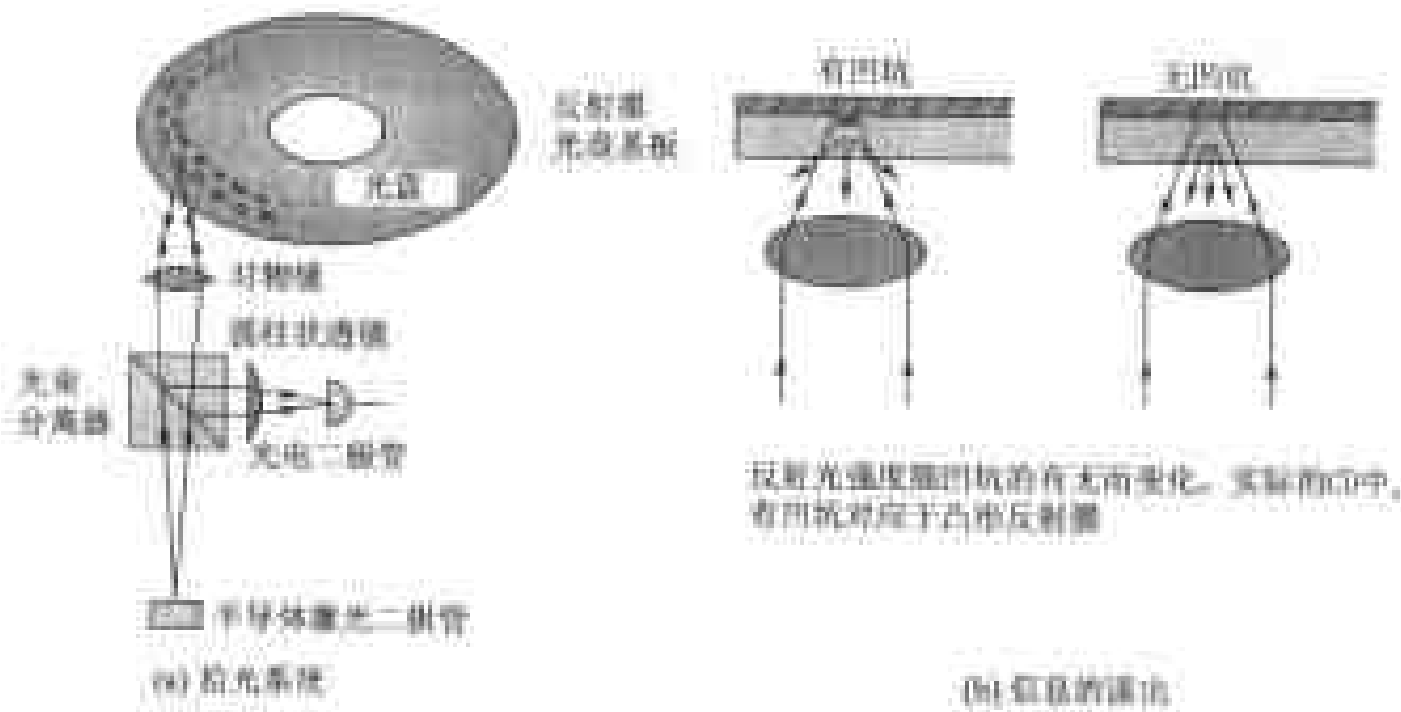


图 7.4 CD 的基本结构和信息读出原理

出 CD 的基本结构和读出信息的原理。利用圆盘反射的光强度随比特的有无而发生的变化来读出信息。为了增大由于比特的有无而引起的光强度的变化量,只要使相位的变化为 π 就行。从而,使比特的深度为 $\lambda/(4n)$ 。这里的 n 为丙烯酸板的折射率。

为了读出信息,不仅要检测出比特的有无,还必须精密地控制做到①激光光束聚焦在 CD 板上;②光的检测必须沿着比特的排列径向移动。为此,采用四象限 PD(光电二极管)来控制焦点深度,将激光分成三束来检测比特行列的排列方向等方法。

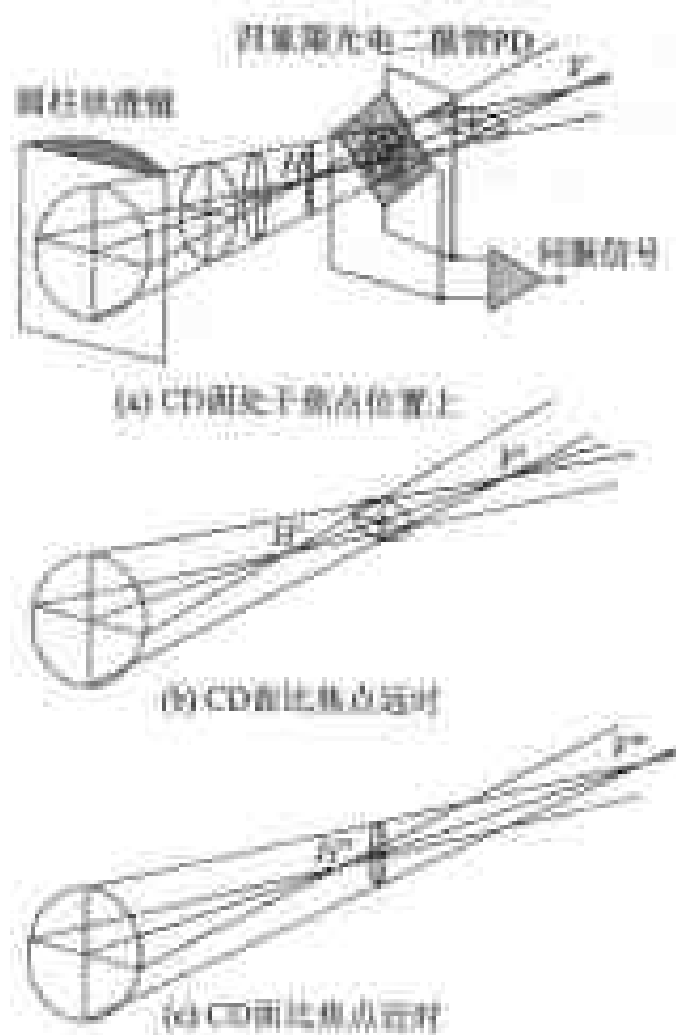


图 7.5 用四象限光电二极管控制焦点深度

利用四象限 PD 控制焦点深度的原理如图 7.5 所示。光学系统采用了圆柱状透镜构成,使照射在 PD 上的光束形状随与圆盘距离长短而由纵长椭圆 $\Rightarrow$ 圆 $\Rightarrow$ 横长椭圆而变化。这一变化用四象限 PD 检测进行控制,使光束成为圆形。另一方面,用光栅将激光分成三个光束排列在比特行列方向,来自圆盘的各反射光由 PD 检测,进行强度比较检测出比特行列的排列方向。

光磁盘是可擦写的媒体,信息以磁性薄膜的磁化方向不同而记录下来。在写入时,使激光照射的局部区域的温度上升到居里温度附近。因为高温

时材料的保磁力减少,如果此时施加外部磁场,则材料沿外部磁场的方向磁化。当读出时同样可以用如图 7.4 所示的系统。但是,这里利用了被反射的线性偏振光的偏振面随磁化方向而转动的称为“克尔效应”进行信息的读出(图 7.6)。因此,在 PD 前安放检偏镜,将偏振光面的变化转换为光强度的变化,以此来检测信号。

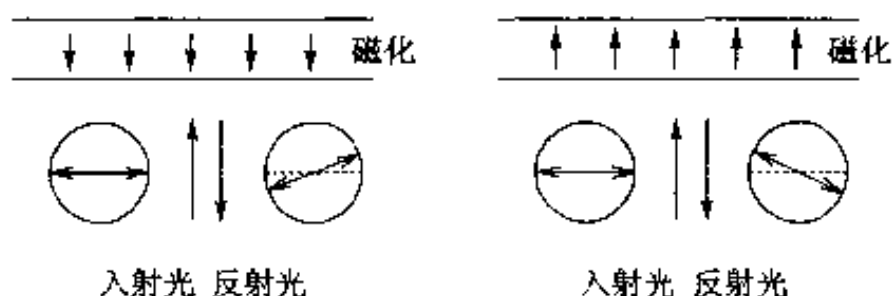


图 7.6 光磁盘中偏振光面的转动

写入或读出时使用的激光光束的直径越小,则光盘记忆密度越大。而聚焦的光束直径又与激光波长成比例,所以现在正在积极研究由非线性晶体产生红外半导体激光的二次谐波,或者开发短波长的蓝色半导体激光器等相关光源。

7.5 全息照相

照片是把物体像以光强度分布形式记录信息。光是一种波,所以具有振幅、相位和频率三个信息。但是,照片只记录了振幅(强度)和频率(颜色)。利用光干涉同时也将光相位记录下来的技术,则称为全息照相。将干涉图像记录在胶片上成为全息照片。照片是物体光强度的再生,而全息照相则是来自物体的光波面的再生,可记录物体的三维图像。

图 7.7 为记录全息照片的光学系统。激光经反射镜 2 和透镜 2 照射在被拍物体上。物体各部分的反射光(物体光),与来自反射镜 1 和透镜 1 的参照光相干涉,在胶片上形成干涉条纹。物体光的振幅以干涉条纹的明暗对比度,相位以干涉条纹的间隔被记录下来。从而,虽然胶片本身只记录干涉条纹的强度,但是物体光的相位信息也同时被记录下来。

全息照片的再生原理如图 7.8 所示。为了简单起见,只介绍如何再生点物体光波面。如图 7.8(a)所示,来自点物体的球面波与参照光相干涉,干涉条纹记录在胶片上。接着,去掉点物体,以与参照光同一方向、同一波长的激光作为再生光照射在全息照片上,全息照片起着衍射光栅的作用,使再生光衍射。这时,出现 0 次,±1 次等衍射光。0 次衍射光是入射光强度经全息照片的透射率调制而成的,不含有光波面再生的信息。另外,±1 次

的衍射光为发散的光波面,看起来犹如在原位置上存在点物体。 -1 次衍射光是聚束的光波面,相对于全息照片对称的位置点有实像。

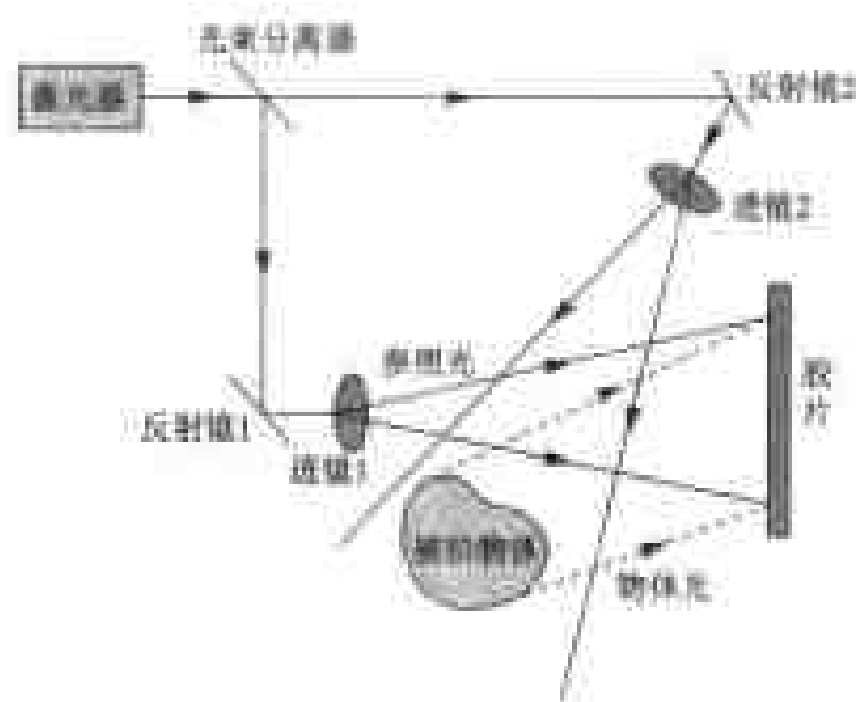


图 7.7 记录全息照片的光学系统

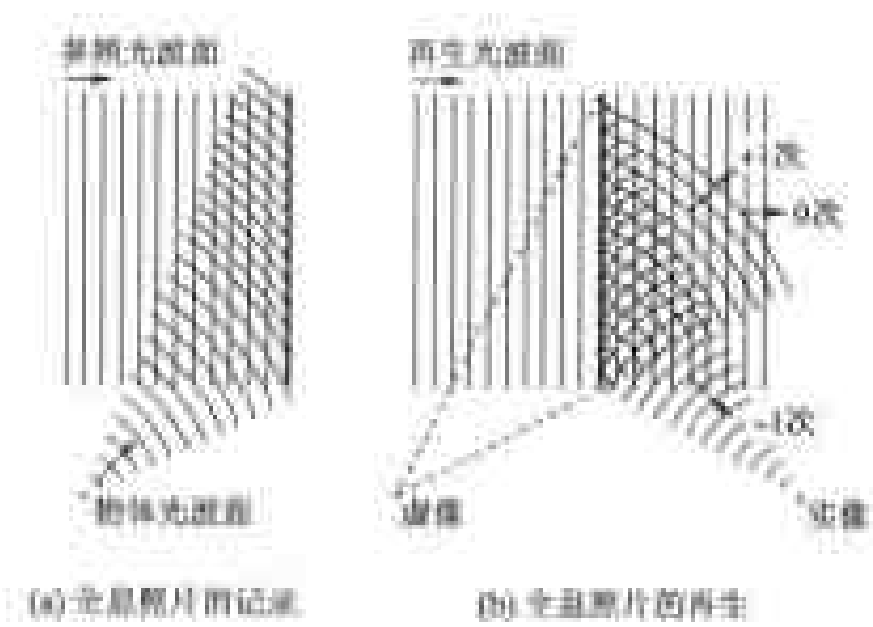


图 7.8 全息照片的像形成原理(点物体的情况)

被拍照的物体不是点而是立体时,可以看成来自被拍照物各点的波面的再生。当改变眼睛位置,就可以看到被不同方向反射的来自被拍照物的波面,即看到由那个方向观察到的物体像。也就是说,用全息照相可以再生三维图像。

下面,我们用简单的数学式来分析全息照相的记录与再生。参照光和

物体光的电场用复数表示为

$$\begin{aligned} \text{参照光 } R(r, t) &= R(r) \exp[i(\omega t - k_R \cdot r)] + c. c. \\ \text{物体光 } O(r, t) &= O(r) \exp[i(\omega t - k_O \cdot r)] + c. c. \end{aligned} \quad (7.2)$$

式中, k 为波数矢量。假设偏振光波的方向都相同, $c. c.$ 表示共轭复数。在胶片上两者相干涉, 得到全息图像。假设各点电场强度平方的时间平均为 $\langle E^2 \rangle$, 则胶片的透射率 $T(r)$ [$T(r) = a - b\langle E^2 \rangle$] 为

$$\begin{aligned} T(r) &= a - b \langle |R(r, t) + O(r, t)|^2 \rangle \\ &= [a - 2b\{R(r)R(r)^* + O(r)O(r)^*\}] \\ &\quad - 2bR(r)^* O(r) \exp[-i(k_O - k_R) \cdot r] \\ &\quad - 2bR(r) O(r)^* \exp[i(k_O - k_R) \cdot r] \end{aligned} \quad (7.3)$$

式中, 第 2 项和第 3 项含有参照光和物体光的干涉信息。第 1 项不含干涉信息, 只与 0 次衍射光有关。

相位共轭波

欲保持原束的形状, 将时间反转的波称为相位共轭波。以此(7.3)物体光为例, 写取其复数为

$$\text{物体光: } O(r, t) = O(r) \exp[i(\omega t - k_O \cdot r)] + O(r)^* \exp[-i(\omega t - k_O \cdot r)]$$

式中 i 转换成 $-i$, 也时间反转, 则时间反转波为

$$\begin{aligned} O^*(r, t) &= O(r, -t) \\ &= O(r) \exp[i(-\omega t - k_O \cdot r)] + O(r)^* \exp[-i(-\omega t - k_O \cdot r)] \\ &= O(r)^* \exp[i(\omega t + k_O \cdot r)] + O(r) \exp[-i(\omega t + k_O \cdot r)] \end{aligned}$$

在 $O(r, t)$ 和 $O^*(r, t)$ 中, 将时间依赖性相同项用系数进行比较, 可得如下列的对应关系。

时间依赖关系	物体波	时间反转波
$\exp(+i\omega t)$	$O(r) \exp(-ik_O \cdot r)$	$O(r)^* \exp(ik_O \cdot r)$
$\exp(-i\omega t)$	$O(r)^* \exp(ik_O \cdot r)$	$O(r) \exp(-ik_O \cdot r)$

群速度波和它的时间反转波中, 与空间有关的项互为共轭复数。这里, 时间反转波称为群波或相位共轭波。利用非线性光学效应可产生相位共轭波。近年来, 正在积极地研究相位共轭波在波面失真矫正、光信息处理等方面的应用。

为了简单起见,假设使用与参照光相同的光作为再生光。这时,通过全息图像的光可表示为 $R(r,t)T(r)$ 。将其中含有干涉信息的成分加以整理成

$$\begin{aligned} & -2bR(r)R(r)^*O(r)\exp\{i(\omega t - k_0 \cdot r)\} + c. c. \\ & -2bR(r)^2O(r)^*\exp\{i(\omega t + (k_0 - 2k_R) \cdot r)\} + c. c. \end{aligned} \quad (7.4)$$

第1项是式(7.2)表示的物体光的 $-2bR(r)R(r)^*$ 倍,表示波面的再生。另外,第2项是与物体光相位的共轭波有关的项。但是,在波数矢量为 $k_0 - 2k_R$ 的点,与通常相位共轭波不同。 $R(r)^2$ 为实数(即参照光和再生光都为平面波),且当 k_0 与 k_R 大致平行时,在与胶片面相对称的位置获得实像。

上面简单地叙述了单波长(颜色)记录、再生的原理。为了记录、再生彩色的三维图像,必须设法避免颜色的偏差。

全息照相技术除了三维照相之外,还有其他各种用途。全息图像实际上是一个衍射光栅,很早前就用来作为光谱仪的光栅。近年来,广泛地用在工厂和自选商场作为物品流通管理的条码识别仪的激光扫描部。由图 7.8 (a)中所示的 -1 次衍射光可知,全息图像具有改变入射的再生光方向,使其聚焦的功能。从而,制作多个全息图像使其在不同方向、位置上聚焦,将它们配置在圆板上面,随着圆板的旋转可获得扫描光束。

7.6 测量距离

使光信号的振幅、频率、相位等波的性质随时间变化(调制),就可进行信息传输或者计测。下面,介绍利用光调制测量距离的原理。

测量距离的原理可分为:①从发出脉冲光到反射光返回时的时间差求出距离;②用正弦波调制连续光的强度,由发射后的反射光的相位变化求出距离。

前者,是在时间领域进行处理,其原理与使用电波的雷达一样。其中有,利用光纤中的后向雷利散射或者拉曼散射测定损失或者温度分布的技术(光时域反射测量,OTDR; Optical Time Domain Reflectometry)、激光雷达(lidar; light detection and ranging)等。

后者是在频率领域进行处理。即求由光源发出的光在反射点被反射再回到光源位置的传输过程中的频率传输特性。

图 7.9 表示 OTDR 的构成,OTDR 是用来探测光纤光缆的故障位置或者测量光纤及光纤连接损耗的。由光源发出的短脉冲光,经方向性光耦合器输入到被测光缆中。在光纤的各点产生雷利散射,其中一部分返回入射端。这可由光探测器检测出,但是由于信号非常微弱,取光探测器对多个脉冲输出的平均值提高灵敏度。因为光信号在光纤中的传播速度是已知的,所以测出反射光返回的时间延迟,就可以识别产生光反射的位置。此外,在均匀的光纤中,光纤各点的后方雷利散射产生率都相同,所以由入射端观测到的反射光强度与时间(=距离)的关系,可求出损耗系数。



图 7.9 光缆用 OTDR

在光纤中,如果有连接器,会出现菲涅耳反射。一般,菲涅耳反射强度比后向雷利散射的强度大得多,所以在入射端出现相当强的反射光,很容易识别。此外,由连接器或者熔接部前后的后向雷利散射的强度比,可求出连接器的连接损耗和熔接部的连接损耗。同样可以探测出光纤的断裂处。

雷利散射是由光纤成分的微小变动而产生的,反射光的波长与入射光的波长相同。另外,拉曼散射是构成光纤的分子热运动与入射光的互相作用,会出现比入射光波长短的成分(反斯托克斯光)以及比入射光波长长的成分(斯托克斯光)。前者是分子振动的能量给于入射光,后者则相反。反斯托克斯光和斯托克斯光的强度比等于处于振动激发能级的分子数与处于振动基态能级上的分子数之比,为温度的函数。利用这一现象,可以测量光

纤的温度分布。

在石英光纤中,拉曼散射的成分出现在入射光频率 $\pm 12\text{THz}$ 处。如果入射光的波长约 $1\mu\text{m}$ 时,则波长的变化大约 $\pm 40\text{nm}$,所以用滤光器很容易分离。在图 7.9 的 OTDR 接收部设置滤光器,分离反斯托克斯光和斯托克斯光,测量其强度后再进行演算处理。因为拉曼散射光比瑞利散射光微弱,所以要取数万个脉冲的平均来提高信噪比。

将光强度用正弦波调制后发射,则可由反射光调制相位的变化测得距离,如图 7.10 所示。假设到反射体的距离为 l ,调制频率为 ν ,光速为 c ,则来自调制器和光探测器的信号之间的相位差满足下式:

$$(2l/c)2\pi\nu = 2\pi N + \phi \tag{7.5}$$

式中, N 为整数,光传播路径的折射率为 1。多次改变调制频率测量相位差,就可以求出到反射体的距离。该方法没有利用光的可干涉性,所以在近距离的测量时,可利用发光二极管作为光源。

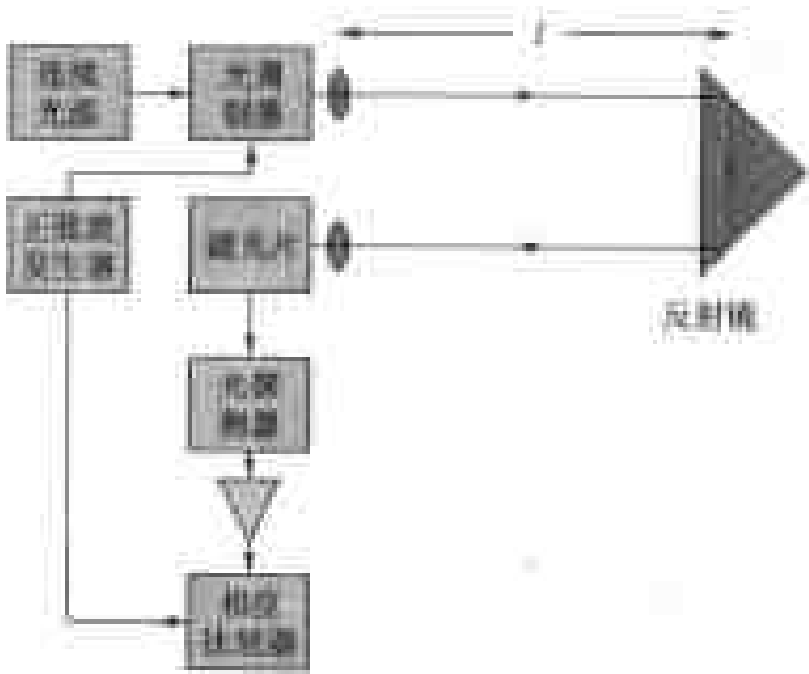


图 7.10 用正弦波调制测量距离

在不用光调制测量距离的方法中,往往采用非相干光源(=非干涉性光源)。例如,发光二极管发光光谱的宽度比较宽,可干涉距离 l_c 非常短。从而,将发光二极管光分成两束后再合波时,两束光路长在可干涉距离内一致的话,可得到干涉信号。利用这一现象,可以以数十微米左右的高分辨率测量光波导的缺陷等。图 7.11 为测量系统的构成。图中,以 BS1⇒双反射

镜 $\Rightarrow$ 反射镜 $\Rightarrow$ BS3 的光路长 l_0 作为基准,作为干涉信号只检测 BS1 $\Rightarrow$ BS2 $\Rightarrow$ 被测量物体反射 $\Rightarrow$ BS2 $\Rightarrow$ BS3 的光路长在 $l_0 \pm 1/2\lambda$ 以内的反射光。如果用千分尺调节双反射镜的位置,就可以分解检测来自被测物体各点的反射模样。

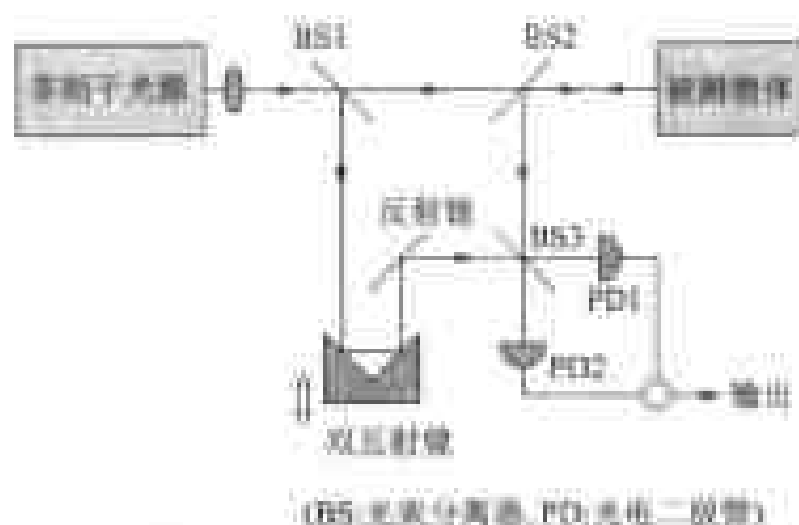


图 7.11 利用非相干光以高的距离分辨率进行测量

练习题

- 1 处于热运动状态的原子、分子吸收光时,必须考虑多普勒效应。为了简单起见,假设原子、分子在入射平面波的传输方向上作一维热运动、静止状态下吸收光的角频率为 ω_0 。用动量和能量的守恒法则,证明速度为 v 的原子、分子吸收的光角频率如下式所示:

$$\omega - (\omega v/c_0) - (\hbar \omega^2/2Mc_0^2) = \omega_0$$

式中, M 为原子、分子的质量, $\hbar = h/(2\pi)$, h 为普朗克常数, c_0 为光速。左边第 3 项与第 2 项相比可以忽略的条件下,就得到大家熟悉的公式:

$$\omega = \omega_0/(1 - v/c_0) \approx \omega_0(1 + v/c_0)$$

- 2 为了避免多普勒效应引起吸收光谱的移动,可采用两光子吸收法。假设原子、分子在静止状态吸收光的角频率为 ω_0 , 以 $1/2\omega_0$ 角频率的光从左右两方向照射,让其同时吸收。说明采用这一方法能抑制多普勒效应影响的理由。
- 3 试考虑以偏振光的光纤构成的内部无损失的合波、分波器件(图 7.12)。入射光的振幅为 1, 各分歧光的振幅包含相位在内用复数 b_1, b_2 表示。证明下列关系成立

(式中, * 表示共轭复数)。

$$b_1 b_1^* + b_2 b_2^* = 1$$

$$b_1^* b_2 + b_1 b_2^* = 0$$

- 4** 假设用波长为 $0.7\mu\text{m}$ 的半导体激光器来读 CD 的信息。丙烯树脂的折射率为 1.5, 求槽的最适深度为多少?

- 5** 试求长尺寸光纤产生的后向雷利散射的强度。光纤的功率损耗系数为 $\alpha[1/\text{m}]$, 光纤各点产生的后向雷利散射的比例为 $\eta[1/\text{m}]$ 。证明从长度为 $l[\text{m}]$ 光纤的一端入射功率为 P

$[\text{W}]$ 的连续光时, 在入射端观察到的后向雷利散射的强度为 $\eta P[1 - \exp(-2\alpha l)]/(2\alpha)[\text{W}]$ 。此外, 当 $l \rightarrow \infty$ 时, 后方雷利散射的强度将饱和, 说明其理由。

- 6** 拉曼散射引起的频率移动为 $\pm 12\text{THz}$ 时, 试求温度 300K 时反斯托克斯光和斯托克斯光的强度之比。假设处于激发能级的原子分子数与处于基态能级上的原子分子数之比按玻尔兹曼分布。

- 7** 如图 7.11 所示, 利用干涉光测量距离的系统中, 假设非相干光源的中心波长为 850nm , 光谱的半峰值宽度为 40nm 。求测距时的距离分辨率。

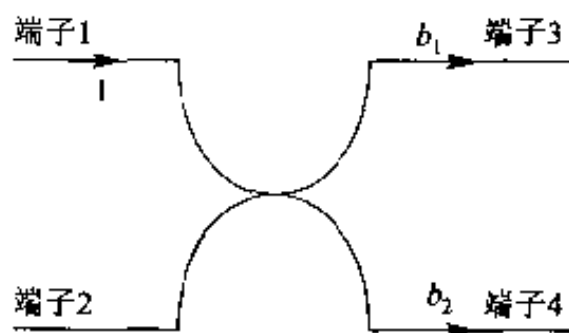


图 7.12 无损耗光合成分离器

练习题解答

1

1 电子光学是将电光学效应用于光学的学科。

光电子学、光电子工程学是将光用于电子学的学科,是利用光来代替电子学中的电子获得同样功能的学科。

电子光学是将电子用于光学的学科、例如电子显微镜。

2 省略

3 采用公式 $E = E_1 \exp(i\omega_1 t) + E_2 \exp(i\omega_2 t)$, 获得 $2\omega_1$ 、 $2\omega_2$ 、 $\omega_1 + \omega_2$ 等三个频率。这并没有正确地表示二次响应。在 $E = E_1 \exp(i\omega_1 t) + E_2 \exp(i\omega_2 t) + E_1^* \exp(-i\omega_1 t) + E_2^* \exp(-i\omega_2 t)$ 时,可以得到 9 个频率: $2\omega_1$ 、 $2\omega_2$ 、 $-2\omega_1$ 、 $-2\omega_2$ 、 $\omega_1 + \omega_2$ 、0、 $\omega_1 - \omega_2$ 、 $-\omega_1 + \omega_2$ 、 $-\omega_1 - \omega_2$ 。共轭复数项之间进行加法运算能得到直流成分、二次谐波 $2\omega_1$ 和 $2\omega_2$ 、和频 $\omega_1 + \omega_2$ 、差频 $\omega_1 - \omega_2$ 等 5 个成分,这些是真正的二次响应。

2

1 根据式(2.30)可知,如果窄缝的间隔不满足 $\Delta l \leq \lambda/\Delta\theta = 0.5\mu\text{m}/(0.5\pi/180) = 57\mu\text{m}$ 时,就不能观察到干涉条纹。

2 由式(2.32)可知, $\omega_0 = 0.1\text{mm}$ 时, $z_0 = 63\text{mm}$ 。 $z_0 = 3.8 \times 10^5\text{km}$ 时, $\omega_0 = 7.8\text{m}$ 。

3 由式(2.32)中的第 1 式和第 2 式可知,

$$z = \frac{k\omega_0^2}{2} \left[\left\{ \frac{\omega(z)^2}{\omega_0^2} \right\} - 1 \right]^{1/2}$$

假设式中 $\omega(z)$ 为一定值,求出 ω_0 变化时 z 的最大值即可。对 ω_0 微分,使其等于零,得出的 $\omega_0 = \omega(z)/2$ 代入上式。设 $\omega(z) = 1\text{cm}$, 则 $z = 314\text{m}$ 。

4 垂直入射时的反射率 $R = \{(1 - 1.5)/(1 + 1.5)\}^2 = 0.04$, 布儒斯特角 $\text{tg}^{-1}(1.5) = 56.31^\circ$, 则入射角为 57.31 度时的折射角为 34.13 度。从而,根据菲涅耳公式,得出 $R_s = 0.16$, $R_p = 0.00012$ 。

5 $(E_1 + E_2) \times (H_1 + H_2) = (AD - BC)e_x + (-A + C)e_y + (B - D)e_z$ 。从而,只要 $AD - BC$ 不为零,就存在 x 成分。当 $AD - BC = 0$, H_1 与 E_2 平行(包括反向平行在内)。

6 把椭圆偏振光入射到 $1/4$ 波长板上,使椭圆的(其中一个)主轴和光轴一致,则出射光就为线性偏振光。将该线性偏振光再入射到 $1/2$ 波长板上。当入射波的振动面和 $1/2$ 波长板的光轴的夹角为 θ 时,则出射光就为振动面转动了 2θ 的线性偏振光。

7 电场下折射率椭球体为

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{23}E_z\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z\right)z^2 = 1$$

从而, (xyz) 坐标是电主轴, 主折射率为 $n_x = n_y = n_o - n_o^3 r_{13} E_z / 2$, $n_z = n_e - n_e^3 r_{33} E_z / 2$ 。从而, 在 x 轴方向传输的正常光线和异常光线之间的相位差中, 由电场引起的分量为

$$\Delta\theta = \frac{2\pi n_o l}{\lambda} \cdot \frac{n_o^3 r_{13} E_z / 2}{n_o} - \frac{2\pi n_e l}{\lambda} \cdot \frac{n_e^3 r_{33} E_z / 2}{n_e}$$

式中, l 为晶体长度; λ 为真空中光的波长。为使 $|\Delta\theta| = \pi$, 必须使 $E_z = 3.0 \times 10^5 \text{ V/m}$ 。

3**1** (1) 将 $\cos\omega_0 t = (1/2) [\exp(i\omega_0 t) + \exp(-i\omega_0 t)]$ 代入傅立叶变换的定义式中, 积分得

$$E(\omega) = \frac{iE_0}{2\sqrt{2\pi}} \left(\frac{1}{\omega_0 - \omega + i/\tau} - \frac{1}{\omega_0 + \omega - i/\tau} \right)$$

$$\begin{aligned} (2) \quad |E(\omega)|^2 &= \frac{E_0^2}{2\pi} \left| \frac{\omega - i/\tau}{(\omega_0 - \omega + i/\tau)(\omega_0 + \omega - i/\tau)} \right|^2 \\ &= \frac{E_0^2}{2\pi} \cdot \frac{\omega^2 + 1/\tau^2}{((\omega_0 - \omega)^2 + 1/\tau^2)((\omega_0 + \omega)^2 + 1/\tau^2)} \end{aligned}$$

$\omega_0 \tau \gg 1$, 即振动持续几个周期时,

$$|E(\omega)|^2 = \frac{E_0^2}{2\pi} \cdot \frac{\omega^2}{((\omega_0 - \omega)^2 + 1/\tau^2)(\omega_0 + \omega)^2}$$

当考虑到 $\omega \approx \omega_0$ 时, $\omega^2/(\omega_0 + \omega)^2$ 几乎不变化, 则有

$$|E(\omega)|^2 \propto \frac{1}{((\omega_0 - \omega)^2 + 1/\tau^2)}$$

(3) $2/\tau_0$

2 设观察方向为 x 轴, 分子在 x 方向的速度为 $v_x = (v - v_0)(c/v_0)$ 时, 频率为 ν_0 的光子由于多普勒效应, 观察得到的频率为 ν 。分子速度处于 $v_x \sim v_x + dv_x$, $v_y \sim v_y + dv_y$, $v_z \sim v_z + dv_z$ 范围内的几率, 由麦克斯韦的速度分布函数给出。

$$\begin{aligned} f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z \\ = (M/2\pi kT)^{3/2} \exp\{- (M/2kT)(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)\} dv_x dv_y dv_z \end{aligned}$$

观察得到的频率在 $\nu \sim \nu + d\nu$ 范围内的几率, 可将 $v_x = (v - v_0)(c/v_0)$ 代入上式中求出。采用 $dv_x = (c/v_0)dv$, 此外 v_y, v_z 不管取何值都可以, 因此就 v_y, v_z 从 $-\infty$ 积分到 $+\infty$, 则可求出: 观察得到的频率在 $\nu \sim \nu + d\nu$ 范围内的几率。

3 光是直线传播的, 当我们抬头望空时, 只要不正对着太阳, 是不会有太阳光直接进

入眼睛的。之所以光从天空进入眼睛是,因为太阳光穿过大气层时,大气密度的差异产生瑞利散射的缘故。波长越短的光(蓝色光)散射越强,所以看上去天空为蓝色。早晚看到的来自太阳的光,太阳光穿过很厚的大气层时由于瑞利散射失去了波长短的蓝色光,所以看到的是长波长的红色光。

4 在 $E - E_F \gg kT$ 时,费米分布函数 $[\exp\{(E - E_F)/kT\} + 1]^{-1}$ 可用 $A\exp(-E/kT)$ 来近似,即玻尔兹曼分布。式中, $A = \exp(E_F/kT)$ 。这里,以 n 型半导体为例加以说明。假设导带底的能量为 E_c , $E - E_F$ 的最小值为 $E_c - E_F$, 所以当 $E_c - E_F \gg kT$ 时,可用玻尔兹曼分布近似地表示。

在电子数(施主密度)多的半导体中,其费米能级接近 E_c , 不一定总满足 $E_c - E_F \gg kT$ 条件。但是在高温下, E_F 向禁带中央移动,所以即使在电子数目多的 n 型半导体中,也可采用这一近似。 $E_c - E_F$ 的最大值约为 $E_g/2$, 对于普通的半导体来说,总是工作在满足 $E_g \gg kT$ 条件的温度下。

5 电磁波的状态密度乘以光能和分布函数就可求出能量密度。下面,用黑体内的光能密度,求辐射能量。

为求得状态密度。首先讨论 X 方向周期为 L_x 的边界条件。此时,如果光的波长不满足 $n\lambda_x = L_x$, 就不能满足该边界条件,所以应该满足下式的关系,即 $k_x = 2\pi/\lambda_x = 2n\pi/L_x$ (n 为整数)。从而,在区间 $k_x \sim k_x + dk_x$ 中,可能存在 $(L_x/2\pi)dk_x$ 种光。同样,考虑到 y 方向和 z 方向的边界条件,在 $k_x \sim k_x + dk_x$ 、 $k_y \sim k_y + dk_y$ 、 $k_z \sim k_z + dk_z$ 范围内,光有 $\{V/(2\pi)^3\}dk_xdk_ydk_z$ 种。式中 $L_xL_yL_z = V$ 。对于一个矢量 k 来说,因为有两种不同的偏振光状态,所以在 $dk_xdk_ydk_z$ 体积中,实际上存在 $2\{V/(2\pi)^3\}dk_xdk_ydk_z$ 种不同的光状态。 $2\{V/(2\pi)^3\}$ 称为 k 空间的状态密度。

下面,我们讨论矢量 k 的长度 k 在 $k \sim k + dk$ 范围内的光状态数。在 k 空间中,其体积可将半径 k 的球表面积乘以 dk 而得,所以状态数为 $2\{V/(2\pi)^3\}4\pi k^2dk$ 。对光子而言,公式 $h\nu = hc_0/\lambda = hc_0k/2\pi$ 成立,所以用 $d(h\nu) = (hc_0/2\pi)dk$ 进行整理,该状态数就为 $(8\pi V/hc_0^3)v^2d(h\nu)$ 。称 $(8\pi V/hc_0^3)v^2$ 为体积 V 空间内能量从 $h\nu$ 到 $h\nu + d(h\nu)$ 范围的电磁波(光子)的状态密度。

由统计物理学的结果可知,光子满足 $h\nu \sim h\nu + d(h\nu)$ 能量状态的几率按玻色-爱因斯坦分布,为 $\{\exp(h\nu/kT) - 1\}^{-1}d(h\nu)$ 。从而,处于体积 V 中光的能量为 $h\nu \times (8\pi V/hc_0^3)v^2 \times \{\exp(h\nu/kT) - 1\}^{-1}d(h\nu)$ 。这是黑体内的光能量密度。利用式 $\lambda = c_0/v$ 、 $d\lambda = -(c_0/v^2)dv$ 整理上式,成为 $(8\pi hc_0V/\lambda^5) \times \{\exp(hc_0/\lambda kT) - 1\}^{-1}d\lambda$ 。

由偏离面法线 θ 角来观察表面积为 dS 的黑体表面时,可以观察到由 $\cos\theta dS$ 表面辐射出的光。单位时间能观察到的是在体积 $c_0\cos\theta dS$ 内含的能量中,前进方向朝着观察领域的那一部分。如果由黑体看观察领域的立体角为 $d\Omega$,则总能量

的 $d\Omega/4\pi$ 处于立体角内, 所求的辐射强度为 $(2hc_0^2/\lambda^5) \{ \exp(hc_0/\lambda kT) - 1 \}^{-1} \cos\theta d\lambda d\Omega dS$ 。

4

- 1 固体激光器的长波长限由晶格振动, 短波长限由材料的吸收所决定。
- 2 利用光的预电离等生成初始电子, 采用稳定电阻等。
- 3 由于小信号光增益非常大, 只要一个往返就可以得到足够的增益。激光媒质处于激发状态时间内, 光只有数个往返。
- 4 用温度(电流)进行控制。采用衍射光栅等外部谐振腔进行控制等。
- 5 跃迁前后产生电子动量的变化, 因此跃迁时必须有晶格振动的参与, 复合效率十分低。
- 6 由于不能形成驻波, 染料溶液中不会产生空间的不均匀性, 即使增大激发强度也能抑制激射光谱的宽度。

5

- 1 对 $y' - Py = Q$ 的解

$$y = \left\{ \int_0^x Q \exp\left(\int_0^x P dx'\right) dx + C \right\} \exp\left(-\int_0^x P dx'\right)$$

进行积分。此外, 总电流 I 用 $I_n(0)$ 和 $I_p(W)$ 表示。采用关系式

$$-\int_0^W (\alpha - \beta) \exp\left\{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'\right\} dx = \exp\left\{-\int_0^W (\alpha - \beta) dx\right\} - 1$$

能获得式(5.3)和式(5.4)积分值相等的结果。

- 2 省略

- 3 空穴的连续方程式为 $d\Delta p/dt = \eta I - \Delta p/\tau_h - \mu_h E d\Delta p/dx$ 。假设空穴由于电场向 $x=0$ 的方向移动, 由复合而消失。此时, 在 $x=0$ 处, $\Delta p=0$ 。稳定状态时, $d\Delta p/dt=0$, 则

$$\Delta p(x) = \eta I \tau_h [1 - \exp\{-x/(\mu_h \tau_h E)\}]$$

将此式再次由 0 积分到光导体长度 l , 则由光激发的总空穴数 Δp 为

$$\Delta p = \eta I \tau_h [1 - z_h \{1 - \exp(-z_h^{-1})\}]$$

式中, $z_h = \mu_h \tau_h E/l$ 。假设 $\Delta p = \Delta n$, 求出电导率的变化, 可得到式(5.11)。

6

- 1 采用 $v < 2.405$ 时,

$$2a = \frac{2v}{k\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} = \frac{\lambda v}{\pi\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} < 12.7 \mu\text{m}.$$

2 由式(6.14), $\theta_B = 0.023 \text{ rad}$, 由式(6.17)和式(6.18), 得 $\eta = 1$ 的弹性波的功率 $p_s = 0.25 \text{ W}$ 。

3 采用 $r_{33} = 30.9 \times 10^{-12} \text{ m/V}$, $E_3 = 1000/2 \times 10^{-3} \text{ V/m}$,

$$\Delta n = - (1/2) n_e^3 r_{33} E_3 = 8.2 \times 10^{-5}$$

当 $\theta_1 = 30^\circ$, 根据斯涅耳定律 $\sin\theta_2/\sin\theta_1 = 1/n_e$, 在棱镜内与底面平行的光束所成的角 $\theta_2 = 65.4^\circ$ 。代入式(6.22), $\Delta\phi = 1.97 \times 10^{-4} \text{ rad} = 0.01^\circ$ 。

4 由式(6.25), $V_\pi = dE_3 = -\lambda d/\{L(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})\}$ 。将 $L = 10 \text{ mm}$, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $n_o = 2.286$, $n_e = 2.20$, $r_{13} = 8.6 \times 10^{-12} \text{ m/V}$, $r_{33} = 30.9 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ 代入得 $V_\pi = 560 \text{ V}$ 。

5 光通过该器件需要的时间为 $Ln/c_0 = 0.073 \text{ ns}$ 。5GHz 信号的周期为 0.2 ns , 在光通过时相位变化仅为 $(0.073/0.2) \times 2\pi = 2.3 \text{ rad}$ 。

7

1 原子、分子吸收光前的速度为 v , 吸收光后的速度为 v' , 由动量和能量的守恒法则得

$$\hbar k + Mv = Mv'$$

$$\hbar\omega + Mv^2/2 = \hbar\omega_0 + Mv'^2/2$$

由上式消 v' 即可。

2 我们来考察由于热运动以速度 v 向右运动的原子或分子。向右方向前进的角频率为 $\omega_0/2$ 的光, 由于多普勒效应其角频率为 $\omega_0(1-v/c)/2$ 。另外, 向左方向前进的光角频率可以看成为 $\omega_0(1+v/c)/2$ 。两者的和恒为 ω_0 。频率不会出现多普勒移动。

3 假设将图 7.12 中的时间反转。由相位共轭波可知, 由端子 3 输入振幅为 b_1^* 的光, 由端子 4 输入振幅为 b_2^* 的光, 则由端子 1 输出振幅为 1 的光(图 1)。由输入输出端的对称性可知, 由端子 3→端子 1 及由端子 4→端子 2 的分支比率等于 b_1 ; 由端子 3→端子 2 及由端子 4→端子 1 的分支比率等于 b_2 。利用这一关系, 在图 1 中为满足端子 1 的振幅为 1, 端子 2 的振幅为 0, 可得题中的关系式。

4 槽的最适深度 $= \lambda/(4n) = 0.7/(4 \times 1.5) = 0.12 \mu\text{m}$ 。

5 从距离光源 $x[\text{m}]$ 处的微小长度 $dx[\text{m}]$ 的后向雷利散射的强度如下式所示:

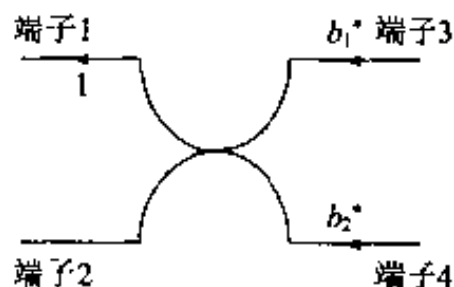


图 1 时间反转时的无损耗光合成分离器

$$P \exp(-ax) \times \eta dx \times \exp(-ax)$$

从光源到 x 的衰减 从 x 到光源的衰减

将其对全长进行积分为

$$\int_0^l P \eta \exp(-2ax) dx = P \eta \{1 - \exp(-2al)\} / (2a)$$

当 $l \rightarrow \infty$ 时, 由上式可知, 后向雷利散射的强度收敛于 $P\eta/(2a)$ 。光纤各点产生的后向雷利散射强度与由光源到那一点的光传输损耗和产生的后向雷利散射光返回到光源途中的损耗之乘积成比例的。来自远处的影响很小。

6 假设激发状态和基态的能量差为 ΔE 。由玻尔兹曼分布得

$$\begin{aligned} \exp(-\Delta E/kT) &= \exp(-h\nu/kT) \\ &= \exp\left(-\frac{6.626 \times 10^{-34} \times 12 \times 10^{12}}{1.38 \times 10^{-23} \times 300}\right) \\ &= 0.15 \end{aligned}$$

7 假设频率为 ν , 波长为 λ , 因 $\nu = c/\lambda$, 则用频率表示半峰值宽度为

$$|\Delta\nu| = c|\Delta\lambda|/\lambda^2$$

此外, 相干长度 l_c 可用 $l_c \sim c/\Delta\nu$ 估算, 则有

$$l_c \sim \lambda^2/|\Delta\lambda| = (850 \times 10^{-9})^2/40 \times 10^{-9} = 1.8 \times 10^{-5} \text{ m} = 18 \mu\text{m}$$

1. 矢量的标记和基本运算

矢量是具有方向和大小的量,在本书中以黑体 A 来表示。在直角坐标系(xyz)中, A 的分量写成 A_x, A_y, A_z ,坐标轴方向的单位矢量(长度为 1 的矢量)写成 e_x, e_y, e_z ,从而

$$A = A_x e_x + A_y e_y + A_z e_z \quad (1)$$

矢量 A, B 的标量积(点积) $A \cdot B$ 定义为

$$A \cdot B = A_x B_x + A_y B_y + A_z B_z \quad (2)$$

矢量的长度 $\sqrt{A \cdot A}$ 写成 $|A|$,因此标量积等于

$$A \cdot B = |A| |B| \cos \theta \quad (3)$$

式中, θ 为 A 和 B 的夹角。从而,当 A 和 B 垂直时, $A \cdot B = 0$ 。 A, B 的矢量积(叉积)定义为

$$A \times B = (A_y B_z - A_z B_y) e_x + (A_z B_x - A_x B_z) e_y + (A_x B_y - A_y B_x) e_z \quad (4)$$

矢量积等于

$$A \times B = e_n |A| |B| \sin \theta \quad (5)$$

式中, θ 为 A 和 B 的夹角,并且 $0 \leq \theta \leq \pi$ 。 e_n 为同时垂直于 A 和 B 的单位矢量,其方向定义为,当右旋螺钉按自 A 以最短的途径旋转到与 B 平行的方向时,螺钉前进的方向。如果 A, B 平行的话, $A \times B = 0$ 。此外, $A \times B = -B \times A$ 。 e_x, e_y, e_z 满足下列关系式:

$$e_x \times e_y = e_z, \quad e_y \times e_z = e_x, \quad e_z \times e_x = e_y \quad (6)$$

符号 ∇ (∇ 算符)在形式上定义如下:

$$\nabla = e_x \frac{\partial}{\partial x} + e_y \frac{\partial}{\partial y} + e_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (7)$$

从而,使用符号 ∇ 时, $\nabla \cdot A$ 和 $\nabla \times A$ 具有下列意义:

$$\nabla \cdot A \equiv \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \quad (8)$$

$$\nabla \times A \equiv \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) e_x + \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) e_y + \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) e_z \quad (9)$$

2. 量子力学

从 19 世纪末到 20 世纪初,在对光和物质性质详细研究的过程中,不断地发现了由牛顿力学和麦克斯韦电磁学不能解释的现象。为了说明黑体辐射光谱,普朗克假定电磁波的能量取为不连续的值,爱因斯坦提出光量子的假说。同一时期,发现了原来认为只具有粒子性质的电子产生波干涉现象。海森堡和薛定谔用数学的方法说明了这些实

验结果。这就是量子力学。

量子既不是经典物理学所说的质点或刚体,也不是一种波动。日常生活中看不到所以难以理解。从能量的授受时最小单位的整数倍这一点来看,可以看成粒子;从干涉现象等看,又可以看成经典的波动。

量子力学中,对量子的处理有各种各样方法。第2章中当量子在与其他物质相互作用时,采用了旧量子消灭,新量子生成的方法。例如,以速度 v 沿 x 方向前进的电子

被带负电的金属球反射后,沿 y 方向以速度 v 前进的情况下,我们可以看成沿 x 方向以速度 v 前进的电子消灭,而生成沿 y 方向以速度 v 前进的电子。而不考虑在金属球附近,电子沿 x 轴运动到沿 y 轴运动之间如何前进的细节。只要知道充分远离金属球位置的最初 x 方向前进的状态(起始状态)和最后 y 方向前进的状态(终了状态)就足够了(图1)。

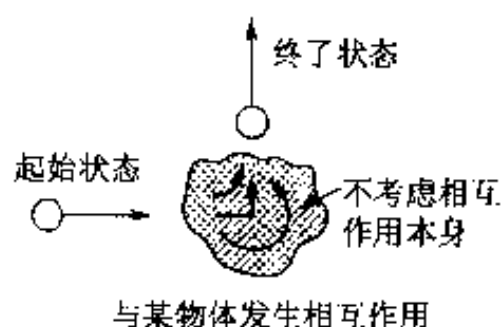
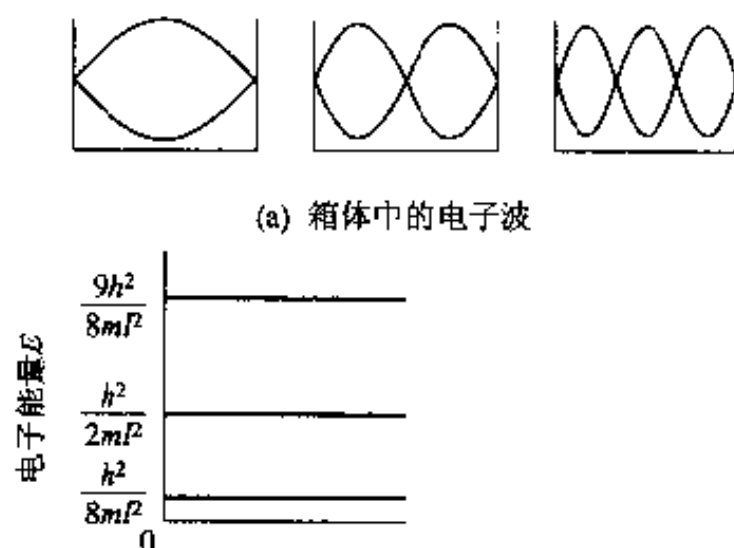


图1 由相互作用引起的状态变化

3. 能 级

首先,让我们考虑处于三维箱体中的电子。电子以波的形态存在于箱体内。由于箱壁的反射,波向相反的方向传播,又经对面箱壁的反射,返回原处。如果这时波的相位与原来波的相位完全相同,则波稳定地存在;如果相位稍微有偏离的话,经过多次反射,将相互抵消,不可能安定地存在(图2)。



(b) x 方向前进的电子的能级。其他能量的电子不能稳定地存在

图2 能 级

假设在 x, y, z 方向上, 长度各为 l_x, l_y, l_z , 则只有在 $k_x l_x = m_x \pi, k_y l_y = m_y \pi, k_z l_z = m_z \pi$ 时, 波可稳定地存在。因此, 动量 $p = \hbar k$ 并不能取任意值, 为了稳定地存在, m_x, m_y, m_z 只能取整数, 将此称为动量的量子化。所谓量子化意味着取不连续的值。电子的动能为

$$E = p^2/2m = \hbar^2 k^2/2m \quad (10)$$

由于动量(k)被量子化, 则动能也被量子化。

在氢原子中, 由于库仑力的作用使电子围绕质子运动。此时, 与箱中的电子同样, 电子的能量也被量子化。在氢原子中, 根据电子和质子距离的不同, 由库仑力引起的位能也不一样, 但是所有的能量都被量子化了。电子必须带有特定的能量, 才能稳定地存在。将这一能量称为能级, 如果电子带有某一能量, 我们说电子处于这个能级。对于一个能级来说, 有时也存在二个以上的稳定的电子状态, 此时的能级称为简并能级。

对于 H_2O 分子来说, 原子间的距离处于振动变化状态, 整体又处于旋转状态。这些振动、旋转的能量也被量子化, 称为振动能级、旋转能级。

4. 半导体 pn 结

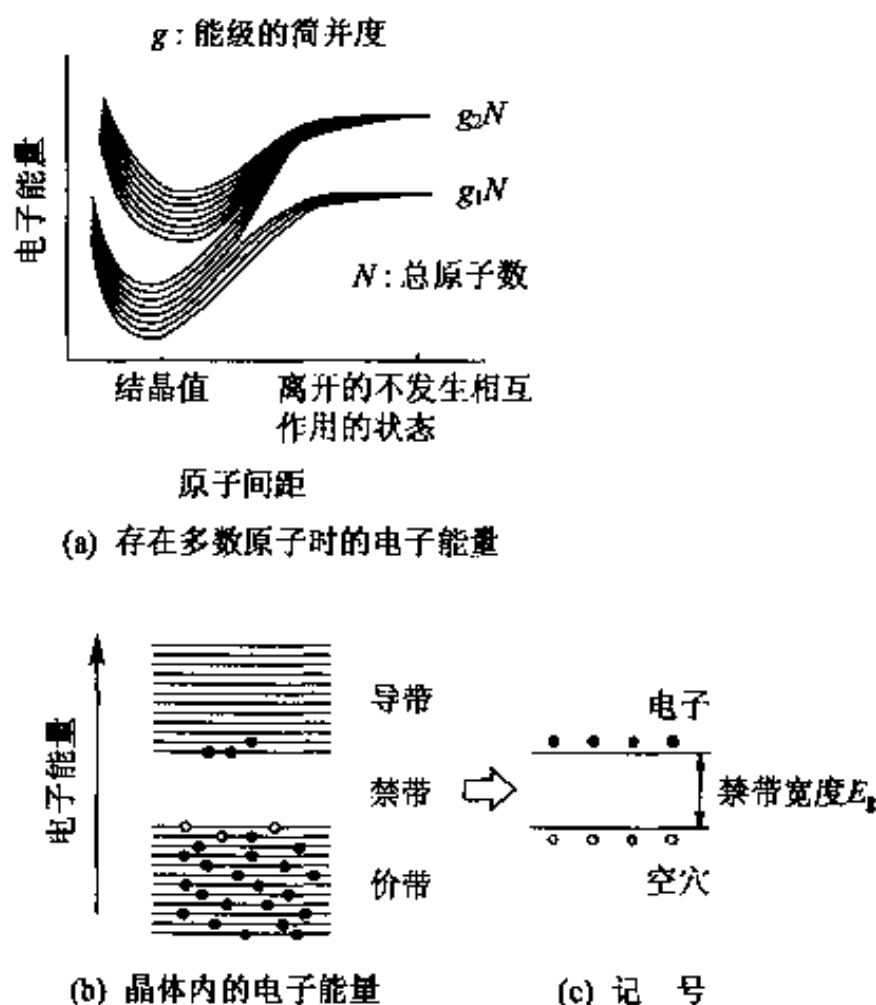
(1) 半导体

所有在孤立原子状态下具有相同能量的原子能级, 由于半导体内原子之间的相互作用而略有变化, 在某个能量范围内电子的能级呈带(band)状。称此为能带(energy band)。在能带和能带之间, 不存在电子的能级, 将该区域称为禁带。电子由低能带开始充填, 在半导体中一些能带处于全部由电子充满的状态, 其他能带完全处于空的状态。

在被电子充满的能带中, 能量最高的称为价带(valence band); 空能带中, 能量最低的称为导带(conduction band)。导带底和价带顶的能量差称为带隙或者禁带宽度, 通常用 E_g 表示(图3)。

在绝对零度时, 即使在半导体上施加电场, 内部电子的能量不能增加, 不会有电流流动因此为绝缘体。如果 E_g 比较小, 提高温度由热能将价带电子激发到导带。导带中的电子可自由地改变能量, 即使加很小的电场, 也可增加电子的动能, 即有电流流动。价带中电子被激发后剩下空孔, 与空孔数量相等的电子其能量可以改变, 引起电流的流动。因为运送电流的粒子(载流子)数量少, 所以与金属相比电阻大。

正因为这样的理由, 取名为半导体。半导体导带中的载流子是电子; 在价带中, 一部分电子运送电流, 它的数量与空孔的数量相等, 在电子移动时, 空孔向与电子相反的方向移动。在价带中, 以空孔来代替电子解释电流运送机理更易理解, 将其取名为空穴(hole)。即价带中的载流子是空穴, 空穴带有与电子电荷的绝对值相同符号相反(正)的电荷。在这里所说的半导体是不含杂质的纯净半导体, 这样的半导体称为本征半导体。



(a) 由于原子间的相互作用使电子能级变化。(b) 横轴表示晶体内的位置。不管什么位置上, 电子的能量处于某一定范围内。在半导体中, 禁带的上、下的导带和价带是很重要的。其记号为(c)所示

图 3 半导体能带和载流子

(2) n 型半导体和 p 型半导体

如果在半导体晶体中添加电子数比构成半导体元素的电子多的杂质时, 电子充满价带后多余的电子进入导带。即在半导体晶体内产生了相应于掺杂量的载流子——电子。这样的半导体具有带负 (negative) 电荷的载流子, 称为 n 型半导体。

相反地, 当添加杂质的电子数比构成半导体的元素的电子少时, 电子不能完全充满价带而留下空孔。即在半导体晶体内产生了相应于掺杂量的载流子——空穴。这样的半导体具有带正 (positive) 电荷的载流子, 称为 p 型半导体。

大部分的半导体器件是由 n 型半导体或者 p 型半导体制成的, 这些半导体中所加杂质的数量远远多于本征半导体中由热激发而产生的载流子的数量。

假设半导体内的电子密度为 n , 空穴密度为 p , 则两者之间存在下列关系:

$$np = n_i^2 \quad (11)$$

式中, n_i 为本征半导体的电子密度 (= 空穴密度), 是温度的函数。在 n 型半导体中, $n \gg p$; 在 p 型半导体中, $p \gg n$ 。数量多的称为多数载流子; 数量少的称为少数载流子。例如

n 型半导体中的少数载流子是空穴。

(3) pn 结的整流特性

下面,我们来考虑将 p 型半导体与 n 型半导体接触形成的 pn 结。在 n 型半导体内,电子作无规则的热运动。在 n 型半导体的内部,自左向右移动的电子数和由右向左移动的电子数是相等的,因而可以看成没有电子移动。但是,在 pn 界面有电子从 n 侧移向 p 侧;却没有电子从 p 侧移向 n 侧。即产生了从 n 侧到 p 侧的电子流。这样的电子流与电子密度的梯度成比例,称为扩散。电子移向 p 侧,杂质仍然留在原处,原来处于电中性的 n 型半导体逐渐带上正电。即 n 型半导体内的电子的位能变小。

同样,空穴也从 p 侧扩散到 n 侧。因此, n 型半导体内电子的位能比 p 型半导体内电子的位能小。电子位能的倾斜相当于电场。n 型半导体和 p 型半导体是导体,所以这些区域内不产生电场,即电子的位能是一定的。电场发生在 pn 的界面。在界面附近形成既不存在电子又不存在空穴称为耗尽层的区域,电场发生在这一区域。由 n 侧流出的电子必须克服由该电场形成的反向力,越过位垒才能达到 p 侧,所以流出一定程度后,将达到平衡状态,实际上不再产生电子的流动(图 4(a)、(b))。

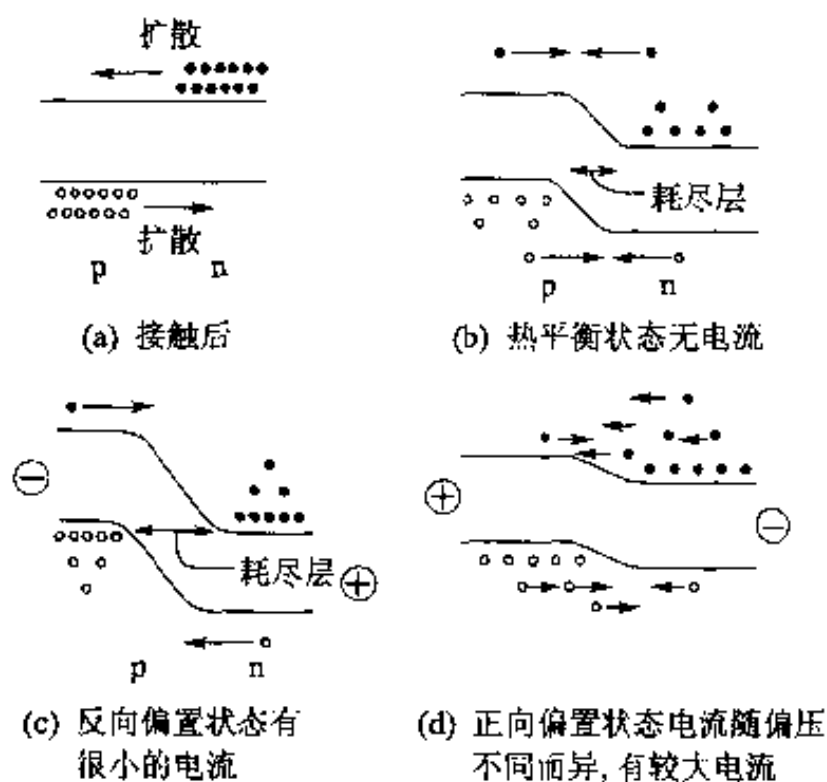


图 4 半导体 pn 结

下面,介绍将 p 区域和 n 区域分别安上电极,施加电压时的特性。当 n 区加正偏压时, n 区电子的能量进一步下降,耗尽层宽度增大,这时几乎无电流流动(图 4(c))。相反,当 p 区加正偏压时, n 区电子能量上升,电子由 n 侧流向 p 侧必须跨越的势垒变小,有较大的电流流过(图 4(d))。pn 结的电流-电压特性为

$$I = I_0 [\exp(qV/kT) - 1] \quad (12)$$

式中, I_0 为反向饱和电流。电流随施加电压的方向不同, 有时流动, 有时截止的性质称为整流特性, 利用该特性制成很多半导体器件。具有这一特性的最简单的器件为 pn 结二极管。有电流流动的偏压方向称为正偏压; 无电流流动的方向称为反偏压。正偏压时, 越过耗尽层注入少数载流子。

参考文献

■2

- 1) A.Yariv著, 多田邦雄・神谷武志共訳: 光エレクトロニクスの基礎, 丸善 (1988)
- 2) 応用物理学会光学懇話会編: 結晶光学, 森北出版 (1975)

■3

- 1) 山下幹雄: レーザー研究15巻6号, レーザー学会 (1987) pp.359-364
- 2) 鳥塚健二, 山下幹雄, 佐藤卓蔵: レーザー研究15巻11号, レーザー学会 (1987) pp.842~848

■4

- 1) 稲葉文男監修: レーザ入門, 電子情報通信学会 (1979)
- 2) レーザー学会編: レーザーハンドブック, オーム社 (1982)
- 3) 日本物理学会編: レーザー, 丸善 (1978)
- 4) 村山精一編: 光源の特性と使い方 (日本分光学会測定法シリーズ9), 学会出版センター (1985)
- 5) 末松安晴編: ひろがるレーザ応用, 日経サイエンス社 (1988)
- 6) 半導体レーザー特集, レーザー研究23巻7号, レーザー学会 (1995)
- 7) 波長可変固体レーザー特集, レーザー研究23巻10号, レーザー学会 (1995)
- 8) LD励起高出力固体レーザー小特集, レーザー研究24巻3号, レーザー学会 (1996)

■5

- 1) G.E.Stillman and C. M. Wolfe: Semiconductors and Semimetals, Vol. 12, R. K. Willardson and A. C. Beer ed. Academic Press (1977) pp. 291~39 ; Semiconductors and Semimetals, Vol. 22 part D, R. K. Willardson and A. C. Beer ed. Academic Press (1985)
- 2) M.Kobayashi, S. Yamazaki and T.Kaneda : Appl Phys. Lett. 45 (1984) p. 759
- 3) K.Yasuda, Y. Kishi, T. Shirai, T. Mikawa, S. Yamazaki and T.Kaneda : Electron. Lett. 20 (1984) p. 158
- 4) S. R. Forrest, O. K. Kim and R. G. Smith : Appl Phys. Lett. 41 (1982) p. 95
- 5) K. Yasuda, T. Shirai, Y. Kishi, S. Yamazaki and T. Kaneda : Jpn. J. Appl. Phys. 22-1 (1983) p. 291.
- 6) Y.Matsushima, S. Akiba, K. Sakai, Y. Kushiro, Y. Noda and K. Utaka : Electron. Lett. 18 (1982) p. 945

- 7) R. Chin, N. Holonyak, G. E. Stillman, J. Tsang and K. Hess : Electron. Lett.16 (1980) p. 467
- 8) F. Capasso, W. Tsang, A. L. Hutchison and G. F. Williams : Int. Electron. Device Meet. 284 (1981)
- 9) 中村 均 : 日本赤外線学会誌4巻1号, 日本赤外線学会 (1994) p. 18
- 10) C. T. Elliott : Electron. Lett. 17 (1981) p. 312
- 11) 佐野雅彦, 宮本恵司, 小田直樹, 藤野芳男 : 日本赤外線学会誌5巻1号, 日本赤外線学会 (1995) p. 24
- 12) K. Kuehl et al. : Sens. Mater 2 (1991) p. 247
- 13) J. S. Shie et al. : Transducers '91 (1991) p. 627
- 14) J. V. Mantese, A. L. Micheli, N. W. Schubring, A. B. Catalan, K. L. Soch, K. Ng, S. H. Klapper, R. J. Lopez and G. Lung : IEEE Trans .Electron. Devices40 (1993) p. 320
- 15) 高山良一 : 応用物理 64, 応用物理学会 (1995) p.1221
- 16) Si-CCDはIEEE Trans. Electron Devices 38 (5) (1991) pp. 946~1232に特集がある. また鈴木範人編, 高村亨 : 光の検出器とその使い方 (日本分光学会測定法シリーズ22), 学会出版センター (1991) pp. 45~87にも詳しい説明がある.
- 17) I. Kasai : 日本赤外線学会誌3巻2号, 日本赤外線学会 (1993) p. 136
- 18) R. B. Bailey, L. J. Kozlowski, J. Chen, D. Q. Bui, K. Vural, D. D. Edwall, R. V. Gil, A. B. Vanderwyck, E. R. Gertner and M. B. Gubala : IEEE Trans. Electron Devices 38 (1991) p. 1104
- 19) 木股雅章, 八木宏文, 油谷直毅, 遠藤加寿代, 布下正宏 : 日本赤外線学会誌5巻1号, 日本赤外線学会 (1995) p. 33

■6

- 1) A. Yariv 著, 多田邦雄・神谷武志共訳 : 光エレクトロニクスの基礎, 丸善 (1988)
- 2) 左貝潤一, 杉村 陽 : 光エレクトロニクス, 朝倉書店 (1993)
- 3) 西原 浩, 春名正光, 栖原敏明 : 光集積回路, オーム社 (1985)
- 4) A. Yariv, P. Yeh : Optical Waves in Crystals, John Wiley & Sons (1984)
- 5) 花村栄一 : 量子光学 (岩波講座現代の物理学8), 岩波書店 (1992)

■7

- 1) 末松安晴編 : 特集光テクノロジー (上) 光伝送・情報処理, 別冊サイエンス86, 同特集 (下) 別冊サイエンス88, 日経サイエンス社 (1988)
- 2) 高岡 隆, 高橋 忠 : レーザー技術入門, 秋葉出版 (1986)

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

书名 = 2 1 世纪大学新型参考教材系列 光电子学

作者 = B E X P

S S 号 =

加密地址 =

页数 = 1 6 2

下载位置 = [http : / / 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 c / a a c 8 5 / 0 9 / ! 0 0 0 0 1 . p d g](http://202.118.180.121/ebook1/sjy02/diskaac/aac85/09/!00001.pdg)