

高等学校教材

光电物理基础

姜节俭 编

成都电讯工程学院出版社

• 1986 •

高等学校教材

光 电 物 理 基 础

姜 节 俭 编

*

成都电讯工程学院出版社出版

四川省新华书店发行

成都电讯工程学院出版社印刷厂印刷

开本 787×1092 1/16 印张 11 字数 260 千字

*

版次 1986年12月第一版 印次 1986年12月第一次印刷

印数 3, 200 册

统一书号 15452·5 定价 1.90 元

出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定，我部承担了全国高等学校工科电子类专业课教材的编审、出版的组织工作。从一九七七年底到一九八二年初，由于各有关院校，特别是参与编审工作的广大教师的努力和有关出版社的紧密配合，共编审出版了教材 159 种。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应社会主义现代化建设培养人才的需要，反映国内外电子科学技术水平，达到“打好基础、精选内容、逐步更新、利于教学”的要求，在总结第一轮教材编审出版工作经验的基础上，电子工业部于一九八二年先后成立了高等学校《无线电技术与信息系统》、《电磁场与微波技术》、《电子材料与固体器件》、《电子物理与器件》、《电子机械》、《计算机与自动控制》，中等专业学校《电子类专业》、《电子机械类专业》共八个教材编审委员会，作为教材工作方面的一个经常性的业务指导机构，并制定了一九八二至一九八五年教材编审出版规划，列入规划的教材、教学参考书、实验指导书等共 217 种选题。在努力提高教材质量，适当增加教材品种的思想指导下，这一批教材的编审工作由编审委员会直接组织进行。

这一批教材的书稿，主要是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中评选择优和从第一轮较好的教材中修编产生出来的。广大编审者、各编审委员会和有关出版社都为保证和提高教材质量作出了努力。

这一批教材，分别由电子工业出版社、国防工业出版社、上海科学技术出版社、西北电讯工程学院出版社、湖南科学技术出版社、江苏科学技术出版社、黑龙江科学技术出版社、天津科学技术出版社和成都电讯工程学院出版社承担出版工作。

限于水平和经验，这一批教材的编审出版工作肯定还会有许多缺点和不足之处，希望使用教材的单位、广大教师和同学积极提出批评建议，共同为提高工科电子类专业教材的质量而努力。

电子工业部教材办公室

前 言

本教材系由“电子材料与固体器件”教材编审委员会“电子材料与器件”编审小组评选审定，并推荐出版。

该教材由成都电讯工程学院姜节俭编写，成都电讯工程学院恽正中主审。编、审者均依据“电子材料与器件”编审小组审定的编写大纲进行编写和审阅的。

本课程是“电子材料与器件”专业的选修课，参考教学时数为60学时，主要内容是围绕光与半导体的相互作用和光电子变换组织的。在第一章介绍一些光学系数概念及某些光学系数之间的关系之后，教材内容分两个方面来安排。第一方面是关于半导体对光辐射的吸收及由此引起的光电效应，这是光信号变换为电信号的物理基础。第二方面是关于半导体的辐射跃迁、无辐射复合和电致发光，电信号变换为光信号与这些过程有关。第二章中关于吸收跃迁是着重于那些与光电效应关系较密切的吸收。第三章讨论的光电效应包括内光电效应（光电导和光生伏特效应）和外光电效应（光电子发射）。讨论决定发光的辐射和无辐射复合跃迁是第四、五章的内容。最后一章是关于两种最基本和重要的电致发光：注入式电致发光和碰撞电离电致发光。如果在普通物理课程的光学部分中已有关于光学系数的内容，则在使用本教材时第一章的内容可作适当删减。

参加审阅工作的还有陈国光同志，他为本书提出许多宝贵意见，这里表示诚挚的感谢。由于编者水平有限，书中难免还存在一些缺点和错误，殷切希望广大读者批评指正。

编 者

目 录

绪 论

第一章 半导体的光学系数

§1 光辐射与光	(1)
§2 折射率	(2)
§3 吸收系数	(4)
§4 反射系数	(5)
§5 透射系数	(7)

第二章 半导体对光的吸收

§1 本征吸收	(10)
1.1 允许直接跃迁	(11)
1.2 禁戒直接跃迁	(12)
1.3 间接能谷之间的间接跃迁	(12)
1.4 布耳斯坦-莫斯移动	(15)
1.5 与能带尾有关的跃迁	(15)
§2 电场、压力和温度对本征吸收的影响	(17)
2.1 有强电场时的本征吸收	(17)
2.2 压力对本征吸收限的影响	(20)
2.3 温度的影响	(22)
§3 能量比禁带宽度高时的吸收跃迁	(23)
§4 激子吸收	(25)
4.1 直接和间接激子吸收	(25)
4.2 有电场时的激子吸收	(28)
§5 等电子中心束缚激子吸收	(29)
§6 能带与杂质能级之间的吸收跃迁	(30)
§7 受主与施主间的吸收跃迁	(32)
§8 自由载流子吸收	(34)
8.1 无选择性自由载流子吸收	(34)
8.2 选择性自由载流子吸收	(37)

第三章 半导体的光电效应

§1 光电导	(41)
1.1 本征光电导和杂质光电导	(41)
1.2 光电导机理	(44)
1.3 光电导灵敏度	(46)
1.4 光电导与光强度的关系	(47)
1.5 陷阱的影响	(50)
1.6 表面对光电导的影响	(52)
1.7 噪声	(54)

1.8 从光电导确定吸收系数	(55)
§ 2 光生伏特效应	(56)
2.1 $p-n$ 结的光生伏特效应	(56)
2.2 异质结的光生伏特效应	(62)
2.3 肖特基势垒的光生伏特效应	(65)
2.4 体积光生伏特效应	(67)
§ 3 光电子发射	
3.1 体积光电效应	(72)
3.2 半导体的光电发射阈	(72)
3.3 光电发射的物理过程	(74)
3.4 量子效率	(76)
3.5 表面条件的影响	(78)
3.6 半导体的光电发射与能带结构	(81)

第四章 半导体的辐射跃迁

§ 1 罗斯布莱克-索克莱关系	(84)
§ 2 辐射效率	(87)
§ 3 本征辐射跃迁	(88)
3.1 直接跃迁	(88)
3.2 间接跃迁	(89)
3.3 自吸收的影响	(90)
3.4 重掺杂半导体的本征跃迁	(90)
§ 4 激子辐射复合	(91)
4.1 自由激子	(91)
4.2 束缚激子	(93)
4.3 束缚于等电子中心的激子	(94)
§ 5 能带与杂质能级之间的辐射跃迁	(95)
5.1 浅跃迁	(95)
5.2 深跃迁	(96)
5.3 向深能级的跃迁	(97)
§ 6 施主与受主间的辐射跃迁	(97)
6.1 发射光子的能量	(98)
6.2 辐射跃迁几率	(99)
6.3 施主-受主杂质位置组合类型	(100)
6.4 发射光谱结构	(100)
6.5 发射光谱随时间的衰减及 t -移动	(102)
6.6 激发强度对光谱的影响及 j -移动	(103)
6.7 温度的影响	(105)

第五章 半导体的无辐射复合

§ 1 俄歇复合	(107)
§ 2 表面复合	(113)
2.1 表面态与表面复合中心	(113)

2.2 表面复合中心能级的分布和表面复合速度	(114)
§ 3 通过缺陷或掺杂物的复合	(117)
§ 4 多声子复合	(118)
第六章 电致发光	
§ 1 发光	(120)
1.1 发光定义	(120)
1.2 发光的分类	(120)
§ 2 电致发光的特点	(121)
§ 3 电致发光激发机理	(123)
3.1 注入式发光	(123)
3.2 碰撞电离激发	(126)
3.3 隧道效应	(127)
3.4 其它激发机理	(128)
§ 4 $p-n$ 结注入式电致发光的主要特性	(130)
4.1 亮度与电流的关系	(130)
4.2 发光的温度关系	(132)
4.3 亮度与电压的关系	(133)
§ 5 $p-n$ 结注入式激光	(135)
5.1 受激辐射	(135)
5.2 分布反转	(136)
5.3 激光的形成	(137)
5.4 注入式激光的主要特性	(139)
§ 6 碰撞电离激发电致发光的主要特性	(140)
6.1 发光亮度与电压的关系	(140)
6.2 亮度与温度的关系	(154)
6.3 发光效率	(157)

第一章 半导体的光学系数

§1 光辐射与光

光辐射是电磁辐射的一种，具有波、粒二象性。用光辐射的波动性可以很方便地解释反射、折射、干涉、衍射和偏振等现象。光辐射又可以看成是不连续的光量子流。从光辐射的粒子性可以很好地解释对光的吸收、发射和光电效应等现象。在利用光电子元器件实现光电变换时也涉及光辐射在媒质中传播的问题，但是更多的是与光辐射和半导体的相互作用有关，因此将较多地利用光辐射的粒子性来讨论问题。

对于光辐射的定义波长范围，在不同资料中有所上下。例如按照国际照明委员会的定义，光辐射频段的波长范围是 $1\text{nm} \sim 1\text{mm}$ 。但是许多文献资料中波长下限常有大于 1nm 的，上限则有小于 1mm 的；还有将 $1 \sim 10\text{nm}$ 的短波部分归属于软X射线，而将 $0.1 \sim 1\text{mm}$ 的长波部分归属于亚毫米无线电波；资料中较普遍的是指波长范围在 $10\text{nm} \sim 1\text{mm}$ 之间的电磁辐射。作为整个电磁辐射波谱的一个组成部分，光辐射的波长范围示于图1-1。

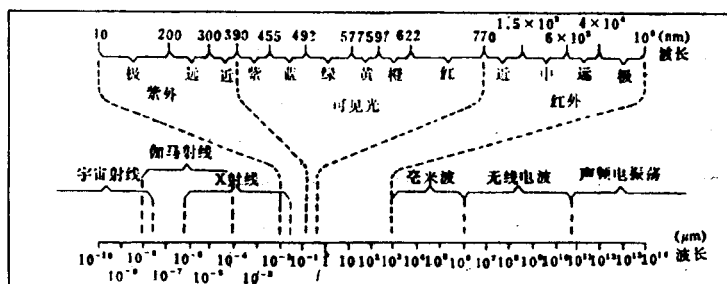


图 1-1 电磁辐射波谱

光辐射频段由三部分组成：紫外辐射、可见光和红外辐射。波长小于 390nm 的是紫外辐射，波长从 $390 \sim 770\text{nm}$ 的属于可见光，波长大于 770nm 的是红外辐射。可见光是指能引起肉眼视觉的光辐射。红外及紫外辐射频段有时各分为远、中、近三部分或远、中、近、极四部分。波长范围的区分在不同资料中也常有出入。

人们一般常说的光是指可见光。对于光学或光电子学来说，光辐射不仅是可见光，而且还包括紫外及红外辐射。这样，光辐射与光的含义严格说来是有区别的。但是为了方便起见也把光辐射简称为光。

光与材料发生作用时是以不能再行分小的一个微粒即光子(或称光子)为单位进行的。光强度的大小与光子数目成正比。光子具有一定的能量 E ，它取决于光的频率 ν

$$E = h\nu \quad (1-1)$$

式中 h 为普朗克常数。因为大气中的光速近似地与真空中的相等，所以光的波长 λ_0 与光子能量的关系可以表示为

$$\lambda_0 = \frac{1.24}{E} \quad (1-2)$$

式中 E 的单位是电子伏 (eV), λ_0 的单位是微米 (μm)。用该式可以在已知光子能量时求波长或反之。从该式可见, 光子能量越大, 波长就越短。这样, 可见光(从红光到紫光)的光子能量范围是 $1.6 \sim 3.2 \text{ eV}$, 通常光辐射的光子能量范围为 $1.24 \times 10^{-3} \sim 124 \text{ eV}$ 。由于电子伏是很小的能量单位 ($1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$), 因此光辐射范围内的单个光子能量很小。

光子以光速运动。光子具有一定的运动质量, 其大小与光的频率 ν 或波长 λ_0 有关

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda_0} \quad (1-3)$$

式中 c 为真空中的光速。同时光子应该具有一定的动量 P , 它等于

$$P = mc = \frac{h}{\lambda_0} = \hbar k, \quad (1-4)$$

式中 $\hbar$ 为狄拉克常数, k 为光子的波矢。

此外, 当光子与其他微观粒子(如电子)相作用时, 应该同时满足能量守恒定律和动量守恒定律, 并由此来决定有关的电子跃迁过程。

§2 折 射 率

当光射到半导体物件上时会发生一系列现象。一部分光仍然在原来媒质中传播但方向发生了改变, 这是反射。一部分光进入半导体中, 其方向可以发生改变或不变, 这是折射。如果物件不很厚则有一部分光可以从半导体透射出来。可是总有一部分光能在半导体内部转变为其他形式的能量(如热或不同频率的光辐射), 这是由于在半导体中发生了对光的吸收等过程。这样, 射到半导体的光辐射可共分为反射、吸收和透射三部分, 这三部分功率之和就等于总的入射光功率。这一关系对于任何波长的光辐射都是正确的。在把光能转换成电能的光电子器件中, 希望半导体尽可能多地吸收入射光功率的大部分, 因为从表面反射和穿过半导体透射的那两部分辐射功率是无谓的损失。

半导体对光的吸收用折射率的虚数部分(消光系数)和吸收系数等光学系数来表征。一些光学系数之间存在一定的联系。同时, 半导体具有一定的电学参数(如电导率、介电系数等)。半导体的光学系数与电学参数之间也有一定的关系。这些关系利用麦克斯韦方程和物质方程式可以求得。

当光通过媒质时的传播, 以及在不同媒质分界面上的行为也都受麦克斯韦方程的支配:

$$\text{div } \vec{D} = \rho \quad (1-5)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (1-6)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1-7)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1-8)$$

式中 $\vec{D}$ 、 $\vec{B}$ 、 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 分别是电位移、磁感应强度、电场强度和磁场强度, ρ 是电荷密度, $\vec{J}$ 是传导电流密度。

我们假设媒质不带电, 即 $\rho = 0$ 。这个假设对于电导率高的媒质是正确的, 对于半导体近似成立。对于均匀、各向同性的半导体, 有

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (1-9)$$

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} \quad (1-10)$$

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (1-11)$$

式中 σ 、 μ 和 ϵ 分别是半导体的电导率、相对导磁率和相对介电系数, μ_0 和 ϵ_0 分别是真空的导磁率和介电系数。同时, 在光频波长范围内半导体的 $\mu = 1$ 。将这些关系式代入式 (1-5) 至 (1-8), 麦克斯韦方程成为

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0 \quad (1-12)$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0 \quad (1-13)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1-14)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \sigma \vec{E} + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1-15)$$

对式 (1-14) 两边取旋度并考虑到式 (1-15), 得到

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{rot} \vec{H}) = -\mu_0 \left(\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \right)$$

根据矢量法则 $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E} - \nabla^2 \vec{E}$, 又考虑到式 (1-12), 所以

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1-16)$$

假设光是一种角频率为 ω , 以速度 v 沿 x 方向传播的单色平面波

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp \left[i \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \right] \quad (1-17)$$

将式 (1-17) 代入式 (1-16), 得到

$$-\frac{\omega^2}{v^2} = i \omega \mu_0 \sigma - \omega^2 \mu_0 \epsilon \epsilon_0 \quad (1-18)$$

或

$$\frac{1}{v^2} = \mu_0 \epsilon \epsilon_0 - i \frac{\mu_0 \sigma}{\omega}$$

根据折射率的定义

$$n_c = \frac{c}{v}$$

式中 c 是真空中光速。因此

$$n_c^2 = \frac{c^2}{v^2} = c^2 \mu_0 \epsilon_0 \left(\epsilon - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \quad (1-19)$$

对于真空, $\epsilon = 1$, $\sigma = 0$ 以及 $n_c = 1$, 因此从式 (1-19) 得到:

$$c^2 \mu_0 \epsilon_0 = 1$$

这样,

$$n_c^2 = \epsilon - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} = \epsilon_1(\omega) - i \epsilon_2(\omega) = \epsilon_c \quad (1-20)$$

式中 ϵ_1 和 ϵ_2 分别为复介电系数 ϵ_c 的实部和虚部。可见, 在 $\sigma \neq 0$ 时折射率 n_c 为一复数, 可以

写成:

$$n_c = n - ik \quad (1-21)$$

或

$$n_c^2 = n^2 - k^2 - 2ink \quad (1-22)$$

比较式(1-22)与(1-20), 可得

$$n^2 - k^2 = \epsilon = \epsilon_1(\omega) \quad (1-23)$$

$$2nk = \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} = \epsilon_2(\omega) \quad (1-24)$$

现在可以解出 n^2 和 k^2 :

$$n^2 = \frac{1}{2}\epsilon \left[\left(1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2\epsilon^2\epsilon_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} + 1 \right] \quad (1-25)$$

$$k^2 = \frac{1}{2}\epsilon \left[\left(1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2\epsilon^2\epsilon_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad (1-26)$$

这两个式子说明光学系数 n 、 k 与电学参数 σ 、 ϵ 的关系。现在来讨论 n 和 k 的物理意义。复折射率为 n_c 的半导体中, 光传播速度的倒数

$$\frac{1}{v} = \frac{n_c}{c} = \frac{n}{c} - i \frac{k}{c} \quad (1-27)$$

将此式代入式(1-17), 得到

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-\omega kx/c) \exp \left[i\omega \left(t - \frac{x}{c/n} \right) \right] \quad (1-28)$$

从该式可见, 光以 c/n 的速度沿 x 方向传播而其振幅按 $\exp(-\omega kx/c)$ 衰减。因此, n 是使光在半导体中的传播速度比它在真空中的传播速度减小的一个因子, 而 k 起着衰减的作用。 n 称为折射率而 k 称为消光系数或吸收率。由式(1-25)和(1-26)可见, n 和 k 都是频率 ω 的函数。如果 $\sigma = 0$ (绝缘材料), 则 $n_c = n = \sqrt{\epsilon}$, $k = 0$, 即这时没有衰减。在 $\sigma \neq 0$ 时 n_c 为复数, $k \neq 0$, 这时有衰减。

在半导体的 n 与禁带宽度 E_g 之间存在如下经验关系

$$n^4 E_g = 96$$

它称为莫斯 (Moss) 定则, 对于 n^4 值范围在 30 至 440 的半导体是正确的 (E_g 单位为电子伏)。

§3 吸收系数

光通过半导体时, 强度要减弱, 这是由于半导体材料吸收了光的能量。材料吸收光是由各种不同的机理决定的, 这里我们不准备讨论吸收机理, 只是从能量观点引出吸收系数的概念和吸收系数与其他光学系数的关系。

材料吸收光的程度用吸收系数 α 来表示。

$$\alpha = -\frac{dI(x)}{I(x)dx} \quad (1-29)$$

式中 I 为光强度。

即微分方程

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

积分可得

$$I(x) = I(0)\exp(-\alpha x)$$

或

$$\frac{I(x)}{I(0)} = \exp(-\alpha x) \quad (1-30)$$

式中 $I(0)$ 是 $x=0$ 处的光强度。

由该式可见，光强度随着光在媒质中经过的距离作指数衰减，在 $x=1/\alpha$ 处光强度减弱至入射光强的 $1/e$ 。有时把 $1/\alpha$ 称为吸收深度。式(1-30)表示的规律称为朗伯(Lambert)定律或吸收定律。

另一方面，光流密度(单位时间通过单位面积的光能)的方向与光波的传播方向一致，其数值等于玻印亭矢量的实部，它正比于电场强度振幅的平方。因此光强度应按 $\exp(-2\omega kx/c)$ 衰减，于是有

$$\frac{I(x)}{I(0)} = \exp(-2\omega kx/c) \quad (1-31)$$

比较式(1-30)与(1-31)，我们得到

$$\alpha = \frac{2\omega k}{c} = \frac{4\pi k}{\lambda_0} \quad (1-32)$$

式中 λ_0 是真空中波长。该式表示了吸收系数 α 与消光系数 k 的关系。由式可见，对于绝缘材料由于 $\sigma=0$ ，因此 $k=0$ 、 $\alpha=0$ ，这意味着材料对于光是透明的，没有吸收。而对于半导体 $\sigma \neq 0$ ，因此 $k \neq 0$ 、 $\alpha \neq 0$ ，一部分光能被吸收，其吸收系数与半导体性质、入射光的频率有关。

§4 反射系数

光波传播到两种不同媒质的分界面上时，发生反射现象，反射光流密度与入射光流密度之比(也即反射光强度与入射光强度之比)为反射系数。

为简单起见，我们讨论光波从空气垂直入射到均匀的、各向同性的半导体上。

设光沿 x 方向传播，空气与半导体的分界面处定义为 $x=0$ (图1-2)。用 i 、 r 和 t 分别表示入射波、反射波和透射波，它们的电场强度矢量和磁场强度矢量可以写为

$$\vec{E}^i = \vec{E}_0^i \exp\left[i\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] \quad (1-33)$$

$$\vec{H}^i = \vec{H}_0^i \exp\left[i\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] \quad (1-34)$$

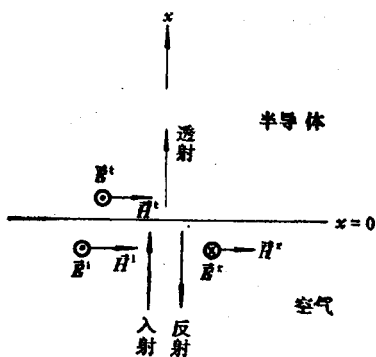


图1-2 光由空气垂直入射到与半导体的分界面上时的反射和透射

$$\vec{E}^r = -\vec{E}_0^i \exp\left[i\omega\left(t + \frac{x}{c}\right)\right] \quad (1-35)$$

$$\vec{H}^r = \vec{H}_0^i \exp\left[i\omega\left(t + \frac{x}{c}\right)\right] \quad (1-36)$$

$$\vec{E}^t = \vec{E}_0^i \exp\left[i\omega\left(t - \frac{n_c x}{c}\right)\right] \quad (1-37)$$

$$\vec{H}^t = \vec{H}_0^i \exp\left[i\omega\left(t - \frac{n_c x}{c}\right)\right] \quad (1-38)$$

式中 n_c 是半导体的复折射率。假设, 如图1-2所示, 入射电场强度矢量垂直于图面, 则磁场强度矢量在图面内, 其余各个矢量方向也随之而定。根据两媒质分界面处电场和磁场切向分量的连续性条件(因为不存在表面电流或电荷)可以分别写出电场强度振幅和磁场强度振幅的关系式。因为在 $x=0$ 处, 可以约去关系式中指数因子使式子简化, 得到

$$E_0^i - E_0^r = E_0^t \quad (1-39)$$

和

$$H_0^i + H_0^r = H_0^t \quad (1-40)$$

利用磁场强度振幅与电场强度振幅之间的关系式 $H_0 = \frac{n_c}{\mu_0 c} E_0$, 式(1-40)可以写成

$$E_0^i + E_0^r = n_c E_0^t \quad (1-41)$$

联解式(1-39)与(1-41), 得到

$$E_0^r = \frac{n_c - 1}{n_c + 1} E_0^i \quad (1-42)$$

因为光流密度为玻印亭矢量的实部, 所以对入射和反射光流密度可分别示为,

$$S^i = n_0 \left| E_0^i \right|^2 / 2\mu_0 c \quad (1-43)$$

$$S^r = n_0 \left| E_0^r \right|^2 / 2\mu_0 c \quad (1-44)$$

根据反射系数定义可得到

$$R = \frac{S^r}{S^i} = \left| \frac{E_0^r}{E_0^i} \right|^2 = \left| \frac{n_c - 1}{n_c + 1} \right|^2 = \left| \frac{n - ik - 1}{n - ik + 1} \right|^2 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (1-45)$$

该式表示反射系数 R 与折射率 n 和消光系数 k 的关系。从式(1-45)可见, 折射率较高的材料反射系数也较大。对于吸收不强即 k 值较小的材料, 反射系数比纯净电介质($k=0$)的稍大。反射系数可用下式表示

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (1-46)$$

实际上由于许多半导体材料的折射率 $n > 2$, 因此即使对于一些吸收系数较高(例如 $\alpha = 10^4 \text{cm}^{-1}$)的材料, 只要其 $k \leq 0.1$, 上式仍然适用。对于 $n \approx 3 \sim 4$ 的半导体, $R \approx 30 \sim 40\%$ 。

由于 n 和 k 值都随入射光的波长而变化, 所以反射系数 R 也是波长的函数。反射不仅使半导体器件的光电变换效率降低, 而且也是造成光电效应随波长变化的一个原因。这个问题在研究透过空气-半导体界面的光对半导体的作用时必须予以考虑。

§5 透射系数

与反射系数的讨论相似，在两种不同媒质分界面上，透射系数可以定义为进入第二种媒质的透射光流密度与入射光流密度之比。当光从空气垂直入射到半导体表面时，

$$S^t = n \left| \frac{E_0^t}{E_0^i} \right|^2 / 2\mu_0 c \quad (1-47)$$

所以透射系数

$$T = \frac{S^t}{S^i} = \frac{n}{n_0} \left| \frac{E_0^t}{E_0^i} \right|^2 \quad (1-48)$$

从式(1-39)与(1-41)可得

$$E_0^t = \frac{2}{n_c + 1} E_0^i \quad (1-49)$$

又因空气折射率 $n_0 = 1$ ，所以

$$T = n \left| \frac{2}{n_c + 1} \right|^2 = \frac{4n}{(n + 1)^2 + k^2} = 1 - R \quad (1-50)$$

上式说明了透射系数与反射系数的关系。这一结果符合能量守恒。考虑光通过一定厚度的样品透射出来时，透射系数与反射系数的关系要复杂一些。

设强度为 I_0 的光从空气中垂直入射到厚度为 d 的样品上，通过该样品后的透射光强度为 I_d ，则透射系数 T_d 可定义为 I_d 与 I_0 之比，即

$$T_d = \frac{I_d}{I_0} \quad (1-51)$$

如果样品的吸收系数为 α ，反射系数是 R (可以证明，样品的两个界面在不同媒质中的反射系数是相等的)，则在第一个界面上反射的光强度为 RI_0 ，而通过第一个界面进入样品的光是 $(1-R)I_0$ (见图1-3)。由于样品的吸收，到达第二个界面时光强度为 $(1-R)I_0 \exp(-\alpha d)$ ，通过第二界面进入空气的光强度为 $(1-R)(1-R)I_0 \exp(-\alpha d)$ 。

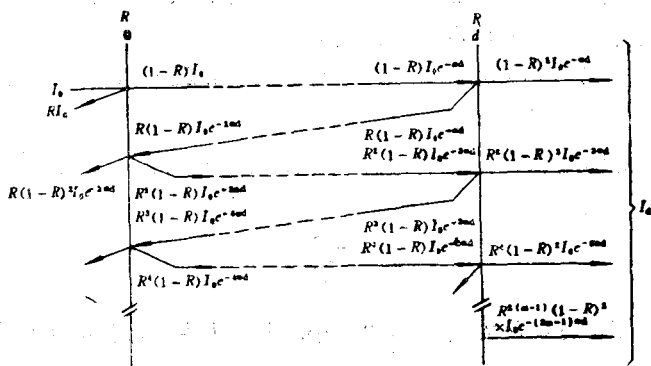


图 1-3 多次内反射时的能量流

在第二个界面上向样品内反射回去的光强度为 $R(1-R)I_0 \exp(-\alpha d)$ ，这一反射光又在样品内部向第一个界面射去，在样品中又被吸收一部分，而在第一个界面上又将发生透射及

反射过程……。如此多次发生样品内的反射和向样品外的透射。通过第二个界面向空气中透射的总的光强度 I_d 应为历次通过第二个界面向外透射光强度之和。这样，透射系数 T_d 可以写为

$$T_d = \frac{I_d}{I_0} = \frac{(1-R)^2 I_0 \exp(-\alpha d) + R^2 (1-R)^2 I_0 \exp(-3\alpha d) + \dots}{I_0} + \frac{\dots + R^{2(m-1)} (1-R)^2 I_0 \exp[-(2m-1)\alpha d]}{I_0}$$

$$= \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha d) - R^{2m} (1-R)^2 \exp[-(2m+1)\alpha d]}{1 - R^2 \exp(-2\alpha d)}$$

当反射次数很多 (即 m 很大时) 上式分子第二项可以略去, 于是得到光通过一定厚度的样品时透射系数与反射系数和吸收系数的关系

$$T_d = \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha d)}{1 - R^2 \exp(-2\alpha d)} \quad (1-52)$$

当 αd 值足够大或 R^2 值较小以致满足 $R^2 \exp(-2\alpha d) \ll 1$ 时, 可以略去上式分母的第二项, 因此

$$T_d \approx (1-R)^2 \exp(-\alpha d) \quad (1-53)$$

如果 R 及 d 已知, 由式 (1-53) 可直接求得 α 。也可以测量两个厚度不同 (d_1 和 d_2) 的同类型样品的透射系数 T_{d1} 和 T_{d2} 来消去 $(1-R)^2$ 项。求得吸收系数

$$\alpha = - \frac{\ln T_{d2} - \ln T_{d1}}{d_2 - d_1} \quad (1-54)$$

如果测量两个样品透射系数时, 所用的入射光强度相等 (I_0), 而透射光强度分别为 I_{d1} 和 I_{d2} , 则

$$T_{d1} = \frac{I_{d1}}{I_0} \quad \text{和} \quad T_{d2} = \frac{I_{d2}}{I_0}$$

在利用式 (1-54) 求 α 时可以不必要知道 I_0 的具体大小也不必计算透射系数, 因为可以用 I_{d1}/I_{d2} 来代替 T_{d1}/T_{d2} 。

也可以采用这样的方法来求得吸收系数: 先用较厚的 ($\alpha d \gg 1$) 即全吸收的样品测定反射系数, 然后将样品磨薄至适当的厚度测量透射系数。

此外, 利用式 (1-45)、(1-52) 和 (1-32) 可以从 R 和 T_d 测量的结果确定折射率 n 和消光系数 k 的大小。

对于吸收系数很低的材料, 或者作为上述测量结果的校验, 把样品做得这样薄以致 $\alpha d \ll 1$ 时, 式 (1-52) 变成

$$T_d = \frac{1-R}{1+R}$$

在吸收系数不很高时可以认为消光系数很小。这时反射系数式 (1-45) 简化为式 (1-46), 于是上式成为

$$T_d = \frac{2n}{n^2 + 1} \quad (1-55)$$

使用该式可以从测得的 T_d 估计 n 的大小。

参 考 文 献

- [1] Ю.Р.Носов, Оптоэлектроника, М., «Советское Радио», 1977.
- [2] T.S.Moss et al., Semiconductor Opto-electronics, Butterworths, London, 1973.
- [3] A.Chappell, Optoelectronics, McGraw-Hill, New York, 1978.
- [4] J.I.Pankove, Optical Processes in Semiconductors, Prentice-Hall, Englewood Cliffs New Jervsey, 1971.

第二章 半导体对光的吸收

在第一章中我们看到，如果向半导体样品射入一束光，则除了从前面反射回去和从后面透射出去的一部分光以外，还有一部分光在材料中被吸收。所吸收的光能转变为其它形式的能量。

表征半导体光学性质的各个光学系数都是频率或波长的函数。它们的光谱特性取决于光与半导体相互作用的不同机理，而主要取决于半导体对光的不同吸收机理。光与半导体相互作用的特点既决定于光的性质——光谱组成、光强度、偏振、相干性及传播方向等，同时也决定于半导体的性能，并且首先决定于它的能带结构。有时外界条件，如温度、机械压力、电场和磁场等有很大影响。

在吸收过程中具有一定能量的光子把电子从较低的能量态激发到较高的能量态。这种跃迁与半导体的能带结构直接相关。如果射入光子的能量 $h\nu$ 大于半导体的禁带宽度 E_g ，则可以激发带间光学跃迁，电子将从价带跃迁到导带。如果光子的能量小于 E_g 但接近于 E_g ，则可以产生激子，引起杂质能级与有关能带之间的跃迁或杂质能级之间的跃迁。所有纯净的半导体对于 $h\nu$ 比 E_g 低得多的光，实际上是透明的。

半导体原则上都能吸收光。 $h\nu < E_g$ 的光还可以引起导带电子和价带空穴的带内跃迁或亚能带之间的跃迁，因此在红外区存在自由载流子的吸收。此外，还存在与晶格振动有关的吸收带。

由于吸收跃迁与能带结构的密切关系，所以吸收光谱的测量往往是研究半导体能带结构直接的和最简单的方法。

本章讨论半导体对光的吸收过程，其中以对于光电子变换比较重要的本征吸收以及与杂质有关的吸收等为主。在线性光学范围内，半导体实际上可以认为是透明的光谱部分，在强激发时将发生多光子吸收。

§1 本征吸收

本征吸收通常指的是带间吸收，即与能带和能带之间的电子跃迁有关的吸收。在最简单的情形下吸收光子后电子从主价带跃迁到主导带。有的文献资料把能量比禁带宽度高时的吸收跃迁也称为本征吸收。也有的把激子吸收归于本征吸收。为了方便起见，我们把这两种情形的吸收分别另列两节讨论，而只把由禁带宽度决定的主价带与主导带之间的带间吸收跃迁称为本征吸收。

半导体本征吸收的特点是在不大的光谱范围内吸收系数突然增长。纯净的半导体对于能量低于禁带宽度的光子多少是有些透明的。例如，一些半导体在该范围内的吸收系数 α 小于 0.1cm^{-1} 。但是当光子的能量接近禁带宽度时，在离 E_g 约 0.1eV 的范围内 α 迅速地增加到