

第10章 材料的功能特性

固体材料从性能角度大体可分成两类：**结构材料**和**功能材料**。结构材料是**以其强度和韧性为主要应用指标**，而功能材料是**以其某一的特殊功能性，如电性能，热性能，磁性能或光性能等为主要应用指标**。**功能材料的性能与结构材料不同，取决于原子中的电子结构和电子的运动(旋转、散射、激发和跃迁等)**，而**结构材料的性能不涉及电子的运动，取决于原子间的键合（如金属键，离子键，共价键，氢键等）和微观结构（包括晶体结构、晶粒尺寸、组织形态、位错亚结构和第二相特性等）**。因此，本章将对材料功能特性的固体物理基础进行复习，注重论述功能材料的电、热、磁和光行为的表现描述、起因和影响因素。

10.1 功能材料的物理基础概述

10.1. 能带理论

能带理论是目前研究固体中电子运动的一个主要理论基础。对固体而言，主要涉及能带而不是每个原子中的能级。

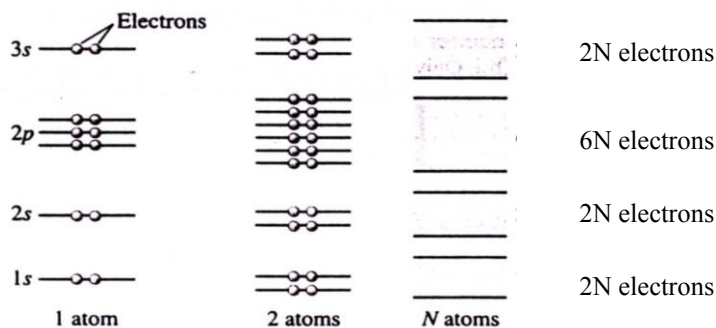
1. 单个原子中电子处在分离的能级 (energy level) 上，根据泡利不相容原理 (Pauli exclusion principle) 每个能级只含有二个电子；

例如，单原子的2s能级包含一个能级和2个电子；2p能级含有3个能级，共有6个电子。

2. 由N个原子组成的固体,泡利原理仍要求在固体中只有两个电子具有同样的能量。不同分裂的电子能级集合形成能量连续的能带 (energy band)，而且，每个能带中含有N个分裂的能级和2N个电子。

例如：在固体中，2s能带含有N个分离的能级和2N个电子；

3个2p能带中含有3N个能级和6N个电子。该规律如图所示。



10.1 功能材料的物理基础概述

10. 1. 1 能带理论

图10—1中示意地表示出能级和能带的对应关系。

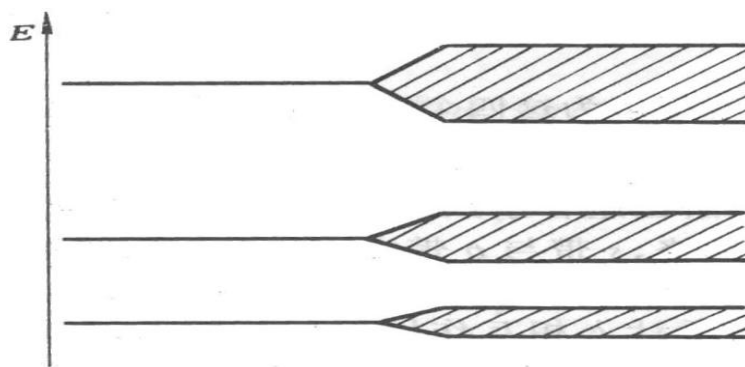


图10—1原子能级与能带之间的对应

10. 1. 1 能带理论

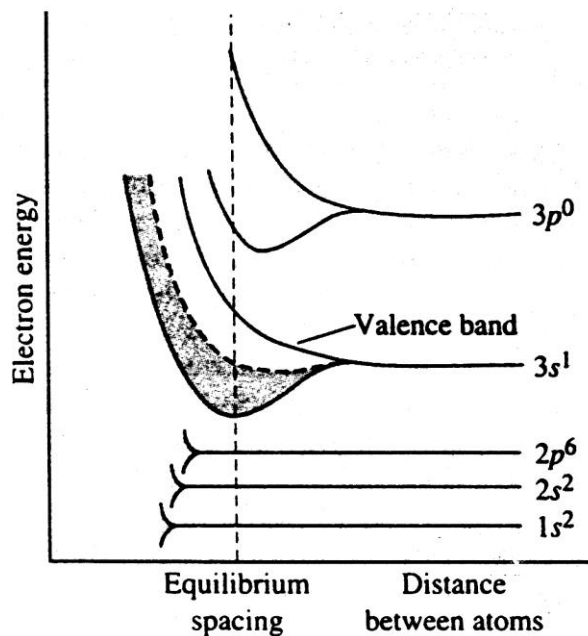


Figure 18-4

The simplified band structure for sodium. The energy levels broaden into bands. The 3s band, which is only half filled with electrons, is responsible for conduction in sodium.

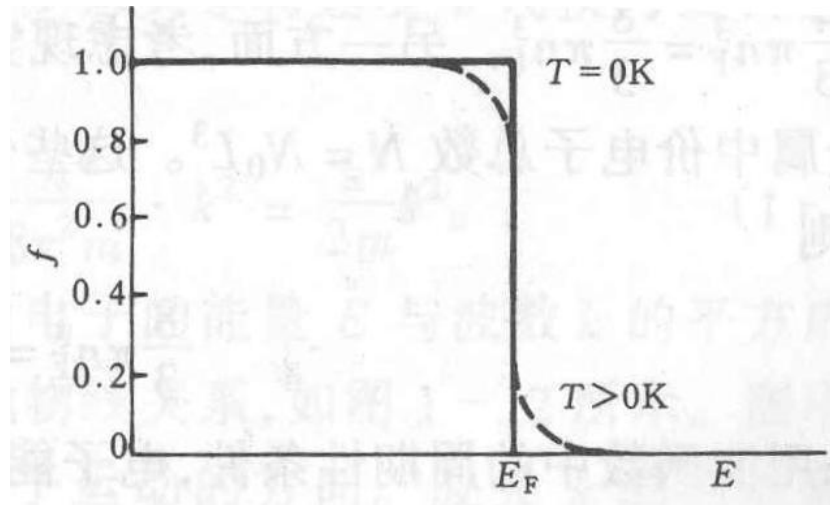
图显示出钠能带结构的理想图，钠具有 $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ 的电子结构。能带内的能量取决于原子的间距，图中垂线表示固体钠当中平衡原子间距。3s能级是价带，空的3s能级与3s能带之间被能隙分开，它形成导带。在钠的3s价带的一半被电子占据。在绝对零度下，仅仅最低能级被占据，其中最高的能级能量就是费密能。

10.1.2 费密能

与经典电子论不同，密度比一般气体分子高 10^4 倍的自由电子服从费米—狄拉克(Fermi-Dirac) 分布，即在热平衡情况下自由电子处于能量状态 E 的几率为

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

式中 f 为费米—狄拉克分布函数， E_F 为 T 温度下的费密能，即体积不变时系统增加一个电子的自由能的增量， k 为波尔兹曼常数。绝对零度时 f 随 E 的变化如图10—2中的实线所示。



由图可知，绝对零度时,若 $E < E_F$, 则 $f = 1$ ；若 $E > E_F$, 则 $f = 0$ 。绝对零度时，凡能量小于费米能的所有能态，全部为电子所占据（ $f = 1$ ）。电子按泡利原理，由最低能量开始逐一填满 E_F 以下的各个能级，而费米能则是绝对温度下自由电子的最高能级。对于 E 大于 E_F 的各个能态均不出现电子（ $f = 0$ ），为空能态（或简称空态）。当 $T > 0K$ 时，若 $E = E_F$, 则 $f = 1/2$ ；若 $E < E_F$, 则 $1/2 < f < 1$ ；若 $E > E_F$, 则 $0 < f < 1/2$ ，如图10-2中的虚线所示。由此表明：

有少量能量与费密能接近的电子可以通过吸收热能而跃迁到较高的能态。© meg/aol '02

10.2 电性能

10.2.1 电性能的表现描述

所谓材料的电性能就是它们对外电场的响应。我们从电导的表象描述开始，然后论述电导的机制和材料的电子能带结构如何影响它的电导能力。这些原理扩展到金属、半导体和绝缘体，注重是半导体的特征，也涉及绝缘材料的介电性质。

固体材料最重要的电性能之一是容易传送电流。欧姆定理把电流与外加电压相连系：

$$V=IR \quad (10-2)$$

式中 R 为电阻。 V 和 I 分别为外加电压和电流。电阻受样品形状影响，而对于大多数材料而言，它独立于电流。电阻率是与样品几何形状无关，但通过下式与电阻相关：

$$\rho=RA/l \quad (10-3)$$

式中 l 是电压测量两端间的距离， A 是垂直于电流方向的横截面积。

从欧姆定理和上式可得：

$$\rho = VA/Il \quad (10-4)$$

有时用电导率来描述材料的电特性，它与电阻率成反比，即

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (10-5)$$

电导率表示一种材料传导电流的能力。它的单位是欧姆-米的倒数，因此用电阻率和电导率两者来讨论电性能是等同的

除（10-2）式外，欧姆定理也可表达为

$$J = \sigma \zeta \quad (10-6)$$

式中 J 是电流密度，即样品单位面积的电流（ I/A ）， ζ 是电场强度或两点间的电压除以距离，即

$$\zeta = V/l \quad (10-7)$$

- 固体材料呈现令人惊讶的电导率变化范围，最高可超过27个数量级。固体材料的一种分类方法就是根据它们的导电难易程度分为三类： 导体，半导体和绝缘体。
- 电流起因于电荷粒子的运动，它是对外电场作用力的响应。正的电荷粒子沿电场方向加速运动，负的电荷则沿相反方向加速运动，在极大多数材料中，电流是由电子的流动所引起，这称为电子传导。除此外， 对于离子材料，离子的净运动可能产生电流，这种情况称为离子传导。本节只讨论电子传导。

10. 2. 2 基于能带理论的传导

- 仅当具有能量**大于**费密能的电子可以被电场所作用, 这些参加导电过程的电子称为自由电子。在半导体和绝缘体中发现了另一种电荷电子缺位, 称为空穴。空穴具有**小于**费密能的能量, 也参加电子的传导。因此, 电导率是自由电子和空穴数目的函数。而且, 导体和非导体(半导体, 绝缘体)的区别就在于自由电子和空穴的数目。
- 在金属中要成为自由的电子, 它必须被激发到高于 E_F 的能态。对于具有任何一种能带结构的金属, 如图10—3所示, 在 E_F 最高填充态附近存在空态。因此, 只需极小能量就可激发电子进入低位空态, 由电场提供的能量通常足够激发大量电跃迁入低位空态进行电传导。

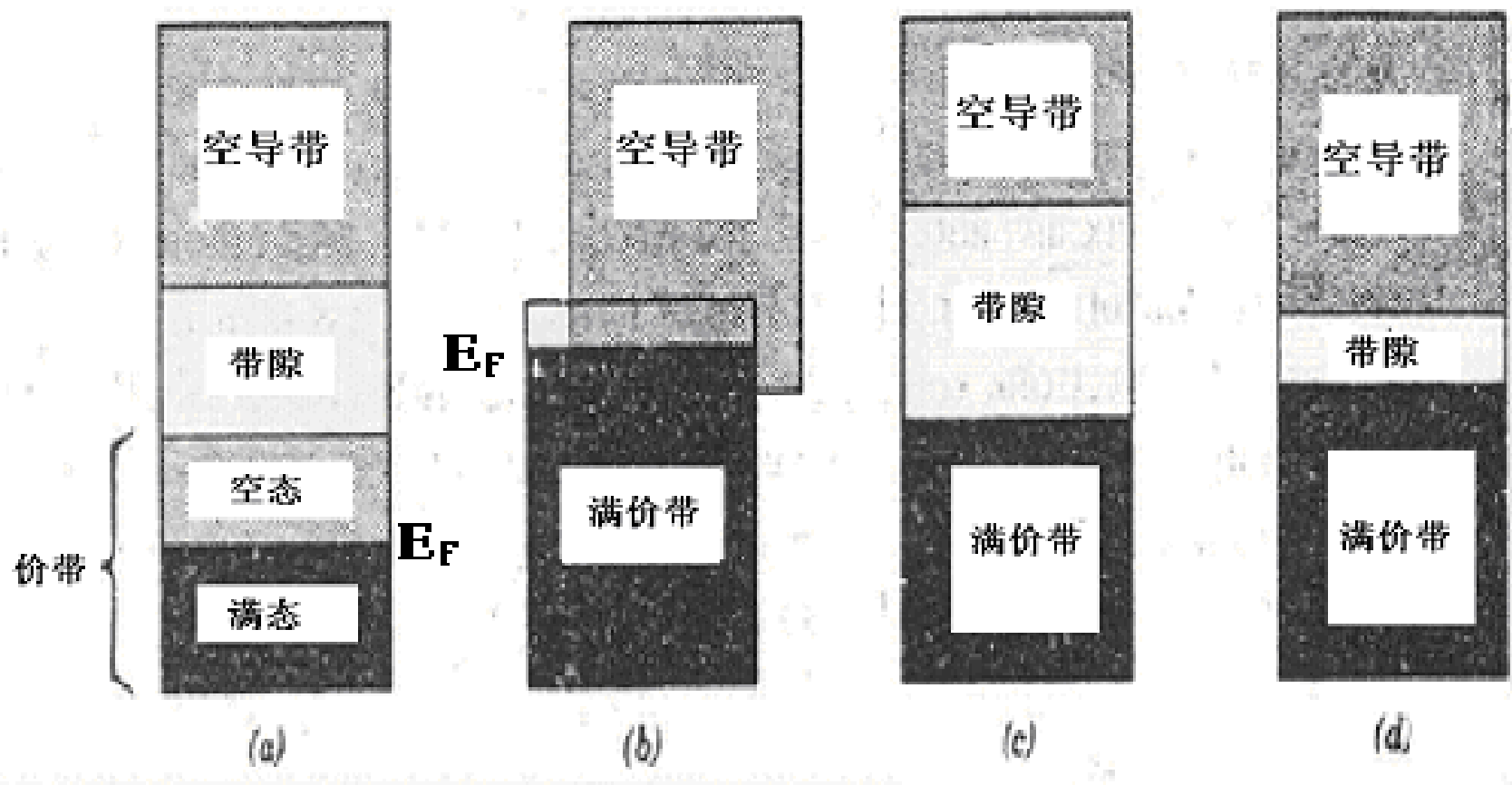


图10-3 固体在0K时可能存在的电子能带结构。(a)在金属（如铜）的电子能带结构；（b）满价带与导带重叠的金属（如镁）电子能带结构；（c）满价带与导带被带隙（ $>2\text{eV}$ ）分隔的绝缘体电子能带结构；（d）满价带与导带被带隙（ $<2\text{eV}$ ）分隔的半导体电子能带结构。

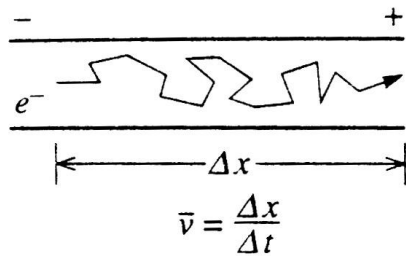
对于绝缘体和半导体,不存在临近满价带顶部的空态。因此,要成为自由电子,必须被激发并越过带隙 (band gap) 或称能隙,而进入导带低部的空态。这种事件发生的条件是给一个电子提供两态能差,即近似等于带隙能 E_g 。对于许多材料,该带隙是几个电子伏的宽,这意味着非常大的电场被需要来激发一个电子越过带隙。激发能经常不是来自电场,而是热或光,通常是前者。由热激发而进入导带的电子数取决于能隙宽度和温度。在给定的温度下,能隙越宽,价电子能被激发进入导带的几率就越小。换言之,能隙越宽,在某温度下的电导率越低。因此,半导体和绝缘体的区分就在于能隙的宽度,对于半导体,它的能隙窄,而绝缘体相对宽。显然,增加半导体或绝缘体的温度可使电子激发的热能增加,因此更多的电子被激发到导带,这引起电导率的增强。

10.2.3 电子迁移率

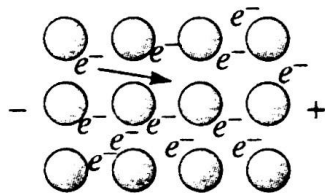
散射现象被表示为一种对电流通道的阻力,几个参数被用于描述散射的程度,它们包括**漂移速度**和**电子迁移率**。漂移速度表示外场作用力方向上的平均电子速度,它与电场 (ζ)成正比:

$$v_d = v_e \zeta \quad (10-8)$$

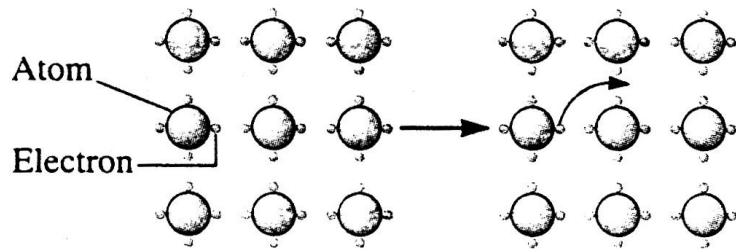
比例常数 称为电子迁移率,它的单位是平方米每伏特-秒 ($\text{m}^2/\text{V s}$)。 v_e



(a)



(b)



(c)

图(a)电子电荷被原子和缺陷所散射，从而以不规则路径通过导体，故其速度以平均速度表达。(b)金属键中的价电子容易流动，故有高的迁移率。(c)在半导体和绝缘体中的共价键必须破断才能使电子流动，故它们有低的迁移率。

大部分材料的电导率可描述如下：

$$\sigma = n|e|\mu_e \quad (10-9)$$

式中 n 是单位体积的自由（传导）电子的数目,而 $|e|$ 是一个电子的电荷量的绝对值($1.6 \times 10^{-19}\text{C}$)。因此，电导率是正比于自由电子数和电子迁移率。

10. 2. 4 金属的电阻率

正如前述，大部分金属是良导体，几种常用金属的室温电导率列在表10—1中。金属具有高导电率是因为大量电子可被激发到费密能上面的空态而成为自由电子，因此，在电导率(10—9表达式)中n有大的值。

表10.1 八种常用金属和合金的室温电导率

金属	电导率 ($\Omega \cdot m$) ⁻¹
银	6.9×10^7
铜	6.0×10^7
金	4.3×10^7
铝	3.8×10^7
铁	1.0×10^7
黄铜 (70Cu-30Zn)	1.6×10^7
低碳钢	0.6×10^7
不锈钢	0.2×10^7

金属的总电阻率是热振动，杂质和塑性形变三者的加和，因为散射机制互相是独立的。这在数学上可表达如下：

$$\rho_{total} = \rho_t + \rho_i + \rho_d$$

式中 ρ_t 、 ρ_i 、 ρ_d 分别表示温度，杂质 和形变对电阻率的贡献，分别表示温度，杂质 和形变对电阻率的贡献，上式有时被称为马基申定律（Matthiessen's rule）。每个 ρ 变量对总电阻率的影响被显示在图10—4中。该图描述了退火态和形变态的铜和铜镍合金，它们的电阻率随温度的变化曲线，并在-100℃演示出每种电阻率贡献的叠加特征。

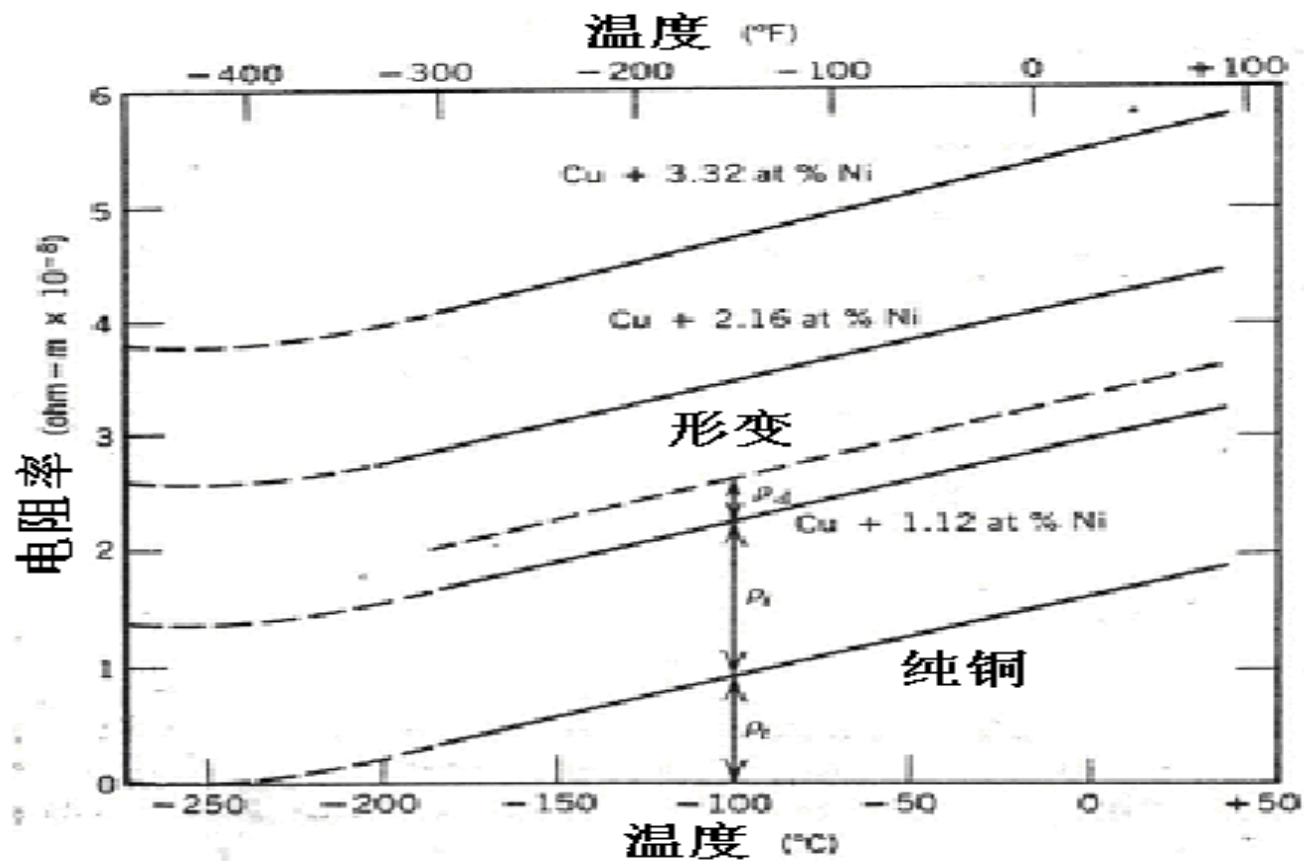


图10—4 铜和三种Cu-Ni合金的电导率与温度的关系

10. 2. 5 本征和非本征半导体中的电导率

本征半导体是一种其电行为基于高纯材料中的固有电子结构的材料。当电性受杂质原子支配时，这样的半导体称谓非本征半导体。

本征半导体可用图10-3(d)中所示的0K时的电子能带结构来表征,该能带结构是完全充满的阶带,并被一个相对窄的带隙(一般小于 2eV)与空导带相隔离。某些化合物半导体材料也显示本征行为。在IIIA和VA 组之间的元素就形成这样一组化合物,例如,砷化镓(GaAs)和锑化铟 (InSb)。 IIB 和VIA 中元素构成的化合物也呈现半导体行为,它们包括硫化镉(CdS,) 和碲化锌(ZnTe)。由于形成这些化合物的两种元素在周期表中的相对位置被分得更远，因此原子键合变得更离子性和带隙能量增加，即材料变得更绝缘性。表10—2列出了某些化合物半导体的带隙能量。

表 10—2 半导体材料在室温时的带隙能量、电子迁移率、空穴迁移率和本征电导率

材料	带隙能量 (eV)	电导率 ($\Omega \cdot m$) ⁻¹	电子迁移率 ($m^2/V \cdot s$)	空穴迁移率 ($m^2/V \cdot s$)
元 素				
Si	1.11	4×10^{-4}	0.14	0.05
Ge	0.67	2.2	0.38	0.18
III—V 化合物				
GaP	2.25	—	0.05	0.002
GaAs	1.35	10^{-6}	0.85	0.45
InSb	0.17	2×10^4	7.7	0.07
II—VI 化合物				
CdS	2.40	—	0.03	—
ZnTe	2.26	—	0.03	0.01

在半导体中,每个被激发到导带中的电子均会在共价带的键中逃逸一个电子而留下一个空缺的位置,即在能带框架下价带中出现一个空缺电子态,如图10-5b所示。在电场的作用下,晶体中逃逸电子的位置(空穴)可以认为是运动的,其通过其他价电子不断的填充不完整键来实现的(图10-5c)。

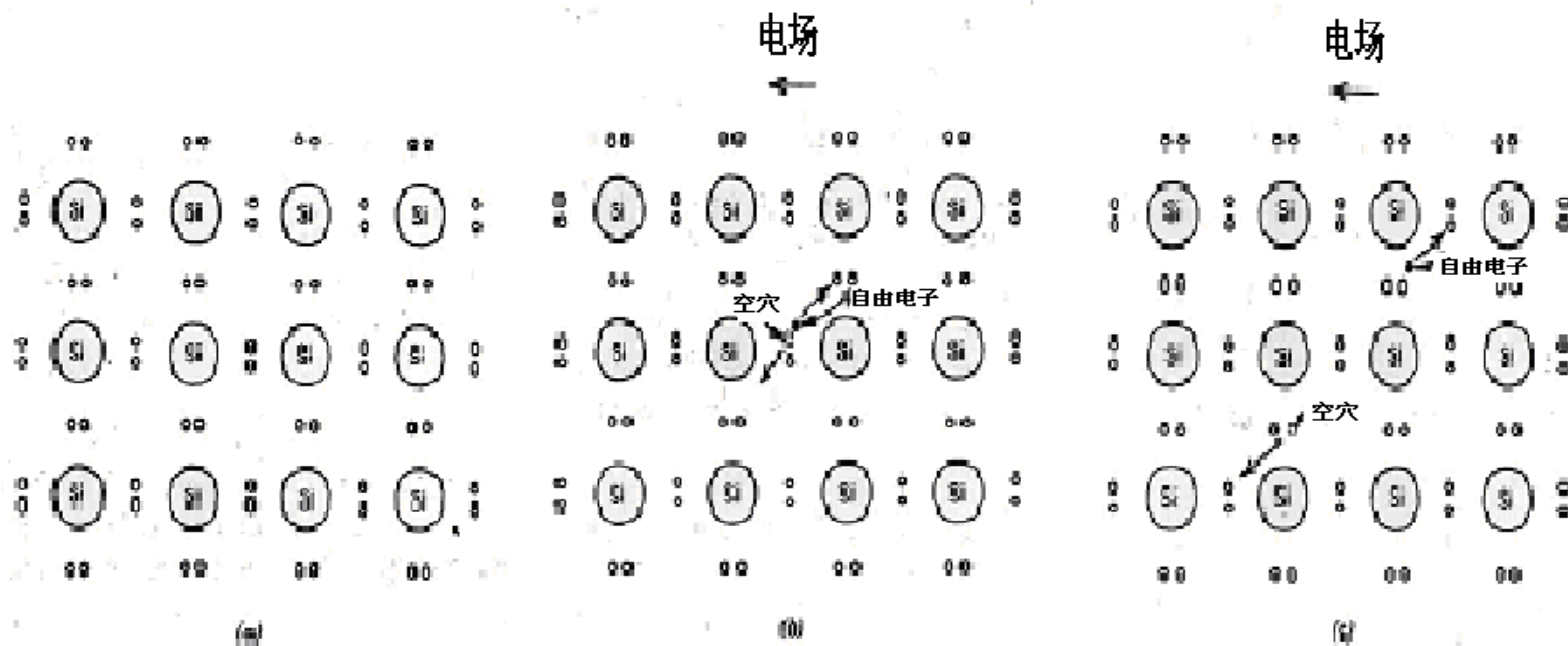


图10-5 在本征Si中电导的电子键合模型。(a) 激发前; (b) 和 (c) 激发后的电子和空穴在外电场下的运动

空穴可以认为是具有与电子同样的电荷量，但符号相反。因此，在半导体中电子和空穴都会被点阵缺陷所散射。显然，由于在本征半导体中存在电荷粒子（自由电子和空穴），表示电导的（10—9）式必须加入一项说明空穴电流的贡献来加以修正，即（10—11）

$$\sigma = n|e|\mu_e + p|e|\mu_k$$

式中 p 是每立方米中的空穴数，而 μ_k 是空穴迁移率。对于本征半导体每个被激发的电子越过带隙，在其后的价带中留下一个空穴，因此， $n = p$ ，则

$$\sigma = n|e|(\mu_e + \mu_k) = p|e|(\mu_e + \mu_k) \quad (10-12)$$

- 为了说明非本征半导体是如何完成的，再次考虑基本的半导体硅。一个硅原子有四个价电子，它们中的每一个都与4个相邻原子中的各一个价电子共价结合。现在假设有一个5价的杂质置换硅，它们可能来自周期表中VA族列中，如P,As和Sb。这些杂质原子的5个价电子只有4个可参与共价结合，因为相邻原子只有4个可能的键。剩下未参与键合的电子被弱的静电吸引在杂质原子周围，如图10—6a所示。这个电子的键能是相对的小（0.01电子伏特数量级），因此它很容易脱离杂质原子，从而成为自由电子或传导电子。
- 这样一个电子的能态可从电子能带模型中得知。对于每一个弱键电子都存在单个能级即能态，该能态位于恰在导带底部下的带隙中（图10—7a）。电子的键能对应于把电子从某杂质态激发到导带中某能态所需的能量。每个激发事件贡献出一个单电子到导带中去（这类的杂质称为施主（*donor*））。由于每个施主电子是从杂质能态激发出来，因此在价带中没有对应的空穴产生。

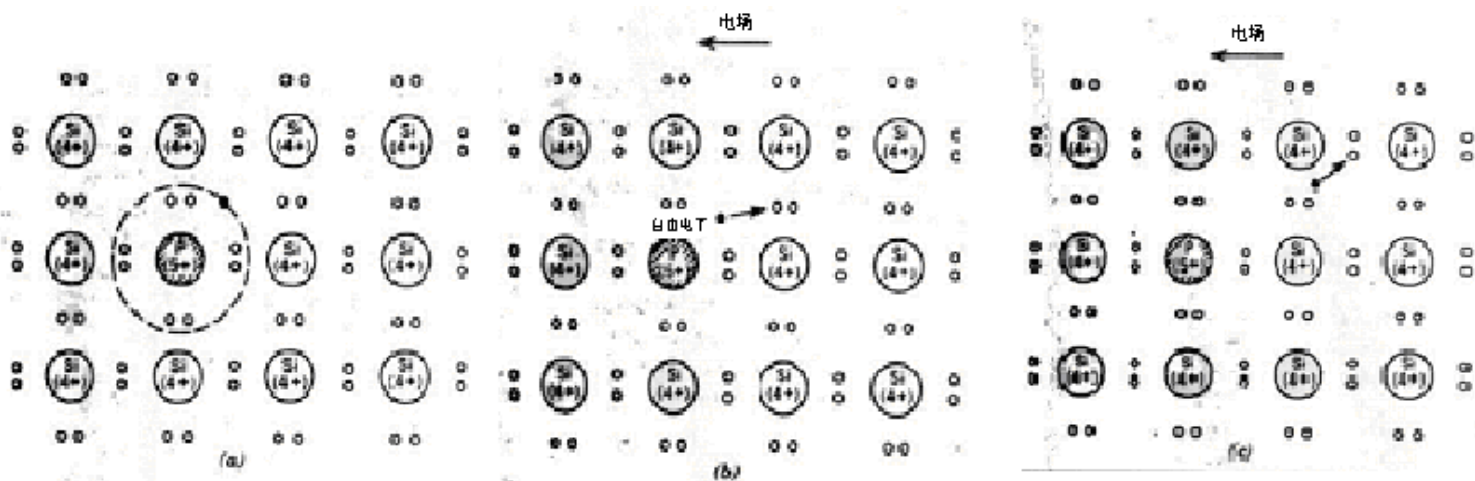


图10—6 本征 n-型半导体电子键合模型。(a) 5价磷原子取代硅原子；(b) 多余电子激发后成为自由电子；(c) 自由电子在电场下的运动。

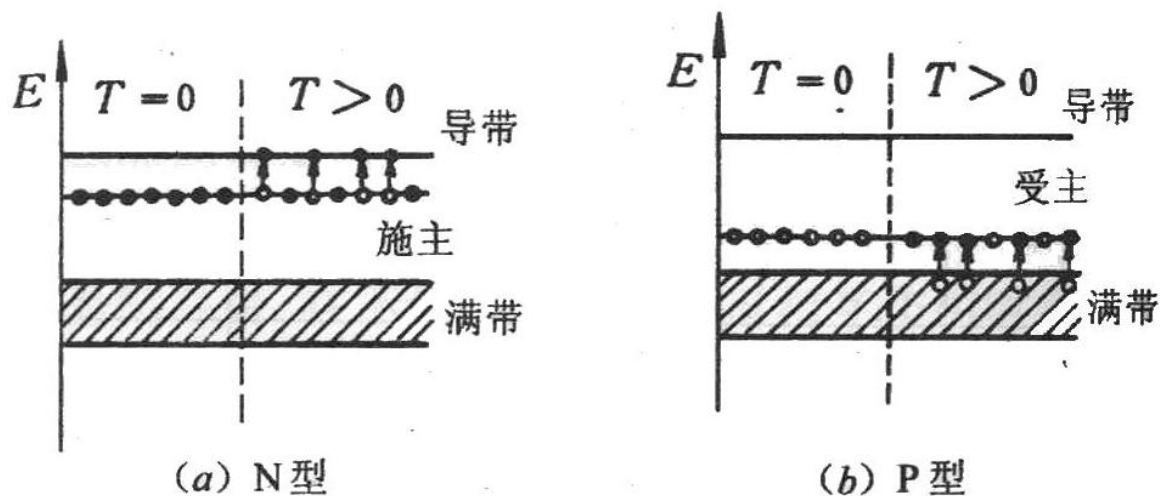


图10—7 施主和受主

室温所获得的热能足以从施主态激发大量的电子;而且,本征传导中逃逸的电子是极其少的,如图10.5 b所示。因此,导带中的电子数目远超过价带中的空穴数(即 $n \gg p$ (逃逸的电子数)),则(10-11)式中右边的第一项远大于第二项,则

$$\sigma \cong n|e|\mu_e \quad (10-13)$$

这类材料就称为n-型非本征半导体,它们的导电性主要由电子浓度所决定的。

若在硅和锗中加入三价的置换杂质,如元素周期表IIIA中的Al,B,Ga,相反的效应就会发生。它们可以通过相邻键中的电子转移来逃脱杂质原子的束缚(图10-8),本质上,是电子和空穴的互换位置。

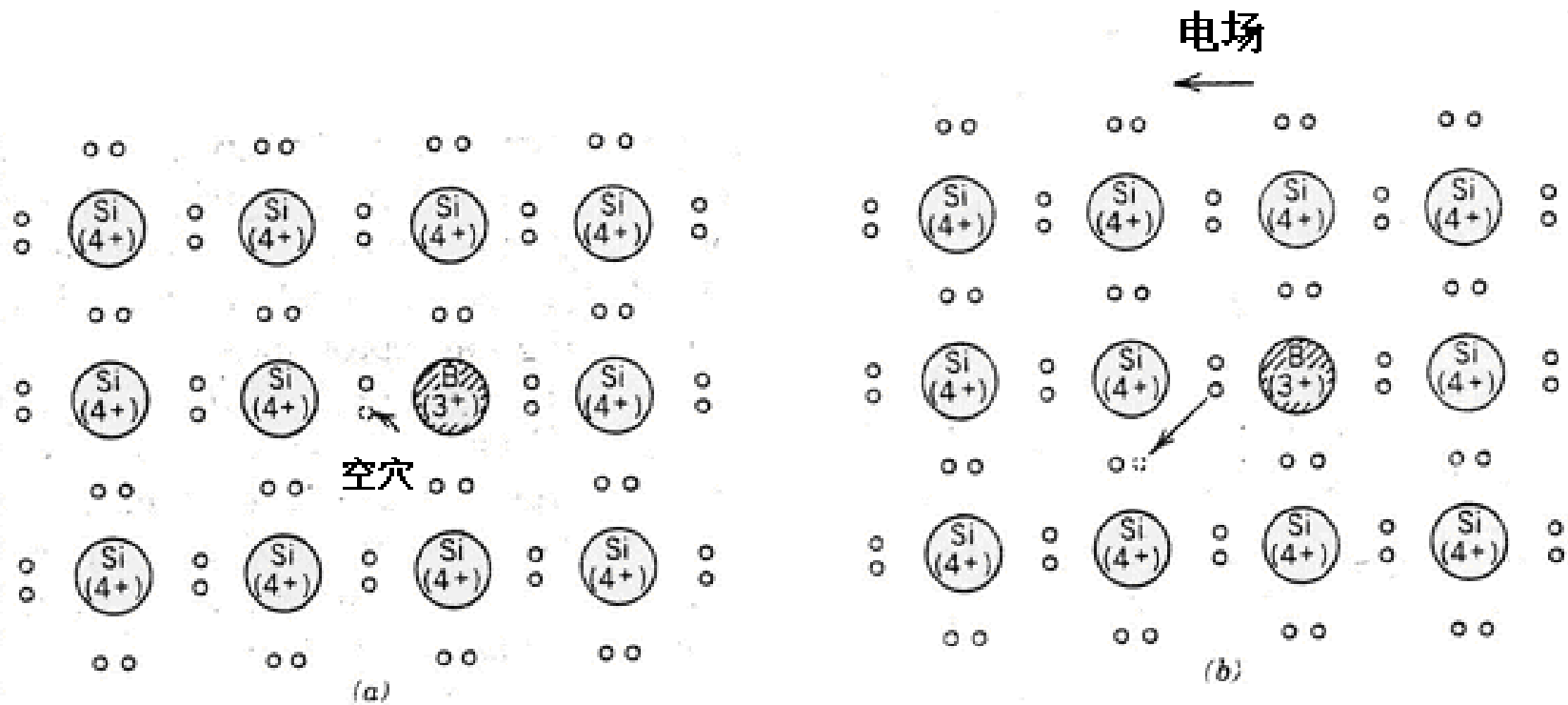


图10—8 本征p-型半导体电子键合模型。（a）3价电子的硼取代硅；（b）空穴在电场下的运动。

产生空穴的非本征激发也可用能带模型来表示。这类激发的每个杂质原子引入一个带隙的能量，但其非常接近价带顶部的能量（图10-7b）。

对于这类非本征传导,空穴的浓度远高于电子浓度(即 $p \gg n$),因为空穴既可由受主的非本征激发产生又可由本征激发产生,这种材料称为p-型半导体,因为正电荷粒子主要控制着电导,而电子仅由本征激发产生。此时,电导率为

$$\sigma \cong p |e| \mu_k \quad (10-14)$$

在非本征半导体中,大量的电荷携带者(电子或空穴,取决于杂质类型)可在室温由热激活产生。因此,非本征半导体具有相对高的室温电导率,这些材料的大部分被设计用于在常温下使用的电子器件。

10.2. 6 绝缘体的电导率和介电性

事实上，所有的陶瓷材料和共价键高分子是绝缘体。表10—3列出了室温下各种陶瓷和高分子的电导率。

材料	电导率 ($\Omega \cdot m$) $^{-1}$
石墨	10^5
陶 瓷	
氧化铝	$10^{-10} \text{—} 10^{-12}$
瓷器	$10^{-10} \text{—} 10^{-12}$
钙钠玻璃	$< 10^{-10}$
云母	$10^{-11} \text{—} 10^{-15}$
高 分 子	
酚醛	$10^{-9} \text{—} 10^{-10}$
尼龙6,6	$10^{-9} \text{—} 10^{-12}$
聚甲基丙烯酸甲脂 (PMMA)	$< 10^{-12}$
聚乙烯	$10^{-13} \text{—} 10^{-17}$
聚苯乙烯	$< 10^{-14}$
聚四氟乙烯 (PTFE)	$< 10^{-16}$

介电材料通常是指电阻率大于 $10^8 \Omega \cdot \text{m}$ 的一类在电场中以感应而非传导方式呈现其电学性能的非金属的材料。在电场的作用下介电材料呈现电偶极结构，即在分子或原子水平上存在正、负电荷的分离。由于偶极与电场的交互作用，介电材料常被用于电容器。

当电压被加载于电容器上，电容器中的一个板呈现正电荷，另一板呈现负电荷，其对应于电场从正到负的方向。电容 C 与储存在任一板上的电量相关，可表达为：

$$C = \frac{Q}{V} \quad (10-15)$$

式中 V 为加载于电容器上的电压。

现在考虑一个平行板电容器，板间为真空，电容可从下面关系式计算：

$$C = \epsilon_0 \frac{A}{l} \quad (10-16)$$

式中 A 为板的面积， l 为板距，参数 ϵ_0 称为真空介电常数（电容率），是一个普适常数，其为 8.85×10^{-12} 法拉/米(F/m)。

$$C = \epsilon_0 \frac{A}{l} \quad (10-16)$$

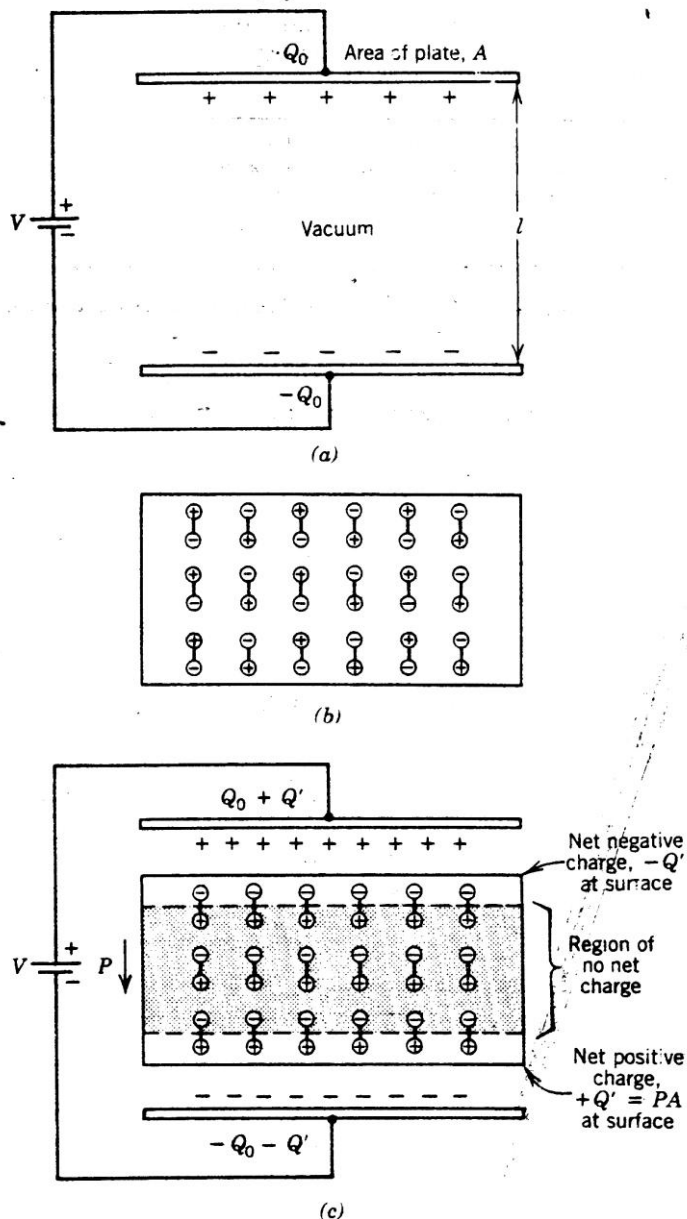
如果介电材料插入到两板之间，那么：

$$C = \epsilon \frac{A}{l} \quad (10-17)$$

式中 ϵ 为介质介电常数，它远大于 ϵ_0 ，相对介电常数 ϵ_r 等于两者之比：

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (10-18)$$

ϵ_r 大于1，其表现出在板间插入介电材料后电荷储存容量的增加。上述效应是法拉第于1873年首先研究的（图10-9）。



电容的增加可以用介电材料中极化的简化模型加以解释。考虑如图(a)所示的电容器，在真空的情况下 $+Q_0$ 电荷储存在板的顶部，而 $-Q_0$ 储存在底部。当介电材料被引入并存在外电场，在板内的整个固体被极化，由于这种极化在接近正电荷板的介电材料表面累积负的电荷量($-Q'_0$)，而在负电荷板的介电材料表面累积正的电荷量($+Q'_0$)。因此每个板的电荷量就是 $Q_0 + Q'$ ，即由于介电材料的存在增加了电荷量 Q' 。在两者之间的区域没有净电荷产生，此区域不对电荷的增加产生作用。

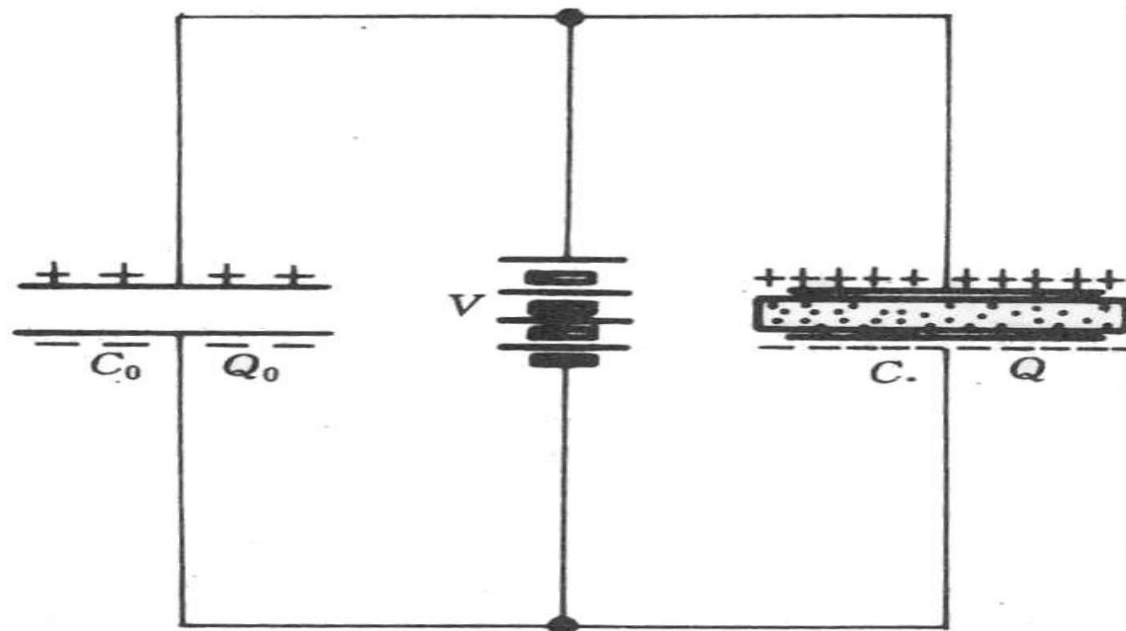


图10—9 平行板电容

也许解释电容现象最好的方法是借助于场矢量。首先，对每个偶极，存在正、负电荷的分离。电偶极动量（或极化强度） P 与每个偶极的关系如下：

$$P=qd \quad (10-19)$$

式中 q 是每个偶极电荷的大小， d 是正、负电荷分离的距离。

在电容器上，表面电荷密度 D ，即电容板上单位面积的电荷量，是正比于电场(ξ)的。在真空状态时，则：

$$D_0 = \varepsilon_0 \xi \quad (10-20)$$

式中 ε_0 是正比系数。介电质情况下具有类似的表达：

$$D = \varepsilon \xi \quad (10-21)$$

有时， D 也称为介电位移。

电容的增加，或介电常数的增加可运用介电材料中偏振简单模型加以解释。考虑图10—9中的电容器，真空状态，这里正电荷 $+Q_0$ 是储存在板的顶部，而负电荷在板的底部。当介电材料被引入和电场被施加时，在板内的整个固体内将被偏振。由于这种偏振，在接近正电荷板的介电材料表面处存在负电荷净的累积 $-Q'$ ，类似的方法，在接近负电荷板的介电材料表面处存在正电荷的累积 $+Q'$ ，导致正负电荷板上电荷的增加。

在介电材料存在的情况下，电容器两板上表面电荷密度可表达为：

$$D = \varepsilon_0 \zeta + P \quad (10-22)$$

式中 P 是偏振，即由于介电材料的存在而增加的电荷密度。

偏振也可被认为是介电材料单位体积总偶极矩，或者是由于在外场的作用下许多原子或分子偶极相互之间调整而导致介电材料中的偏振电场。对许多介电材料， P 是正比于电场强度，即：

$$P = \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) \zeta \quad (10-23)$$

在这种情况下， ε_r 与电场大小无关。表10—4（表18.5）列出了几种介电参数及其单位。

表10—4 11种介电材料的介电常数和介电强度

材 料	介电常数		介电强度 (<i>V/km</i>)
	60 <i>HZ</i>	1 <i>HZ</i>	
陶 瓷			
钛酸盐陶瓷	--	15 - 10,000	80-483
云母	--	5.4 - 8.7	1609-3218
冻石 (MgO-SiO2)	--	5.5 - 7.5	322-563
钙钠玻璃	6.9	6.9	402
熔融氧化硅	4.0	3.8	402
瓷器	6.0	6.0	64-644
高分子			
酚醛	5.3	4.8	483-644
尼龙6,6	4.0	3.6	644
聚苯乙烯	2.6	2.6	805-1126
聚乙烯	2.3	2.3	724-805
聚四氟乙烯 (PTFE)	2.1	2.1	644-805

例题： 考虑一个平行板电容器，板的面积 1 in^2 ($6.45 \times 10^{-4}\text{m}^2$) 和板间距为 0.08in ($2 \times 10^{-3}\text{m}$)，施加在板上的电压为 10V 。若具有相对介电常数为 6.0 的材料置于两板之间区域内，计算：

(a) 电容； (b) 储存在每个板上的电荷量； (c) 介电位移 D ； (d) 偏振。

解：

$$(a) \quad \varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 = (6.0)(8.85 \times 10^{-12}\text{F/m}) = 5.31 \times 10^{-11}\text{F/m}$$

$$\therefore \text{电容} \quad C = \varepsilon \frac{A}{l} = (5.31 \times 10^{-11}\text{F/m}) \left(\frac{6.45 \times 10^{-4}\text{m}^2}{2 \times 10^{-3}\text{m}} \right) = 1.71 \times 10^{-11}\text{F}$$

(b)

$$Q = CV = (1.71 \times 10^{-11}\text{F})(10\text{V}) = 1.71 \times 10^{-10}\text{C}$$

$$(c) \quad D = \varepsilon \zeta = \varepsilon \frac{V}{l} = \frac{(5.31 \times 10^{-11}\text{F/m})(10\text{V})}{2 \times 10^{-3}\text{m}} = 2.66 \times 10^{-7}\text{C/m}^2$$

(d)

$$P = D - \varepsilon_0 \zeta = D - \varepsilon_0 \frac{V}{l} = 2.66 \times 10^{-7}\text{C/m}^2 - \frac{(8.85 \times 10^{-12}\text{F/m})(10\text{V})}{2 \times 10^{-3}\text{m}} = 2.22 \times 10^{-7}\text{C/m}^2$$

10.3 热性能

所谓热性能就是材料对热作用的响应。当固体以热的形式吸收能量，它的温度就会提高，它的尺寸也会增大。如果温度梯度存在，热能就会传到试样较冷的区域，最终，试样可能熔化。热容、热膨胀和热导率是固体材料实际应用的至关重要的热性能。

10.3.1 热容

热容是一种表示材料从外部环境吸收热的能力性质，它表示每升高1℃温度所需的能量。热容以数学的形式可表达为：

$$C = \frac{dQ}{dT} \quad (10-23)$$

式中 dQ 是产生 dT 温度变化所需的能量。

根据热传递的环境条件，有二种真实的方法可以测定热容。一种是样品体积不变时的热容 C_v ，另一种是外部压力不变的热容 C_p ， C_p 的值总是大于 C_v ，但是，这种差异对于室温及以下温度时的固体材料是非常小的。

对许多晶体结构较简单的固体，当它体积恒定时，振动对定容热容 C_v 的贡献随温度的变化规律显示在图10—10。

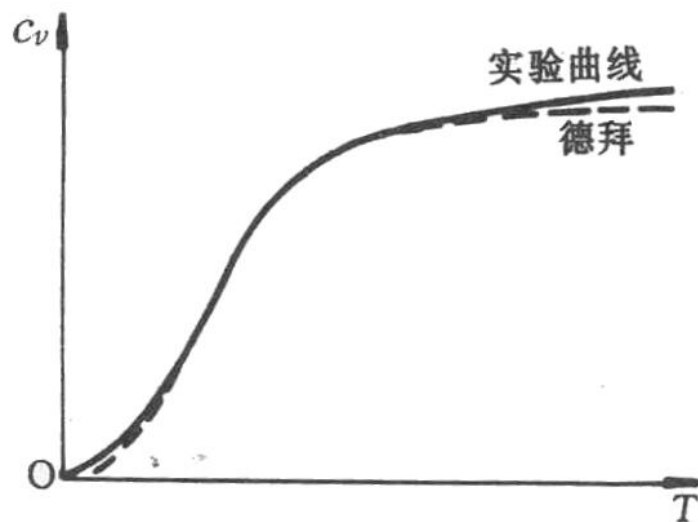


图10—10 定容热容随温度的变化

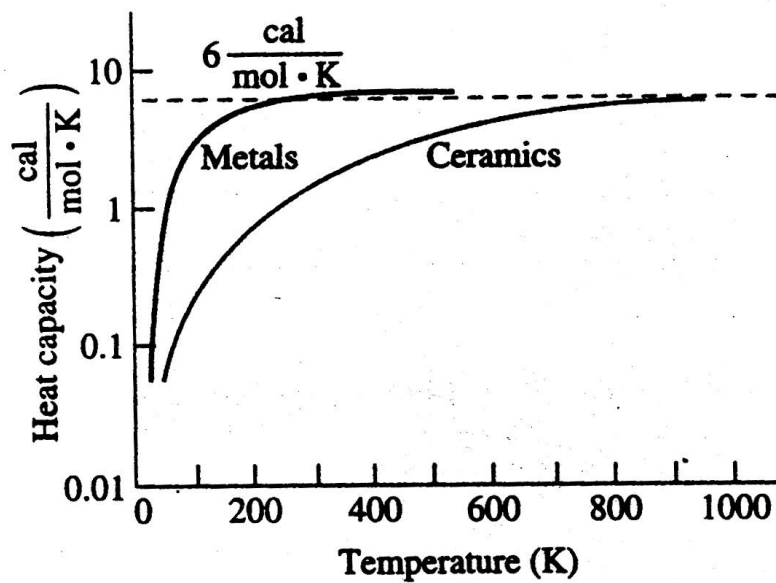


Figure 21-1
Heat capacity as a function of
temperature for metals and
ceramics.

图显示出热容不是常数，金属的热容在近室温达到 $3R$ ，但在陶瓷里达到这个值要接近 1000°C 。

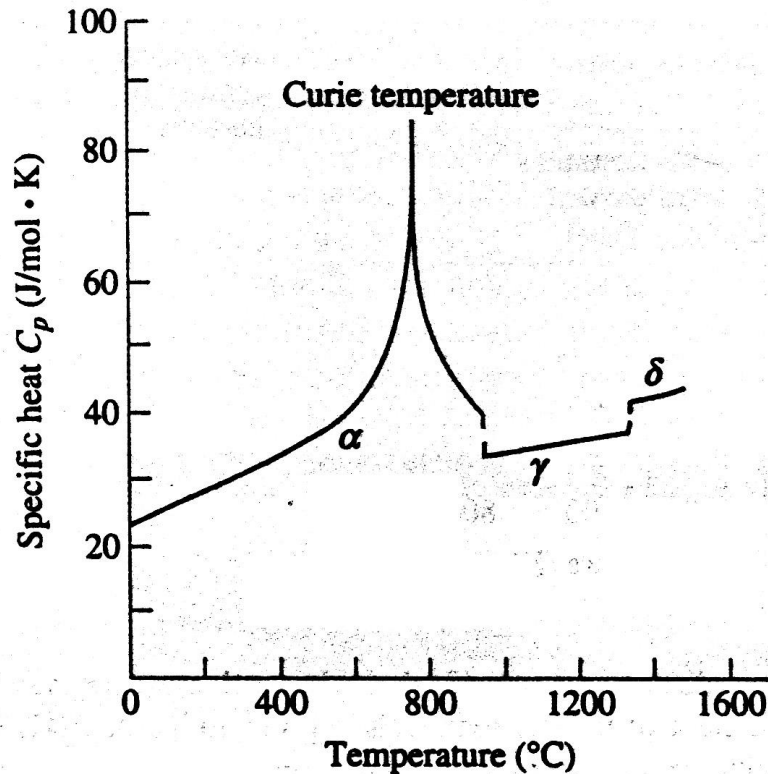


Figure 21-2

The effect of temperature on the specific heat of iron. Both the change in crystal structure and the change from ferromagnetic to paramagnetic behavior are indicated.

影响比热最重要的因素是点阵震动及声子，但是其它因素也影响着热容，一个显著的例子是铁磁性材料，如铁，异常高的热容在铁处于居里温度时被观察到，其原因是铁的定向磁距被变为无序的而使铁由铁磁性变为顺磁性，这需要提供很大的热能。热容也取决于晶体结构，如顺磁的 γ -Fe(FCC)和 δ -Fe(BCC)。

在低温时， C_v 和绝对温度 T 的关系为：

$$C_v = AT^3 \quad (10-24)$$

式中 A 是与温度无关的常数。在德拜（Debye）温度以上， C_v 基本与温度无关，近似等于 $3R$ （ R 是气体常数）。因此，即使材料的总能量随温度提高而增加，但产生 $1K$ 温度变化所需的能量值不变。德拜温度的值对许多材料是低于室温的，故 C_v 的室温值约为 $25J/mol \cdot K$ （ $R = 8.314 J/mol \cdot K$ ）。表10-5 列出了若干材料的比热。

10-5 常用材料的热性能

材料	C_p (J/kg.K)	α_l ($^{\circ}\text{C}^{-1}$) $\times 10^{-6}$	k (W/m.K)	L ($\Omega\text{W/K}^2 \times 10^{-8}$)
金属				
铝	900	23.6	247	2.24
铜	386	16.5	398	2.27
金	130	13.8	315	2.25
铁	448	11.8	80.4	2.66
镍	443	13.3	89.9	2.10
银	235	19.0	428	2.32
钨	142	4.5	178	3.21
1025钢	486	12.5	51.9	
316不锈钢	502	16.0	16.3	
黄铜(70Cu-30Zn)	375	20.0	120	

陶瓷				
氧化铝 (Al_2O_3)	775	8.8	30.1	
氧化铍(BeO)	1050	9.0	220	
氧化镁(MgO)	940	13.5	37.7	
尖晶石 (MgAlO_4)	790	7.6	15.0	
钙钠玻璃	840	9.0	1.7	
熔融氧化硅(SiO_2)	740	0.5	2.0	
高分子				
聚乙烯	2100	60-220	0.38	
聚丙烯	1880	80-100	0.12	
聚苯乙烯	1360	50-85	0.13	
聚四氯乙烯	1050	100	0.25	
酚醛	1650	68	0.15	
尼龙66	1670	80-90	0.24	
聚异戊二烯		220	0.14	

10.3.2 热膨胀

大多数固体材料是热胀冷缩，固体材料的长度随温度变化的表达式为：

$$\frac{l_f - l_0}{l_0} = \alpha_l (T_f - T_0) \quad (10-25a)$$

或

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \alpha_l \Delta T \quad (10-25b)$$

式中 l_0 和 l_f 分别表示从 T_0 温度变化到 T_f 时的初始长度和最终长度， α_l 是线热膨胀系数。体积随温度的变化可由下式计算：

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \alpha_v \Delta T \quad (10-26)$$

许多材料中， α_v 的值是各向异性的，即它取决于测量的晶体学方向。对热膨胀是各向同性的材料， α_v 的约等于 $3 \alpha_l$ 。

从原子尺度看，热膨胀反映出原子间平均距离的增大。这种现象最好的理解是从势能与原子间距之间的关系着手，如图10—11a所示。热膨胀实际是由该势能谷曲线不对称曲率所引起的，而不是随温度提高原子振动振幅的增加所引起的。如果势能曲线是对称的（图10-11b），原子的平均间距就不可能变化，因此，无热膨胀效应。

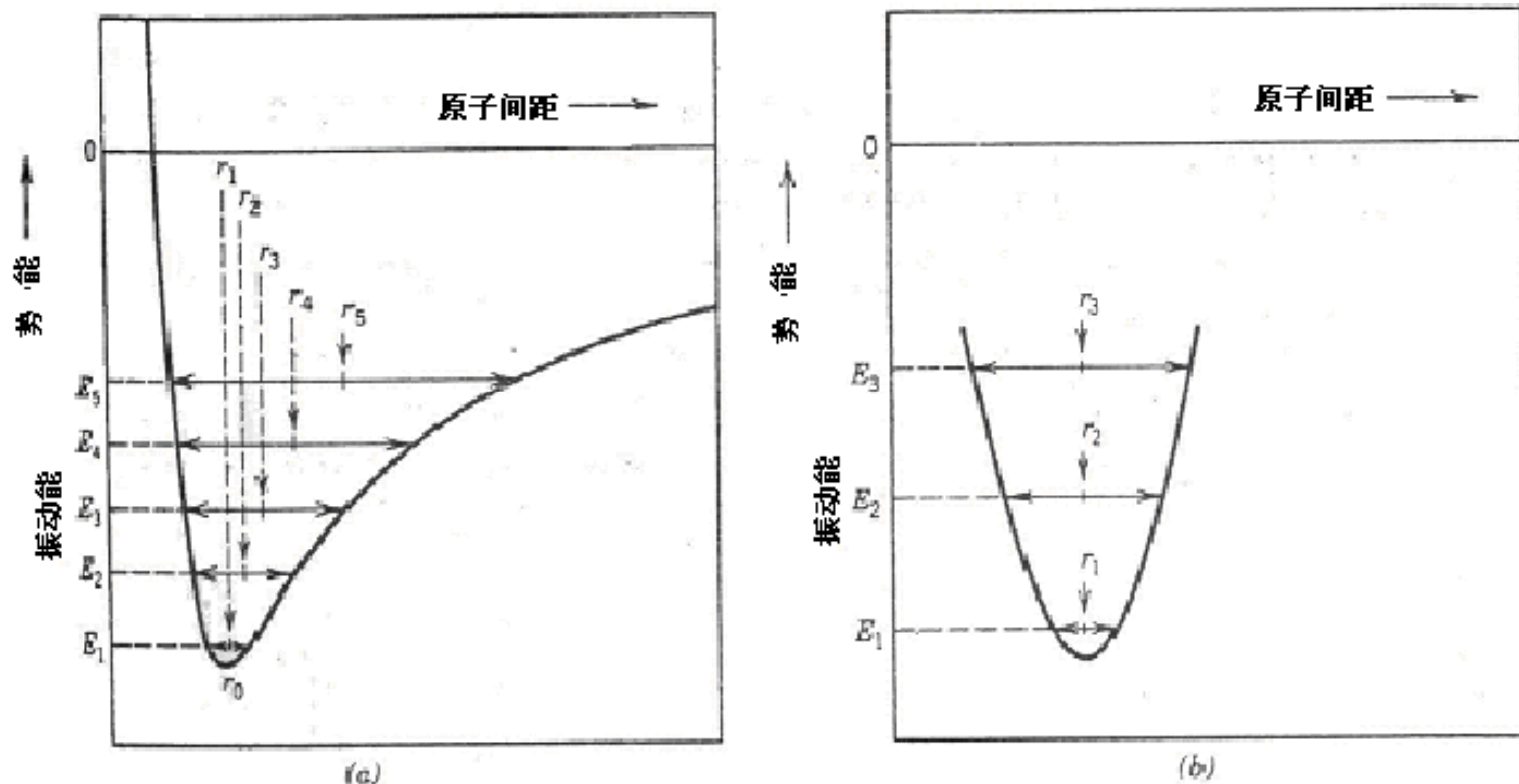


图10—11 势能与原子间距的关系。（a）非对称势能；（b）对称势能

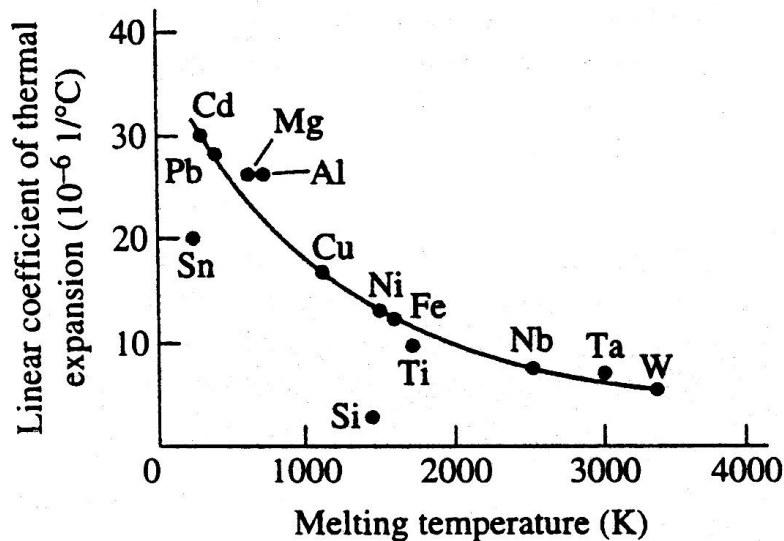
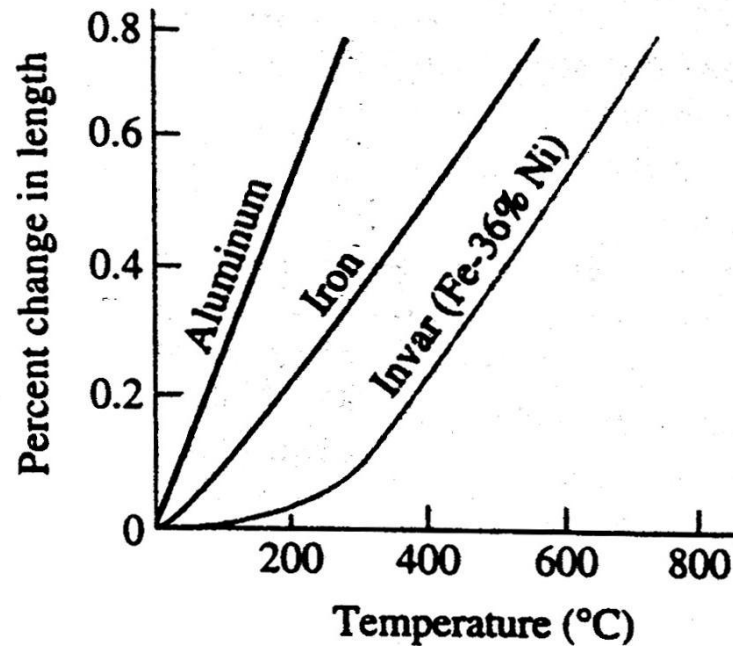


Figure 21-3

The relationship between the linear coefficient of thermal expansion and the melting temperature in metals at 25°C. Higher melting point metals tend to expand to a lesser degree.

材料的热膨胀系数是与原子键的强度相关，为了使原子离开它的平衡位置，必须输入能量进入材料。如果材料具有很深的能谷(即强的原子键)，这种材料具有低的线膨胀系数，由此可知高熔点的材料(强的原子键)具有低的热膨胀系数。由图可知，铅具有比钨大的多的热膨胀系数。大部分的陶瓷具有强的离子键或共价键，因此与金属相比具有低的热膨胀系数。虽然高分子链内的主键是共价键，但链与链之间的次键是弱的，由此导致它们高的热膨胀系数。当然，强交联的高分子比线形高分子具有低的热膨胀系数。

硅和锡是共价键，所以这些元素具有低的热膨胀系数，因此，它们的热膨胀是低于图预测的线内。



Invar合金(Fe-36%Ni)在居里温度之下(约200°C)，其尺寸随温度几乎没有变化，所以Invar合金可用于双金属片。

工程材料的热膨胀系数也可以通过多相材料进行控制，在加热时，一种相显示热膨胀，而另一种相显示热收缩，因此整个材料能够显示出无或负的热膨胀系数。Zerodur™是一种玻璃陶瓷材料，它能被控制具有零膨胀或稍负的热膨胀系数，它含有70%的晶体相，剩余的是玻璃相，玻璃相的负膨胀系数和晶体相的正膨胀系数相互抵消使之成为零膨胀材料。Zerodur™已经被用于哈勃望远镜中的镜面衬底。光学透明的零膨胀材料在空间技术应用时是必须的，因为空间中温度的变化引起尺度的任何变化都会导致望远镜无法合适的聚焦。

10.3.3 热传导

热传导是一种热从物质的高温区向低温区传递的现象，表征材料传热能力的性质称为热传导率（热传导系数），它以下式来定义：

$$q = -k \frac{dT}{dx} \quad (10-27)$$

式中 q 为热通量,即单位时间单位面积的热流量（面积取作为垂直于热流方向）， k 是热传导率，而 dT/dx 是通过传导介质的温度梯度。热在固体中的传递是通过点阵振动波（声子）和自由电子得以实现，热传导率伴随两个机制的任意一个，总传导率是两种机制的贡献之和，即：

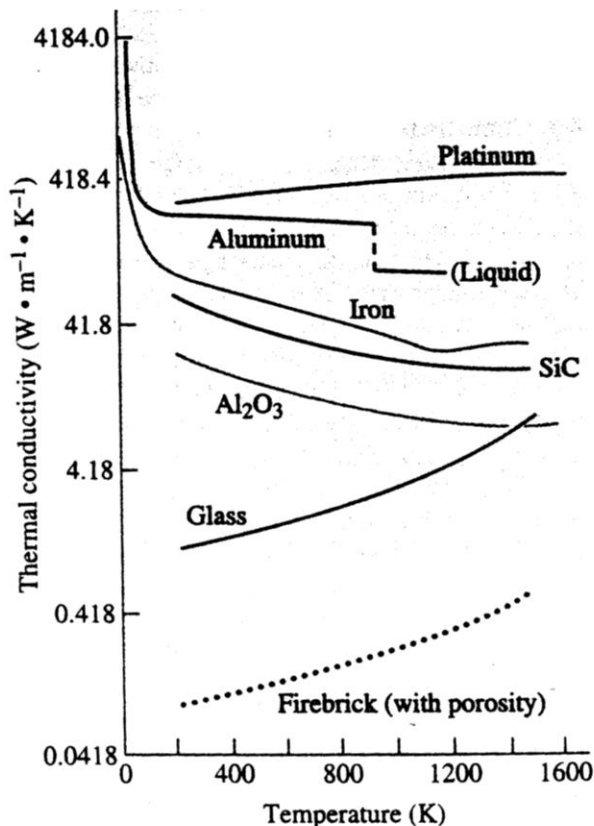
$$k = k_l + k_e \quad (10-28)$$

式中 k_l 和 k_e 分别表示点阵振动传导率和电子热传导率。在高纯金属中，热传递的电子机制远大于声子机制的贡献，几种常用金属的热传导率列于表10-5中。

由于自由电子主导着金属中电和热传导，因此，两种传导率的关系应遵循魏德曼—弗朗兹（Wiedemanm-Franz）定律：

$$L = \frac{k}{\sigma T} \quad (10-29)$$

式中 σ 是电传导率, k 是热传导率, T 是绝对温度, L 是Lorentz常数。表10—5列出了 L 的实验值, 其与理论值相当好的符合。



某些陶瓷具有与金属相近的热传导率，如先进陶瓷 AlN, SiC 是良热导体，而且是电绝缘体，因此这些材料是电子封装基片的首选材料。因为电子封装基片需要好的散热。

It has been estimated that, by the year 2010, a single computer chip will hold a billion transistors generating 1000 watts of power. This is more heat per square inch than that of a nuclear reactor.

当材料的温度提高时，双重因子影响着热传导，高温增加了电子的能量，产生了更多的热传导电子，同时也增加了声子热传导作用，这些因素是增加热传导率的，但是声子能量越大，电子的散射越严重，由此降低了电子的迁移率，从而减少了热传导率，这些因素的综合效应导致不同金属的不同行为，对于铁，热传导率最初随温度的增加而减小(由于电子较低的迁移率)，然后随温度增加而稍微增加(由于更多的点阵震动，即声子)。当铝被加热时，传导率是连续的降低，而铂被加热时随温度增加稍微的连续增加。

非金属陶瓷由于它们缺乏大量的自由电子而成为热绝缘体。因此，声子主要承担陶瓷中的热传导。

随着温度的升高，点阵振动的散射变得更为显著，因此，大部分陶瓷材料的热传导率随温度的升高通常是减小，至少在相对低的温度是如此。而对于较高的温度，传导率又开始增加，这是由于热辐射传递的作用，即大量红外辐射热可以通过陶瓷材料传递，这种效应随温度升高而增加。

10.3.4 热应力

热应力是因温度变化引起的应力。由于热应力会导致材料开裂和不希望的塑性变形，因此，了解热应力的起因和特征对材料合理的使用是非常重要的。

首先考虑一根均质和各向同性的杆，它被均匀地加热或冷却，即在杆中不存在温度梯度。对于自由膨胀和收缩，杆是无应力的。但是，如果杆的轴向运动被刚性端支撑而受约束，热应力就会产生。从 T_0 温度变化到 T_f 温度产生的热应力为：

$$\sigma = E\alpha_l(T_0 - T_f) = E\alpha_l\Delta T \quad (10-30)$$

式中 E 是弹性模量， α_l 是线热膨胀系数。在加热中（ $T_f > T_0$ ）应力是压应力，因为杆的膨胀受到约束。显然，如果杆在冷却过程中（ $T_f < T_0$ ），将产生拉应力。

当一个固体被加热或冷却时，内部温度的不均匀分布取决于它的尺寸和形状、材料的热传导率和温度变化速率。**热应力可以来自物体内的温度梯度。**

对于延性金属和高分子，热诱发的应力可以被塑性变形所弱化。脆性物体的快速冷却比快速加热更易遭受这种热冲击，

材料承受这种失效的能力称为热冲击抗力（thermal shock resistance , TSR）。对于经历快速冷却的陶瓷体，热冲击抗力不仅取决于温度变化的大小，而且取决于材料的热学和力学性能。具有高断裂强度 σ_f 和高热导率 k 以及低的弹性模量 E 和低的热膨胀系数的陶瓷应具有最佳的热冲击抗力。许多材料的热冲击抗力可近似表达为：

$$TSR \cong \frac{\sigma_f k}{E \alpha_l} \quad (10-31)$$

- 热冲击可通过改变外部条件来防止，即减少冷却或加热速率以致减小温度梯度而实现。（10—31）式中的热学和力学特性也会增强材料的热冲击抗力。在这些参数中，热膨胀系数可能是最容易改变和控制的，因此通过减小材料的热膨胀系数是提高陶瓷材料热冲击抗力的有效途径。
- 为了改善材料的力学强度和光学特性，去除陶瓷材料中的热应力经常是必要的，这可通过退火热处理来完成。

10.4磁性能

磁偶极和磁距

材料的磁性能起因于原子结构，原子中的电子绕着原子核以平面状运动。电子绕着原子核的轨道运动和电子自身轴运动均引起磁距。这两个运动都对材料的磁性能作出贡献。当电子自旋时，伴随着运动存在着磁距，一个电子由于自旋产生的磁距称为Bohr磁距(M_B)，这是一个基本物理常数，它被定义为：

$$M_B = qh/4\pi m_e = 9.274 \times 10^{-24} \text{ A m}^2$$

式中 q 是电子电荷， h 是普朗克常数， m_e 是电子质量。磁距的方向就是电子自旋轴的方向，如图所示。

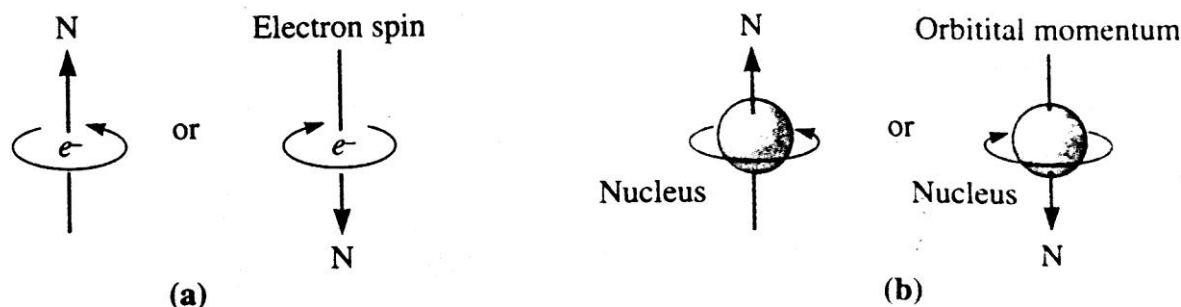


Figure 19-1 Origin of magnetic dipoles: (a) The spin of the electron produces a magnetic field with a direction dependent on the quantum number m_s . (b) Electrons orbiting around the nucleus create a magnetic field around the atom.

在讨论固体材料中磁矩的起源之前，我们先用几个磁场矢量来描述磁行为。外加的磁场，有时称为磁场强度，用 H 表示。如果磁场是由 N 匝线构成的螺旋线圈并通以电流所产生的，那么：

$$H=NI/l \quad (10-32)$$

式中 I 为电流， l 为螺旋线圈的长度。

磁感应强度即磁通量密度，用 B 表示，它表示了物质在外场的作用下，在其内部产生的内场强度的大小。 B 和 H 均是场矢量，不仅有大小，而且有方向。磁通量密度和磁场强度关系为：

$$B=\mu H \quad (10-33)$$

式中参数 μ 称为磁导率，它表征一种处于磁场中特殊介质的性质。

在真空中： $B_0=\mu_0 H \quad (10-34)$

式中 μ_0 是真空磁导率，是一个普适常数，其值为 $4\pi \times 10^{-7}$ (1.257×10^{-6}) 亨利/米 (H/m)，参数 B_0 表示在真空中的磁通量密度。

几种参数可以被用来描述固体的磁性能。其中之一就是一种材料的磁导率与真空磁导率之比：

$$\mu_r = \mu / \mu_0 \quad (10-35)$$

式中 μ_r 称为相对磁导率，它是无量纲。相对磁导率表征一种材料在外场 H 作用下能被磁化难易程度的度量。

另一个是场量 M ，称为固体的磁化强度，其被定义为：

$$B = \mu_0 H + \mu_0 M \quad (10-36)$$

在外磁场存在的情况下，在材料内部的磁矩倾向于沿外场调整其方向，从而增强磁通量密度，式（10-36）中的 $\mu_0 M$ 项就是这种贡献的度量。

$$M \text{ 的大小是正比于外场的，即： } M = \chi_m \times H \quad (10-37)$$

式中 χ_m 称为磁化率，也是无量纲。磁化率和相对磁导率之间的关系是：

$$\chi_m = \mu_r - 1 \quad (10-38)$$

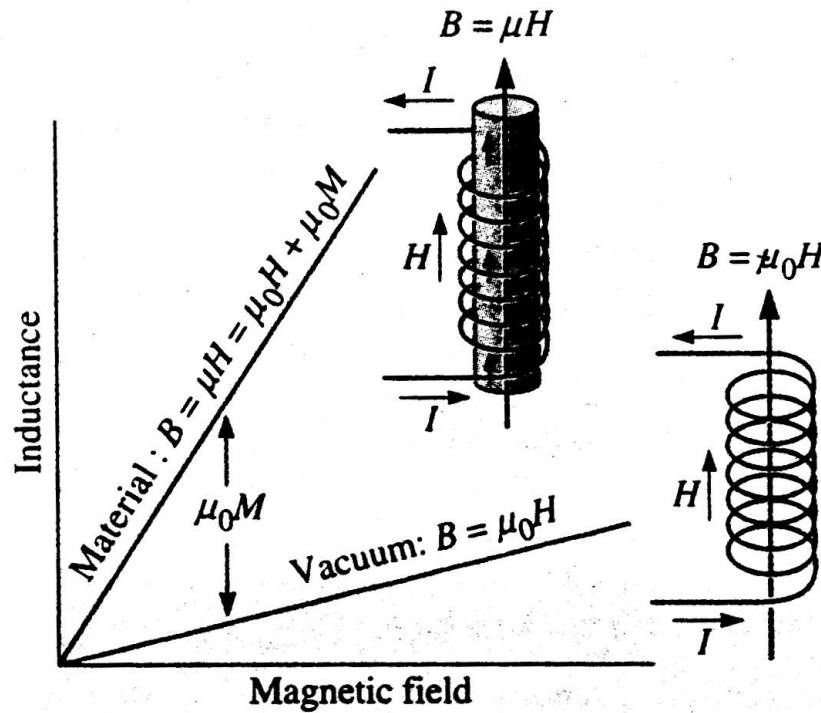


Figure 19-2

A current passing through a coil sets up a magnetic field H with a flux density B . The flux density is higher when a magnetic core is placed within the coil.

$$B = \mu_0 H + \mu_0 M$$

上述的磁场参数与介电相类似,即

$$B \rightarrow D, H \rightarrow \zeta, \mu \rightarrow \varepsilon, M \rightarrow P$$

磁通量密度 B 和磁场强度 H 分别类似于表面电荷密度 D 和电场 ζ , 而磁导率 ~~μ~~ 对应于电导率 ε , 而磁化强度 M 对应于极化强度 P 。

磁学单位很容易混淆, 因为它们在实际使用中有二种单位制。一种国际单位制 (MKS制, 即米—千克—秒), 另一种是cgs-emu制 (厘米—克—秒——电磁单位)。两种单位制的转换见表10—6。

表10—6 SI和cgs 制中的磁学单位和转换因子

		国际单位		高斯（电 磁学）单 位	
物理量	符号	导出单位	基本单位	电磁单位	国际—高斯（电磁）单 位转换
磁感应强度	B	特拉斯（ 韦伯/米 ² ）	千克/秒·库 仑	高斯	1特拉斯=10 ⁴ 高斯
磁场强度	H	安培·匝/ 米	库仑/米·秒	奥斯特	1安培·匝/米=4 π ×10 ⁻³ 奥斯特
磁化强度	M（国际单位）	安培·匝/ 米	库仑/米·秒	麦克斯韦 /厘米 ²	1安培·匝/米=10 ⁻³ 麦克 斯韦/厘米 ²
	I（高斯单位）				
真空中的磁 导率	μ_0	亨利/米 ⁶	千克·米/库 2	无（ 1emu）	4 π ×10 ⁻⁷ 亨利/米=1emu
相对磁导率	μ_r	无	无	无	$\mu_r = \mu'$
	μ'				
磁化率	X _m （国际单位）	无	无	无	X _m =4 π X _m '
	X _m '（电磁单位）				

10. 4. 2 磁矩的起源

- 材料的宏观磁性能来自原子磁矩，而原子磁矩起因于主要二个来源，一个是关于电子绕原子核运动的电子轨道运动磁矩，磁矩方向为旋转轴方向；另一个磁矩来自电子的自旋；
- 在每单个原子中，某些电子对的轨道磁矩互相抵消，这也适用于自旋磁矩。

10. 4. 3磁性的分类

非磁性材料	{	反磁性材料
	{	顺磁性材料
磁性材料	{	铁磁性材料
	{	反铁磁性材料
	{	铁氧体磁性材料

反（抗）磁性(Diamagnetism)的电子自旋和/或轨道磁矩的完全抵消，不存在永久性偶极磁矩。是一种磁性极弱，非永久性的，只有当外场存在时这种形式才能持续。它包括在外磁场下电子轨道运动的变化，由此诱发的磁矩量是极其小的，磁矩的方向与外磁场方向相反。因此，相对磁导率 μ_r 是小于1的，而磁化率是负的。

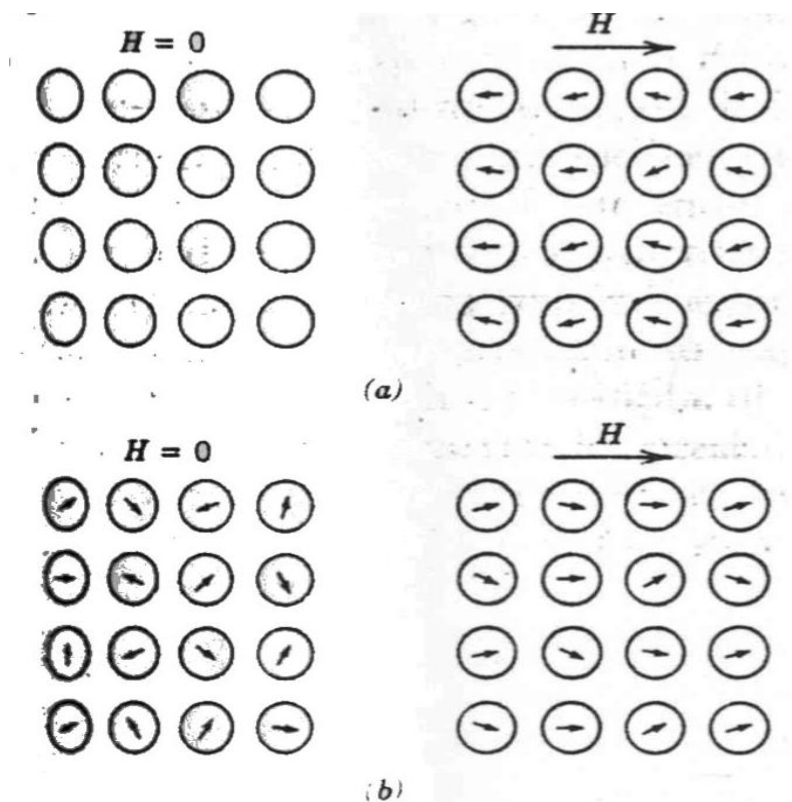


图10—12 在无外磁场和有磁场时反磁性材料的原子偶极组态。(a) 无外场，无偶极存在；有外场，诱发的偶极沿外场相反的方向调整；(b) 顺磁材料在无、有外场时的原子偶极组态。

对于某些固体材料，通过电子自旋和/或轨道磁矩的不完全抵消，每个原子具有永久性偶极磁矩。在不存在外磁场的情况下，这些原子磁矩的位向是任意的，以致一块材料不具有净的宏观磁性。这些原子偶极是任意旋转的，当在外场作用下它们的位向被调整，由此产生顺磁性(Paramagnetism)，如图10-13b所示。这些磁偶极间无交互作用。由于偶极沿外场方向被调整，因而增强磁场，引起了相对磁导率 μ_r 稍大于1，磁化率是正的。

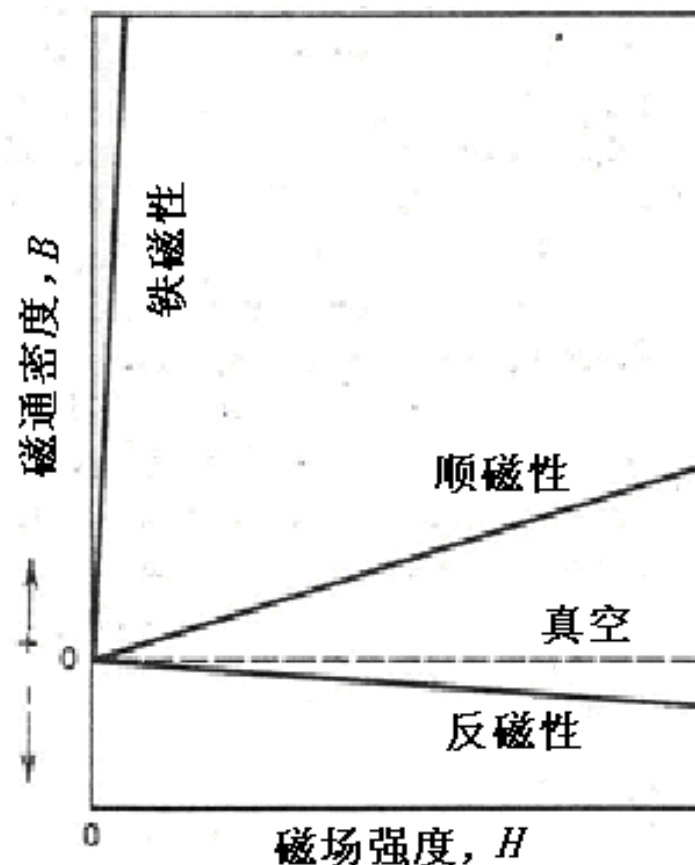


图10—13反磁性、顺磁性和铁磁性的磁通量密度和磁场强度的关系

反磁性和顺磁性材料均被认为是非磁性材料，因为它们只有在外磁场作用下才呈现磁性。而且，在两者内部的磁通量密度 B 几乎与在真空中相同。

某些金属材料在无外场下具有永久性的磁矩，表现出很大的永久性磁化，这就是铁磁性(Ferromagnetism)特征。过渡族金属，如铁，钴，镍和某些稀土金属,如钆(Gd)。铁磁性材料的 $H \ll M$ ，由10-36式可得：

$$B \cong \mu_0 M \quad (10-39)$$

铁磁性材料的永久性磁矩来自于它们未互相抵消的自旋磁矩，这种原子磁矩的特点是由它们的电子结构所决定的。铁磁性材料中也存在轨道磁矩对磁性的贡献，只是相对自旋磁矩而言，其贡献是很小的，而且，在铁磁性材料中，耦合交互作用使相邻原子的净自旋磁矩调整于相同方向，甚至可在无外场时发生。这种情况示于图10—14。这种耦合交互作用力来自物质内部相邻原子的电子之间的静电相互交换作用，由于这种静电能对系统能量的影响，迫使各原子的磁矩平行或反平行。这种自旋相互调整在晶体中相当大的体积区域内存在，该区域称为畴。

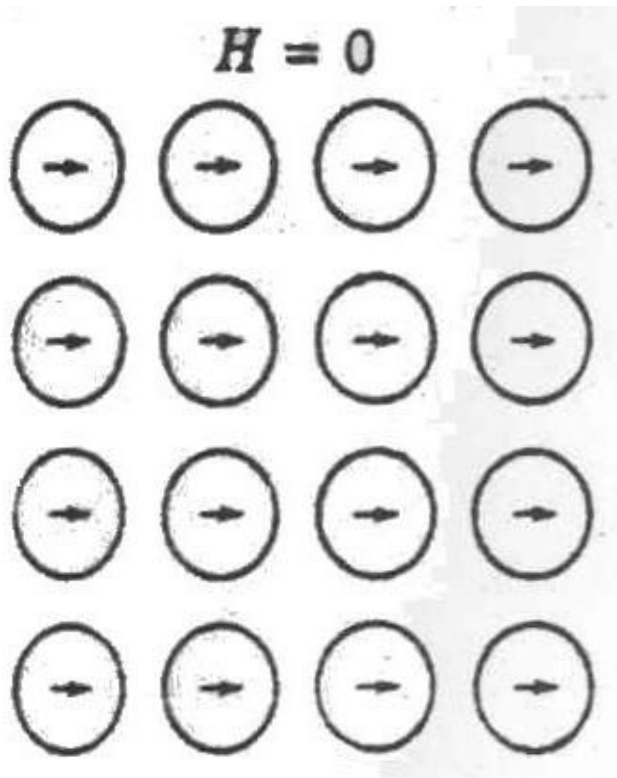
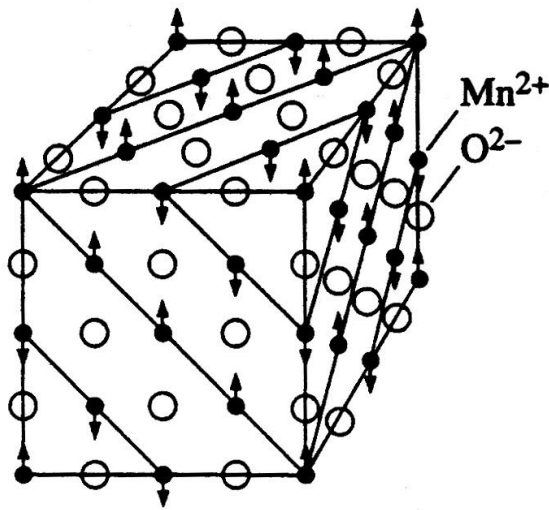


图10—14 铁磁性材料的原子偶极
的互相调整

在反铁磁性材料中，相邻原子或离子之间的磁矩耦合是不同于铁磁性的，耦合导致它们反平行的调整。相邻原子或离子精确地反向调整称为反铁磁性 (Antiferromagnetism)。氧化锰 (MnO) 是呈现这种行为的一种材料。



MnO 晶体结构是由氧离子和锰离子位于交替的 $\{111\}$ 面所构成，每隔一层 $\{111\}$ 面上锰离子的磁矩是相反的，因此 MnO 是反铁磁性材料，不显示磁性。

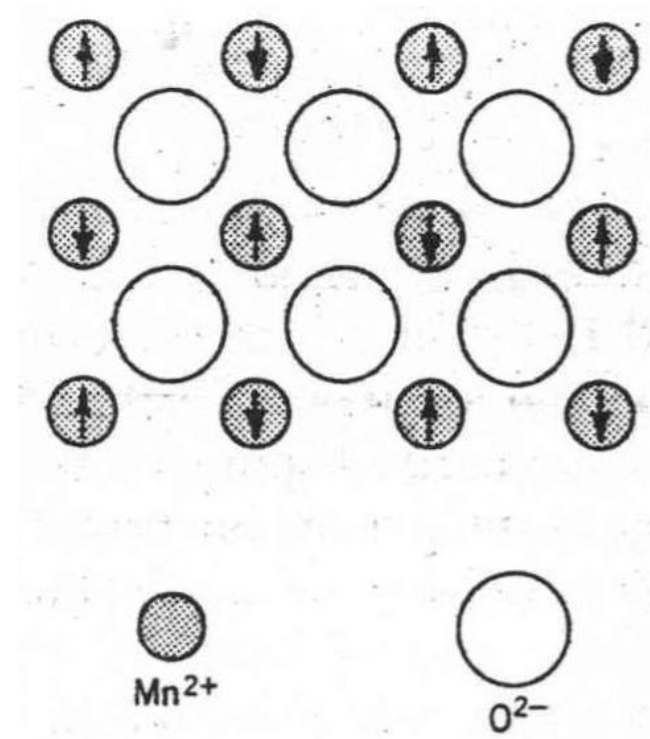


图10—15 反铁磁性 MnO 中自旋磁矩的反平行调整

某些陶瓷也呈现永久性磁化，称为铁氧体磁性 (Ferrimagnetism)。铁磁性和铁氧体磁性的宏观磁性特征是相似的，它们的差异仅在于净磁矩的起因不同。铁氧体磁性的原理用立方磁性陶瓷 (cubic ferrites) 说明。这些离子材料可用化学式 MFe_2O_4 (尖晶石) 表示，式中 M 表示几种金属元素的任意一个。磁性陶瓷的雏形是 Fe_3O_4 ，它是矿物磁铁。 Fe_3O_4 的分子式可写为 $Fe^{2+}O^{2-}—(Fe^{3+})_2(O^{2-})_3$ ，在此式 Fe 离子以 1: 2 比例的 +2 和 +3 价态存在。 O^{2-} 离子在磁性上是中性的，在四面体的 Fe^{3+} 和八面体的 Fe^{3+} 的自旋方向相反，磁矩互相抵消，净自旋磁矩产生于八面体的 Fe^{2+} ，如图 10—16 所示。

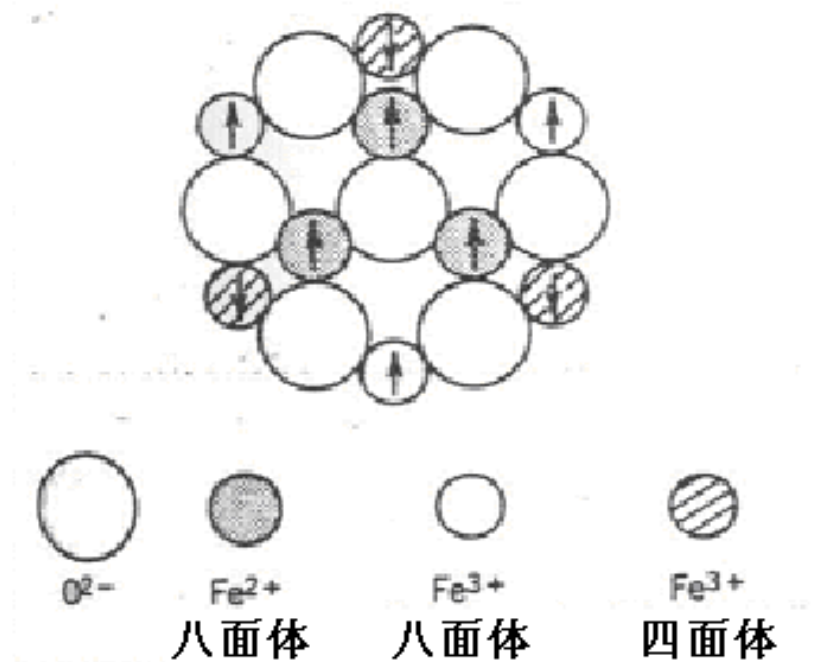


图10—16 在 Fe_3O_4 中 Fe^{2+} 和 Fe^{3+} 离子的自旋磁矩组态

- 材料的磁性特征受温度的影响。提高材料的温度将会导致原子热振动的增加而使磁性消失。原子磁矩是自由的转动，因此随温度的提高，原子热运动的增加驱使原已被调整的磁矩方向任意化。对铁磁性，反铁磁性和铁氧体磁性材料，原子的热运动会干扰相邻原子偶极磁矩的耦合力，不管是否外场存在，均会引起偶极错误调整，这就导致了铁磁性和铁氧体的饱和磁化强度的降低。这种饱和磁化强度在0K为最大值，因为0K时热振动是最小的。随温度的增加，饱和磁化强度逐渐减小，然后骤急降到零，此时的温度称为居里温度 T_c 。在 T_c 温度，相互自旋藕合力被完全破坏，以致在 T_c 温度以上，铁磁性和铁氧体材料变成顺磁性。居里温度的高低随材料而异。反铁磁性也受温度的影响。反铁磁性消失的温度称为尼尔温度 T_N 。在 T_N 温度以上，反铁磁性材料也变成顺磁材料。

10. 4. 4畴和磁滞

- 任何铁磁性或铁氧体材料在 T_c 温度以下，它是由小体积区域构成，在每一个区域内所有磁偶极矩都被调整为同方向，如图10—17所示。这种区域称为畴。每个畴都被磁化到饱和状态。相邻畴被畴界（或称畴壁）分隔，越过畴界，磁化方向逐渐变化，如图10—18所示。通常，畴的尺度是微观的，对于多晶样品，每颗晶粒可能不止一个单畴。因此，在宏观大小的材料中存在大量的畴，所有畴可能具有不同的磁化方向。对于整个固体材料而言， M 场的大小是所有磁畴磁化的矢量之和，而每个畴对磁性的贡献的权重是它的体积分数。对于未磁化样品，基于权重的所有畴的磁化矢量之和为零，这是体系能量最低状态。

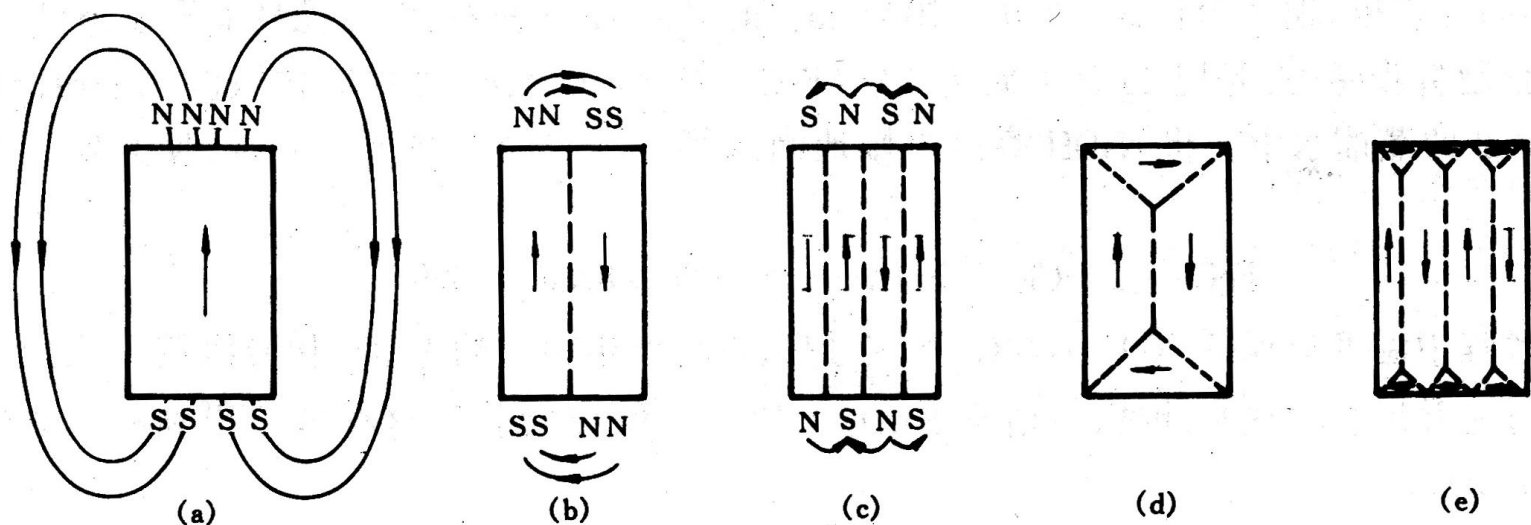
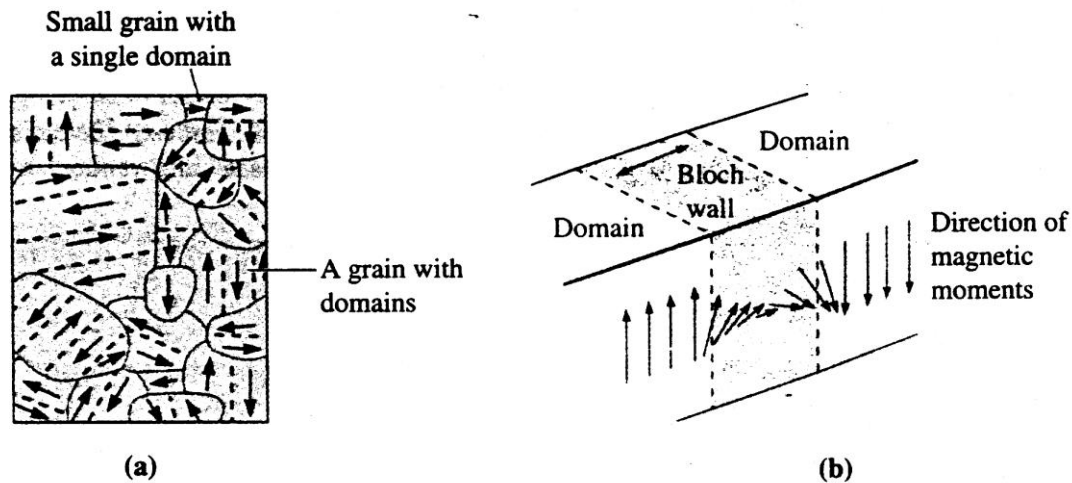


图10—17 铁磁新或铁氧体材料中的磁畴起因

由交换作用能使整个晶体自发磁化到饱和。但晶体有一定的大小与形状，整个晶体均匀磁化的结果必然产生磁极。这种极化在物体表面和内部均形成附加的磁场，在材料内部的这个附加磁场的方向与磁化方向相反(或接近相反)，起着减弱外磁场的作用，故将这附加磁场称为退磁场。物体的磁化强度 M 越高，退磁场越强。磁极的退磁场给磁极增加了一部分退磁能。从能量的观点，把磁场分为两个或四个平行反向的自发区域可以显著降低退磁能，如图(b)(c)所示。当磁体被分为 n 个磁畴时，退磁能降低为 $1/n$ ，但两个相邻磁畴间畴壁的存在又增加了畴壁能。形成图(d)(e)所示的封闭磁通的磁畴结构，可使退磁能降为零。



一个晶粒可以有多个畴，当晶粒小时可能只有一个畴。畴与畴之间被畴壁所分隔，畴的典型尺度大约 $50\mu\text{m}$ ，而畴壁的厚度约为 100nm ，当磁场作用在材料上时，与磁场方向接近的畴将会通过消耗不利方向畴而生长，为了使畴生长，畴壁必须移动，外场提供了畴壁移动的作用力。

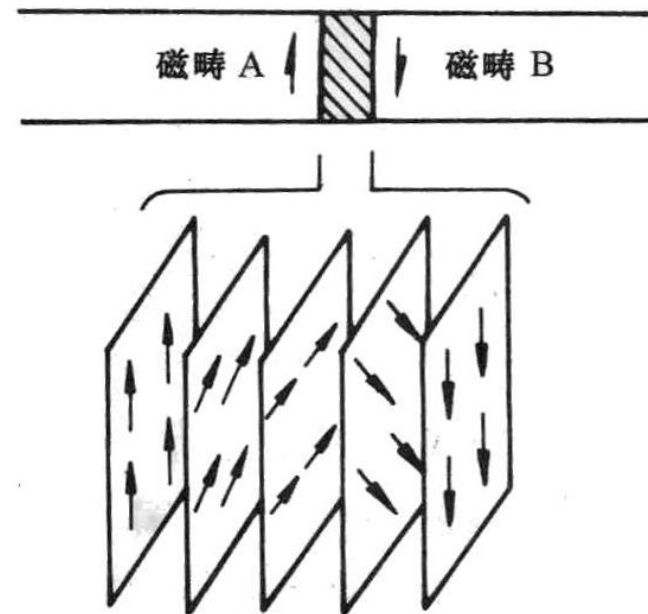


图10-18 越过畴界时磁偶极位向的逐步变化

对于铁磁性和铁氧体材料，磁通密度 B 和磁场强度 H 的关系是不成简单正比关系。如果材料最初未磁化，那么 B 随 H 的变化如图（图10-19）所示。曲线从原点开始，当 H 增加， B 场开始缓慢增加，然后快速增加，最后趋于水平，与 H 无关。

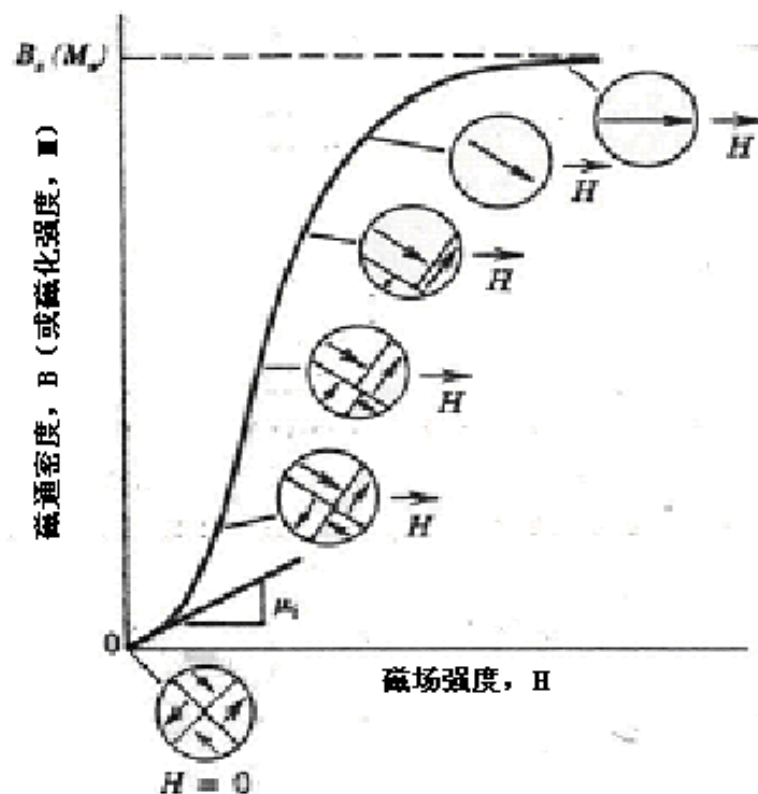


图10—19 未初始磁化的铁磁性或铁氧体材料的 B 随 H 的变化

B 的最大值就是饱和磁通密度 B_s ，其对应的磁化强度就是饱和磁化强度 M_s 。由（10—33）式可知，磁导率 μ 是 $B-H$ 曲线的斜率。从图10—19可发现，磁导率随磁场强度 H 而变化。有时，把 $B-H$ 曲线在 $H=0$ 处的斜率指定为材料性能，称为初始磁导率 μ_i 。

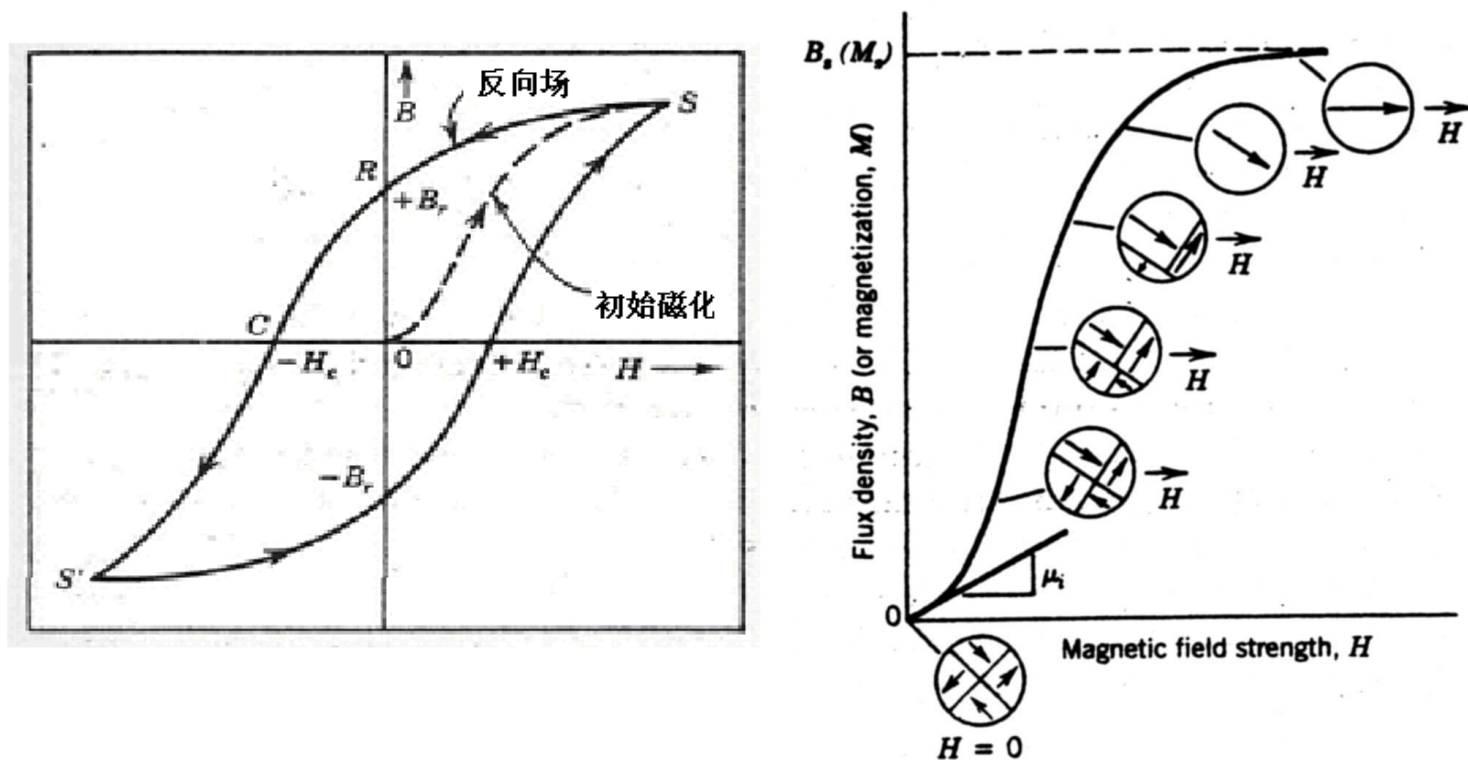


图10—20在正反磁场下铁磁性材料的磁通密度的变化

在外场 H 的作用下，畴界的运动使畴的形状和尺寸改变。在图10—19中，不同的畴结构在 $B-H$ 曲线上的几处被表示出来。最初，各个畴的磁矩是任意位向以致没有净的 B （ M ）场存在。当外场加入后，有利位向的畴将消耗不利位向畴而长大。这个过程随外场的增大而连续进行直至宏观试样变成一个单畴。当这个畴的磁矩方向与外场方向完全一致时，饱和磁化强度就获得。从图10—20中的饱和点（S）开始，当外场以相反方向减小时，曲线并不会按原路收回，磁滞效应就产生，此时 B 场落后于 H 外场，即以较低的降低速率减小。在零 H 场（曲线的R点）时，存在残留 B 场（ B_r ），称为剩磁，由此表明，在无外磁场 H 情况下材料维持磁化。磁滞和永久性磁化可用畴壁运动加以解释。在从饱和点（如图10—20中S点）以反向磁场方向减小时，畴结构变化也是相反的。首先，出现单畴朝外磁场反向旋转，随后，具有磁矩的畴沿新外磁场方向调整位向，并吞噬原先畴而长大。该解释的关键就是畴壁运动阻力的出现，它导致反向磁场的增加，这就说明 B 落后于 H ，即磁滞。当外磁场达到零时，仍存在具有原位向的某些畴，这就解释了剩磁 B_r 的存在。

- **畴壁移动的动力和阻力**

材料内部的磁畴结构由晶体外形的退磁作用决定，理想晶体受到外磁场作用时，只要内部的有效磁场稍微不等于零，畴壁就开始移动，直到磁畴结构改组到有效磁场等于零时才稳定下来。在实际晶体中总是不可避免地存在着晶体缺陷、夹杂物和以某种形式分布的内应力。这些结构的不均匀性产生了对畴壁迁移的阻力，从而导致畴壁不可逆移动的磁滞现象。

- 为了把样品内的B场减小到零（图10—20中C点），与原磁场大小相等，方向相反的磁场（ $-H_c$ ）必须施加， H_c 称为矫顽力。继续在相反方向施加外场，磁化饱和在相反情况下获得，对应图10—20中S'点。此后，接着施加正向外磁场直至初始磁化饱和点（S点），至此，完成了一个对称的磁滞环，同时也产生了负的剩磁（ $-B_r$ ）和矫顽力（ $+H_c$ ）。

10.4.5 软磁和硬磁材料

- 对于铁磁性和铁氧体磁性材料，磁滞曲线的大小和形状具有非常重要的实际运用。一个磁带环内的面积表示在每次磁化与退磁循环中材料单位体积的磁能损失（耗），这种能量损失以在磁性样品中产生热的形式表现出来，由此使样品温度升高。
- 铁磁性和铁氧体磁性材料基于它们的磁滞特征可分为软磁和硬磁两类。
- 软磁材料被用于承受交变磁场的装置。变压器芯就是人们熟知的例子。因此，在磁滞环内的面积必须是小的，它的特征是瘦窄。因此，软磁材料必须具有高的初始磁化率和低的矫顽力。具有这种特性的材料在较低的外磁场下就可以达到饱和磁化（即易磁化和易退磁），具有低的磁滞能损失。

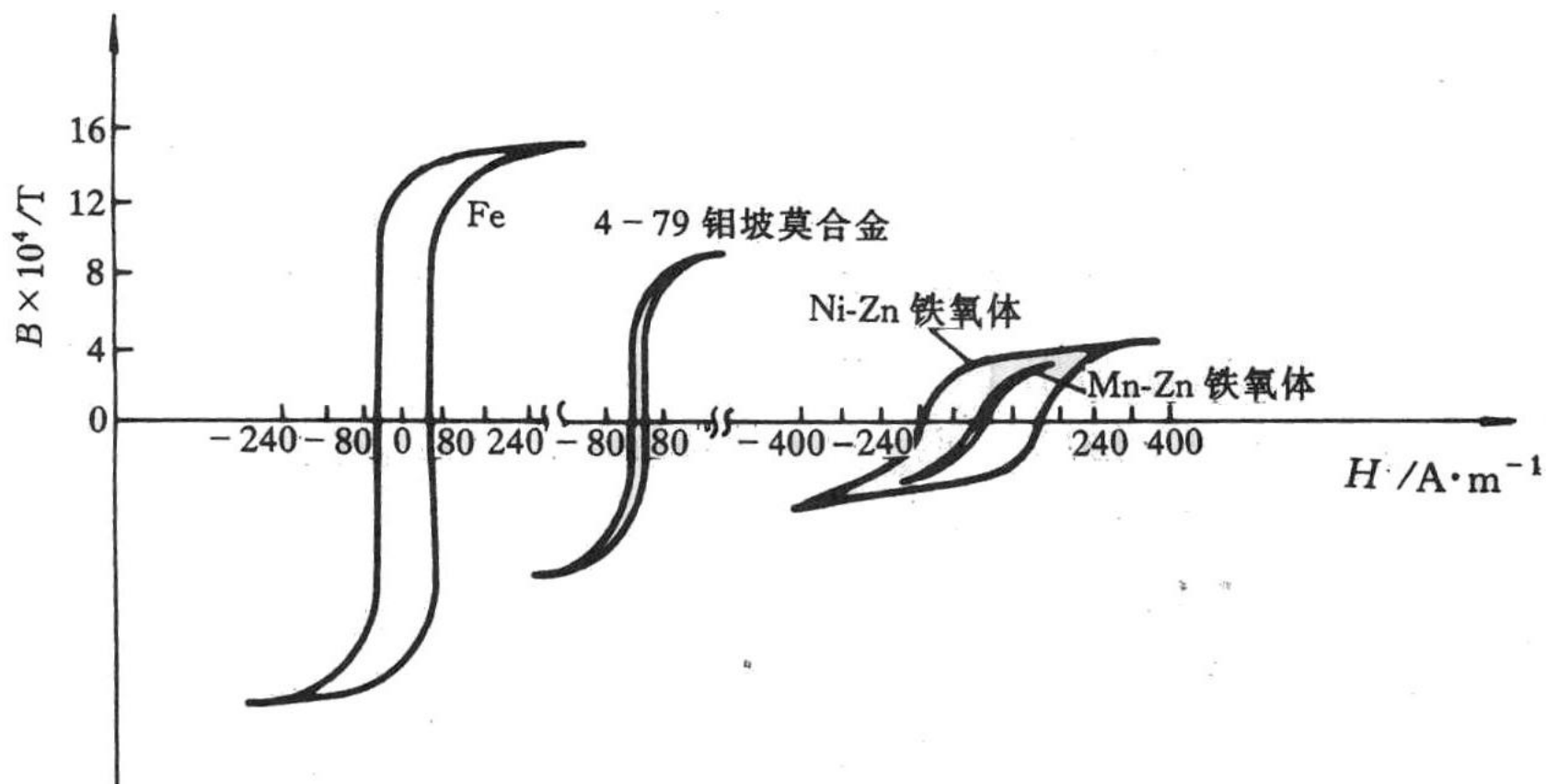
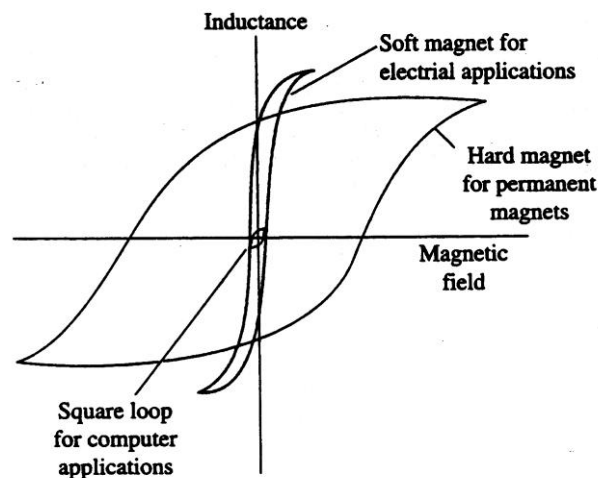
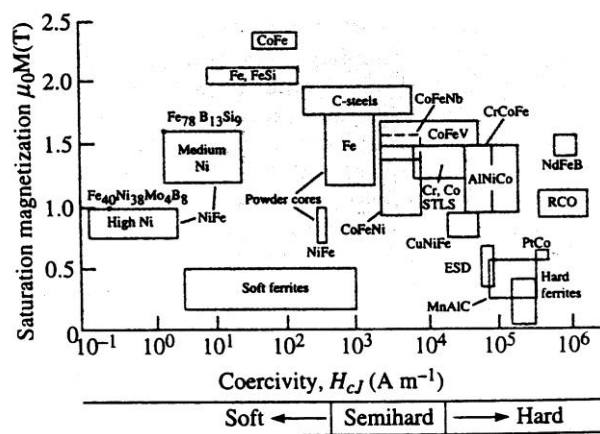


图10-21几种铁磁性和铁氧体材料的磁滞回线的比较



(a)



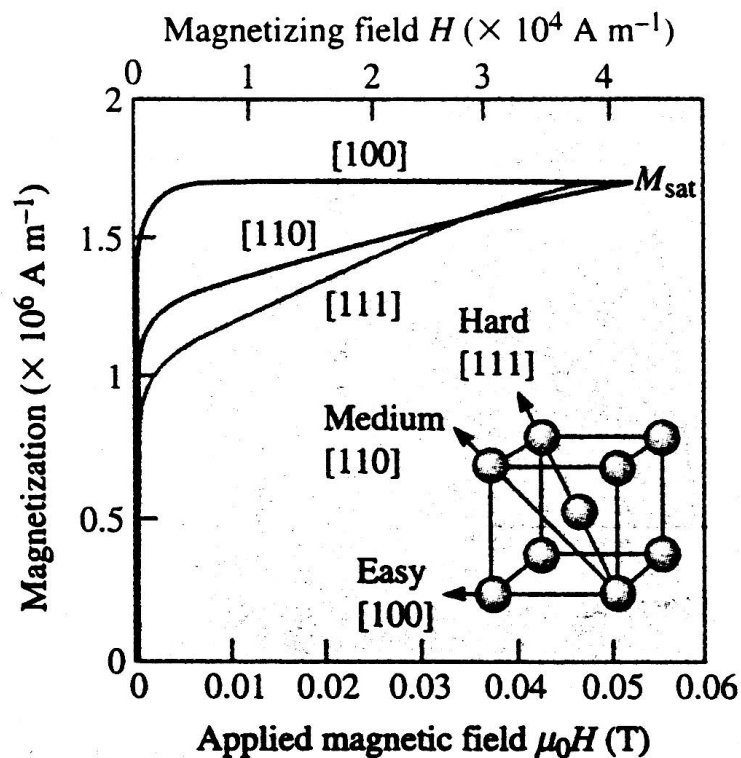
(b)

铁磁性和铁氧体磁性材料基于它们的磁滞回线形状分为软磁材料和硬磁材料，如图(a)所示。一般将矫顽力值大于 10^4 A m^{-1} 的材料被认为是硬磁材料，而小于 10^3 A m^{-1} 的材料被认为是软磁材料，如图(b)所示。图(b)也显示出不同的商业磁性材料。

值得注意的是矫顽力强烈地与微观结构相关(例如晶界、析出相的形状等)，但是对一个给定成分的材料，饱和磁化强度是常数(即与微观结构无关)。

- 饱和磁化强度仅仅是由材料的成分所决定的。磁化率和矫顽力 (H_c) 也影响磁滞曲线的形状, 但它们对结构敏感而不是成分。
- 对于软磁材料需考虑的另一个性能就是电阻率。除了上述的磁滞能量损失外, 能量损失可以来自于随时间变化的交变磁场诱发的电流。这种电流称为涡流。通过增加电阻率可以减小软磁材料的能量损失。
- 基于磁滞行为, 硬磁材料具有高的剩磁和高的磁滞能损。有时, 以 B_r 和 H_c 的乘积粗略地表示材料的磁硬性。因此, B_r 与 H_c 乘积越大, 材料地磁性越强。而且磁滞行为与畴壁运动地难易程度相关。通过阻碍畴壁运动, 矫顽力和磁化率将被增强, 以致需要大的外场来退磁。而且, 这些特征与材料的显微结构相关。在磁性材料中细小的析出相能有效阻碍畴壁的运动。几种铁磁性和铁氧体材料的磁滞回线的比较示于图10—21。

• 晶体磁各向异性和磁晶能



晶体的磁各向异性几乎对所有铁磁材料的性能都有着重要的影响。大量的研究表明，沿单晶体某些磁化时所需要的磁场比沿另外一些方向磁化所需要的磁场要小的多，这些方向被称为易磁化方向(简称“易轴”)，而另一些方向被称为难磁化方向(简称“难轴”)。这种效应来自于自旋-轨道在空间点阵影响下的相互作用，使电荷分布为旋转椭球形而不是球形。

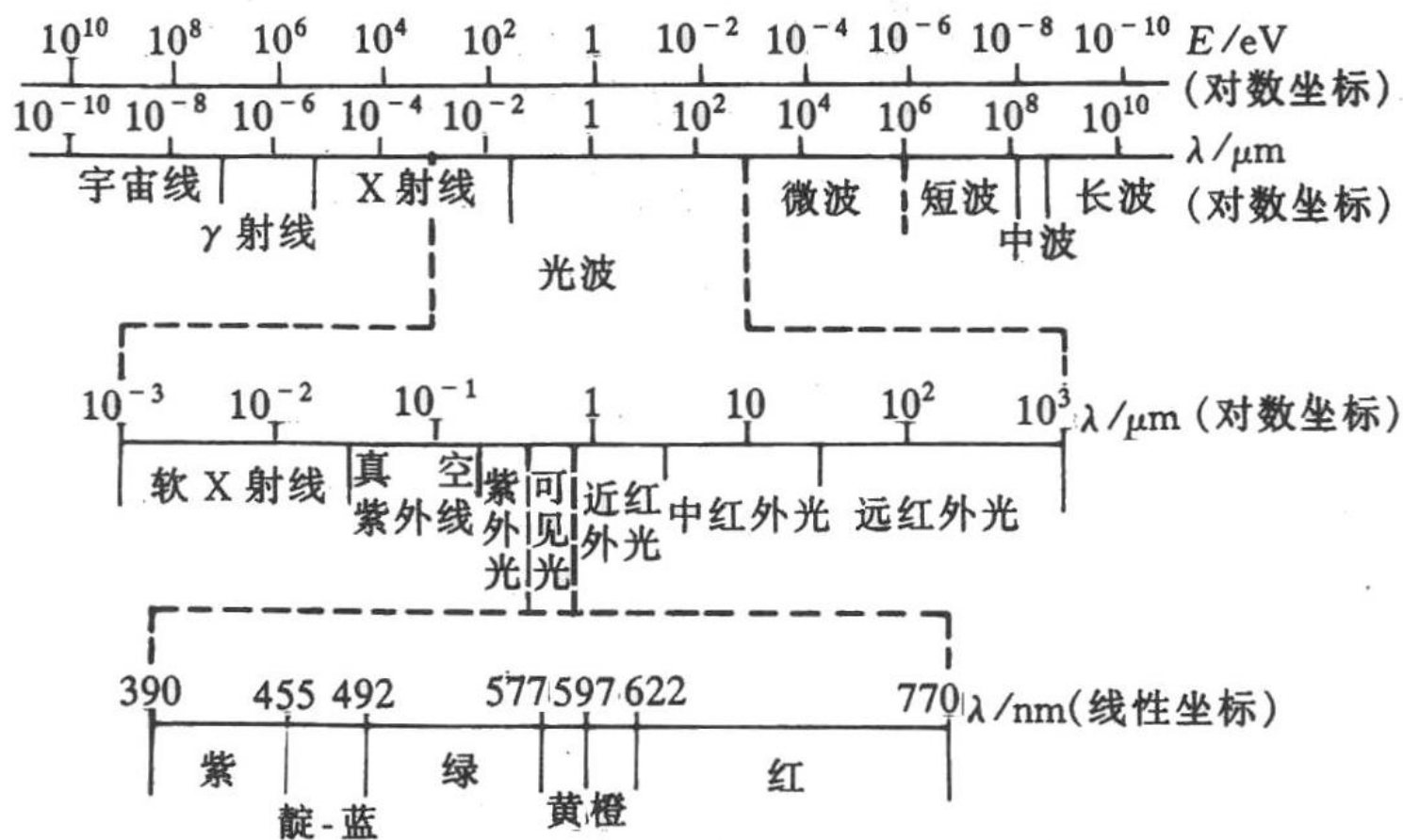
3~5%的Si加入Fe中形成的Fe-Si合金是常用于马达和发电机，我们就是利用硅铁的各向异性获得最佳的性能，通过硅铁合金的轧制和随后的退火，在每一个晶粒中<100>方向的板织构被形成，由于硅铁最易磁化方向为<100>，因此所需很小的磁场就可以达到饱和磁化，如图所示。

10.5 光学性能

- 所谓光学性能就是材料曝露在电磁辐射，尤其在可见光中的响应。本节首先讨论与电磁辐射相关的某些基本原理和概念以及电磁辐射与固体材料可能的交互作用。然后通过描述材料的吸收，反射和透射特性来探索金属材料和非金属材料的光学行为。

10.5.1 电磁辐射

- 基于经典意义，电磁辐射被认为类似于波，是由互相垂直的电场和磁场构成，两者均是垂直于波的传播方向。光、热、无线电波和X射线都是电磁辐射的形式。每种辐射主要是被波长的具体范围所表征。电磁波谱从 γ 射线横跨很宽的范围。波长增大的方向是 γ 射线（ 10^{-12}m ） \rightarrow X射线 \rightarrow 紫外线 \rightarrow 可见光 \rightarrow 红外线 \rightarrow 无线电波（ 10^5m ）。
- 可见光位于辐射光谱中非常窄的区域，它们的波长在 $0.4\mu\text{m}$ 至 $0.7\mu\text{m}$ 范围。可感知的颜色是由波长所决定的。



所有电磁辐射以相同速度穿过真空，光速为 3×10^8 米/秒。光速 c 与真空电导率和真空磁导率 μ_0 的关系为：

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (10-41)$$

因此，在电、磁常数和光速之间存在相关性。而且，电磁辐射的频率 ν ，波长 λ 是光速的函数：

$$c = \lambda \nu \quad (10-41)$$

根据微观粒子的波粒二重性，电磁辐射可认为由光子构成。光子的能量可以被量子化，并被定义为：

$$E = h \nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (10-41)$$

式中 h 是普朗克常数，其值 6.63×10^{-34} J s。因此，光子的能量是正比于辐射的频率，反比于波长。

10.5.2 光与固体的交互作用

当光从一种介质进入另一种介质（如从空气进入固体物质）将有几个事件发生。某些光辐射可以透过介质，某些被吸收，而某些在两介质之间界面处被反射。入射到固体介质表面的辐射光束强度 I_0 必须等于透射强度 I_T ，吸收强度 I_A 和反射强度 I_R 之和，即

$$I_0 = I_T + I_A + I_R \quad (10-43)$$

（10-43）式的另一种归一化形式为：

$$T + A + R = 1 \quad (10-44)$$

式中 T ， A ， R 分别表示透射率(I_T/I_0)吸收率(I_A/I_0)和反射率(I_R/I_0)。

具有较小吸收、反射和能透光的材料是透明的。对于半透明材料，光在材料内部被散射而漫散透过，以致通过这种材料的样品不能清楚地看到其他物体。任何光不能透过的材料称为不透明物。

金属对可见光是完全不透明的，即所有光辐射完全被吸收或反射，另一方面，所有电绝缘材料均能被制成透明，而且，某些半导体是透明的，另一些是不透明的。

10.5.3 原子和电子的交互作用

- 发生在固体材料内的光学现象涉及电磁辐射和原子、离子和/或电子之间的交互作用。这些交互作用中最重要的二种是电子极化和电子能量跃迁。
- 电磁波的一个组分是电场。对于可见频率范围，电场与路径上的每个原子周围的电子云相互作用，由此诱发电子极化，即伴随电场组分方向的每次变化使电子云相对原子核位移。这种极化的两种结果是：1) 某些辐射能可以被吸收，2) 光波通过介质后其速度降低。
- 电磁辐射的吸收和发射涉及电子以一种能态到另一种能态的跃迁。为了讨论的缘故，考虑一个孤立的原子，对原子的电子能级示于图10-23。

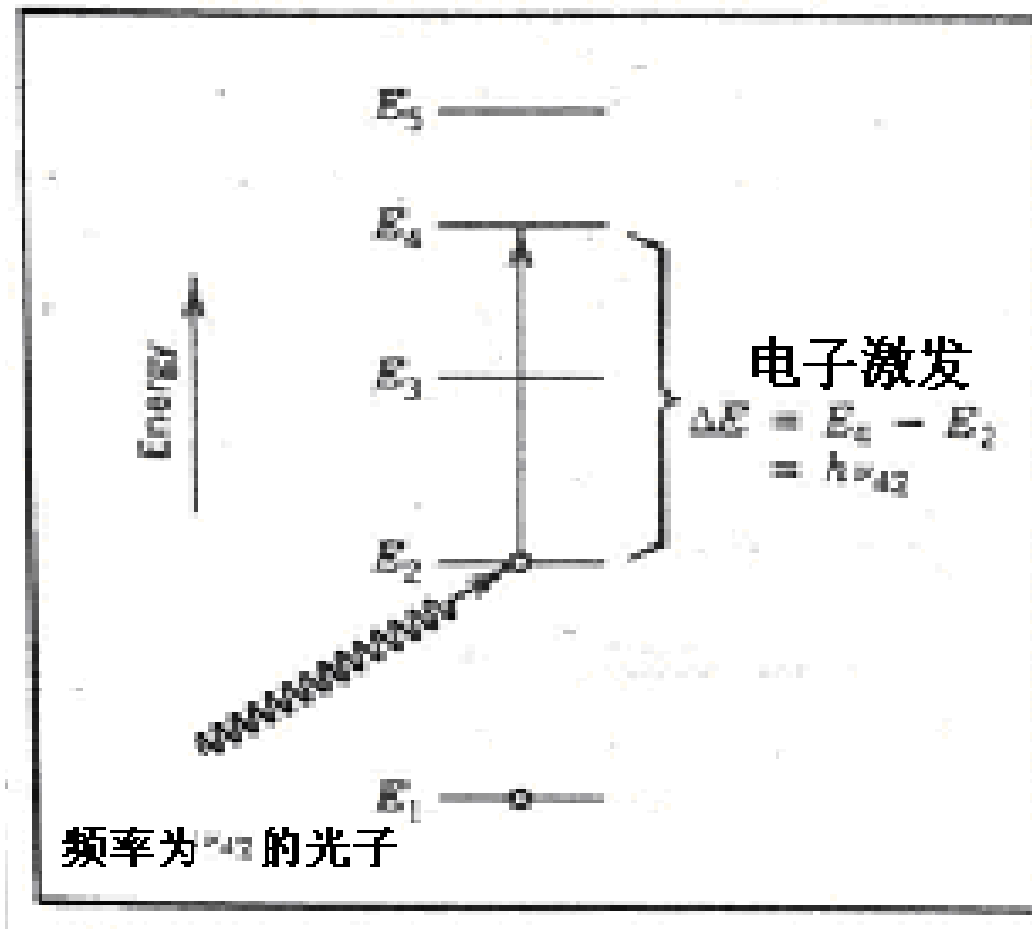


图10-23 在孤立原子中电子吸收入射光子
能量从一种能态激发到另一高能态

电子通过吸收光子能量可以从占据能态 E_2 激发到更高的空能态 E_4 。

电子所经历的能量变化 ΔE 取决于辐射频率：

$$\Delta E = h \nu \quad (10-45)$$

式中， h 是普朗克常数。在此，几个概念的理解是重要的。首先，原子的能态是分裂的，在能级之间只有特殊的 ΔE 的能量存在，因此，只有那些对应于原子能级 ΔE 的频率光子才能通过电子跃迁被吸收。第二个重要的概念是，激发的电子在很短的时间后要返回基态。在任何情况下，对于吸收和发射电子跃迁的能量总是守恒的。

考虑金属的能带图（图10—3a和10—3b），两种情况下的高能带仅部分被电子填满。金属是不透明的，因为具有可见光频率范围内的入射辐射可把电子激发到高于费密能以上的未占据能态（空电子态），正如图10—3a所示，因此，基于（10—45）式可知，入射辐射被吸收。总吸收是在固体极薄的外层发生，通常小于 $0.1\mu\text{m}$ ，因此，只有厚度小于 $0.1\mu\text{m}$ 的金属薄膜是能被可见光穿透。

可见光的所有频率均能被金属吸收，因为连续存在的空电子态允许电子跃迁，如图10—24a所示。事实上，金属对于频谱低端的所有电磁辐射都是不透明的，从无线电波到红外线，以及可见光直至紫外线辐射的中部。金属对高频辐射（X射线和 γ 射线）是透明的。

大部分吸收辐射能够以同样波长的可见光形式被再发射，它以反射光的形式出现。伴随再辐射的电子跃迁示于图10—24b中。大部分金属的反射率是在0.90和0.95之间，在电子回落过程中小部分的能量以热形式损失。

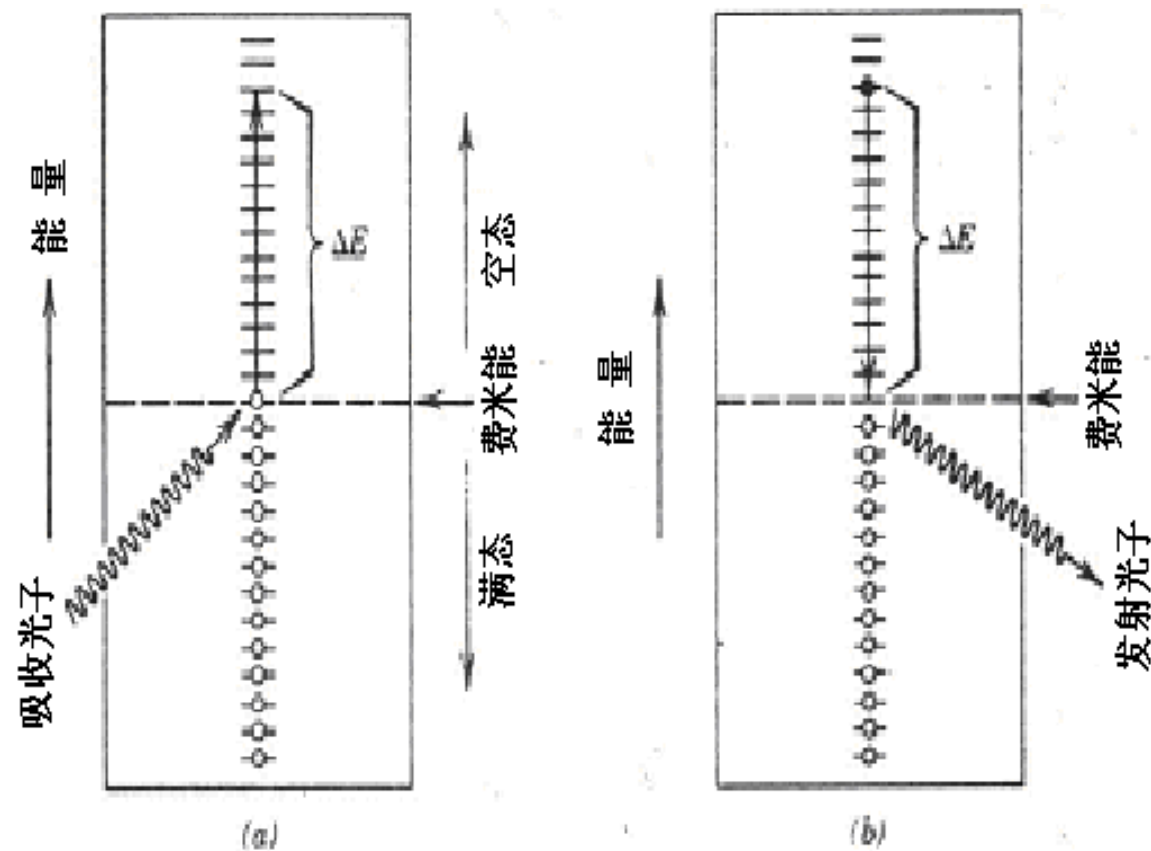


图10—24 在金属材料中光子的吸收和再发射机制。(a) 吸收机制；(b) 再发射机制

由于金属是不透明和高反射，**可见的颜色是由反射的波长分别所决定的**。当金属曝露于白光，明亮银色的外貌表明金属在整个可见光谱中是高反射的。换言之，对于反射光束，这些再次发射光子的频率和数目是近似与入射光束相同。铝和银就是呈现这种反射行为的二种金属。铜和金分别呈现桔红色和黄色，因为某些具有较短波长光子的能量不能作为可见光再发射。

根据前述的非金属电子能带结构可知，非金属对可见光可以是透明的。因此，除了反射和吸收外，折射和透射现象也需被考虑。

10.5.4 反射和折射

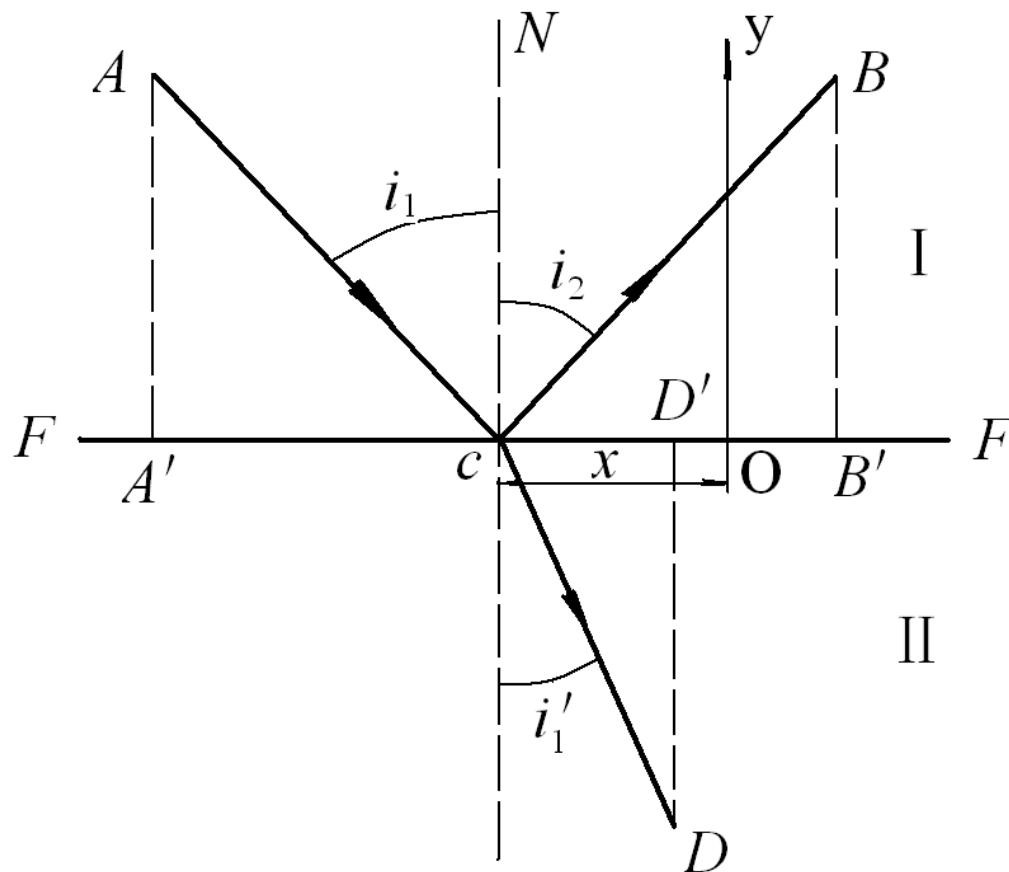
根据费马原理，光从空间的一点传播到另一点的时间，应该是在给定条件下一切可能的时间中的极值（即最大或最小）。以费马原理为出发点，可以从它推导出光的反射和折射定律。

1. 从费马原理推导光的反射和折射定律。

设FF为媒质 I 和媒质 II 的分界面，AC和CB为入射到FF上的入射线和由FF反射的反射线；N是垂直于分界面的法线。以 i_1 表示入射角， i_2 表示反射角；A' 和B' 是从A和B到分界面的垂线的垂足；O是坐标原点。点A (x_1, y_1) 和B (x_2, y_2) 的坐标是固定的。根据费马原理，点C ($x, 0$) 的横坐标x必须这样选择，以使经过ABC的时间 t 为最小。由图可见；

$$AC = \sqrt{(x_1 - x)^2 + y_1^2}$$

$$CB = \sqrt{(x_2 + x)^2 + y_2^2}$$



反射定理和折射定理推导原理图

从而：
$$t = \frac{\sqrt{(x_1 - x)^2 + y_1^2} + \sqrt{(x_2 + x)^2 + y_2^2}}{v_1},$$

式中 v_1 是光在第一媒质中传播的速度。根据费马原理：

$$\frac{dt}{dx} = \frac{1}{v_1} \left(-\frac{x_1 - x}{\sqrt{(x_1 - x)^2 + y_1^2}} + \frac{x_2 + x}{\sqrt{(x_2 + x)^2 + y_2^2}} \right) = 0$$

用 $1/v_1$ 除上式，并注意括弧中的两项各等于 $\sin i_1$ 和 $\sin i_2$ ，
则得：

$$\sin i_1 = \sin i_2 \text{ 或 } i_1 = i_2$$

即入射角等于反射角。

2. 用同样的方法可以证明折射定律。

设折射线CD射向第二媒质中的点D (x_3, y_3)，形成折射角 i_1' 。以 v_2 表示在第二媒质中的光速，以 t 表示通过路程ACD的时间，于是：

$$t = \frac{AC}{v_1} + \frac{CD}{v_2} = \frac{\sqrt{(x_1 - x)^2 + y_1^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{(x + x_3)^2 + y_3^2}}{v_2},$$

从而：

$$\frac{dt}{dx} = -\frac{1}{v_1} \frac{x_1 - x}{\sqrt{(x_1 - x)^2 + y_1^2}} + \frac{1}{v_2} \frac{x + x_3}{\sqrt{(x + x_3)^2 + y_3^2}} = 0$$

$$\frac{\sin i}{v_1} = \frac{\sin i_1'}{v_2}; \quad \frac{\sin i}{\sin i_1'} = \frac{v_1}{v_2} = \text{常数} = n$$

（笛卡儿—斯涅耳定律），这跟由惠更斯原理利用光的本性的波动概念所得到的结果完全相同。

10.5.4 折射

进入透明材料内部的光，其速度减小，因此，在界面是弯曲的，这种现象称为折射。折射率 n 被定义为真空中的光速 c 和介质中的光速 v 之比，即：

$$n=c / v \quad (10-46)$$

n 的大小将取决于光的波长。这种效应可通过玻璃棱镜对白光的色散所演示。折射率不仅反映出光的光学路程，而且反映出在表面被反射的入射光分数。

就像（10—40）式定义真空中光速的大小，在介质中光速的大小被定义为：

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (10-47)$$

式中 ε 和 μ 分别是物质的电导率和磁导率。从（10—46）式可得：

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = \sqrt{\varepsilon_r\mu_r} \quad (10-48)$$

式中， ε_r 、 μ_r 分别是相对电导率和相对磁导率。某些材料只有很弱的磁性，所以 μ_r 等于1，则

$$n \equiv \sqrt{\varepsilon_r} \quad (10-49)$$

10.5.5 反射

当光辐射从一种介质进入另一种不同折射率的介质时，某些光在两种介质之间界面处被散射，即使两种介质是透明的，也是如此。反射率 R 表示在界面处反射光所占入射光的分数：

$$R = \frac{I_R}{I_0} \quad (10-50)$$

式中 I_0 和 I_R 分别是入射束和反射束的强度。光是一种横波，在垂直于传播方向的平面上，电矢量可以任意取向。因此，可以把它分解为两种线偏振分量，一个振动方向垂直于光的入射面，称为S分量或S波，另一个振动方向平行于入射面，称为P分量或P波。对振动垂直于入射面的偏振光，反射率可导出为：

$$R_s = \frac{\sin^2(\alpha - \gamma)}{\sin^2(\alpha + \gamma)} \quad (10-51)$$

式中 α 和 γ 分别为入射角和折射角。对于振动平行于入射面的偏振光，反射率为

$$R_p = \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \gamma)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \gamma)} \quad (10-52)$$

如果入射光是垂直于界面时， $\alpha = \gamma = 0$ ，上述二式相等，并有

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (10-53)$$

式中 n_1 和 n_2 是两种介质的折射率。上述表明，两种介质的折射率差别越大，反射率也越大。当光从真空或空气进入固体（s），则

$$R = \left(\frac{n_s - 1}{n_s + 1} \right)^2 \quad (10-54)$$

由于空气的折射率接近1，即 $n_1 \approx 1$ 。因此，固体的折射率越大，则反射率越大。

10.5.6 吸收

非金属材料对于可见光可以是不透明，也可以是透明的，它经常会出现颜色。光辐射被这类材料吸收主要有二种基本机制，1) 一个是涉及电子激发越过带隙引起吸收，2) 电子跃迁到带隙中的缺陷能级位置上。

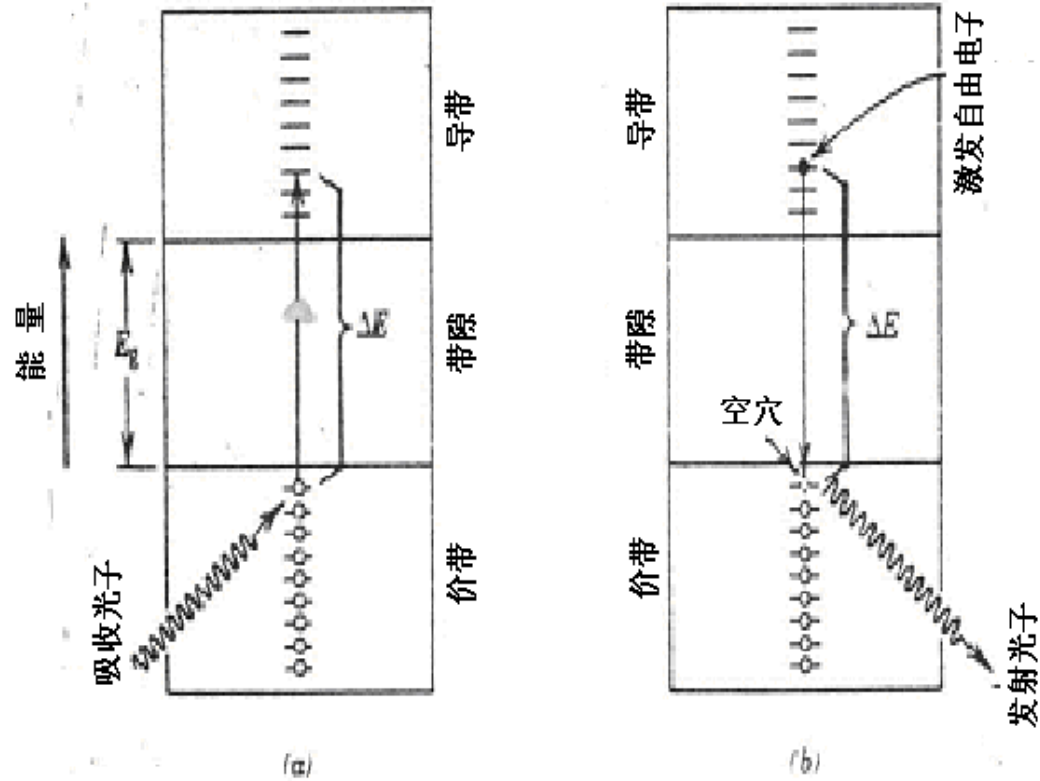


图10—25 非金属材料的光子吸收和发射机制。(a) 光子吸收机制；(b) 光子发射机制

通过激发近满价带中的电子，使其越过带隙，进入导带中的空态，正如图10—25a所示。导带中的自由电子和价带中的空穴就被产生。而且，激发能 ΔE 是与吸收光子频率有关（见(10—45)式）。这些伴随吸收的激发只有在光子能量大于带隙能量 E_g 时才能发生，即

$$h\nu > E_g \quad (10-55)$$

或

$$\frac{hc}{\lambda} > E_g \quad (10-56)$$

可见光最小波长约为 $0.4\mu\text{m}$ ，由于 $c=3\times 10^8\text{m/s}$ 和 $h=4.13\times 10^{-15}\text{eV}\cdot\text{s}$ ，因此，可见光吸收对应的最大带隙能量 $E_g(\text{max})$ 是：

$$E_g(\text{max}) = \frac{hc}{\lambda(\text{min})} = \frac{(4.13\times 10^{-15}\text{eV}\cdot\text{s})(3\times 10^8\text{m/s})}{4\times 10^{-7}\text{m}} = 3.1\text{eV}$$

换言之，对于具有带隙能量大于 $3.1eV$ 的非金属材料，可见光不会被吸收，如果这些材料是高纯度的，则将呈现无色透明。

另一方面，可见光最大的波长约为 $0.7\mu m$ ，其对应的最小带隙能量 E_g (min) 是：

$$E_g(\text{min}) \frac{hc}{\lambda(\text{max})} = \frac{(4.13 \times 10^{-15} eV \cdot s)(3 \times 10^8 m/s)}{7 \times 10^{-6} m} = 1.8 eV$$

这个结果意味着，对于带隙能小于 $1.8eV$ 的半导体材料所有可见光均可通过价带到导带的电子跃迁而被吸收，因此，这些材料是不透明的。只有部分可见光谱被带隙能量在 1.8 和 $3.1eV$ 之间的材料所吸收，这些材料呈现颜色。

如果杂质或其他电活性缺陷存在，在带隙中的电子能级可能引入，例如施主和受主能级。由于来自这些带隙内能级的跃迁，特殊波长的光辐射也能被吸收，如图10—26a所示。

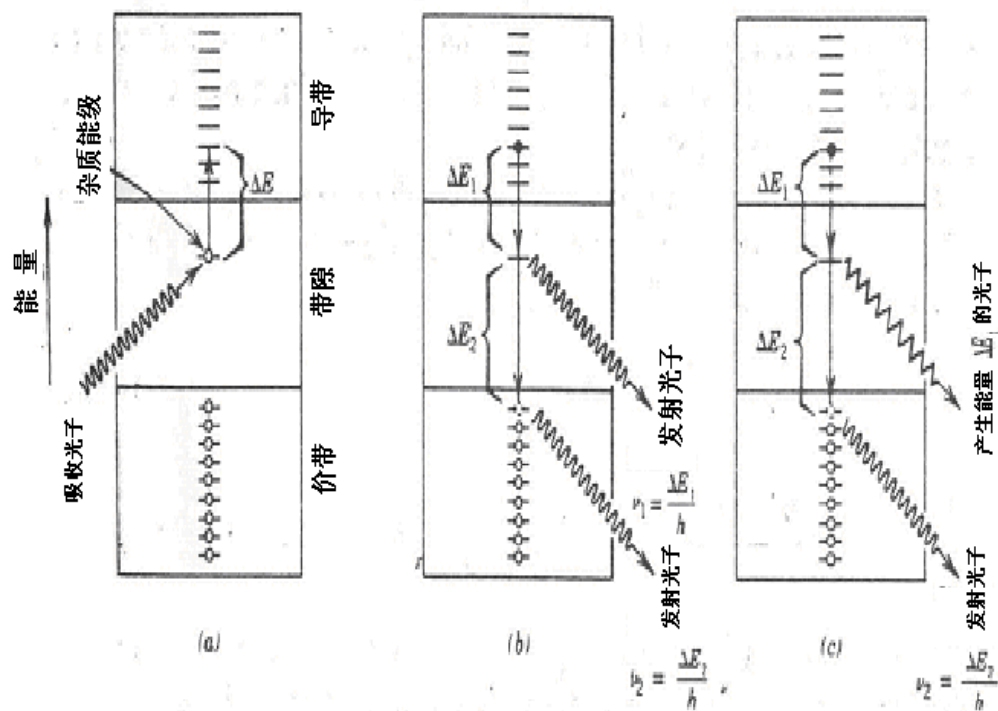


图10—26 来自杂质能级的光子吸收和发射。(a) 光子吸收；(b) 两个光子的发射；(c) 两个光子的发射其中一个伴随热能的释放

由于吸收的存在使透射（非吸收辐射）强度 I'_T 随路程的增加连续减小。

$$I'_T = I'_0 e^{-\beta x} \quad (10-57)$$

式中 I'_0 是无反射入射辐射的强度，而 β 是吸收系数（mm⁻¹），它是具体材料的特征；而且 β 随入射辐射的波长而变化。 x 是从入射表面进入材料的距离。具有大 β 值的材料被认为是高吸收材料。

10.5.7 透射

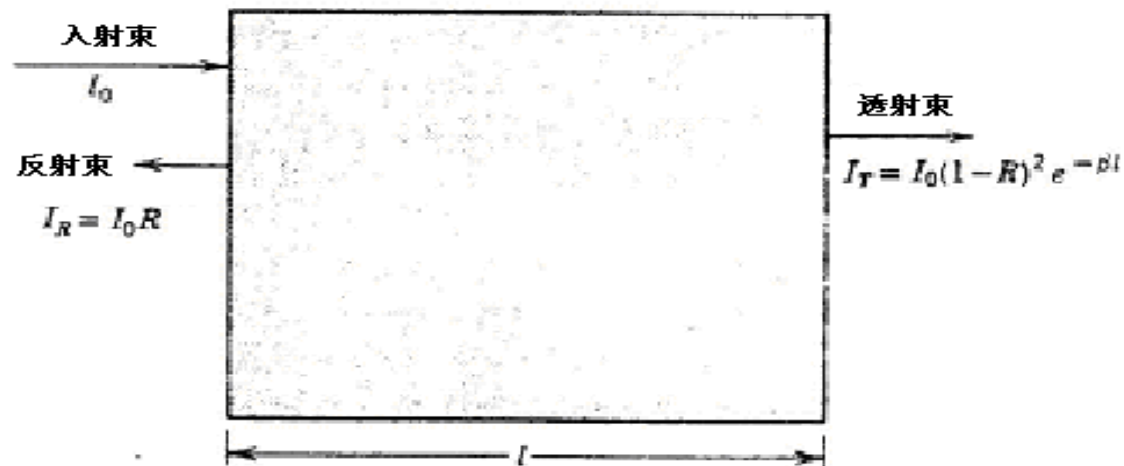


图10—27 光通过透明固体后的透射强度

通过透明样品后的透射强度所占入射束强度的分数取决于吸收和反射的损失。

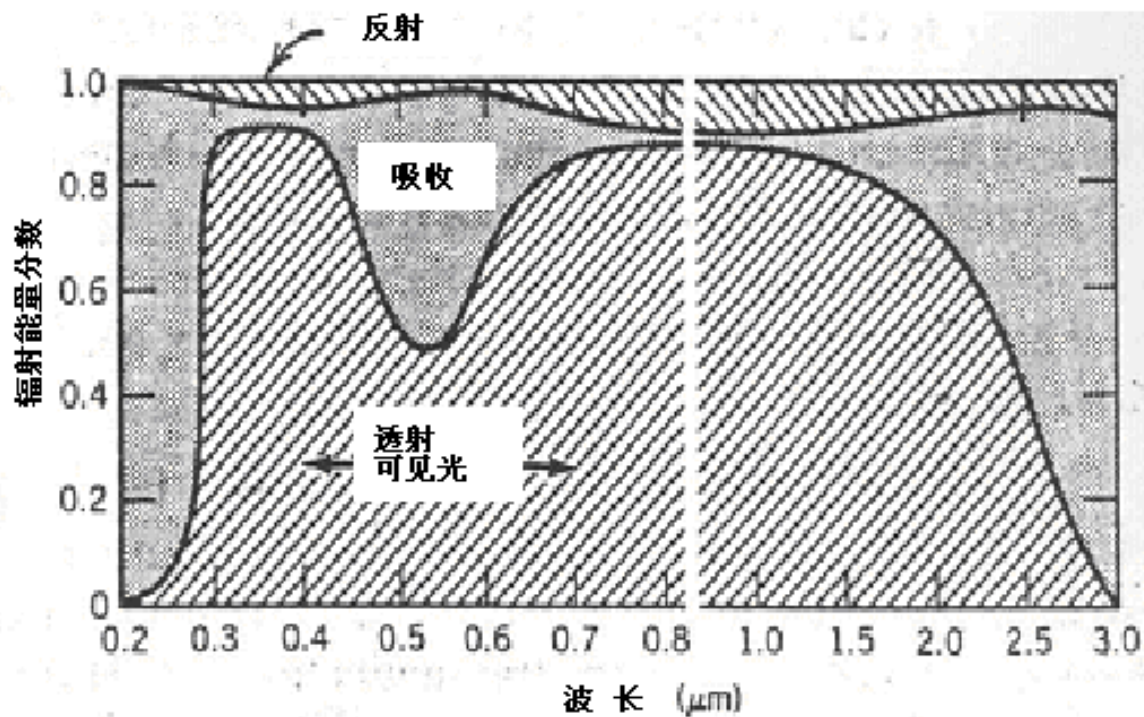


图10—28可见光谱的辐射通过透明绿玻璃后 R ， A 和 T 三者的变化
 R ， A ， T 中的每个变量取决于光的波长

10.5.8 颜色

透明材料呈现颜色是因为光的特殊波长具有选择性的吸收。它的可辨颜色是由于透射波长的结合。如果对于所有可见光波，吸收是均匀的（相同的），则材料呈现无色，如高纯无机玻璃，单晶金刚石和蓝宝石。

通常任何选择性吸收都是电子激发产生的，这种情况的吸收出现在带隙能量在可见光的光子能量范围内（ $1.8 \sim 3.1 \text{ eV}$ ）的半导体材料。因此，能量大于 E_g 的部分可见光通过价带——导体电子跃迁而被选择吸收。当然，当激发电子回落到它原始的低能态时，某些辐射吸收被再发射。因此，颜色取决于透射束和再发射光束的频率分布。

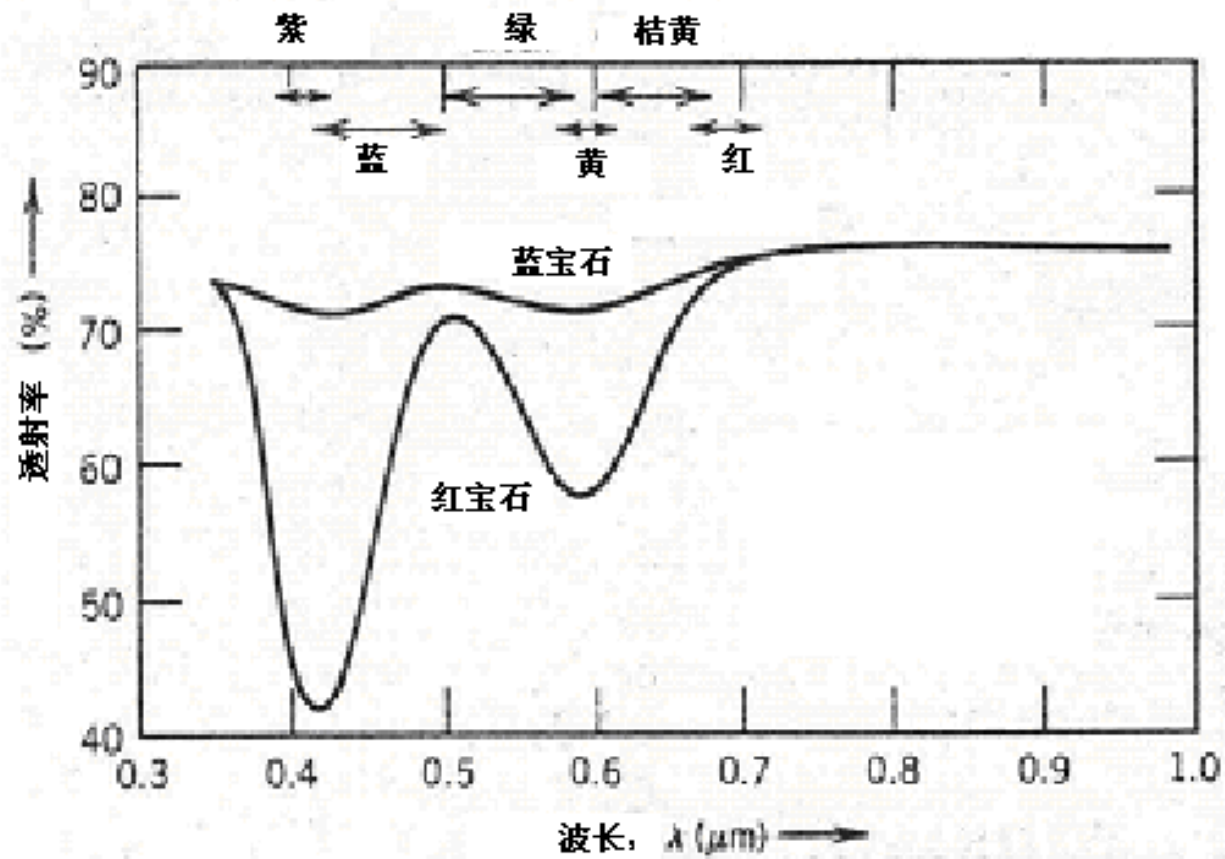


图10—29 光辐射通过蓝宝石和红宝石后的透射率随波长的变化

在绝缘体陶瓷中，特殊杂质也能在禁止带隙引入电子能级。由于杂质原子或离子产生电子激发，能量小于带隙能的光子可以被吸收。当然，某些再发射也是可能发生的。而且，材料的颜色是透射束波长分布的函数。例如，单晶氧化铝是无色的。红宝石具有明亮的红色，它是由单晶氧化铝加入少量的 Cr_2O_3 而形成的。在 Al_2O_3 晶体结构中 Cr^{3+} 离子取代 Al^{3+} 离子，由此在单晶氧化铝很宽的能隙中引入杂质能级。由于电子跃迁到杂质能级或从杂质能级跃迁均会导致特殊波长被优先吸收。对蓝宝石（单晶氧化铝含有少量的 Ti^{4+} 或 Fe^{2+} ）和红宝石，透射率随波长的变化示于图10—29。对于蓝宝石，透射率在整个可见光谱中随波长变化不大，几乎是常数，这说明这种材料几乎是无色的。但是，强度的吸收峰（即最小值）在红宝石中发生，一个峰在蓝紫区（约 $0.4\mu\text{m}$ ），另一个峰在黄绿光区（约 $0.6\mu\text{m}$ ）。透射光与再发射光的混合给予红宝石深红颜色。

10.5.9 受激发射和光放大

在一定温度下，物质中的大多处于基态，只有少量原子处在激发态。

处于激发态的原子向低能态跃迁并发射光子的自发现象称为自发发射（或自发辐射）。

当原子处在频率为 ν 的入射光的辐照下，如果满足 $h\nu = E_n - E_m$ 条件，原子就能吸收一个光子从低能态 E_m 向高能态 E_n 的跃迁，这一过程称为受激吸收。

在入射光照射下，还会诱发原来就处在高能态上的原子跃迁到低能态，并发射出频率与入射光相同的光子，这一过程称为受激发射（或受激辐射）。

上述三种过程示于图10—30。一般情况下，这三种过程是同时存在的，但在一定条件下，有可能使某一过程占优。

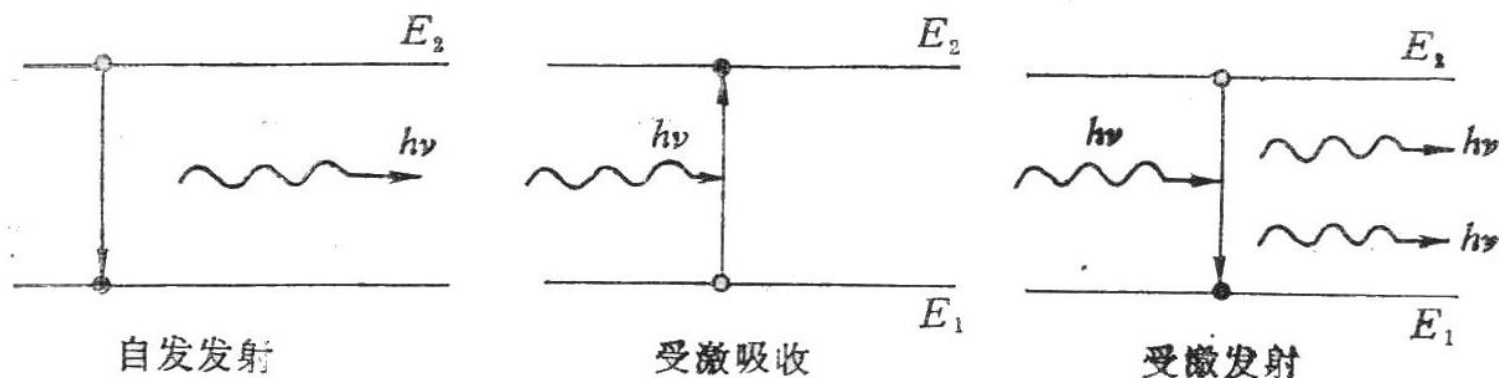


图10—30 自发发射、受激吸收和受激发射

值得指出的是，

自发发射是一种随机发射过程。每次发射的光子频率、偏振态、相位和运动方向都不一定相同。因此，**自发发射是一种无序发射。**

受激发射也是一种随机发射的过程，但发射出的光子频率、偏振态、相位和运动方向都与入射光子相同，因此，**这是一种较为有序的发射**，由受激发射所产生的光具有很好的相干性。

当某种频率的光入射到物质中时，可能将同时发生受激吸收和受激发射，这是二个相反的并发生几率相等的过程。在通常情况下，低能态原子数总是远多于高能态的原子数，所以物质总是表现为受激吸收。若能设法使处在高能态的原子数大于处在低能态的原子数，就能使受激发射占优。此时，物质表现为在入射光的辐照下，发射出同频率的光，从而加强了原入射光，形成了光的放大。高能态上原子数大余低能态上原子数的情况称为**反转分布或原子数反转**，处于这种反转分布中的物质称为**激活介质**。由梅曼等人于1960年制造的红宝石激光器就是通过使Cr离子在其杂质能级的数目大于基态的Cr离子数，实现原子数反转。

寄 语

为国家的强盛而学习，
为父母的期望而学习，
为自己的理想而学习！

用自己的努力去实现自己的人身价值，
你们的成功和辉煌不是一件遥远的事，
因为 **Impossible is nothing !**