

无机材料中复合发光研究的进展

徐叙瑛

(中国科学院长春物理研究所)

早期观察到的发光现象既有分立中心的发光,也有离化了的自由载流子参与的复合发光。在发现掺杂的重要性后,绝缘体及半导体内分立中心的发光研究得到了很大的发展。结合灯粉及电子束管的需要,应用了晶体场理论和分子轨道理论,发展了能量输运理论、电声子耦合理论及荧光谱线窄化技术^[1]等。相形之下,复合发光的研究就较少,以从禁带至导带跃迁中能量最低的激子而言,起初只是研究它的吸收,从七十年代才开始研究它的发光。但是,复合发光和分立中心的发光相比,既不受杂质浓度及杂质激发态寿命的限制,又有较宽的能量状态,变化范围也较大^[2]。近年来,它在瞬态光谱技术及高激发密度技术发展的基础上,揭示了很多新的现象及规律。同时,基于能带工程思想制备出的量子阱材料,又使过去不易实现的条件得到了新的可能。所以,近几年在发光领域中比较前沿的研究,多是通过以快速、高激发密度为特征的复合发光,而且这种研究正在延伸到量子阱材料。所得的结果表明,这些现象及材料在光通讯、光计算机、光电子学中都有诱人的应用前景。

一、瞬态光谱学^[3]

自从激光锁模技术建立以来,瞬态测量的时间范围从 ns 缩短到约 10 fs,变化有五个量级。它处理的对象已经不是宏观实物的运动。而是微观的光子、电子或分子的运动。100 fs 已经和固体中几乎所有重要的散射过程差不多快。同时由于 Heisenberg 测不准关系的限制。所用的脉冲越短,能量的鉴别就越粗糙。用 fs 量级的脉冲,最小可以鉴别的能量就要大到几个

eV, 相当于半导体的禁带宽度。这已经太大了。

1. 超短脉冲的产生及探测

获得超短脉冲最常用的方法是使用锁模激光器。它采用锁模技术,使一般激光器中各振动模的相位彼此具有一定的关系。纵模的锁定有三种形式:主动锁模、被动锁模及自锁模。主动锁模的办法是在谐振腔内放一调制器件,其调制频率要精确地等于纵模间隔的最小值, $c/2nL$ 。(其中 c 为光速, n 为介质的折射率, L 是谐振腔的长度。)它可调制损耗或位相,使不符合振幅及位相相关的脉冲消失。这样就可得到锁模的系列脉冲。被动锁模时,将一饱和吸收染料池放入谐振腔内,只要激光落在它的吸收光谱范围内,弛豫时间又比 $2nL/c$ 快,就可得到锁模脉冲。较强的脉冲利用饱和吸收漂白了染料而很快增大,较弱的脉冲则被染料吸收而被抑制,输出的是高强度脉冲系列(图 1)。

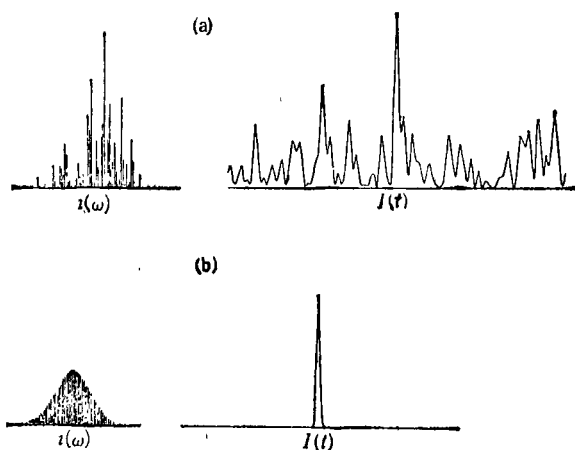


图 1 激光器在锁模前及锁模后所发出激光的强度随频率及时间的变化
(a) 锁模前; (b) 锁模后

锁模的 ps 激光器早已商品化了。其它如分布反馈激光器,利用反射镜在染料池入射窗口内形成干涉光场,诱导出周期性调谐的增益区,组成瞬态分布反馈机构,也得到了 ps 的激光。

最近还出现一种脉冲压缩器,利用光栅及光纤,克服群速色散及非线性频率加宽的问题,以压缩脉冲。

利用碰撞脉冲锁模激光器现在已经得到 10 fs 量级的脉冲激光。

关于超短脉冲的测量有线性及非线性两类。线性一类中反应最快的是条纹相机,其时间分辨本领一般可达 2 ps。目前已可作到 0.1 ps,它的光谱范围宽,探测灵敏度高,可以对光谱的空间分布及时间先后作出二维分析。它的基本思想就是以位置表示时间。非线性一类中常用的方法有双光子荧光法、二次谐波法及使用克尔快门等。它们可以提高讯杂比,容易区分出讯号。这种方法可测到约 10 fs,是目前最快的瞬态发光的测量手段。但要注意,在非线性的测量中,所测到的不是脉冲讯号的直接读数,而是相关函数。

光克尔快门由一束激光开启,在几个 ps 期间荧光进入光谱仪,用光学多道分析仪测得瞬时光谱。

2. 超速过程的研究方法

(1) 泵浦及侦询技术

用一束光泵浦样品,使它发生某些状态的变化,例如漂白样品,又用另一束较弱的光,探测在这种变化下样品的特性。例如吸收。使这两束光之间的时差改变,即可测得这种特性随时间的变化。

(2) 时间相关技术

用两个光脉冲激发样品,它们之间的时差可以改变。当两个激发脉冲重合时,由于样品的超线性,待测讯号(如吸收、发光、散射等)将大幅度地加强。改变两个光脉冲之间的时差,就可找到这个讯号加强的时间范围。这时,第二束光改变了第一束光所形成的物质的状态。

3. 电子弛豫过程的时间分辨

(1) 衰减曲线及无辐射弛豫

在分立中心的情况中,发光的衰减符合指数规律,在电偶极子的跃迁中 τ 值约为 10^{-9} s。使用荧光谱线窄化技术,还可发现在发光的弛豫过程中是否有能量输运。

在复合发光中,发光的强度和自由电子数及空穴数的乘积成正比,是双分子中反应过程。但它表现出来的规律可以是指数式的,也可以是双曲线式的。这决定于两种粒子的数目是否悬殊很大。在这类弛豫中,辐射复合的寿命也在 10^{-9} s 附近。

处理这类问题并不需要超短脉冲。但是,如果发生无辐射弛豫,这个过程就可发生在 ps 量级或更低的时间范围内。例如,在 $\text{LiTaO}_3:\text{Cu}^{2+}$ 中,基态 ^2E 至第一激发态 $^2\text{T}_2$ 的跃迁相应于 $1\text{ }\mu\text{m}$ 附近的吸收带,若以 $<0.53\text{ }\mu\text{m}$ 的光照射它,则可将 $^2\text{T}_2$ 上的电子离化。同时使用这两个脉冲,并改变两个脉冲之间的时差,实验得到 $^2\text{T}_2$ 能级上的电子数按指数规律随时间下降。如果改变温度,则得到 $^2\text{T}_2$ 态的寿命从 20 K 时的 450 ps 降到 450 K 时的 10 ps。这个寿命下降的现象是无辐射跃迁引起的。在这个过程中, $^2\text{T}_2$ 态的电子能量转化为基态的振动能。

(2) 过热发光

在分立中心的情况下,激发态及基态之间常有 Franck-Condon 偏距,所以,激发后电子总是上升到位形坐标曲线中激发态的高振动态,然后借助于声子的发射才弛豫到比较低的振动能级。当电子还处于激发态中比较高的振动能级时,它也可以和基态上的空穴复合,这时产生的发光称为过热发光。而在半导体的复合发光中,用光子能量大于禁带宽度的激发光,被激发的电子就会达到在导带底部之上几百个 meV 的能级,然后这些电子再通过同晶格的相互作用,耗散掉多余的能量,才能达到导带底。在未达到导带底之前,遇到合适的条件,高能电子也可以和价带中的空穴复合发光。这是半导体中的过热发光。

但是,在过热电子的能量及动量弛豫过程

中产生过热发光的跃迁几率却很小,因为跃迁的选择定则既要求能量守恒,又要求动量守恒,空穴必须处于过热状态,才能有足够的动量。另外,在掺杂的晶体中比较容易观察到过热发光,例如在 P 型 GaAs 中的空穴局域在杂质上,它们的波函数在 k 空间内就有一定的扩展,电子的波函数也在这个范围内时,就能同受主上的空穴复合而发光。

对过热发光的研究,主要了解过热电子的弛豫过程、能量分布及能量损耗机理等。通常,过热电子的弛豫分为三个阶段^[4]。第一个阶段中,弛豫很快,过热载流子损失去大部分多余的能量;第二阶段中,过热电子内部的能量分布可以用准平衡态表示。而靠发射光学声子以耗散能量的过程在这阶段的最后就停止了。过热电子按能量的分布在高能区,符合 Maxwell 分布,可以由一个温度表示,这个温度称为电子温度。过热电子的弛豫过程就被看作电子温度向晶格温度下降的过程;第三阶段中过热电子释放声学声子而达到与晶格平衡。第一阶段变化很快,约几十个 fs,第二阶段约 100 ps,第三阶段已经长达 ns。

针对第一阶段,有稳态及瞬态测量两种方法。在稳态方法中,Димников 于 1979 年建议使用磁场使过热电子在 k 空间中进动,其回旋

频率是 $\omega_c = \frac{eH}{m^*c}$ 。Mirlin 等也用这一方法观

察了在 p-GaAs 中过热电子的起始弛豫。掺杂浓度不是很高时,过热电子与中性受主复合时的发光光谱示如图 2。发光峰上的数字相当于图中的过程。

从未弛豫的电子复合发光的偏振度是^[9]

$$\frac{p(H)}{p(0)} = \frac{1}{1 + 4\omega_c^2 \tau^2},$$

其中 $p(H)$ 是磁场为 H 时发光的线偏振度, τ 是在初始状态中的电子的寿命。 H 是横向磁场,最简单的情况中, H 的方向和激发光的方向一致。得到,以 1.96 eV 光激发时, $\tau = 7 \times 10^{-14}$ s; 用 1.83 eV 光激发时, $\tau = 1 \times 10^{-13}$ s。前者被认为是由于电子被散射到 L 能谷,后者才反映发射光学声子的速率。

显然,要追踪这么快的冷却过程就要用比较强的激发,才能得到较大的载流子密度,也才能有足够的讯号,但是这又会引起其它的效应如能带的重整化等。曾有一些工作涉及到用时间分辨的方法研究过热电子的起始弛豫过程。Tang 及 Erskine 等人用等脉冲相关技术研究了 AlGaAs 的瞬态饱和吸收。他们发现载流子的弛豫时间与其浓度有关。当这一浓度从 $6 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ 增至 $6 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ 时,弛豫时间从 60 fs 下降到 30 fs。激发密度越高,弛豫越快。

针对第二个阶段的工作,也有稳态及瞬态的两种研究方法。在稳态研究中以电子温度 T_e 为参数,假定电子及空穴的能量分布符合 Maxwell 分布,则得到在高能区(即符合 $h\nu = E_c + E_h + E_g$ 的能量区),发光强度为

$$J \propto \exp \left[-\frac{(h\nu - E_g)}{kT_e} \right],$$

说明发射的光子能量越高,发光强度越低,按指数规律下降。实验上观察到了这一现象。说明电子的平衡分布在这里是按 Maxwell 分布函数的,从曲线可以确定 T_e 。在瞬态研究中广泛使用了泵

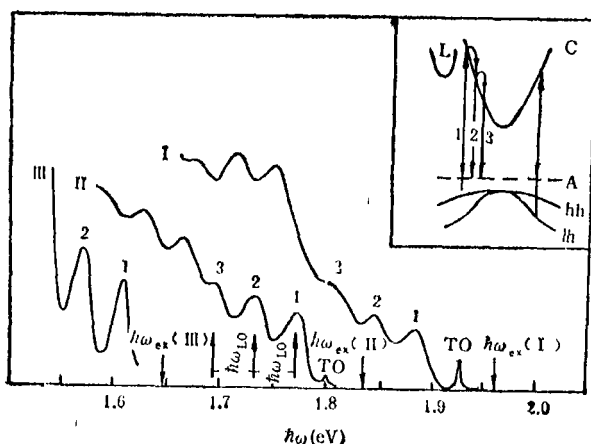


图 2 三种不同激发能量下的过热发光光谱
1. 未弛豫电子同受主的复合; 电子在复合中释放一个纵光学声子 LO

浦-侦询方法及光致发光的时间分辨方法。这些实验的结果都比用声子散射理论计算的能量损耗的速率要慢,而且与第一阶段的结果相反,载流子浓度越高,弛豫越慢。例如;载流子密度约 $7 \times 10^{16}/\text{cm}^3$ 时,冷却速度就比理论预期的慢 2 倍,密度提到 $3 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ 时,冷却速度则慢了 10 倍。这个现象被解释为光学声子的再吸收及 Frohlich 耦合被屏蔽。

在第三阶段过热电子所多余的能量已经不够发射一个光学声子,它通过声学声子的发射逐步冷却到和晶格平衡。

二、高激发密度下的发光

在高激发密度下被激发的电子及有关的元激发态的密度很大,以致它们之间的相互作用增强,出现一些新的现象。在电子密度达到 $10^{16}/\text{cm}^2$ (按截面的光强计算)或更高时将出现两类现象:第一类,材料不被破坏,而激发态则发生了变化,例如产生了激子分子、等离子体、电子空穴液滴等。第二类,物质的结构、缺陷的分布等发生了改变。对它的了解还有助于寻找有前景的激光材料。

1. 直接带材料的发光

不少材料的发光起源于激子。激子可以被杂质束缚而成为束缚激子。激发密度提高后,激子可以结合成激子分子。在低温下,激发密度再提高,就会出现等离子体。以 CdSe, CdS 及 GaAs 为例,当激发强度 $> 5 \times 10^6 \text{ W}/\text{cm}^2$ 时, A 激子的纵光学声子伴线 A-LO 的低能一侧出现一个发光谱带。它的峰值当激发强度在 $1 \times 10^7 \text{ W}/\text{cm}^2$ 时处于 690 nm。激发强度再高,谱带变强,峰值红移(图 3)。这个谱带被归之为电子空穴等离子体的发光。这时组成激子的电子及空穴间的库仑作用被屏蔽,电子空穴处于集体激发状态。而禁带宽度也下降,称为重整的禁带宽度。

在这种高激发密度下电子布居反转。光经过物体后,发光可以被放大。放大的倍数称为增益。它在 CdS 中可以达到 10^4 ,增益光谱中增

物理

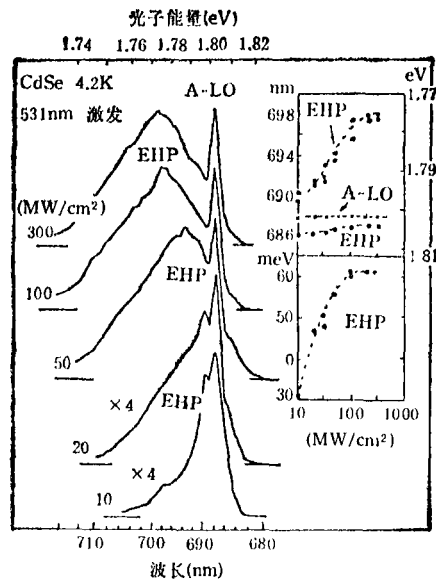


图 3 光致发光光谱的峰值随激发光强度的增加而移向长波

益为零的能量是重整化禁带宽度及准化学势。增益光谱也可从理论上计算。与实验结果拟合。在拟合中以电子及空穴密度为调节参数, T_e 为 50 K。发现不考虑 k 选择定则时,拟合得倒很好(图 4)。

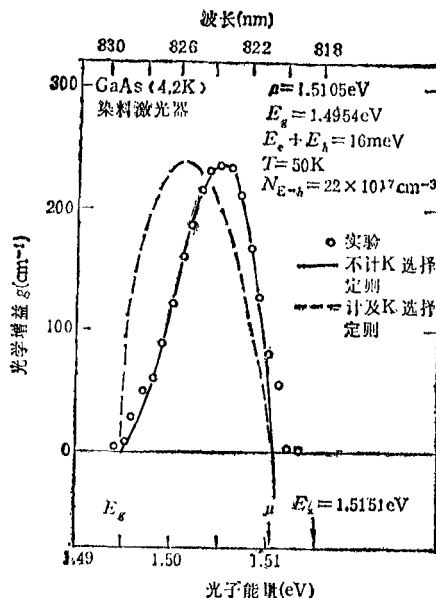


图 4 在 4.2 K 时 GaAs 的增益光谱

但是,这种经验结果的合理性却很难理解。有人考虑了多体效应,仍然按照 k 选择定则,也

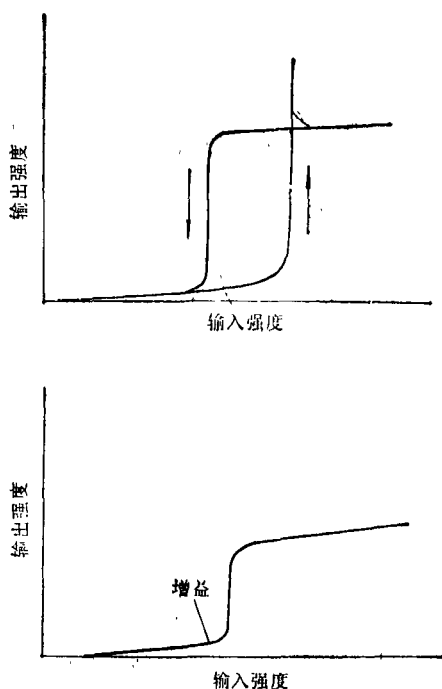


图5 典型双稳态光学器件的透过率
(a) 双稳态(记忆); (b) 高增益

得到了满意的结果。由此还可得出等离子体中载流子的寿命 ~ 200 ps, 横向及纵向漂移长度及漂移速度的上限等。这些长度及速度的上限值都是给定的, 其值显得过大, 比按照一般的扩散常数算出的数值大几个量级。但是, 如果改变这几个取值, 就会在基本方程组的内部出现矛盾, 而且进一步算出的一整套参数都将偏离实验值。究竟这是为什么, 还不清楚, 但是只要增益大的材料, 就有希望作成激光器。

2. 间接带材料的发光

激发密度提高后, 先形成激子气, 如果激发密度足够高, 样品处于低温, 激子的寿命又比较长, 激子形成的速率就会很高。当着激子的密度足够大, 以致于激子之间的距离小于激子的玻尔半径(~ 100 Å)时, 激子就不再存在而发生相变。我们用这一点的温度及浓度(即所谓临界点)表示这一相变发生的条件。经过这一相变, 激子气就凝聚成液体。这是液相的等离子体, 具有金属的性质, 是良好的导体, 称为电子

空穴液滴^[6]。在液滴中电子及空穴的平均距离约为 100 Å, 复合时发光的能量比激子发光的能量小 0.08 eV, 电子空穴的密度约 2.4×10^{17} cm^{-3} 。液滴的直径约 4 μm 。液滴组成液滴云的直径大约 1 mm, 其中约含有 10^3 个液滴。

实验结果表明, 电子空穴液滴的相变迄今只有在间接带半导体材料如 Ge, Si 中才能发生。而在直接带材料如 CdS, GaAs 中, 尽管以发光、反射及增益光谱等都可明显地证实等离子体的存在, 但始终出现不了液相的等离子体。这理解为: 间接带的材料中电子空穴对的寿命较长, 在 Ge 中它有几个 μs , 在 Si 中 ~ 200 ns。在辐射复合前有相当充裕的时间凝聚成液滴。而在直接带的材料中电子空穴对的寿命很短, 一般只有 100 ps 或稍长, 来不及凝聚, 就已经复合了。

人们就电子空穴液滴作了很全面的研究。例如, 在电子空穴液滴形成的动力学方面, 发现激子气在液滴形成之前必须是过饱和的。这个激子气及液滴系统处于亚稳态而表现出回线效应。例如, 提高激发密度时液滴的发光及降低激发密度时的发光不一样强。这个回线效应在经典系统中也有, 并非由于液滴的寿命所致。在低温下液滴的寿命效应相对地重要了, 回线就消失了。但不管属于哪种情况, 从激子中凝聚出电子空穴液滴是在一种非平衡系统中发生的相变。由电子空穴液滴的吸收及发射、温度效应、相图、输运等实验及相应的理论, 人们已可准确地了解它的性质。通过液滴的研究, 人们对多体之间的相互作用增进了了解。

3. 光学非线性及双稳态^[7]

发光现象本身就是非线性的, 如何利用它过去就有考虑, 现在也有实际应用。但是, 那些过程较慢, 而现在从半导体的光学性质中看到的非线性则快得多。这个非线性是激子、双激子、电子空穴等离子体、电子空穴液滴、载流子及热效应等与能带有关的现象所引起的。在直接带半导体中, 在不太高的光强下自由激子的共振吸收就能达到饱和, 引起非线性吸收。而在束缚激子的条件下, 由于它被局限在杂质周

围,谱线较窄,因而比自由激子更容易饱和,达到饱和所需的光强也比自由激子所需的小得多,可以小上百倍。在很多材料中,如 CuCl, CdS, HgTe 等,都观察到双激子,它的双光子吸收光谱很窄,随入射光强的增加,线宽可以从 0.1 变到 1 Å。在电子空穴等离子体及液滴中也有发射谱线变宽的现象,而且带隙变窄,激子的振子强度变小及在激子发光的低能边出现新的谱带等现象。在电子空穴等离子体中带隙的重整化及化学势的数值都与激发强度有关。

在 InSb, InAs, CdHg Te 等半导体中带隙窄,激子不能存在。光生电子或空穴很快弛豫到和晶格平衡,阻止了能带边缘的吸收。这种能带填充效应就引起非线性。此外,热效应可以引起折射系数的改变,也可引起非线性。

光学双稳态的表现是:非线性介质在某一光强时透射率突然由一个数值变到另一个数值(图 5)。

利用这种双稳态现象可以作成器件。在这种器件中要求非线性介质带有反馈。根据反馈是否利用了电学信号(例如将接收到的透过光的输出电压反馈到器件),双稳态可分为混合型及全光学型。在全光学双稳态器件中的反馈又分自身的或利用外界反射镜的两种。

全光学的双稳态有三种不同的非线性效应。它们和入射光的波长、强度及脉冲宽度都有关系,都是快速的双稳态。这三种是:色散型($T = 7\text{K}$)、饱和吸收型($T = 300\text{K}$)及感应吸收型($T = 7\text{K}$)。前二者使用 Fabry-Perot 腔反馈,而第三种是自身的反馈。色散型的物理依据是折射率随强度的变化, $n = n(I)$ 。在饱和吸收型中,饱和介质放在两面部分反射的镜子之间,所用激光的波长与饱和吸收的波长共振。入射光强不高时,吸收强;强度高时,吸收弱。正反馈一直延续到透过率跳到开态值。当入射光强减弱时,由于 Fabry-Perot 腔的存储性质,透过率仍就保持高值。双稳器件仍然处于开态。这种类型很有实际意义,因为它不需要低温,对比度又高达 50,开关时间只有 1 ns。利用室温下激子共振吸收的饱和效应,已

经用 GaAs 作成 100×100 单元,每个单元 $9 \times 9 \mu\text{m}^2$ 的列阵光学开关。双稳态的开启时间是 1 ps,恢复时间小于 200 ps。感应型的吸收相反,它随激发光强上升而上升。这种现象的产生可以是共振吸收线的位移,可以由热效应引起的带边吸收,还可以是电子空穴等离子体的产生。

ps 光脉冲及低损耗光纤都已可得到,而在全光学信息处理中所欠缺的就是光学逻辑元件,它使一束光控制另一束光。光学双稳态有很多这方面的特性,它可完成各种逻辑功能,有可能作成亚皮秒开关,可增加讯息容量,是很有前景的课题。

三、量子阱的发光^[8]

以上是实验条件的开拓所发现的一些新的现象。但是,要改变材料的组成、结构,才能在这样的条件下出现更鲜明的现象或者新的现象。量子阱、超晶格是由超薄层材料交替组成的周期排列的半导体材料。它有掺杂不同及组分不同的两类。超晶格的周期及势阱的宽度都低于电子的平均自由程。所以,整个电子系统将被量子化。由于电子的运动只是在超晶格方向上才受到限制,而在薄层平面内则是自由的。这种量子化的现象也只出现在这个方向上。超晶格势阱的存在扰乱了原来的能带结构,在原来的导带内又形成了由禁带隔开的子能带。近代 MBE 及 MOCVD 的发展,可以控制异质结的界面在原子层的厚度内,对晶格匹配的材料还可使界面上几乎没有缺陷。后来,又指出用间接带材料也可作出直接带超晶格,实现了应变超晶格,还提出了调制掺杂的方法,使设计新型光学材料的可能性大大开扩。

和体材料的发光相比,量子阱的发光显示出以下几个特点:第一,在体材料中发光波长的改变要靠更换杂质和组分,而在量子阱中原材料一定时,发光峰值波长的位移和阱宽 L_z 的平方成反比,改变阱宽即可改变峰值的波长。第二,在量子阱中发光的强度有增加,例如在

CdTe/Cd_{0.7}Mn_{0.3}Te 量子阱中发光强度比纯 CdTe 中的发光强度要高 50 倍。第三,自由激子的结合能在量子阱中有增加,例如在 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 多量子阱结构中,如果 85% 的带隙变化发生在导带,对 $L_z = 50 \text{ \AA}$ 的势阱来说,自由激子的结合能将达到 16 meV,在 300 K 时仍可见到它的发光。第四,谱线的半宽度随着量子阱宽度的减小而增加,在多量子阱中这是不均匀宽化所引起的影响,特别是在应变超晶格中更为明显。阱宽的涨落约为一个原子层,阱宽越小,它的涨落就越大。

关于量子阱发光的弛豫时间及发光效率都作了测量及理论分析。今仅就作为快速器件及非线性器件的基础性质的研究略作介绍。

1. 量子阱中过热载流子的弛豫

在关于过热电子的弛豫问题中主要研究其弛豫速率及能量损失的机理。而其中重要的问题是二维电子与声子的相互作用。在 GaAs/GaAlAs 的 AlGaAs 包层中也有和 GaAs 的光学声子的频率相同的声子。所以,在处理这类量子阱中声子及电子的相互作用时把光学声子看作是三维的。Erskine 等以 160 Å 的 GaAs 阱宽及 700 Å 的 Al_{0.6}Ga_{0.4}As 势垒多量子阱与体材料作了时间分辨测量。得到散射速率在低浓度载流子时为 50 fs,而在高浓度载流子时则为 30 fs。

关于第二阶段量子阱中载流子冷却的测量中静态及时间分辨的方法都有。如果量子阱足够窄, ($\leq 150 \text{ \AA}$) 所有的载流子就都在最低的子能带中。由于发射光学声子的功率损耗,

$$P = n_s \frac{\hbar W_0}{\tau} \exp(-\hbar W_0/kT_c),$$

其中 τ 是具有 $E > \hbar W_0$ 的电子发射一个光学声子的平均时间(假定所有的最终状态都是空的)。而理论研究得到 τ 值几乎与电子能量无关。这二者可以直接对比。用时间分辨技术,

(上接第 475 页)

- [7] Y. Syono, T. Goto, W. K. Wang et al., in: Shock waves in Condensed matter (1981), ed. W. J. Nellis, L. Seaman and R. A. Graham, APS, (1982), 87.
- [8] S. S. Batsanov, *ibid.* 1; B. Morrosin and R. A.

Shank 等在 205 Å 阱宽的未掺杂量子阱上得到冷却速度和在同样强度下 GaAs 体单晶上的数据相似,也比计算的速度小 6 倍。在有的实验中甚至可以慢到 100 倍。象研究 GaAs 体材料时那样,冷却变慢的原因归之为电声子耦合被屏蔽及过热声子效应。

2. 量子阱的双稳态

在 GaAs 多量子阱上已经在室温下观察到双稳态。它和体材料上观察到的双稳态在开关功率及室温下的性能方面都没有什么明显的差别,只是改变量子阱的宽度,它就可以在不同的波长的光源下操作。现在最小的在室温下开关的功率约 3 mW。在室温下多量子阱的非线性较强,而当阱宽变小时激子的共振线兰移,这样就容易和激光二极管匹配。日立的 HLP 1400 单模激光二极管,其波长为 830 nm,功率约 6 mW 就看到了在室温下有 300 层 66 Å AlGaAs 阱的双稳态。有的实验中以量子阱作光学逻辑门,得到其开启的时间约 1 ps。

我国在瞬态、高激发密度及量子阱方面都作了一些工作。在非晶态材料在低压荧光方面也有了可喜的结果。在传统的发光研究中也几乎占有了各个重要领域,特别是有机发光有关领域有很多独创成果。

参 考 文 献

- [1] W. M. Yen et al., Proc. of the 1984 International Conference on Luminescence (1984), Madison, North-Holland.
- [2] J. D. Chadi et al., Proc. of the 17th International Conference on the Physics of Semiconductors (1984), San Francisco, Springer-Verlag.
- [3] S. L. Shapiro, Ultrashort Light Pulse, Springer-Verlag, (1977).
- [4] S. A. Lyon, *J. Luminescence*, **35-3** (1986), 121.
- [5] Б. Л. Захарьяев et al., *уфн*, **136-3** (1982), 459.
- [6] C. D. Jaffries, Electron-Hole Droplets in Semiconductors, North-Holland, (1983).
- [7] N. Dagenais et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **2**(1985), 1178.
- [8] N. Peyghambarian et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **2-7** (1985), 1215.
- Graham, *ibid.*, 4.
- [9] A. N. Dremin and L. V. Babarc, *ibid.*, 27; B. W. Dadson and R. A. Graham, *ibid.*, 42.
- [10] T. Z. Blazynski, Explosive Welding, Forming and Compaction, Applied Science Publisher, (1983).