

# 超晶格和量子阱研究中的若干问题<sup>1)</sup>

黄 昆

(中国科学院半导体研究所)

## 摘 要

本文对半导体超晶格和量子阱的特点、研究对象及现状作了评述。着重讨论了在理论上和应用上都有重要意义的三个问题,即量子阱激光器、量子阱中的激子和多量子阱中的垂直输运。

两种不同材料薄层(几至几十 nm 厚)交替生长的多层结构,就是通常所谓的超晶格或多量子阱(图 1)。1969 年,Esaki 和朱兆祥最先提出了超晶格的概念<sup>[1]</sup>。近年来,随着现代材料制备技术的进展,特别是分子束外延(MBE)和金属有机物化学汽相淀积(MOCVD)技术的完善,超晶格和量子阱得到了很大的发展。迄今研究得最多的是 I 型超晶格,其中两种材料的禁带是一个包含另一个而不是相互错开,其典型是 GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As 超晶格(图 1)。由于两种材料的禁带宽窄不同,窄带隙材料构成电子和空穴的势阱,而宽带隙材料则构成势垒。通常认为,如果势垒足够宽,以致相邻阱之间的耦合很小,则这样的多层交替结构称为多量子阱;反之,则称为超晶格。

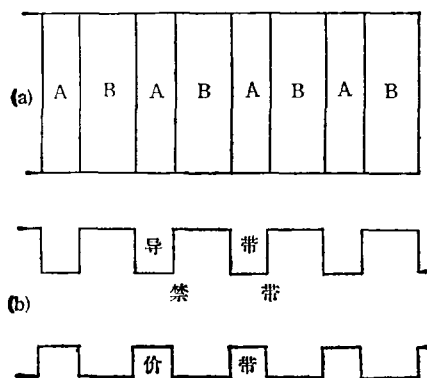


图 1

(a) 超晶格结构示意图; (b) 能带示意图  
(A 为 GaAs 材料, B 为 Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As 材料)

本文试图围绕两个问题对半导体超晶格和量子阱作一介绍,内容包括:(1)超晶格主要研究对象是什么?(2)有些经常提到的重要特性,物理上的含义是什么?文章的前三部分讨论理论和应用上都很重要的三个方面,重点说明半导体超晶格一些重要特点。第四部分介绍各式各样的半导体超晶格。第五部分简要介绍一些理论基础的研究现状。

## 一、量子阱及激光器

如果定义超晶格的生长方向为  $z$  方向,那么由于势垒的存在和电子与空穴在  $z$  方向的运动量子化,波函数是一系列具有不同数目节点( $n = 1, 2, \dots$ )的驻波。此时,电子或空穴只有在  $xy$  平面内的运动才是自由的。如果假定它们这种自由运动的色散关系是抛物线型的,则电子或空穴的能带结构是一系列具有恒定态密度  $\frac{m^*}{\pi\hbar^2}$  的二维子能带。这里  $m^*$  是电子(空穴)的有效质量。

量子阱的这种二维运动的特点是很重要的。量子阱激光器就是一个很好的例子<sup>[2]</sup>。

首先,量子阱激光器的有源区(单量子阱或多量子阱)的尺度远小于利用异质结来限制光

1) 本文是黄昆先生在第六届全国半导体物理学术会议上(1987年12月于广州召开)上所作的邀请报告,由朱邦芬整理成文,并经作者审阅。——编者注。

学模的光波导的尺度(图2)。如果光学损耗小到仅靠限制阱中载流子产生的净增益就足以抵消,那么实现激射的量子阱激光器的阈值电流比一般的双异质结激光器的阈值电流要大大减小。因为前者注入的阈值电流只要求在量子阱内产生激射所需的准费米能级分离,而后者产生同样的分离所需注入的载流子要遍布整个光波导区。这样,在量子阱情况下的阈值电流,对比起来显然会小得多。

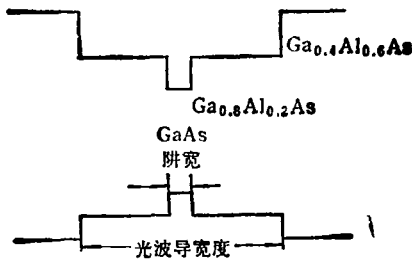


图2 单量子阱激光器示意图

另外,量子阱激光器二维子能带态密度的特点还使它比三维材料有较高的净增益和较低的注入电流。当我们向一量子阱激光器注入电流时,为了实现激射,首先要在导带和价带分别产生电子和空穴的准费米能级  $E_F^c$  和  $E_F^v$ 。根据费米统计,在  $E_F^c$  与  $E_F^v$  之间的能级填充导带电子的几率和填充价带空穴的几率均大于50%。在这样的能级之间受激发射大于受激吸收,从而产生净增益。同样,  $E_F^c$  与  $E_F^v$  以外的能级被导带电子或被价带空穴占据的几率均小于50%,在这样的能级之间,受激发射小于受

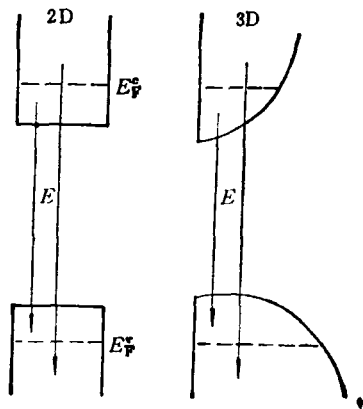


图3 二维与三维受激发射比较

激吸收(见图3)。根据能带论,三维晶体的联合态密度和  $(E - E_g)^{1/2}$  成正比。因此,相对于二维子带恒定态密度,体材料在  $E_F^c, E_F^v$  之间的态少,而在  $E_F^c, E_F^v$  之外的态多。前者意味着净增益小,而后者则表明注入电流大。

所以,为了充分利用量子阱的有利条件,当各种光学损耗极小时,单量子阱仅填充最低子带就能满足激射条件,这是最佳选择;如果单量子阱必须填充到第二个子带才能抵消损耗,则宁可引入几个量子阱。

## 二、激子

通过库仑作用使相互束缚的电子、空穴对形成激子。在量子阱中,假如阱宽远小于相应体材料中的激子尺寸(约几十nm),或者相邻子能带的间隔大于激子束缚能,那么激子可以被看作主要是由一对子带的电子和空穴态构成的,这种激子也就是准二维激子。如果阱宽远大于激子尺寸(相当于体材料),那么激子就不再从属于某一对特定子带了。较窄阱(阱愈窄,子带间隔愈大)中的激子从属一对子带,这一点已被许多实验证实(图4)<sup>[9]</sup>。在台阶状的二维联合态密度的台阶边缘,可以看到分别对应于各个子带的激子峰。

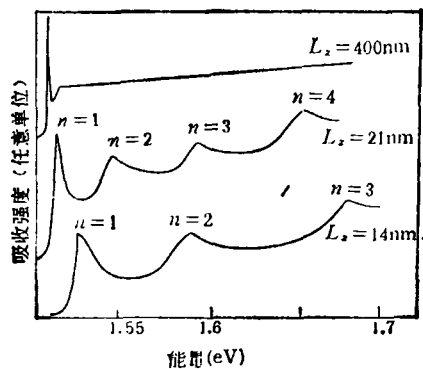


图4 在  $Ga_{0.4}Al_{0.6}As$  势垒中间厚度分别为400, 21, 14nm的GaAs层的吸收谱(2K)

激子在量子阱光学中的地位远比在体材料中重要。GaAs体材料中的自由激子只有在低温和高纯的条件下才能观察到。然而在量子阱

中,室温下就有很显著的十分重要的激子效应.其原因在于:

(1) 由于这里的激子是一个二维的体系,光穿过量子阱薄层被激子吸收的情况与层厚(即量子阱阱宽  $W$ )无关,所以单位长度的吸收(即吸收系数)与  $W$  成反比.可以证明,与相应的体材料比较,量子阱激子吸收系数是体材料中的(体激子尺寸/ $W$ )倍.例如 GaAs,倍数为  $30\text{nm}$ (体激子尺寸)/ $10\text{nm}$ (阱宽),约为三倍.

(2) 量子阱  $x$  方向的势垒对电子和空穴波函数的“压缩”,进一步增强了电子、空穴间的库仑作用.因此,随着阱变窄,激子半径变小,激子束缚能增强,振子强度加大.举一个极端情况作为例子:二维类氢原子的基态束缚能为  $4\text{Ryd}$ ,是三维空间类氢原子的四倍!

下面介绍量子阱中激子的几个重要效应:

### 1. 激子吸收的饱和现象<sup>[4]</sup>

在强光照射下,量子阱中激子吸收峰容易被“漂去”(bleaching)(图 5). Kramers-Kronig 关系(见 Kittel 编著的《固体物理导论》一书第 11 章)表明光吸收和折射是直接相联系的.吸收饱和必然伴随着吸收峰频率附近的折射系数的改变,呈现光学非线性.激子非线性与法布里(Fabry)腔结合,可以做成光控制的 光学双稳态器件.如果随着入射光强度增加使折射率改变,达到与光学腔共振,那么原先低光场、低透射状态就会转变为高光场、高透射状态.

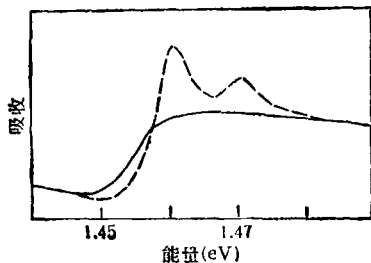


图 5 在几百  $\text{W}/\text{cm}^2$  光照下的量子阱吸收谱(实线);弱光下的轻重激子峰(虚线)被“漂去”.

类似的非线性光学现象在体材料中也能发生.但是量子阱中激子光照抑制吸收可以发  
物理

生在更低光强下和室温下,而且比体材料更加显著.目前理论研究认为,激子吸收饱和的机理主要是由于强光产生的电子、空穴对激子的屏蔽作用和相空间占据效应<sup>[5]</sup>.

### 2. 量子限制的斯塔克效应(QCSE)<sup>[6]</sup>

当沿多量子阱的轴向加电场时(这通常通过把多量子阱做在 PIN 结构中的 I 区来实现),激子峰向低能方向移动,零电场时允许的激子跃迁几率减弱,而一些禁戒跃迁的跃迁几率随电场经历由弱→强→弱的变化.激子荧光峰移动量可达到零场时激子束缚能的若干倍.当外加垂直电场达到  $10^5\text{V}/\text{cm}$  左右时,发生荧光猝灭(图 6).

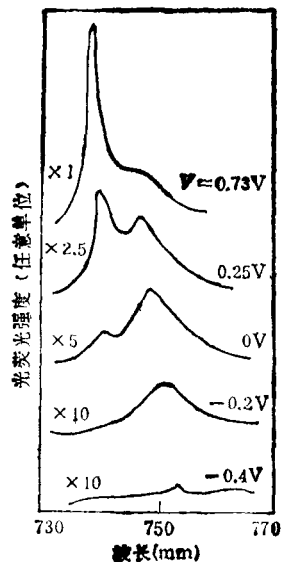


图 6 在外加电场下,量子阱激子荧光峰随电场增加强度减弱,波长红移

QCSE 与一般的斯塔克效应本质不同.当电场沿  $x$  方向达到约  $10^5\text{V}/\text{cm}$  时,若无势垒,则激子已经电离了.激子在纵向电场下之所以能存在,不是由于库仑束缚作用,而是由于势垒的阻挡.

激子荧光峰红移的道理很简单.在电场下,电子和空穴在阱中分别向两个方向拉开,各自向低能部份移动.尽管激子在纵向电场下束缚能略微减小,但减少量远低于最低子能带的移动量.也正是因为电子、空穴在电场下反向

移动,使它们的波函数在空间重叠变小,导致荧光变弱,直至消失。严格说来,在电场下,电子、空穴都可以通过隧穿势垒逃逸,但只要子能级相对势垒较低,并且势垒较厚,这时的隧穿因素往往起次要作用。

量子阱的垂直电场效应有重要的应用前景,如光调制器、光学双稳器件等<sup>[6]</sup>。利用 QCSE 设计的 SEED (self-electrooptic effect device) 光学双稳器件,具有触发能量特低的优点<sup>[7]</sup>。

### 三、纵向输运

纵向输运指的是载流子沿多量子阱生长轴向的输运现象。Esaki,朱兆祥等最早提出超晶格设想时,其应用背景主要是指纵向输运时的一些物理现象。然而由于当时材料制备水平的限制,使这方面的研究未能深入下去。最近几年,由于材料制备方面的突破及其本身的重要性,该领域的研究工作猛增<sup>[8]</sup>。

多量子阱的纵向输运具有复杂性,它包括多种输运模式。究竟是哪一种或哪几种模式起作用,不仅取决于样品,而且还与温度、电场等外加因素有关。

#### 1. 微带 (miniband) 输运

由于超晶格  $x$  方向的周期性,我们知道能带应分为一系列的微带(若超晶格原胞由  $n$  个体材料原胞构成,则布里渊区缩小为体材料的  $1/n$ ,成为微布里渊区)。这里最低的微带是各量子阱相应的能级通过势垒相互作用后展宽而形成的。以微带布洛赫波为基础的输运,关键参量

是其带宽  $\Delta$ 。相邻阱之间的耦合越强,  $\Delta$  就越宽,迁移率就越高。然而,各种因素都可能破坏微带输运,这时输运只能在局域态基础上进行。这些因素包括:(1) 因阱宽涨落或组分涨落造成量子阱中能级参差大于  $\Delta$ ; (2) 因载流子受到散射致宽大于  $\Delta$ ; (3) 因电场在邻阱间造成势差大于  $\Delta$ 。

#### 2. 局域态(局域在某个量子阱中的态)间的跳跃 (hopping) 电导——声子辅助隧穿效应 (phonon assistant tunneling)。

这种输运现象与非晶态材料中的跳跃电导十分相似

#### 3. 热载流子发射

在温度较高的条件下,有相当部分的载流子可能得到足够的动能而被激发到阱外,即有较大的几率获得比势垒更高的能量。这时输运是在势垒上方的子带中进行的。

#### 4. 共振隧穿输运

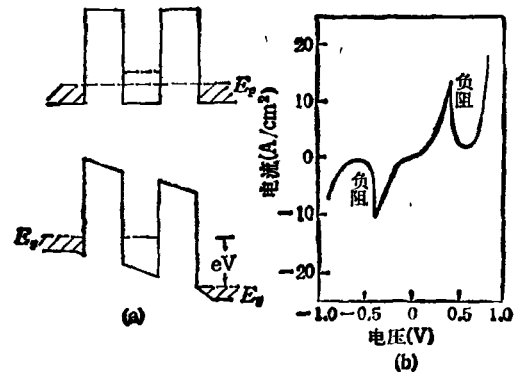


图 7

(a) 双势垒隧穿示意图; (b) 双势垒隧穿 I-V 曲线

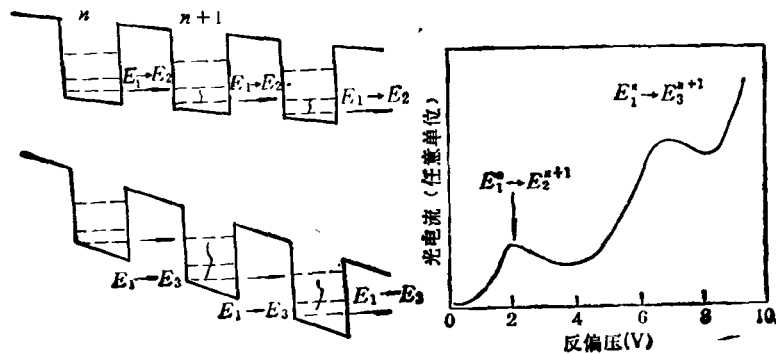


图 8 多量子阱连接的共振隧穿

所谓共振隧穿就是当载流子具有能量与量子阱内量子化能级共振时，隧穿几率极大的现象。最简单形式的共振隧穿是双势垒隧穿（图7）。双势垒两边是重N型掺杂的，加电压可使一边的费米能级提高到与阱内能级发生共振，这时发生共振隧穿，在I-V曲线上出现电流峰。利用共振之上的负阻特性，人们有可能开发高速电子元件，如振荡器、开关、记忆元件等。对多量子阱，目前的工艺水平已能实现接连的共振隧穿。如图8所示，电子从第n个阱 $E_1$ 能级共振隧穿到第n+1阱的 $E_2$ （在更高电压下为 $E_3$ ）能级，然后再弛豫到 $E_1$ ，如此重复，可实现共振隧穿的“接力”。可以想象，任何稍大一点的涨落都可能破坏这种接连的“共振隧穿。”这对多量子阱的制备工艺的要求是十分严格的。

#### 四、广泛的研究对象和广阔的发展前景

前面介绍的三个比较有兴趣的领域大多是在I型超晶格中实现的。实际上，超晶格研究的发展远不仅限于此。利用不同的材料特性，不同的构造方式，人们能够合成各种自然界中并不存在的材料。下面举一些例子，以期能多少反映一些超晶格研究十分丰富的内容和发展潜力。

##### 1. 不同材料体系产生具有不同特点的超晶格

构成半导体超晶格的材料体系已包括各类半导体材料，如IV族、III-V族、II-VI族化合物以及它们的固溶体。目前比较多提到的有GaAs-GaAlAs, InAs-GaSb(-AlSb), InGaAs-InAlAs, Ge-GaAs, CdTe-HgTe, PbTe-PbSnTe, ZnS-ZnSb, ZnSe-ZnTe, Si-GaP等。它们分别提供具有不同特点的超晶格。

在前面提到的I型超晶格中，电子和空穴的量子阱处在同一种材料中。在II型超晶格中，由于两种材料的带隙交错或完全错开（图9），两种材料分别是电子或空穴的量子阱。由于II型超晶格中电子与空穴在实空间是分离的，它们的波函数只有很小的重叠，导致了较弱

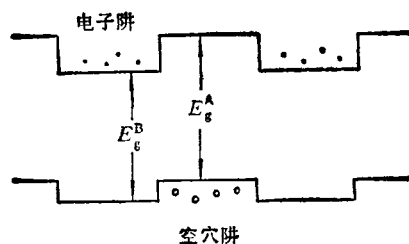


图9 II型超晶格能带示意图

的光荧光与光吸收。当有纵向电场加在II型超晶格上时，与I型相反，光荧光随电场增加而加强。这是因为电场驱使电子空穴朝相反方向移动，使它们在交叠处相互靠近。InAs-GaSb超晶格中，两种材料的禁带完全错开，可以随层厚的改变而实现由半导体向半金属的转变。

由于两种材料带边的相对位置（决定超晶格的类型）可随固溶体组成及量子阱的尺寸而改变，这就使人们有可能去设计超晶格材料体系，以获得各种特性。

##### 2. 另一类合成新型材料的调制手段

掺杂超晶格、应变超晶格、短周期超晶格、渐变能隙超晶格、非晶态超晶格和准周期超晶格等提供了另一大类合成新型材料的调制手段。

###### (1) 掺杂超晶格(NIP1超晶格)<sup>[9]</sup>

上面讨论的用组分不同的A、B材料构成的超晶格称作组分超晶格。与组分超晶格相比，掺杂超晶格中的A、B实际上是同一材料分别掺N型和P型杂质。掺杂超晶格的周期势场是由正负空间电荷形成的。N型材料形成了电子的阱，P型材料则成为空穴的阱（图10）。这在某种程度上有些类似于II型超晶格。掺杂超晶格的特点在于，阱的深浅和有效带隙是与载流子浓度相关的。光激发的电子空穴对在



图10 掺杂超晶格能带示意图

实空间是分离的,由于它们的屏蔽效应,光激发强度可作为势场、有效带隙(反映在荧光峰值位置上)的一种有效的调制手段。

### (2) 应变超晶格<sup>[10]</sup>

一般地说,超晶格的两种材料A和B应是晶格相互匹配的,否则将产生失配位错等缺陷。然而,在薄层条件下,可以凭借弹性形变使A、B两层在 $xy$ 平面内的晶格常数相近(当然,这将引起 $z$ 方向晶格常数作相反趋势的变化),在一定限度内可以由此弥补晶格间的失配。通常,两种材料的失配度越大,应变超晶格允许的层厚越薄。例如 $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}/\text{GaAs}$ 超晶格,当 $x=0$ 时,Ge与GaAs间失配度为1%;当 $x=1$ 时,Si与GaAs的失配度为4%。图11给出了厚度上限与 $x$ 和晶格失配度的关系。利用应变,使生长超晶格所用材料不受晶格匹配的限制,可获得不同的材料参数(如有效质量等),这也属于一种能带工程。此外,应变超晶格作为一种手段,可用于研究材料在形变下的物理效应。

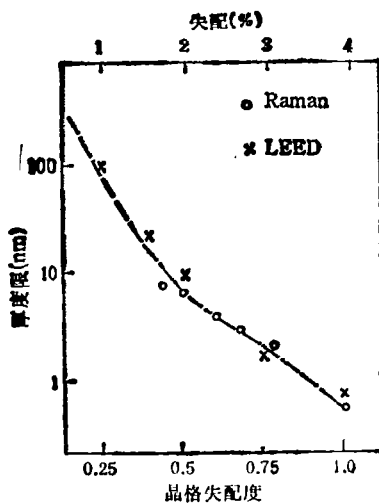


图11  $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}/\text{GaAs}$ 超晶格中 $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ 最大允许层厚与 $x$ 和晶格失配度关系

### (3) 短周期超晶格

两种材料的周期限于10层以内的超晶格称为短周期超晶格。它的实际意义在于可用如 $(\text{GaAs})_m-(\text{AlAs})_n$  ( $m, n < 10$ ) 这样的短周期

超晶格来代替固溶体 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ,以解决由于 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 中的无序性造成的在 $\text{GaAs-GaAlAs}$ 系统的材料中的质量问题。此外,这种短周期超晶格在物理学中也是一个饶有趣味的研究领域。由于GaAs层特别薄,导带的最低能级具有AlAs中X谷的特征,而不是GaAs中 $\Gamma$ 谷(X, $\Gamma$ 的意义见Kittel编著的《固体物理导论》一书第8章)。这样,激发光谱的阈值( $\Gamma$ 谷)大于荧光峰值(X谷)。

### 3. 一维和零维量子阱(量子线和量子盒)<sup>[11]</sup>

二维量子阱中的载流子在一个空间方向受到限制,因而具有准二维的特点。如果我们在两个空间方向上限制载流子,使之只能在另一个方向上自由运动,这样就得到了一维量子阱线的一维子能带结构。再进一步,如果三维空间每个方向都存在势垒,载流子被限制在一个几十nm见方的空间,形成零维的量子盒。这象一个人造大原子集团,量子化后成为一系列的分立能级。

一维和零维量子阱除了在物理上可以研究饶有兴趣的低维特性外,由于它的能谱特点(图12),类似于我们在二维量子阱激光器中分析的那样,预期可以有更优越的激光器性能,如更低的阈值电流,更高的增益等等。此外,一维量子阱线可能有高的迁移率。目前国外正在这个领域(从材料制备到物理性质)积极开展研究。

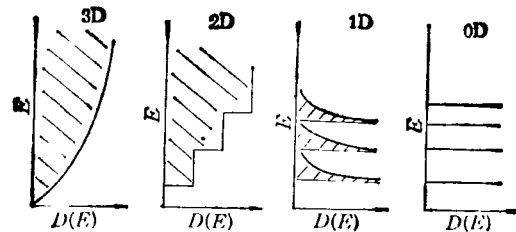


图12 不同维度的量子阱中电子的能态密度

## 五、基础理论

目前国内外在量子阱、超晶格的理论研究领域中虽已作了大量的研究,但和体材料研究已达到的深度比较,大部分工作还属于开创阶

段,不是很深入、很成熟。

## 1. 电子态理论

迄今为止的工作大多是用有效质量理论来处理量子阱中的电子、空穴子能带结构。早期的工作是把量子阱中的电子和空穴作为具有确定的有效质量的简单粒子处理。这几年在处理空穴时,发现量子阱中的空穴子带具有较强的轻重空穴混合的特点,使得二维空穴子带严重背离抛物线型的色散关系<sup>[12]</sup>。在有效质量理论的框架内,空穴子带往往从 Luttinger-Kohn 方程出发来求解<sup>[13]</sup>。

有效质量理论能够简单、有效地处理范围广泛的问题。除了解决量子阱中二维子带结构外,有效质量理论还被用来解决一维量子阱线的子带、量子阱中的激子态、浅杂质态、光跃迁、外加电磁场效应等一系列问题。我们在这些方面也都作了一些比较认真的工作<sup>[14,15]</sup>。

但是,有效质量理论用于超晶格和量子阱的电子态,由于两种材料的有效质量不同,在界面如何连接,其理论基础还是一个很复杂的问题。对于 GaAs-GaAlAs 系统,我们用经验赝势作过平行的理论计算<sup>[16]</sup>。发现对于较低的几个子带,两种方法得到相当一致的结果。因此,尽管有效质量理论用于超晶格的基础不太清楚,但只要电子或空穴主要局域于某一种材料,应当说它的结果是可信的。

微观理论(如赝势法、紧束缚法)用于超晶格的研究工作也有相当的数量<sup>[17-18]</sup>。但这些工作大多用于短周期超晶格。这是因为,一是有效质量理论不适用于短周期超晶格(它只适用于能谷“附近”的布洛赫波,即波长远大于晶格常数。当波长只有几个原子层时,它是不适用的);二是由于超晶格的大原胞,按传统的微观理论用基函数展开解久期方程的方法,所需的基函数数量巨大,往往超出计算机所能承担的范围。例如,对于紧束缚法,基函数的数目正比于原胞内的原子数。又如,对于赝势法,因倒格矢密度大大增多,须取的平面波数目也成比例地增多;当它用于一维或零维量子阱时,这一困难更为突出。目前也有一些微观理论,考虑了

用比较少的基函数来进行计算,取得一定的成功<sup>[12,19]</sup>。

不管是微观理论还是有效质量理论,对于两种不同材料连接处能带的“台阶”问题(band offset)仍不能很好处理。这涉及到对两种材料界面处由于电荷转移形成的电偶极层的处理。在实验和理论上,这一直是一个困难的问题。

## 2. 声子

目前一般认为,超晶格中的声学振动,可以用布里渊区折叠(zone folding)来解释,这已为弹性介质模型和 Raman 散射实验所证实。<sup>[20]</sup>对于超晶格中的光学振动,只要两种材料的光学声子带不重叠,光学模是分别限制在各薄层内的“驻波式”的振动模式。如 GaAs-AlAs 体系,限制在 GaAs (AlAs) 层的各级纵光学声子 LO 和横光学声子 TO 频率大致相当于体材料的相应波长的振动频率。

目前的理论计算,大部分都是以“线性链”模型为依据,即把垂直于超晶格轴的整个平面的原子振动,用一个粒子的振动来模拟。这种近似只适合于平面内波矢等于零的特殊情况。由于构成超晶格的材料大多是带有离子性,长程库仑作用对于光学模的作用是重要的。“界面模”的存在即是证明。目前计入长程库仑作用的三维光学振动,主要依靠连续介电模型<sup>[21]</sup>,我们最近的工作证明它存在严重的缺陷<sup>[22]</sup>。

总之,作为超晶格基础的电子、声子结构,目前尚处于一种比较粗糙的阶段,有大量工作需要去探索。

- [1] L. Esaki and R. Tsu, *IBM J. Res. Develop.*, **14** (1970), 61.
- [2] V. Arakawa and A. Yariv, *IEEE J. Quantum. Electron.*, **QE-22** (1986), 1887.
- [3] R. Dingle, in *Festkörperprobleme XV*, ed. by H. J. Queisser, Pergamon/Vieweg, Braunschweig, (1975).
- [4] D. S. Chemla and A. B. Miller, *J. Opt. Soc. Am. B.*, **2** (1985), 1155
- [5] H. Haug and S. Schmitt-Rink, *J. Opt. Soc. Am. B.*, **2** (1985), 1135.
- [6] D. A. B. Miller, D. S. Chemla et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2173.
- [7] D. A. B. Miller et al., *Appl. Phys. Lett.*, **45**(1984),

- 13.
- [ 8 ] F. Capasso, K. Mohammed and A. Y. Cho, *IEEE J. Quantum. Electron.*, **QE-22**(1986), 1853.
- [ 9 ] G. H. Döhler, *IEEE J. Quantum. Electron.*, **QE-22** (1986), 1683.
- [10] G. C. Osbourn, *IEEE J. Quantum. Electron.*, **QE-22** (1986), 1677.
- [11] M. Asada, Y. Miyamoto and Y. Suematsu, *IEEE, J. Quantum. Electron.*, **QE-22** (1986), 1915.
- [12] Y. C. Chang and J. N. Schulman, *Appl Phys. Lett.*, **43** (1983), 536; *Phys. Rev. B*, **31**, (1985), 2069.
- [13] J. M. Luttinger and W. Kohn, *Phys. Rev.*, **97**, (1955), 869.
- [14] 汤蕙、黄昆, 半导体学报, **8**(1987), 1. 夏建白、黄昆, 半导体学报, **8**(1987), 563.
- [15] Bangfen Zhu and Kun Huang, *Phys. Rev. B*, **36** (1987), 8102.  
Bangfen Zhu, *Phys. Rev. B*, **37**, (1988), 15.  
夏建白、黄昆, 物理学报, **37**, (1988), 1.
- [16] 夏建白, A. Baldereschi, 半导体学报, **8**(1987), 574.  
Kun Huang et al., in Proceedings of 1987 International Conferences on Luminescence, to be published.
- [17] Ed Claruthers and P. J. Lin-Chung, *Phys. Rev. B*, **17** (1978), 2705.  
M. A. Gell et al., *Phys. Rev. B*, **34** (1986), 2416.
- [18] T. Nakayama and H. Kamimura, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **54**(1985), 4726.
- [19] Jianbai Xia, to be Published.
- [20] B. Jusserand, D. Paquet and A. Regreny, *Phys. Rev. B*, **30** (1984), 6245.  
Bangfen Zhu, K. A. Chao, *Phys. Rev. B*, **36** (1987), 4906.
- [21] R. Fuchs and K. L. Kliewer, *Phys. Rev.*, **140**(1965), A2076.  
R. E. Camley and D. L. Mills, *Phys. Rev. B*, **29** (1984), 1695.
- [22] Kun Huang and Bangfen Zhu, to be Published in *Phys. Rev B* Bangfen Zhu, to be Published.

(上接第420页)

表 3

波长 $\lambda$ (nm)	405	436	546	578	斜率 $\frac{\Delta U}{\Delta \nu}$	$h$	与公认值
频率 $\nu(10^{14} \text{s}^{-1})$	7.41	6.88	5.49	5.19	$(10^{-12} \text{V} \cdot \text{s})$	$(10^{-34} \text{J} \cdot \text{s})$	之百分差
交点法 $U_0$ (V)	1.09	0.95	0.73	0.68	1.78	2.85	-57%
拐点法 $U_0'$ (V)	1.90	1.64	1.11	1.05	3.84	6.16	-7.1%

### 三、结 论

1. 测  $h$  的关键在于正确确定截止电压, 而反向电流是截止电压不能准确测量的主要原因。为了减少反向电流, 除采用阳极加热外, 应尽量缩小入射光斑, 以减少照射到阳极的散射光。

2. 测试结果表明, 采用 GD-27 管比一般商用光电管好。测得的  $h$  值与公认值之差小, 而且重复性好。

3. 采用阳极可加热的光电管时, 应当控制加热时间和加热电流的大小。电流过大或时

间过长, 会使阴极受热后改变性能; 电流过小或时间过短, 将不能除去阳极上的沾染物。

4. 除采用阳极可加热的光电管外, 可以试制球壳形阳极, 球心小阴极的光电管<sup>[2]</sup>, 该管正向电流上升较快, 可用交点法确定其截止电压。

我校光学仪器厂、物理系、信息与电子系协作, 利用国产 GD-27 光电管和自制的干涉滤光片, 研制成普朗克常数测定仪。用该仪器测得的  $h$  值与公认值之差小于 5%, 且重复性好。

[ 1 ] 周荣耀, 物理, **15**(1986), 633.

[ 2 ] Г. Б. 斯皮瓦克主编, 冯志超等译, 专门物理实验, 高等教育出版社, (1960), 240.