

半导体量子器件物理讲座

第一讲 异质结构和量子结构^{*}

余金中 王杏华

(中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘 要 随着半导体材料超薄层外延生长和微细加工技术的进展,人们已研制成功多种多样的半导体量子器件.以量子理论为基础,以半导体量子器件为研究对象,形成了一门新的学科——半导体量子电子学和量子光电子学.文章着重介绍半导体异质结构和量子结构,包括其能带结构、态密度分布等性质.

关键词 量子器件,异质结构,量子结构

HETEROSTRUCTURES AND QUANTUM STRUCTURES

YU Jin-Zhong WANG Xing-Hua

(*Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*)

Abstract With the advances in ultra-thin film epitaxial growth and micro-fabrication, many semiconductor quantum devices have been developed. Based on quantum theory, the new field of quantum electronics and quantum optoelectronics has evolved, devoted to studies of the principle, structure and applications of semiconductor quantum devices. The time is now ripe to introduce a series of lectures on "The Physics of Semiconductor Quantum Devices". As the first lecture, semiconductor heterostructures and quantum structures, including their energy band structures and state density profiles, will be presented.

Key words quantum devices, heterostructures, quantum structures

1 引言

光阴似箭,历史翻开了千禧之页,时代如歌,人类进入了信息时代.大至世界风云,小到家用电器,无一不同电子、光电子有关.下面这两句应当是千真万确的:“人类必搞高科技,高科技必靠半导体”.时至今日,半导体器件已不再只限于大规模集成电路等元器件了,近年来出现了一大批异质结双极晶体管、量子霍尔器件、量子阱激光器新型器件,它们已在各类应用中发挥重大的作用.为此,有必要了解半导体量子器件的工作原理、器件结构、性能特性和应用范围.

20世纪中,物理学最重要的理论是相对论和量子理论,最重要的技术进展是大规模集成电路,最重要的发明是激光器,最快的发展是信息高速公路.量

子理论的出现,解释了百年来人类一直感到困惑的种种物理现象,并将经典的物理学理论同现代理论统一起来,深刻地揭示了电、光等的物理本质,真正促进了20世纪后50年的科技革命.半导体量子器件物理就是以量子理论为基础,以半导体量子器件为研究对象,探讨其工作原理、器件结构和特性,并指导实际应用的一门新学科.

半导体量子器件是建立在两大技术进展的基础上的:一是纳米量级的超薄层外延生长,另一是纳米量级的超微细加工,包括纳米量级的电子束曝光、干法刻蚀以及原子级的显微观测等等.图1示出了半

^{*} 国家自然科学基金(批准号:69896260-06,69990540,69746001,69787004)资助项目,国家“八六三”高技术计划(批准号:863-307-06-05)资助项目
2000-01-19收到初稿,2000-08-11修回

导体量子器件的发展趋势。可以看出,量子器件的发展是随着外延生长和微细加工的精度的进展而逐渐推进的。1960年前后,最早由 H. Kroemer^[1]和 Zh. I. Alferou 等提出异质结构的概念,直到 20 世纪 60 年代后期才采用液相外延的方法生长出 GaAs/AlGaAs 异质结,1969 年制成了第一支室温下连续工作的双异质结(DH)激光器^[2]。70 年代,人们可以外延或刻蚀的精度为 $0.1\mu\text{m}$ 量级异质结构,至 1980 年前后,已经研制出多种电子、光电子器件,诸如分布反馈(DFB)激光器、异质结双极晶体管(HBT)等等。

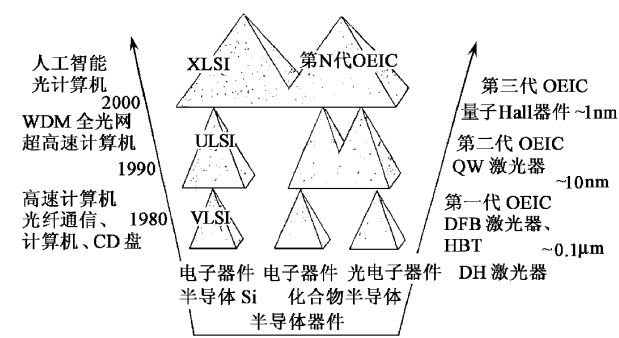


图 1 半导体量子器件的发展趋势

伴随着这些器件的研制成功,第一代光电集成电路出现了,例如在同一芯片上将光电探测器(PD)同场效应晶体管(FET)集成在一起。80 年代末,外延和微细加工的精度又提高了一个数量级,达 10nm ,因此量子阱(QW)激光器等新型量子器件登场了,其工作电流仅为毫安、甚至亚毫安量级,这同一支小小的晶体管的工作电流相差无几了。于是,第二代光电集成电路(OEIC)应运而生,它集成了多波长激光器、光波导回路、探测器、场效应晶体管、光放大器等,具有更多的光电功能。

进入 90 年代之后,外延生长已可达 1nm 量级,人们甚至实现了单原子层外延(ALE),生长的结构可以更精细更复杂了。至于超微细加工,电子束曝光的精度可达到 0.01nm 以下,日本 NEC 公司近期报道的电子束步长精度已高达 0.0012nm ^[3],真是超过了 10 多年前人们的想象。随着工艺技术的这种进步,量子霍尔器件、单电子器件、多波长阵列激光器等一一研制成功。例如在同一芯片上,同时制作出 40 支波长不同的单模分布反馈激光器,波长覆盖 1.527 至 $1.593\mu\text{m}$ ^[4],相邻器件的波长间隔约为 1.6nm ,可谓十分精确了。因此可以认为,第三代光电集成电路已成功问世,它们具有更多、更好的电

学、光学、光电子学功能。

从材料的角度看,60 和 70 年代,人们利用 Si 只能制作电学器件。随着加工精度由 $0.1\mu\text{m}$ → 10nm → 1nm 的推进, Si 集成电路依次出现了 VLSI(甚大规模集成电路)→ULSI(超大规模集成电路)→XLSL(极大规模集成电路)。在这一发展过程中, Si 基器件已不再只限于电子器件了,1990 年前后,多孔硅发光的出现把 Si 基材料与器件推向了光电子领域^[5], Si 基发光二极管、探测器、光波导回器、光波导开关、复用/解复用器等研制成功,因此, Si 和化合物半导体发生了交叉。

AlGaAs, InGaAsP, InGaAlP, InGaAsN 等多种 III-V 族以及 TiSnHg 等 II-VI 族化合物半导体,既是很好的电子器件材料,更是光电子器件的主角。它们的异质结双极晶体管(HBT)激光器、探测器等可以说是五光十色了,其精度越来越高,其组分越来越精细,其性能越来越好。不但它们自身可制成各种光电器件,而且在 Si 衬底上可外延生长 AlGaAs, GaP, SiGe, SiGeC, ZnS 等各种异质材料,于是取长补短、相辅相成,出现了 VI 族、III-V 族、II-VI 族相互渗透的新局面。如果它们的工艺进一步完善,必将出现性能更好的第四代光电集成电路。

器件研究必定推动应用的进展,计算机的速度一翻再翻,芯片的体积却一小再小,光纤通信从初期一根光纤只能通 4 路电话发展到现今百万路的波分复用的全光网了(WDM AON)。可以预计,在进入 21 世纪之后,由量子器件构成的光计算机和“人工智能”已经为期不远了,人们可以采用光互连的高速光通信网来进行信息的产生、传递、处理、接收、放大和应用,以半导体量子器件为基础的信息社会已经为期不远了。

我们撰写的“半导体量子器件物理”系列讲座,由基础知识、量子结构的电子器件和量子结构的光电子器件三部分组成。第一部分即本讲,介绍量子器件的由来、异质结构和量子结构;第二部分着重介绍异质结晶体管等电子器件,说明量子结构带来的高增益、高频率等特性;第三部分着重介绍半导体激光器等光电器件的进展,包括分布反馈激光器、量子阱激光器等器件的结构与特性,并对光电子学发展趋势作些说明。

2 异质结构

2.1 异质结构概念

在本系列讲座中,如果没有特别指出,我们提及

的材料均为单晶材料,非晶、多晶的半导体材料将不在讨论之列。由禁带宽度相同、导电类型不同或虽导电类型相同但掺杂浓度不同的单晶材料组成的晶体界面称为同质结,例如 n 型 GaAs 同 p 型 GaAs 的界面为 n-GaAs/p-GaAs 同质结。

禁带宽度不同的两种单晶材料一起构成的晶体界面称为异质结,例如 GaAs/Al_xGa_{1-x}As, InP/In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y 异质结。若异质结两边材料的导电类型相同,则称为同型异质结,如 n-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As, p-GaAs/P-Al_xGa_{1-x}As。若两种材料的导电类型不同,则为异型异质结,如 n-GaAs/P-Al_xGa_{1-x}As, p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As。在这些表达中,我们通常以小写的 n, p 表示窄带隙材料,以大写的 N, P 表示宽带隙材料。

在异质结界面附近,如果两种材料的组分、掺杂浓度都发生突变,其厚度仅为若干原子间距,有明显的空间电荷边界,则这类异质结为突变结。相反,如果异质结附近的组分、掺杂发生渐变,有一组分或掺杂浓度的过渡层,其厚度为几倍电子的扩散长度或空穴的扩散长度,其空间电荷也逐渐向体内变化,则此类异质结为缓变结。

上述概念都是针对界面而言的。我们通常把含有异质结的二层以上的结构称之为异质结构。异质结构理论是研究异质结如何构成、能带如何变化、电场、光场如何分布等的一门物理学分支。

2.2 异质结材料

两种半导体材料组成异质结时,由于它们的晶格常数 a_1 和 a_2 的差别,在异质结界面处会出现悬键,悬键的存在会引起界面态。为了减少界面态,要求两种材料的晶格常数尽量地接近,以便能够晶格匹配。晶格失配度为两种材料的晶格常数之差同它们的平均晶格常数之比:

$$\text{晶格失配} = \frac{\Delta a}{\bar{a}} = \frac{2|a_1 - a_2|}{a_1 + a_2} \quad (1)$$

为了减少界面态,降低在这些缺陷的陷阱或非辐射复合中心的不利作用,实验和理论分析都表明,晶格失配应当满足

$$\frac{\Delta a}{\bar{a}} < 10^{-3} \quad (2)$$

也就是说,只有在异质结材料的失配度小于 0.1% 的前提下才有可能制作适于异质结构的光电器件。近 10 年来,超薄应变层的运用已经打破了晶格匹配上的一些限制,通过引进应变层、缓变组分层等缓冲层的方式可以解决晶格匹配问题。

图 2 示出了一系列材料在室温下的禁带宽度同晶格常数的关系。可以看出,这些二元的化合物半导体还可以组成三元或四元的合金半导体,由此可以找到一些特定组分,使其晶格常数同二元化合物衬底的晶格常数接近,从而实现晶格匹配。

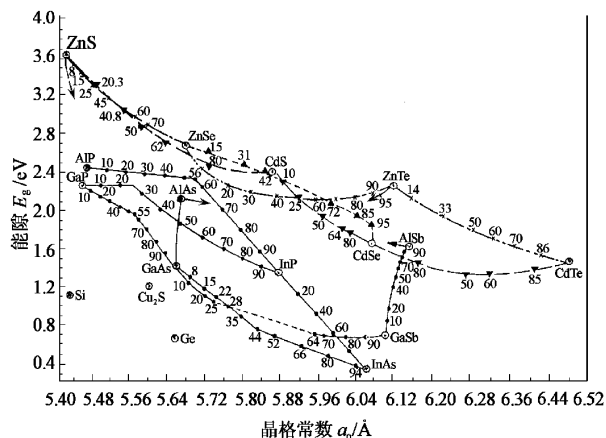


图 2 III-V 族、II-VI 族化合物半导体材料的禁带宽度同晶格常数的关系

例如, GaAs 和 AlAs 的晶格常数分别为 0.5654nm 和 0.5661nm,其晶格失配度为 8×10^{-4} 。由 GaAs 和 AlAs 组成的 Al_xGa_{1-x}As 固溶体的晶格常数是组分 x 值的函数,介于 a_1 和 a_2 之间,通常认为呈线性关系:

$$a = xa_1 + (1-x)a_2 \quad (3)$$

因此, Al_xGa_{1-x}/GaAs 构成了晶格非常匹配的异质结。从图中还可看出, In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y/Inp, In_{1-x-y}Ga_xAl_yP/GaAs, GaP/Si, ZnSe/GaAs 等等都是晶格相当匹配的异质结构,它们在界面处的态密度在 $(2.0-9.7) \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ 的范围,构成了半导体量子器件的材料基础。

2.3 异质结构的能带图

对于异质结,人们普遍采用安德森(Anderson)能带模型。该模型的假定条件有三(1)在异质结界面处不存在界面态和偶极态(2)异质结界面两边的空间电荷层(或耗尽层)中,空间电荷的符号相反,大小相等(3)异质结界面两边的介电常数分别为 ϵ_1 , ϵ_2 并且 $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$,因而界面处的电场不连续,但电位移矢量是连续的,即 $\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2$ 。

材料 1 和材料 2 构成异质结时,其能带带隙之差为 $\Delta E_g = E_{g2} - E_{g1}$,进一步研究得出

$$\Delta E_g = \Delta E_c + \Delta E_v \quad (4)$$

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 = \Delta \chi \quad (5)$$

$$\Delta E_v = \Delta E_g - \Delta E_c = \Delta E_g - \Delta \chi, \quad (6)$$

式中 ΔE_c 为导带差 ΔE_v 为价带差 χ_1, χ_2 为两种材料的电子亲和势. 因此显然有: 异质结的带隙差等于导带差同价带差之和; 导带差是两种材料的电子亲和势之差, 而价带之差等于禁带带隙差减去导带差.

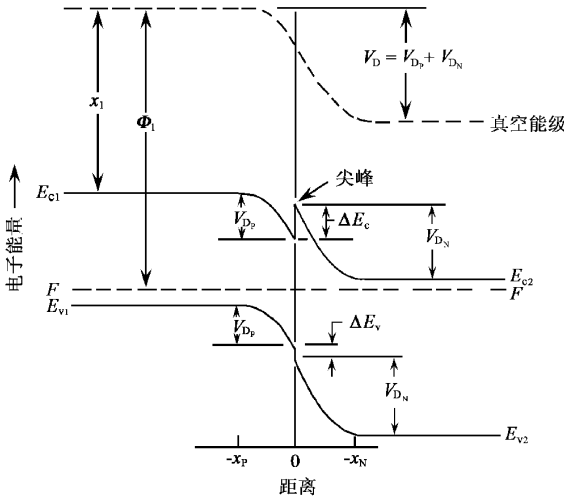


图3 pN 突变异质结的能带图

图3 示出一窄带隙 p 型材料 1 同宽带隙 N 型材料 2 构成的突变异质结的能带图. 当外加电压 V_a 加到这一 pN 结上时, V_a 在结两边的压降分别为 V_1 和 V_2 , 则由 p 区向 N 区的电流密度为

$$\begin{aligned} J &= J_{p \rightarrow n} - J_{n \rightarrow p} = A \exp[-\alpha(V_{D2} - V_2)/kT] \\ &\quad - A \exp\{-[\Delta E_c - \alpha(V_{D1} - V_1)]/kT\} \\ &= A \exp[-eV_{D2}/kT] \cdot [\exp(\alpha V_2/kT) \\ &\quad - \exp(-\alpha V_1/kT)], \end{aligned} \quad (7)$$

式中 A 为系数, 当注入的少数载流子(此处为电子)主要是扩散机理时, A 可表达为

$$A = \frac{ex_c D_{N1} N_{D1}}{\sqrt{D_{N1} \tau_{N1}}}, \quad (8)$$

并且有

$$A \exp[-eV_{D2}/kT] = \frac{ex_c D_{N1} n_{p0}}{\sqrt{D_{N1} \tau_{N1}}}, \quad (9)$$

式中 x_c 为电子跨越界面的传输系数, 它等于 p 区的 $-X_p$ 处的电子浓度同 N 区 X_n 处的电子浓度之比, 即越过界面到达相应位置的电子浓度之比. D_{N1} 为电子在 N 区的扩散长度, τ_{N1} 为其寿命.

(7) 式的物理意义在于: 在最后表达式中, 第一项指数表达式在正向偏压时起主要作用, 第二项指数表达式在反向偏压时起主要作用. 无论是在正向偏压下还是在反向偏压下, pN 突变异质结的伏-安

特性都是指数关系, 这同 np 同质结时的伏-安特性是完全不同的.

相应地, 我们也可以画出同型异质结的能带图, 伏安特性表达式的推导表明, 虽然异质结两边的导带类型完全相同, 但由于禁带宽度的差别引起电流密度同外加电压呈指数的变化关系, 即使是同型异质结也具有明显的整流效应. nn 或 pp 同型同质结中只显示出电阻特性, nN 或 pP 同型异质结也具有明显的整流效应, 这一点是与同型同质结是完全不同的.

3 量子结构

3.1 超晶格与量子结构

1970 年, 在美国 IBM 公司工作的日本人江崎 (L. Esaki) 博士和华人朱兆强博士首先提出了超晶格概念. 两种或者两种以上不同组分或者不同导电类型超薄层材料, 交替堆叠形成多个周期结构, 如果每层的厚度足够薄, 以致其厚度小于电子在该材料中的德布罗意波的波长, 这种周期变化的超薄多层结构就叫做超晶格.

由两种组分不同的材料组成的超晶格, 其禁带宽度分别为 E_{g1} 和 E_{g2} , 因而出现带隙不连续性. 这种不同组分构成的超晶格叫做组分超晶格. 如果材料相同, 但掺杂交替变换 n 型和 p 型交替出现, 也能引起能带结构周期地变化. 这种采用调制掺杂不同导电型的同质材料构成的超晶格叫做掺杂超晶格.

按照能带偏移的情况, 还可分为 I 型、II 型和 III 型超晶格. 在 I 型超晶格中, $E_{g2} > E_{g1}$, $E_{c1} < E_{c2}$, $E_{v1} > E_{v2}$, 窄带隙超薄层中, 电子和空穴都受到宽带隙层势垒的限制. 对于 $E_{c1} < E_{c2}$ 和 $E_{v1} < E_{v2}$ 的情形, 电子和空穴不再同在一个势阱区中受到限制了, 可是空穴却被 ΔE_v 限制在宽带隙超薄层一边. 在空间上这种限制发生在不同位置上的超晶格结构为 II 型超晶格. 目前对这两类超晶格研究得较多.

超晶格中, 周期交替变化的超薄层的厚度很薄, 相邻势阱中的电子波函数能够互相交叠, 势阱中的电子能态虽然是分立的, 但已被展宽. 如果限制势阱的势垒厚度足够厚, 大于德布罗意波的波长, 那么不同势阱中的波函数不再交叠, 势阱中电子的能量状态变为分立的能级. 这种结构称之为量子阱 (QW). 仅有一个势阱构成的量子阱结构为单量子阱 (SQW), 由多个势阱构成的量子阱结构为多量子阱

(MQW). 在上述结构中, 电子只在 x 方向上有势垒的限制, 即一维限制, 而在 y, z 两个方向上是二维自由的. 如果进一步增加限制的维度, 则构成量子线和量子点. 对于量子线而言, 电子在 x, y 两个方向上都受到势垒限制; 对于量子点来说, 在 x, y, z 三个方向上都有势垒限制. 我们通常将这些量子结构称为低维结构, 即量子阱、量子线和量子点分别为二维、一维和零维量子结构, 也就是说, 电子在这些结构中的自由度分别为二维、一维和零维.

图 4 示意画出了体材料和低维配料的结构及其态密度分布图. 众所周知, 体材料就是体单晶材料, 可视为三个方向上材料都是同质的. 量子阱就像一张夹馅饼, 英文称为 Sandwich, 窄带隙的材料 1 夹在宽带隙材料 2 的中间, 形成很好的能量限制. 量子线有如一根埋在地下的水管, 它的上下左右均受到势垒的限制. 量子点又名量子箱, 十分类似儿童玩的魔方, 一个小小的点或箱子被另一种带隙更宽的材料所包围, 形成了对其中电子三维的完全限制. 这些并不十分严密描述, 希望有助于读者建立起量子结构的图像.

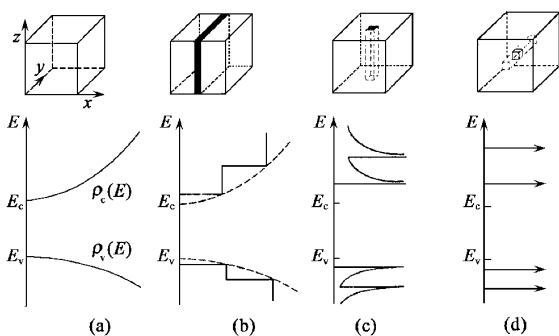


图 4 具有不同维度材料的结构及其态密度分布图
(a) 体材料; (b) 量子阱; (c) 量子线; (d) 量子点

3.2 量子结构的能态

理论研究表明, 在量子阱、量子线和量子点中, 随着量子限制维数的增加, 态密度由连续状态变为分立状态, 因此载流子的分布也是分立的. 量子阱、量子线和量子点中的分立能量本征值和电子态密度依次可以表达为

(1) 量子阱^[6]

$$E = E_m + \frac{\hbar^2}{2m_e^*} (R_y^2 + R_z^2), \quad (10)$$

$$\rho_c^{(1)}(E) = \sum_m \frac{m_e^*}{\pi R^2} H(E - E_m). \quad (11)$$

(2) 量子线^[7]

$$E = E_m + E_n + \frac{\hbar^2}{2m_e^*} R_z^2, \quad (12)$$

$$\rho_c^{(2)} = \sum_{mm} \frac{\sqrt{2m_e^*}}{\pi R} \frac{1}{\sqrt{E - (E_m + E_n)}}. \quad (13)$$

(3) 量子点^[8]

$$E = E_m + E_n + E_l, \quad (14)$$

$$\rho_c^{(3)} = \frac{2}{L_x L_y L_z} \delta[E - (E_m + E_n + E_l)]. \quad (15)$$

(10)–(15) 式中, m_e^* 为电子的有效质量, R_x, R_y 和 R_z 为 x, y 和 z 三个方向上的波矢, L_x, L_y 和 L_z 则为量子结构在三个方向上的厚度, E_m, E_n, E_l 分别为

$$E_m = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left(\frac{\pi m}{L_x} \right)^2 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (16)$$

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left(\frac{\pi n}{L_y} \right)^2 \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (17)$$

$$E_l = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left(\frac{\pi l}{L_z} \right)^2 \quad (l = 0, 1, 2, \dots). \quad (18)$$

电子态密度 ρ_e 的右上角标 (1) (2) (3) 分别表示量子限制的维数, 即 (1) 为一维限制的量子阱, (2) 为二维限制的量子线, (3) 为三维限制的量子点. 无论是从图 4 的电子能态图还是从 (10)–(18) 式中, 都可以看出, 随着限制维数的增加, 可以人为地获得所希望的能带结构, 进而利用这些性质, 获得所希望的电学和光学性质. 诸如这类通过改变材料的组分和通过层厚、掺杂、三维结构的控制来实现人工对能带结构的重新剪裁, 人们称之为能带工程. 能带工程的崛起, 必将创造出一批天然并不存在的晶体材料, 并获得许多适于制造新器件的新性能. 例如在量子点中, 电子已完全失去了在晶体中平移的动量, 其总能量也是量子化的, 其行为类似原子能级上的电子. 电子将分布在以量子化能级为中心的一个小的能量范围.

通过制作量子结构, 不但可以将体材料的能带变为量子点的分立能级, 甚至还可以改变能带结构, 将间接带隙改变为直接带隙. 早在 1974 年就有人预言, 采用超晶格, 通过折叠效应, 能够改变 Si 的间接带隙^[9]. 假定超晶格的周期长度为 L , 在垂直超晶格的方向上, 布里渊区的线度被收缩了, 其范围变为

$$-\pi/L < k_z < +\pi/L. \quad (19)$$

在平行超晶格层的方向上, 布里渊区的线度依然保持原来的尺寸:

$$-\pi/a_0 < k_x < +\pi/a_0, \quad (20)$$

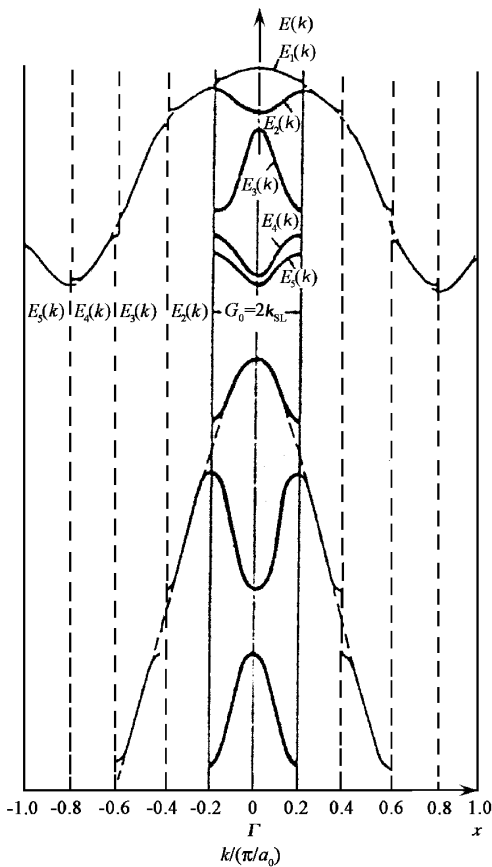


图5 周期 $L = 5a_0$ 的超晶格引起的类 Si 能带结构

式中 a_0 为该材料的晶格常数. 元素半导体 Si 是间接带隙材料, 其价带的极大值会在 $k = 0$ 处, 而其导带的极小值却会在 π/a_0 ($0, 0.8$) 处. 图 5 示出了类 Si 的超晶格能带结构^[10]. 对于 Si 来说, $a_0 = 0.357$ nm. 如果超晶格周期长度 $L = 5a_0$ (即 20 层单原子层的厚度), 则体材料 Si 原来位于 π/a_0 ($0, 0.8$) 处的导带极小值折叠到布里渊区的中心区. 这个二重简并的 Δ 极小值就完全折叠到 Γ 点, 也即 $k = 0$ 处, 因此形成了直接带隙. 虽然尚无实验完全证实这一理论结果, 但已有一些明显的效应被观测到, 证明能带折叠效应确实存在. 对于诸如 Si 这样的间接带隙材料来说, 能带折叠效应能够改变其能带性质. 只有直接带隙才能获得高的复合效率, 对于高速电子器件和光电器件来说, 能带折叠效应能变间接带为直接带, 这无疑是一福音.

4 结语

21 世纪是信息时代, 信息时代需要高速电子和光电子器件, 半导体量子器件便应运而生. 这一系列

讲座就是针对这一需要而开设的, 希望这一讲座有助于读者对量子器件有较深的理解.

进入 70 年代之后, 人们能够成功地生长各种不同的异质结, 特别是 MBE (分子束外延), MOCVD (金属有机物化学气相沉积), UHV/CVD (超高真空化学气相沉积) 等生长方法的进展, 使得我们能在 GaAs, InP, Si 等衬底上外延生长出高质量的 $Al_xGa_{1-x}As$, $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$, $Si_{1-x-y}Ge_xC_y$ 等各种合金材料. 由于带隙 E_g 是组分 x, y 的函数, 因而通过改变 x, y 值可以获得不同的 E_g 值. 也就是说, 多了一份组分的选取, 人们就在能带工程中多了一份自由度.

在材料结构上, 深入研究表明, 能带结构的态密度分布是随着量子限制作用的增加而由能带变为分立的能级的, 甚至可以通过能带折叠效应可以将间接带变为直接带. 人们在能带工程研究上又获得了另一自由度. 通过材料结构线度大小的精确控制, 可以人为地实现所需的能带、能级, 这些都为半导体量子器件的工作提供了非常好的物质基础和理论基础.

如果读者想对异质结材料、能带模型和异质结的电学和光电子学特性作更深、更全面的了解, 可以参阅相关文献^[11].

致谢 半导体量子器件物理讲座是在夏建白研究员的鼓励、支持和帮助下开设和撰稿的, 特此致谢.

参 考 文 献

- [1] Kroemer H. Proc. IEEE, 1962, 51: 1782
- [2] Hayashi I, Panish M B, Foy P W *et al.* Appl. Phys. Lett., 1970, 17: 109
- [3] Kukdo K, Yamaguchi M. Proceedings ECIO '99, Torino-Italy, April 13—16, 1999, 17—22
- [4] Kuso K, Ishizaka M, Sasaki T *et al.* IEEE Photon. Technol. Lett., 1998, 10: 929
- [5] Hirsschman K D, Tsybeskou L, Duttagupda S P *et al.* Integration of Silicon electroluminescent devices with Silicon microelectronics. New York: OSA, 1997. 452
- [6] Asada M *et al.* IEEE Quantum Electron., 1984, QE-20: 745
- [7] Weisbuch C. Quantum Semiconductor Structures. New York: Academic Press, 1991. 189
- [8] Asada M. IEEE J. Quantum Electron., 1986, QE-22: 1915
- [9] Froyen S *et al.* Phys. Rev. B, 1987, 36: 4547
- [10] Presting H *et al.* Semicon. Sci. Technol. 1992, 7: 1127
- [11] Casey Jr H C, Panish M B. Heterostructure Lasers, Part A. New York: Academic Press, 1978. 187—255