



电子体系与光子体系*

徐少辉 丁训民 资剑 侯晓远†

(复旦大学应用表面物理国家重点实验室 上海 200433)

摘要 文章将电子与光子以及二者在不同的约束结构(孤立原子与光子点,孤立分子与光子分子,半导体晶体与光子晶体)中的行为作了类比,揭示电子体系和光子体系有很高的可比性.

关键词 光子,电子,光子晶体,量子阱

COMPARISON BETWEEN ELECTRONIC AND PHOTONIC SYSTEMS

XU Shao-Hui DING Xun-Min ZI Jian HOU Xiao-Yuan†

(State Key Laboratory for Surface Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract A comparison of the behavior of electrons and photons is given. The structural requirements for photon confinement in cases analogous to isolated atoms and molecules and crystalline structures are discussed. A high similarity between electronic and photonic systems is found.

Key words photon, electron, photonic crystal, quantum well

半导体的出现给我们的生活带来了革命性的变化,计算机、网络、信息高速公路等现已成为家喻户晓的名词,而这些全是在半导体电子学的基础上发展起来的.半导体的工作载体是电子,半导体电子学的基础是能带理论.电子在周期排列的半导体晶格中运动时,电子波会受到周期性势场的布拉格散射,形成能带结构,能带与能带之间可能存在能隙.当电子波的能量落在能隙范围中时,传播是禁止的,因此人们能很好地控制半导体中电子的运动,制作出各种功能器件并使之日趋小型化.然而,电子器件的微型化并非是一个可以无限延续的进程.电子自身的特性(具有静止质量以及电子间的库仑相互作用等)和器件制作中的光刻等工艺所受到的物理上的限制(衍射极限),使得微电子技术在未来在速度、容量和空间相容性等方面的进一步发展已相当有限.有人曾预言,现在的微电子技术将在未来十到十五年中走到它的尽头.因此,要从根本上打开未来功能器件的发展空间,就必须跳出微电子的框架,寻找新的工作载体.这时光子受到了人们的注意.

与电子相比,光子是以光速运动的微观粒子,它

的静止质量为零,并且具有很好的空间相容性,因此以光子作为信息和能量的载体有着巨大的优越性.电子器件的响应时间一般为 10^{-8} s,而光子器件可达 10^{-12} — 10^{-16} s,而且光子在通常情况下互不干涉,具有并行处理信息的能力,与现在蓬勃发展的量子计算机结合,将会给光子更广阔的发展空间.因此人们会问,是否存在光子的“半导体”,光子在其中运动时会有“光子能带”和“光子能隙”吗?近来的理论和实验结果证明,确实存在这样一类材料,其介质材料的介电常数周期性改变,由于光子在界面处的散射(类似于布拉格衍射),它们能使在其中运动的光子根据其能量的不同分别“得到许可”或被禁止.这种材料被称为“光子晶体”或“光子禁带材料”^[1-3].最近,国外一些研究小组开始把光子晶体应用到器件的制作中.可以预言,就像半导体对于电子学一样,光子晶体将会在光子学和光电子学的发展中发挥重要作用,甚至具有某种革命性的意义!

本文将电子与光子以及二者在不同的约束结构(孤立原子与光子点,孤立分子与光子分子,半导体晶体与光子晶体,半导体量子阱与光子量子阱)中的行为逐一进行比较,给出两个体系的相同和类似点,为光子晶体将来的可能发展提供说明.第一部分讨论光子与电子不同的性质,第二部分讨论光子和电子

* 国家自然科学基金(批准号:59832100)资助项目

2002-03-05 收到初稿,2002-05-08 修回

† 通讯联系人, E-mail: xyhou@fudan.edu.cn

在同类约束结构(如光子点与孤立原子,光子分子与孤立分子等)中的相似性;第三部分讨论光子晶体和半导体在理论和实验方面的相似性,例如光子禁带与电子禁带,光子缺陷态与(半导体中的)电子缺陷态等;第四部分讨论最新出现的光量子阱结构与半导体量子阱的相似性,例如约束效应引入的离散能级、共振隧穿效应等;第五部分总结光子体系与电子体系的相似性和可类比性。

1 电子与光子

电子与光子有本质的不同,如表 1 所列出的^[4]那样。电子是自旋为 1/2 的费米子,而光子是自旋为 1 的玻色子;电子是标量波,而光子是矢量波;电子之间有相互作用,而光子之间没有,电子服从薛定谔方程,而光子服从的是麦克斯韦方程,等等。但作为基本的物质粒子,电子和光子皆有波粒二象性,只是在我们认识事物的过程和所考察的范围内,电子更趋向于粒子性,光子更趋向于波动性。这也就表现在,在光理论发展史上,整体性理论(即惠更斯-菲涅耳的理论)先于局域性理论(麦克斯韦波动方程),而对于实物粒子(静止质量不为零),则是局域性理论(薛定谔波动方程)先于整体性理论(即费恩曼的路径积分理论)被人们发现^[5]。因此电子和光子即使有很多不相同点,但它们在很多方面还是有很多相似之处,如二者在自由空间为平面波,在周期约束空间为布洛赫波,等等。这也为二者在约束结构或周期性结构中呈现相似性质提供了可能。

表 1 电子与光子的特性比较*

属性	电子	光子
宇称	费米子	玻色子
自旋	1/2	1
静止质量	m_0	0
所带电量	e	0
速度	$< c/n$	c/n
是否遵循泡利不相容原理	是	否
波函数	标量波	矢量波
色散函数	抛物线性	线形
描述方程	薛定谔方程	麦克斯韦方程
敏感参数	电势场大小(V)	介电常数(ϵ)和磁导率(μ)

*表中 c 是真空光速, n 是传输物质的折射率, e 为电子电荷量, m_0 为电子静止质量

2 原子与光子点,分子和光子分子

一般认为^[6],原子由原子核和绕核运动的电子

构成。电子按轨道能级排列,有 S 轨道, P 轨道……,轨道之间的电子发生跃迁可以产生尖锐的原子谱线。最外层轨道电子一般叫价电子,对原子性质影响很大。当两个原子结合组成类 H_2^+ 分子时,由于外层电子的电子云发生重叠(此时对原子最外层的价电子影响较大,对内层电子的影响可以忽略),原子轨道能级重新组合,形成反键轨道和成键轨道,分别相对于原来的原子能级有一个能量上升和下降的趋势。因此原子在组成分子的过程中,能级是要发生分裂的,而且能级分裂的大小与原子间距有关,一般随原子间距减小而增大。而且当原子有多个价电子存在时,分裂为多个能级。大量的原子按一定的空间排布结合在一起组成晶体。在这些结构中,原子是有规则排列的,价电子不再专属于某个原子,而是在晶体中做共有化运动,因此原子的某些分立的能级形成由一定能量范围内准连续分布的能级组成的能带,相邻两个能带之间可能存在一定的能量区间,称为能隙。电子不能在能隙中存在,只能在能带间跳跃。

晶体的三维周期性可以用形成小尺寸的“点”(即“量子点”)来加以破坏。在这种情况下,三维方向电子能量空间的连续性被破坏,实现电子的约束运动,出现类似于真实的孤立原子的性质和行为,因此量子点被称为“人造原子”^[7-10]。而光子约束结构则可通过破坏三维方向折射率的连续性实现对光的约束,因此我们下面主要通过光约束结构与电子约束结构的比较来说明光子与电子在形成原子、分子及晶体中的相似性。

在回答光子在光子原子和分子中是否有类似于电子在真实原子和分子中的性质前,先让我们看看光子原子和分子是如何形成的以及它们如何实现对光子的约束。一种方法是把 GaAs 基的光学微腔沿纵深向下腐蚀掉某些部分的上镜面及量子阱层,形成 1—5 μm 范围内的方形光子点(光子原子)见图 1(a)^[11]。对于这种光子点结构,光子在垂直方向有光微腔的约束,横向平面内则由于折射率的不连续性产生面内光约束,从而实现三维方向的光约束。因此分离的光模式(光子能级)出现了,并且随着光子原子尺寸的减小,分离能级间的距离明显增大。理论计算(线)很好地说明了实验结果(点)见图 1(b),约束光模式反比于光子点横向尺寸的平方,与量子点中电子的行为非常相似。

光子分子与真实分子的类比更好地说明了光子行为与电子行为的相似性。图 2(a)是光子分子的扫描电镜照片^[12],即用两个光子原子构成一个类 H_2^+

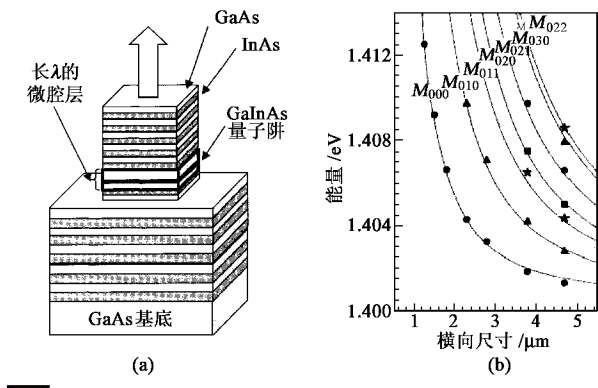
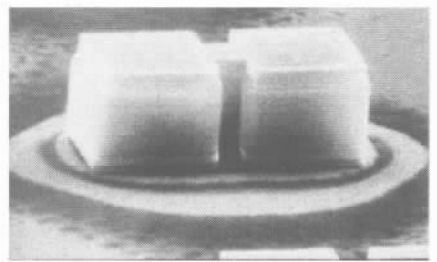


图 1

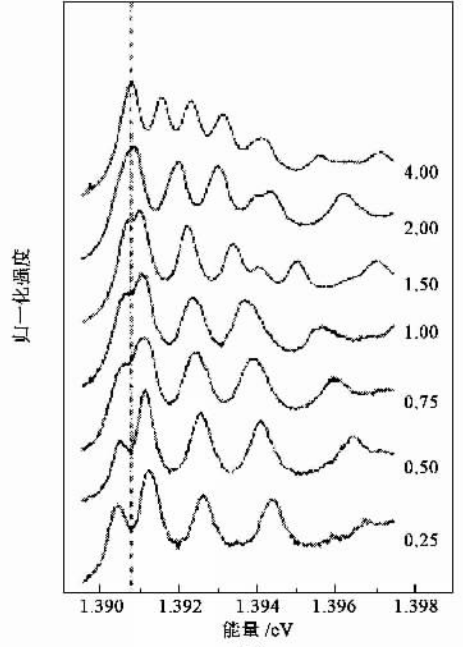
(a) GaAs 基的光子点结构示意图 (b) 光子点分离的约束光模式 (实线为理论计算结果, 点为试验结果)

分子. 随着两个光子原子间距的缩小, 基态光子模式分裂为两个能级 [见图 2(b)]. 当两个光子原子靠近时, 光场发生重叠, 光子原子的简并能级发生分裂, 形成成键态和反键态, 使得一个能级抬高(反键态), 另一个能级降低(成键态), 并且随着两个光子原子的靠近, 光场重叠更多, 光模式的分裂也更大, 因此光子原子间的光场相互作用, 使得光子能级的简并度降低, 这些行为非常类似于两个原子间的相互作用. 理论计算的光子分子的电场分布更说明了这个问题 [如图 2(c)所示]. 它们是光子分子中 6 个最低光约束模式的电场分布, 图 2(c)中的(1)和(2)可以看作 s 轨道中的成键和反键轨道, 类似于真实原子的 s 态 (3)和(4)对应于类 σ 的分子轨道, 类似于沿着分子轴方向的 p 态原子轨道模式; 而(5)和(6)模式则对应于类 π 分子轨道, 是 p 型分子轨道中垂直于分子轴方向的状态, 完全类似于双原子分子中的成键和反键轨道.

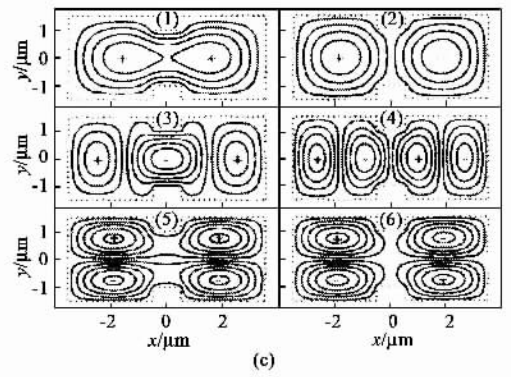
如果把光子原子按一定规则排布, 研究光子能带的形成过程, 直接测出光子能带结构, 则更能说明光子和电子的类似性. 图 3(a)所示的是 50 个耦合微腔组成的光子链^[13]. 改变光子链的长度, 可以研究光子能带的形成过程. 角分辨光致荧光谱的发光峰位的变化示于图 3(b). 当光子链由两个光子点构成时, 光模式的峰位不随测量角度而变化, 电磁场在三个方向被约束, 形成类似于真实原子中的分离能级; 光子链由四个光子点构成时, 模式间的能量分裂已经很小了; 当光子链由八个光子点构成时, 已经形成了近连续的能带结构; 当光子链长度到达 12 个或更高时, 连续的色散曲线就形成了, 只是在 7° 有一个裂缝, 这可能是一个光子禁带, 只是由于测量精度的限制不能明显地分辨出来. 当光子链的光子点数达到



(a)



(b)



(c)

图 2

(a) 光子分子结构的 SEM 照片 (b) 光子分子的光致发光谱, 从上往下光子原子间距逐渐缩小 (c) 理论计算的最低 6 个光子约束态的电场分布

50 个时, 出现了类似半导体能带的光子能带图 [见图 3(c)] 并且在 7° , 15° 和 28° 出现了光子禁带, 禁带宽度分别为 1.3meV , 0.8meV 和 2.1meV . 理论结果表明, 这三个位置对应于第一、第二和第四布里渊区的边界, 由于光在边界处的散射, 出现了光子禁带. 第三布里渊区边界处, 则由于禁带太小(理论预测为 0.035meV) 不能在实验中测量出来^[13].

3 晶体与光子晶体

光子晶体的诞生是由于人们希望能像控制电子一样来控制光子,类似于半导体周期性结构对电子的控制,使电子不能在禁带中存在,但可跨禁带跃迁.电子与光子在本质上有很大差别,但在形成晶体的过程中有非常相似的物理性质和行为,在周期调制的结构中(电子是通过势能的调制,光子是介电常数的调制)有很多相似行为.因此固体物理中的许多概念都可在光子晶体中应用,如倒格子、布里渊区、色散关系、布洛赫函数、Van Hove 奇点等.表 2 为自由电子和光子与晶体中电子和光子的性质的比较^[4].周期性势场的出现使电子的性质发生很大改变,自由电子间的库仑相互作用变成了晶体中的镜面库仑相互作用,电子波函数由自由电子时的平面波变成了晶体中的布洛赫波.但可通过引入有效质量的概念,还可用单电子方程来解释晶体中的单电子运动,只是把其余电子的作用并入到势能和有效质量中.因此电子在固体中的行为能很好地用有效质量近似的单电子理论处理,表现在实际中就是固体能带理论可以很好地解释大多数的固态现象.

表 2 电子和光子在自由状态和在晶体中的特性比较*

	电 子		光 子	
	自由电子	晶体中电子	自由光子	晶体中光子
波函数	平面波	布洛赫波	平面波 (E 分量和 H 分量)	布洛赫波
能量本征值	$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}$	能带结构 $E_n(k)$	光子能量 $\hbar\omega = \frac{\hbar kc}{\sqrt{\epsilon}}$	光子能带结构 $E_n(k)$
有效质量	m_0	m^*	μ_r 或 ϵ_r	μ_r 或 ϵ_r
速度	$\frac{\hbar k}{m_0}$	$\frac{1}{\hbar} \nabla_k E_n = \frac{\hbar k}{m^*}$	c/n	群速度 $V_g = \nabla_k \omega(k)$
相互作用	库仑	镜面库仑	无	无

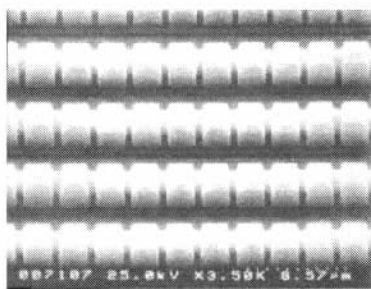
*表中 c 是真空光速, k 为波矢, μ_r 和 ϵ_r 分别为介质材料的相对磁导率和相对介电常数, n 是传输物质的折射率, e 为电子电荷量, m_0 为电子静止质量)

在有效质量近似理论下,固体中的单电子方程可写为^[4]:

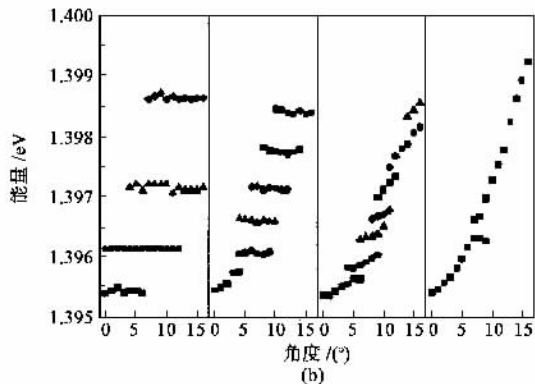
$$H\Psi = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \cdot \left[\frac{\nabla \Psi}{m^*(r)} \right] + V(r)\Psi = E\Psi,$$

其中 H 为哈密顿量, Ψ 为波函数, \hbar 为普朗克常数, $V(r)$ 为电势, E 为能量本征值, m^* 为电子有效质量. 经过简单的公式变换,此方程可写为

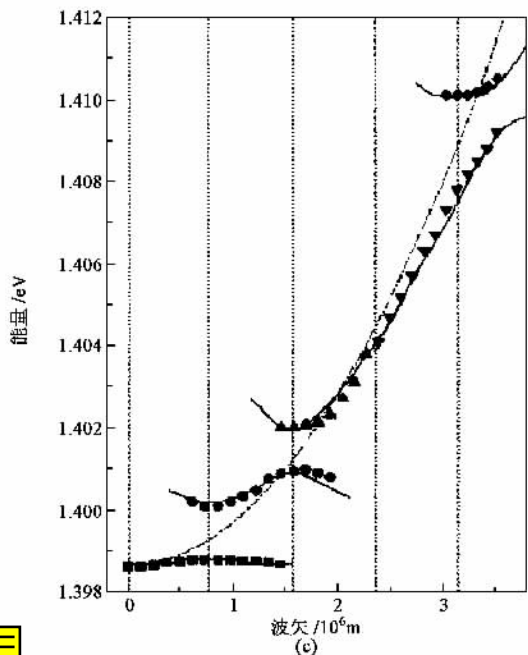
$$-\nabla \cdot \left[\frac{\nabla \Psi}{m^*(r)} \right] = k_0^2 (KE)(r)\Psi,$$



(a)



(b)



(c)

图 3

(a) 50 个耦合微腔组成的光子链的 SEM 照片 (b) 不同耦合微腔个数的光子链中,约束光模式随入射角的变化(从左往右的微腔数分别为 2 个、4 个、8 个和 12 个) (c) 50 个耦合微腔组成的光子链的试验(点)和理论(线)色散曲线.垂直虚线是理论计算得到的布里渊区的边界

由以上的讨论可知,在从光子到光子原子,到光子分子和光子晶体的形成过程中,都表现出和对应的电子结构相类似的性质和行为.

其中 $m_r^* = \frac{m^*}{m_{\text{ref}}}$ 为相对有效质量, $(KE)_r(r) = \frac{E - V(r)}{E - V_{\text{ref}}(r)}$ 为相对力学能, $k_0 = \frac{[2m_{\text{ref}}^*(E - V_{\text{ref}})]^{1/2}}{\hbar}$ 是相对电子波矢, 其中 m_{ref}^* 和 $V_{\text{ref}}(r)$ 是无色散任意区域的有效质量和热能.

电磁波在周期介质材料中的传输, 其传播行为服从麦克斯韦方程, 其行为只决定于材料的介电常数和磁导率, 因此麦克斯韦的标量方程可分别写为

$$-\nabla \cdot \left[\frac{\nabla E}{\mu_r(r)} \right] = k_0^2 \epsilon_r(r) E,$$

$$-\nabla \cdot \left[\frac{\nabla H}{\epsilon_r(r)} \right] = k_0^2 \mu_r(r) H,$$

其中 E 和 H 分别为电磁波中的电场和磁场分量, ϵ_r 是相对介电常数, μ_r 是相对磁导率, ϵ_0 和 μ_0 分别为自由空间的介电常数和磁导率, k_0 是自由空间的电磁波矢. 由此可以看出, 电磁场的标量方程与电子波函数的方程非常相似, 电子波函数 Ψ 可与电磁场中的电场 E 或磁场 H 对应, 相对力学能 $(KE)_r$ 可与相对介电常数 ϵ_r 或相对磁导率 μ_r 对应, 相对有效质量 m_r^* 可与相对磁导率 μ_r 或相对介电常数 ϵ_r 相对应 (见表 2). 因此在固态物理中适用的解薛定谔方程的方法都可用于光子晶体的理论计算中, 例如平面波展开法^[14-16]、紧束缚方法^[17, 48]、有效差分域法^[19]、多重散射法^[20]、格林函数法^[21]等. 而且与电子的能带计算不同, 光子之间没有相互作用, 因此解方程得到的光子能带几乎是完全准确的.

从以上讨论可看出, 描述光子在周期性介质结构中运动的方程 (麦克斯韦方程) 与电子在周期性势场结构中运动的方程 (薛定谔方程) 非常相似, 而且由于光子之间不相互作用, 理论预测的结果可望非常准确. 而后开展的理论和实验工作都证明了光子禁带的存在.

E. Yablonovitch^[3]小组在 GaAs 基片材料上用机械钻刻方法第一次制备出了面心立方结构 (FCC) 的光子晶体, 在实验和理论上首次证明了光子晶体的存在. 他们在 GaAs 基片上覆盖上膜版, 在每一个圆孔中, 从与垂直方向成 35° 的三个方向钻刻, 三个方向各差 120°, 这样就制备出了第一个具有完全禁带的三维光子晶体 [见图 4(a)]. 用微波共振测量仪器 [光学上称为马克-曾德尔 (Mach-Zehnder) 干涉仪] 从不同入射角 (不同波矢) 测得透射光的强度, 并把理论结果 (线) 和实验结果 (点) 进行比较, 实验和理论结果符合得非常好. 如图 4(b) 所示, 其中实线

和虚线分别对应于理论计算的 S 光和 P 光, 圆形和三角分别对应于实验测量的 S 光和 P 光, 由图可看出, 在 15GHz 附近 (黑色区域) 确实存在一个完全光子禁带, 其光子禁带的宽窄随两种材料的折射率差改变, 并且实验和理论结果很好地符合. 这项工作, 在实验和理论上首次证明了三维光子禁带的存在.

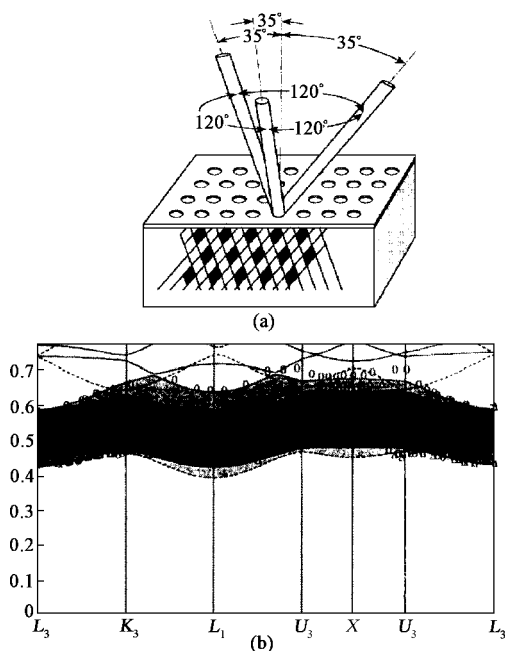


图 4 (a) 机械钻刻得到具有完整光子禁带的面心立方光子晶体的示意图 (b) 试验 (圆点和三角分别代表 S 光和 P 光) 和理论 (实线和虚线分别代表 S 光和 P 光) 得到的光子能带的结果. 黑色区域是完全光子禁带区

掺杂在半导体中有重要作用, 人们可通过对与硅原子相比多电子 (如磷) 或少电子 (如硼) 的原子掺杂来形成 N 型或 P 型半导体, 这是半导体二极管和三极管的基础. 杂质可分为施主和受主, 是由其得失电子的能力来决定的, 一般施主容易失去电子, 而受主容易得到电子. 杂质束缚态在半导体禁带中引入杂质能级, 施主束缚态一般靠近导带底, 而受主束缚态一般靠近价带顶. 而根据杂质能级在禁带中的位置可分为浅杂质能级和深杂质能级, 当杂质能级相比较更接近于导带底或价带顶时, 则称之为浅杂质能级; 当杂质能级更接近禁带中央时, 可称之为深杂质能级. 而最近又有新的方法来进行分类, 电子激活能由长距离库仑势决定时, 是浅杂质能级; 当电子激活能是由短距离库仑势决定时, 是深杂质能级^[6].

光子晶体中的杂质也跟半导体中的一样能起到很重要的作用. 例如在一维光子晶体 (多层膜) 中, 可

引入一个 $\lambda/4$ 的缺陷, 形成一个法布里 - 珀罗光学微腔, 人们在此基础上制成了分布反馈激光器 (distributed-feedback laser). 在三维光子晶体中, 可通过两种方法引入缺陷^[22] (1) 在一个光子单胞中引入较大折射率的介质材料, 此缺陷在光子禁带中引入接近于“导带底”的光子缺陷能级, 行为像半导体中的一个施主 (2) 在一个光子单胞中移走一些介质材料 [见图 5(a)], 此缺陷在光子禁带中引入接近于“价带顶”的光子缺陷能级, 行为像半导体中的一个受主. 实验上, 透射谱测量可以证实光子晶体中缺陷态的存在. 完整光子晶体的光子禁带在 13—16GHz 之间, 而通过引入缺陷可在光子禁带中引入光子缺陷能级, 受主缺陷态一般在价带边附近 (禁带低能端), 见图 5(c), 并随着缺陷的体积大小和位置发生变化. 随着缺陷体积的增大, 受主缺陷能级由浅能级变到深能级 [见图 5(b)]. 施主能级也有相类似的性质, 施主能级仅在导带边上一点, 是浅施主能级, 随着缺陷体积的增大而逐渐变为深能级.

我们讨论了光子能带与电子能带的相似性, 光子缺陷能级与电子缺陷能级的相似性, 其实还有另外一些方面二者也有诸多相似性, 如光子与电子晶体的表面态^[23, 24], 半导体的带间跃迁和光子晶体的带间跃迁^[25]等, 这里就不仔细讨论了. 总之, 在晶体的尺度上, 光子晶体与电子晶体的相似性是在理论和实验上都得到确认的.

4 超晶格与量子阱

半导体超晶格与量子阱^[26, 27]是在 20 世纪 70 年代, 随着半导体器件的逐渐微型化之后引入的. 它们给半导体技术带来了革命性进展, 不仅仅在基础理论概念上的, 也包括在具体器件上的应用.

设想两种晶格匹配得很好的半导体材料 A 和 B 交替生长形成周期性的半导体结构, 则电子沿量子阱生长方向 (z 轴) 的运动受到约束, 分裂成一系列离散的量子化能级, 与体材料的性质有本质的不同, 表现在超晶格的光吸收谱实验中有明显的台阶形状, 这是由于电子的二维运动的态密度是常数, 考虑到不同量子能级形成子带的贡献, 其光吸收谱应该是台阶状的, 而且不同阱宽的量子阱样品, 台阶之间的距离不同, 阱宽越小, 台阶之间的距离越宽. 因此在实验和理论上证实了半导体量子阱的量子约束效应.

在半导体量子阱的分离能级的基础上, 人们又

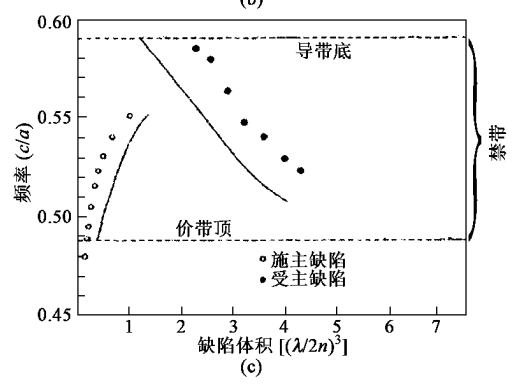
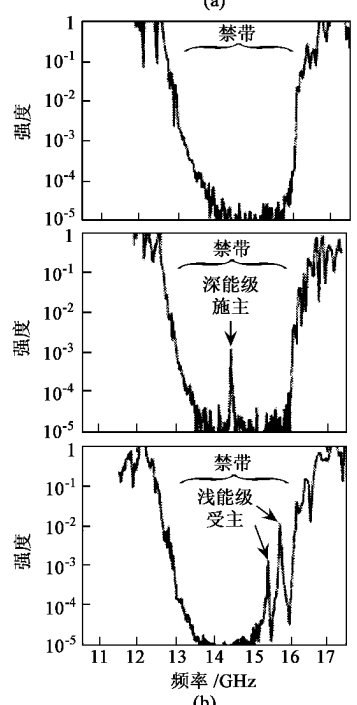
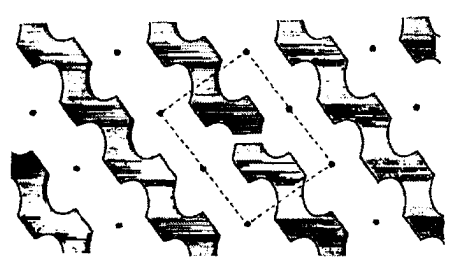


图 5

(a) 光子晶体缺陷的示意图, 虚线方框内有一个受主缺陷 (b) 实验测量的完整光子晶体的透射谱 (上), 受主缺陷的光子晶体透射谱 (中) 和施主缺陷的光子晶体透射谱 (下) (c) 缺陷态能量位置随缺陷体积的变化 (空心圆点为受主缺陷, 实心圆点为施主缺陷)

发现了许多新的量子效应, 使超晶格和量子阱在基础和应用研究两方面给半导体科学注入了新的活力. 下面作一个简单介绍^[27].

共振隧穿效应: 此效应首先在双势垒量子阱结构中观察到. 此效应表现在当电流从结构两边的电

极流过时,只有当入射电子的能量与中间量子阱中的束缚态能量一致时,隧穿概率可接近1;能量不一致时,隧穿概率几乎为0.此现象在实验中得到了确认,并可用相干隧穿机制和顺序隧穿机制进行解释.

还有别的新现象,例如:声子约束效应,超晶格微带效应,二维电子气效应等,并有基于这些新现象的新器件,如量子阱激光器,光双稳器件,共振隧穿器件,垂直输运器件等,成为半导体研究的新领域,带来了新的半导体技术的革命.

既然光子晶体与半导体有如此相象之处,能否仿照半导体量子阱和超晶格制备出光子量子阱和超晶格呢?人们最近的实验和理论结果证实了此项工作的可行性^[28-35],在一维^[31-34],二维^[28-30]和三维^[35]光子晶体中都实现了光子量子阱结构,观察到了类半导体量子阱的现象.我们下面就主要介绍一个二维光子量子阱和一维光子量子阱的理论和实验结果.

对于二维光子量子阱结构,实验结果先于理论结果发表.为了理解上的方便,我们先介绍理论结果,再说明实验结果.图6(a)是二维光子量子阱的结构示意图,两个“光子垒”由两个二维光子晶体构成(周期性排列的棒),中间的“阱”由空气构成.对于作为光子垒的二维光子晶体,在某一频率范围(光子禁带),是不允许电磁波传输的,因此该频率范围内的电磁波将被局域在作为阱的空气中,形成光子量子阱结构.并可通过调整阱宽,得到不同的光子束缚态.例如当阱宽为3mm,9mm和18mm时,在光子禁带中分别有2个,3个和5个离散光子束缚态,而且对于每个约束光子态,其光透射率都为1[见图6(b)],可用半导体量子阱中的共振隧穿理论来解释.在实验中确实观察到了这些约束态^[28],并且随着阱宽的增加,束缚态向高能端移动,而且阱宽达到一定厚度时,在低能端处又出现一个新的束缚态.每个束缚态高的透射率也证明了光子量子阱中的隧穿现象的出现.因此在实验和理论上证实了二维光子量子阱与半导体量子阱有非常相似的行为和性质.

一维光子量子阱很不被人们看好,因为一维光子晶体很难有光子禁带效应,而且一维光子晶体的隧穿现象也可以忽略不计^[30].当然此种结论只是针对第一类光子量子阱结构.此种量子阱结构的光子垒由一维光子晶体构成,光子阱则由均匀介质材料构成,可标记为 $(AB)_m/AC/(AB)_m$ /基片,AB为一维光子晶体,AC是一层均匀介质材料[见图7(a)左].此种结构的一维光子量子阱(也被称为微腔结构)较难形成光约束模式,往往光子阱很宽,而约束态很少.但第二

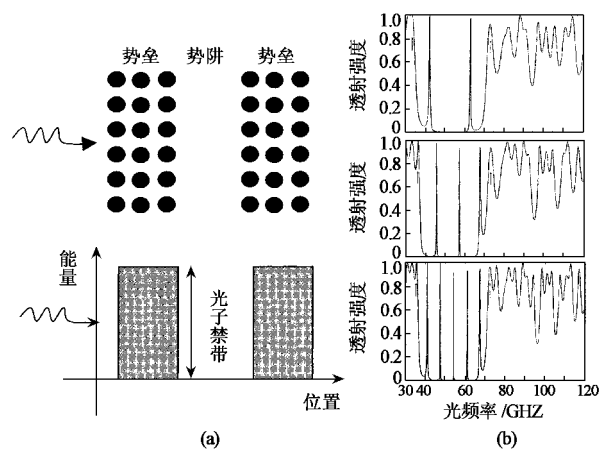


图6 (a)二维光子量子阱结构的示意图,上图为光子量子阱结构的俯视图,下图为能量空间的光子量子阱结构示意图;(b)理论计算的二维光子量子阱结构的透射谱,从上往下其阱宽分别为3nm,9nm和18nm

类一维光子量子阱的提出,使这些现象得到了改观.我们下面主要介绍第二类一维光子量子阱的理论和试验结果.

第二类一维光子量子阱的形式可表示为 $(AB)_m/(CD)_n/(AB)_m$ /基片, A, B, C和D代表不同的介质材料[见图7(a)右].此种结构相当于在一维光子晶体(AB)中引入另一个光子晶体(CD),当A, B, C和D的参数(介电常数和厚度)满足一定条件时,可构成一维光子量子阱,例如当A, B, C, D的厚度都为 $0.5a$ (a 是归一化晶格常数)而介电常数分别为1(A和C)和 1ϵ (B和D)时,光子晶体AB和CD的光子能带结构示于图7(b),可看出CD的第二条导通带正好在AB光子晶体的第二个禁带中,在此频率范围的电磁波不能在AB光子晶体中传播,仅能局域在CD光子晶体中,因此形成了光约束,实现了一维光子量子阱结构.在此一维光子量子阱结构的透射谱中,在AB的第二个光子禁带中出现了几个尖锐的透射极大峰,这对应于光子量子阱的不同的光子约束态,类似于半导体量子阱中的分离量子态,而且每个约束态的透射率都为1,可用半导体量子阱中的共振隧穿理论来解释.而很有意思的结果是,可通过调整CD光子晶体的周期数来得到所需的光子约束态.在此种参数的光子量子阱结构中,光子约束态正好等于CD光子晶体的周期数[见图7(c)],这样在实际应用中很容易得到自己所需要的光子约束态,实现多通道隧穿^[33].

以上的理论结果很好地说明了一维光子量子阱结构的实现方法和类半导体量子阱的性质,但在实验实现上有点难度,因为在一维光子晶体结构中不可物理

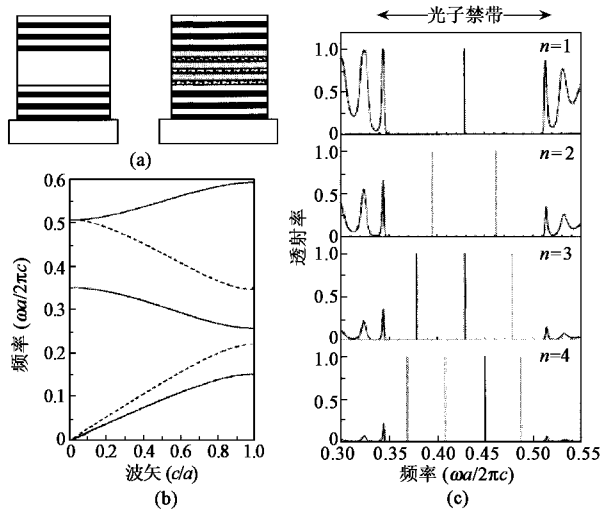


图 7

(a) 两种一维光子晶结构, 晶分别可以由均匀介质(左边)和另一种光子晶体(右边)来构成 (b) AI(实线)和 CI(虚线)光子晶体的能带图 (c) 第二种一维光子晶结构的理论透射谱, 其中 AB 光子晶体的周期数为 5, 从上往下, CD 光子晶体的周期数分别为 1, 2, 3 和 4

能有一层为空气(介电常数为 1), 为解决这一问题可引入不完全约束光子晶模型, 并可用多孔硅材料实现可见光波段的一维光子晶结构^[34]. 选择多孔硅材料的原因是其易于制备, 因为对于多孔硅材料而言, 不同的多孔度对应于不同的折射率, 而多孔度主要由腐蚀液和腐蚀的电流密度来决定^[36], 因此在向下腐蚀硅基片时, 可通过简单地变化电流密度和腐蚀时间来获得不同折射率和厚度的一维周期结构, 从而得到一维的量子阱特性.

在我们制作的一维多孔硅光子晶中, A, B, C 和 D 层的折射率分别为 $n_a = n_c = 2.2$, $n_b = n_d = 1.4$, 它们的厚度分别为 $L_a = 70\text{nm}$, $L_b = 100\text{nm}$, $L_c = 90\text{nm}$, $L_d = 140\text{nm}$, 则在可见光波段光子晶体和垒光子晶体的禁带正好拼接在一块[见图 8(a)]. 当组成结构 $(AB)_m(CD)_n$ 时, 类似于半导体的异质结构, 应有光子禁带加宽的现象^[32], 光子禁带覆盖了整个可见光波段, 因此证实了可通过特殊的光子结构来实现光子禁带的加宽的预测[见图 8(b)]. 在此基础上, 可制备光子晶结构. 当组成 $(AB)_m/(CD)_n(CD)_m$ 光子晶体结构时, 在 500—700nm 波段, 对于 $(AB)_m$ 光子晶体是禁带区域, 而对于 $(CD)_n$ 光子晶体, 则是导通带区域, 此频率的电磁波不能在 AB 光子晶体中传播, 仅能局域在 CD 光子晶体中, 因此形成了光约束, 实现了一维光子晶. 在实验和理论结果上, 在此波段出现了尖锐的透射极大的位

置[见图 9(a)], 是光子晶的束缚态, 类似于半导体量子晶结构中的离散能级. 而且对于每一个束缚态而言, 其光透射率都可达到 1, 可用共振隧穿效应来解释这一结果. 光透射谱强度上, 实验与理论结果的差异, 是由于多孔硅介质材料的吸收和光在界面的散射引起的.

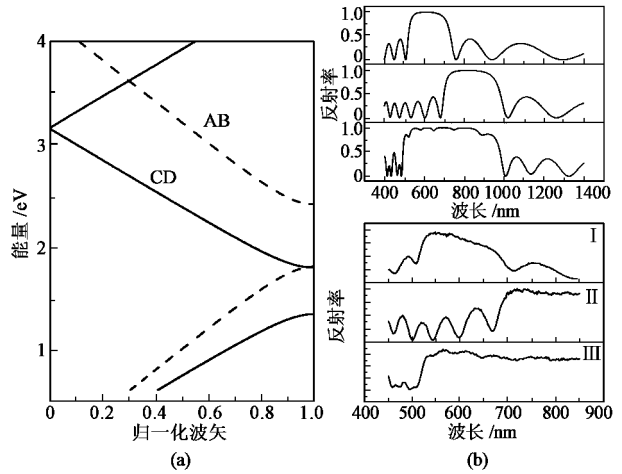


图 8

(a) 非完全约束一维光子晶结构的光子能带图, 其中虚线为 AB 光子晶体, 实线为 CD 光子晶体 (b) 理论计算(上)和实验测量(下)的光子晶结构 $(AB)_m(CD)_n$ 的反射谱, 在每一个图中, 从上往下依次为 $(AB)_m$ 光子晶体, $(CD)_n$ 光子晶体和光子晶结构 $(AB)_m(CD)_n$ 的反射谱

分析每个光子能级的光场分布, 可加深对每个光子束缚态的理解. 在图 9(b) 中下面 3 个图分别对应于束缚态为 1, 2, 3 的光场分布, 由图可见, 1, 2, 3 的光子约束态分别有一个、两个和三个波包, 与半导体量子晶中的本征波函数进行比较, 可发现二者有非常相似的波包行为, 可分别对应于半导体量子晶中的第一、第二和第三电子束缚态. 可以仿照半导体量子晶, 画出光子晶的结构图(见图 10 右).

在理论的光量子晶结构中, 束缚态能级(光子能级)个数可通过调整光子晶的周期数来得到, 而且光子能级个数正好等于光子晶的周期数, 而在我们的结果中却得不到如此结论. 在我们的实验中, 当 $(CD)_n$ 的周期数分别为 1, 3 和 5 时光子晶结构分别得到一个、两个和三个光子约束态[见图 10(c)左]. 这是由于在我们的光子晶结构中, 光子晶的导通带不能完全处在垒光子晶的禁带中, 属于不完全约束光子晶结构, 即光子晶的阱深不够, 因此不能约束如此多的光子能级, 部分光子能级被淹没在垒光子晶的导通带中, 因此不能实现光子能级等于光子晶周期数的结论.

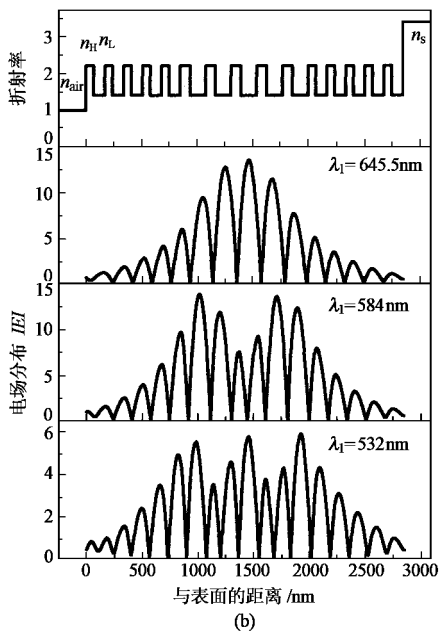
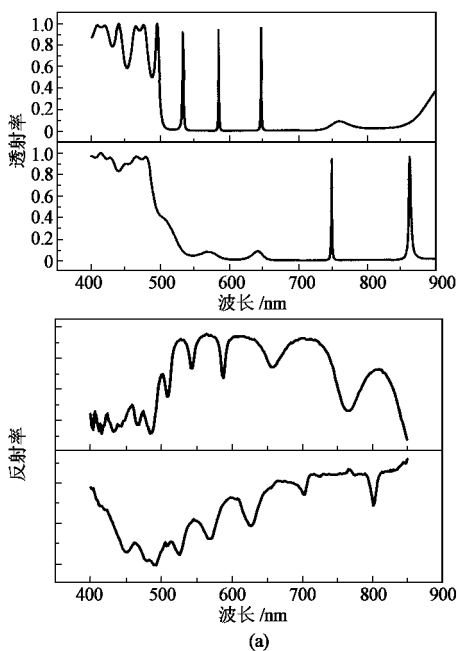


图9

(a)量子阱结构的理论上和实验下结果,在每一个图中,上图量子阱结构是 $(AB)_3(CD)_3(AB)_3$ 结构,下图是 $(CD)_3/(AB)_3(CD)_3$ 结构;(b) $(AB)_3(CD)_3(AB)_3$ 量子阱结构每个约束态的电场分布,从短波长(上)到长波长(下)排列, $n_A, n_H(n_L)$ 和 n_S 分别对应于空气、高低折射率多孔硅层和硅基片的折射率

以上提到的光子量子阱结构,并没有光波段的限制,只需组成上面提到的量子阱结构即可.为了验证以上的结果,可制备 $(CD)_m(AB)_m(CD)_m$ 量子阱结构.对于此种结构的光子量子阱结构,波段在650—850nm间的电磁波 $(CD)_m$ 光子晶体是禁带区域,而对于 $(AB)_m$ 光子晶体则是导通带区域,因此在此波

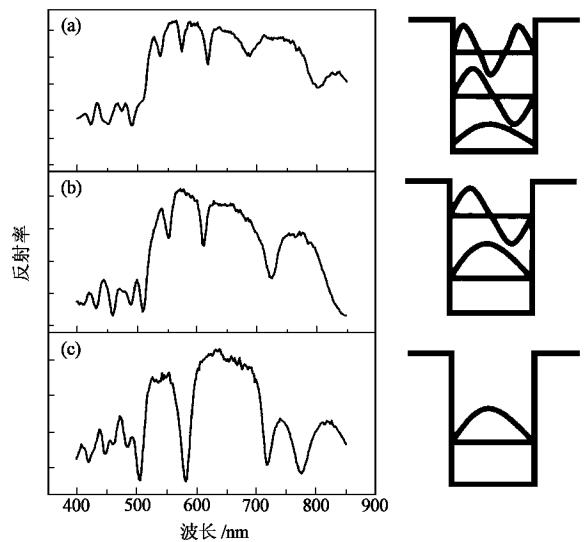


图10 多孔硅光子量子阱结构 $(AB)_3(CD)_m(AB)_3$ 的实验反射谱,旁边画出了相应量子阱结构的示意图
(a) $m=5$; (b) $m=3$; (c) $m=1$

段形成了另一种光子量子阱结构.在实验和理论上,在此波段,都得到了光束束缚态的存在.而且此时的阱较浅(仅1.5eV),因此只能存在两个光子能级,分析这两个约束态的光场分布,得到了类似于半导体量子阱结构中的第一和第二能级的性质,验证了光子量子阱的存在,同时也证明了此种光子量子阱结构能在任何波段形成.因此在实际应用中,可选择自己感兴趣的波段来制备光子量子阱结构.

光子量子阱结构在一维、二维和三维光子晶体中都得到了证明,得到了与半导体量子阱结构非常相似的性质,确认了电子和光子在量子阱这种约束结构中也有完全类似的行为.

5 总结

光子和电子虽然性质上有本质的差别,但在周期性结构(晶体)中和约束结构(光子点,光子分子,以及量子阱结构等)中表现出很多相似的行为和性质,固体物理中的很多理论和工具都适用于光子晶体系统,许多名词术语也都可用于对光子晶体系统的描写.而且在人们的研究中也发现,光学中的许多工具也可用于讨论半导体材料中的量子现象,例如传输矩阵法可用于解释电子在一维和二维半导体异质结中的弹道量子传输机制等^[37,38].因此可以说,对光子系统和电子系统的研究,二者互相影响,共同前进.

参 考 文 献

- [1] Yablonovitch E. Phys. Rev. Lett. ,1987 ,58 :2059 ;John S. Phys. Rev. Lett. ,1987 58 2486
- [2] Joannopoulos J D ,Meade R D ,Winn J N. Photonic crystal :Molding the flow of light. Princeton :Princeton University Press ,1995
- [3] Yablonovitch E. J. Opt. Soc. Am. B ,1993 ,10(2) 283
- [4] Gaylord T K ,Henderson G N ,Glytsis E N. J. Opt. Soc. Am. B ,1993 ,10(2) 333
- [5] 曾谨言.量子力学导论(第二版).北京 :北京大学出版社 ,1998. 389[Zeng J Y. Introduction to quantum mechanics(Second Edition). Beijing :Peking Univ. Press ,1998 398 in Chinese]]
- [6] Ed. Li M F. Modern Semiconductor Quantum Physics. Singapore : World Scientific ,1994. 48
- [7] Kastner M A. Phys. Today ,1993 46 413
- [8] Schedelbeck G ,Wegscheider W ,Bichler M *et al.* Nature ,1997 ,278 :1792
- [9] Banin U ,Cao Y W ,Katz D *et al.* Nature ,1999 400 542
- [10] Bayer M ,Hawrylak P ,Hinzer K *et al.* Science 2001 291 451
- [11] Reithmaier J P ,Rohner M ,Zull H *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1997 78 (2) 378
- [12] Bayer M ,Gutbrod T ,Reithmaier J P *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998 ,81(12) 2582
- [13] Bayer M ,Gutbrod T ,Forchel A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 83 (25) 5374
- [14] Zhang Z ,Satpathy S. Phys. Rev. Lett. ,1990 65 2650
- [15] Ho K M ,Chan C T ,Soukoulis C M. Phys. Rev. Lett. ,1990 65 : 3152
- [16] Pendry J B ,Mackimmon A. Phys. Rev. Lett. ,1992 69 2772
- [17] Mukaiyama T ,Takeda K ,Miyazaki H *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 ,82 4623
- [18] Bayindir M ,Temelkuran B ,Ozby E. Phys. Rev. Lett. ,2000 84 : 2140
- [19] Villeneuve P R ,Fan S ,Joannopoulos J D. Phys. Rev. B ,1996 54 : 7837
- [20] Olivier J ,Martin F ,Christian Girard *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 ,82 315
- [21] Leung K M. J. Opt. Soc. Am. B ,1993 ,10(2) 303
- [22] Yablonovitch E ,Gmitter T J ,Meade R D *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1991 67 3380
- [23] Meade R D ,Brommer K D ,Rappe A M *et al.* Phys. Rev. B ,1991 ,44 :10961
- [24] Robertson W M ,May M S. Appl. Phys. Lett. ,1999 74 :1800
- [25] Winn J N ,Fan S H ,Joannopoulos J D *et al.* Phys. Rev. B ,1999 ,59 :1551
- [26] Ed. Mendez E E ,Von Klitzing K. Physics and Application of Quantum Wells and Superlattices. NATO ASI. New York :Plenum ,1987
- [27] 夏建白 ,朱邦芬. 半导体超晶格物理. 上海 :上海科学技术出版社 ,1984 Xia J B ,Zhu B F. Physics of Semiconductor Superlattice. Shanghai :Science-Technology Press ,1995 in Chinese]]
- [28] Lin S Y ,Arjavalingam G. J. Opt. Soc. Am. B ,1994 ,11(10) 2124
- [29] Lin S Y ,Arjavalingam G. Optics Letter ,1993 ,18(19) :1666
- [30] Jiang Y ,Niu C ,Liu D L. Phys. Rev. B ,1999 59 9981
- [31] Miyazaki H ,Jimba Y ,Kim C Y *et al.* Jpn. J. Phys. Soc. ,1996 65 : 3842
- [32] Zi J ,Wan J ,Zhang C. Appl. Phys. Lett. ,1998 73 2084
- [33] Qiao F ,Zhang C ,Wang J *et al.* Appl. Phys. Lett. 2000 77 3698
- [34] Xu S H ,Xiong Z H ,Gu L L *et al.* Semicond. Sci. Technol. 2002 ,17 :1004
- [35] Yano S ,Segawa Y ,Bae J S *et al.* Phys. Rev. B 2001 63 :153316
- [36] Bisi O ,Ossicini Stefano ,Pavesi L. Surf. Sci. Reports. 2000 38 :1
- [37] Gaylord T K ,Brennan K F. J. Appl. Phys. ,1989 65 814
- [38] Henderson G N ,Gaylord T K ,Glytsis E N. Proc. IEEE ,1991 79 : 1643

·物理新闻·

冶金学的进化(Evolutionary Metallurgy)

将量子理论与生物演化的数值计算相结合的新方法可用来研究新的合金材料 ,丹麦的一群科学家们正在利用这种新方法去发展和研究从电路配件到催化剂等一系列优良合金材料. 一般来说 ,用理论的方法来探寻各种合金材料是不太实用的. 科学界通常都是用实验的方法来验证各类合金材料的特征 ,但科学家要想从上千万种合金中找出少量的优质合金是既要有耐心 ,又要有运气才行.

丹麦科技大学的 J. Norskov 教授与他的同事们利用量子力学中的密度泛函理论 ,用材料内部电子密度间的互作用来推断材料特性的技巧不太费力地从 20 万种化合物中确认了 20 来个具有实用价值的合金材料. 它们的具体方法是 :先指定四种称为“生存群体(living population)”的合金 ,每一种携带有一个确定的遗传密码 ,这些遗传密码是从 32 种金属进行组合后优选出的. 然后按照达尔文进化论来编制计算程序 ,使这四种密码进行突变与无规组合 ,利用优胜劣汰的原则让其中最合适与最稳定的合金得到继续生存的权利 ,让它们成为下一代的发展母本 ,也就是新一代的生存群体.

J. Norskov 研究小组对几种不同的原始群体进行反复的迭代研究 ,最后得到了一组相同的并能继续发展的合金种类 ,其中的一部分具有优质合金的特性 ,另外一部分有一定的潜在价值. 他们认为这种将量子理论与生物演化相结合的方法在寻找新的优质合金材料方面是非常成功的 ,同时它也可以大大地减少那种既花钱又费力的实验室工作.

(云中客摘自 Phys. Rev. Lett. 24 June 2002)