

半导体量子点及其应用(II)*

赵凤瑗 张春玲 王占国†

(中国科学院半导体研究所 半导体材料科学重点实验室 北京 100083)

4 半导体量子点的应用

理论分析表明,基于三维受限量子点的分离态密度函数的量子器件,以其独特的优异电学、光学性能和极低功耗,在纳米电子学、光电子学、生命科学和量子计算等领域有着极其广泛的应用前景,本文仅就量子点在量子点激光器、量子点红外探测器、单光子光源、单电子器件和量子计算机等方面的应用作一简单的介绍。

4.1 半导体量子点激光器

量子点激光器与现已发展得很成熟的量子阱激光器的惟一不同是量子点激光器的有源区是由量子点构成的,而不是量子阱。由于二者的结构相似,工艺兼容,加之量子点激光器具有量子阱激光器无与伦比的优异性能,故量子点激光器的研制是量子点应用的首选器件。自从1994年第一个基于应变自组装InAs/GaAs量子点的激光器研制成功以来,研究进展十分迅速,特别在大功率量子点激光器的研发方面取得了突破,工作寿命已达数千小时。有关量子点激光器的研究进展请参阅王占国的综述文章^[38],这里仅就长波长单模量子点激光器近年来的研究进展作一简单介绍。

为了克服光通信用 $1.3\mu\text{m}$ InGaAsP/InP量子阱激光器 T_0 低导致的波长漂移等缺点,近年来,理论预测具有高 T_0 的GaAs基 $1.3\mu\text{m}$ 量子点激光器的研制受到人们广泛地重视,研究的难点主要是如何制备足够大而又无缺陷的InAs量子点。2001年,Qiu和Gogna^[38]等将四层InAs量子点置于应变InGaAs量子阱中形成有源区并配合 $5\mu\text{m}$ 脊形波导,在腔长 1.5mm ,温度达 100°C 时,激射波长仍在 $1.3\mu\text{m}$ 附近,基态激射连续波单面输出功率 15mW ;室温下微分增益 55% ,单面输出功率 50mW ;室温到 100°C 时,基态连续波激射特征温度 $T_0 = 78\text{K}$ 。2002年,

Shechekin和Depppe^[40]以两层InAs/GaAs量子点为有源区,并对GaAs势垒层进行P型掺杂,制成的量子点激光器当温度达到 167°C 时,仍保持基态激射波长 $1.3\mu\text{m}$,在 $0\text{--}80^\circ\text{C}$ 时的特征温度达 161K 。目前GaAs基上的GaInNAs^[41]量子点和InP基量子点的光致发光谱峰值波长已扩展到光纤通信的另一个窗口 $1.55\mu\text{m}$ 附近,显示了它们作为光纤通信光源的重要应用前景。

半导体激光器研制的另一个热点就是垂直腔面发射激光器(VCSEL)。VCSEL具有光束质量好,低电流工作,面发射便于器件平面集成和光耦合应用等特点。若将VCSEL的量子阱有源区用单层或多层量子点代替,就可制成量子点VCSEL,预料它会有更优越的性能。自从1996年Saito等人^[42]研制成功第一只室温电注入工作的量子点VCSEL以来,量子点VCSEL的研制进展很快。1999年,德克萨斯大学的Zou和Huffaker^[43]在GaAs衬底上,以三层InGaAs量子点为有源区制成的连续波基态激射量子点垂直面发射激光器,室温工作时激射波长 $1.06\mu\text{m}$,阈值电流密度 $895\text{A}/\text{cm}^2$ 。2000年,Lott和Ledentsov^[44]首次在GaAs(001)n型衬底上以三层InAs/GaAs量子点为有源区制成了量子点垂直面发射激光器。室温工作波长 $1.3\mu\text{m}$,阈值电流密度 $2812\text{A}/\text{cm}^2$ 。2002年,这一小组研制的InGaAs/GaAs量子点VCSEL连续波激射最大功率 0.8mW ,微分效率达 60% ^[45]。

计算表明,量子阱激光器阈值电流可低达 0.1mA (已基本实现)。对于量子点系统,Miyamoto^[46]等曾计

* 国家自然科学基金(批准号90101004,60290081)、国家重点基础研究发展计划(批准号G2000068303)和国家高技术研究发展计划(批准号2002AA311070)资助项目
2003-05-15收到初稿,2003-09-22修回,第I部分刊登在《物理》2004年第4期第249页

† 通讯联系人,E-mail:zgwang@red.semi.ac.cn

算了 GaInAsP/InP 量子点激光器的阈值电流密度, 计算考虑了量子点的尺寸涨落, 阈值电流密度可低达 $14\text{A}/\text{cm}^2$. 但由于实际应用中提到的量子点, 一般是利用应变自组装(SK 生长模式)技术制备的, 受到量子点形状、尺寸和分布的不均匀性以及量子点的面密度和体密度低等的影响, 目前量子点激光器的阈值电流密度大都在每平方厘米百安培量级. 采用不同取向和图形化衬底以及对生长工艺进行优化, 可在一定程度上改善量子点的性质, 然而, 尚未获得理想结果.

4.2 量子点红外探测器

红外探测器由于在夜视、跟踪、医学诊断、环境监测和空间科学等方面的广泛应用, 受到人们重视^[47]. 目前, HgCdTe (MCT) 红外探测器在技术上占主导地位, 这种探测器的优点是具有较高的探测率和响应率, 它主要缺点是难以获得大面积电学、光学性质均匀的 HgCdTe 晶片, 制造红外焦平面阵列探测器不易. 近年来, 由于分子束外延技术的发展, 基于量子阱带跃迁的 GaAs/AlGaAs 量子阱红外探测器(QWIPs)的研制取得了很大进展, 并已成功用于红外相机和研制大面积红外焦平面阵列(FPAs)^[48]. QWIPs 器件的最大不足是由于极化选择定则, 不能探测垂直入射光. 与量子阱器件相比, 量子点红外探测器(QDIPs)有很多优点: (1)量子点探测器可以探测垂直入射的光, 无需像量子阱探测器那样要制作复杂的光栅; (2)量子点分立态的间隔大约为 $50\text{--}70\text{meV}$, 由于声子瓶颈效应, 电子在量子点分立态上的弛豫时间比在量子阱能态上长, 这有利于制造工作温度高的器件; (3)三维载流子限制降低了热发射和暗电流; (4)探测器不需冷却, 这将会大大减少阵列和成像系统的尺寸及成本. 因此, QDIPs 已经成为光探测器研究的前沿, 并取得了重大进展^[49-56].

4.2.1 垂直输运探测器

1999 年^[51], Phillips 和 Bhattacharya 等研制了由十层 InAs/Ga(Al)As 量子点为有源区的红外探测器. 探测波长范围 $6\text{--}8\mu\text{m}$, $T=40\text{K}$ 时, 响应率 $10\text{--}100\text{mA}/\text{W}$, 探测率 $(1\text{--}10)\times 10^9\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 光电导增益 $g=12$. 它是在半绝缘 GaAs(100)衬底上生长 10 层掺 Si 的 InAs 量子点(InAs 厚度为 $2.2\text{--}2.5\text{ML}$)以非掺杂 GaAs 为势垒, 形成垂直的 n-i-n 结构(量子点掺杂浓度 $n=(0.5\text{--}1)\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, 非掺杂 GaAs 间隔层的厚度为 $25\text{--}100\text{nm}$), 这一结构处于高掺杂的 GaAs 层之间(掺杂浓度 $n=1\times 10^{19}$

cm^{-3}). 在 InAs/Ga(Al)As 量子点中掺 Si 以提供吸收用的载流子, 若在这一结构中引入 AlGaAs 势垒层, 还可减小由热激发导致的暗电流, 有助于提高器件性能, 并可以调制垂直输运 QDIPs 的响应峰波长($4\text{--}18\mu\text{m}$). 因此, 可以利用势垒层把两种异质结合起来形成双色探测器, 即在同一外延样品中, 有势垒层的量子点可用于中长波探测, 没有势垒层的量子点用于长波长探测. 它比单色探测器提供更多的信息和更高的分辨率, 同时, 它还可用于成像系统.

2001 年, Stiff 等人^[54]研制的 InAs/GaAs 量子点中红外探测器也是以 10 层 InAs/GaAs 量子点为有源区, 其结构如图 9 所示. 在半绝缘 GaAs(100)衬底上, 先生长 $0.5\mu\text{m}$ GaAs 底接触层, 掺杂浓度为 $2\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$; 接着生长 250\AA 非掺杂 GaAs 层; 在 GaAs 层的上面生长 2.2ML 掺 Si 的 InAs 量子点, 掺杂浓度为 $1\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, 并以 250\AA 非掺杂 GaAs 为间隔层, 这一结构生长十个周期; 然后再生长 400\AA AlGaAs 势垒层; 最后是 $0.1\mu\text{m}$ GaAs 顶接触层. 该探测器的工作温度范围是 $78\text{--}150\text{K}$, 当 $T=100\text{K}$, $V_b=0.1\text{V}$ 时, $J_d=1.7\text{pA}$; 加入 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 电流阻挡层后, $T=100\text{K}$, $V_b=0.3\text{V}$ 时, 峰值探测率 D^* 达 $3\times 10^9\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 峰值响应率达 $2\text{mA}/\text{W}$, 光电导增益 $g=18$.

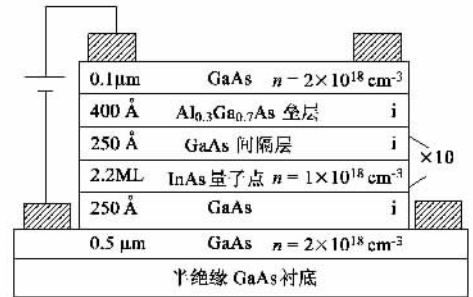


图 9 InAs/GaAs 垂直 n-i-n 探测器结构示意图

4.2.2 侧向输运探测器

上述探测器结构中载流子的输运方向平行于生长方向, 它的响应率依赖于量子点中的掺杂能级, 但通过量子点中掺杂达到需要能级是很困难的, 同时, 自组装量子点无论在空间排列, 还是尺寸大小都不是很均匀的, 这种不均匀性直接影响了载流子在多层量子点之间的隧穿输运, 使光电导增益降低. 载流子的输运方向垂直于生长方向的调制掺杂侧向量子点探测器可克服上述不足. 1998 年, Cho 和 Kim^[57]提出了一种在调制掺杂异质结中埋入量子点的探测

器结构,在这种结构中,量子点处于高电子迁移率晶体管(HEMT)结构的二维电子气之下,在设计结构时考虑到二维电子气通道完全耗尽,因此,器件的暗电流很小,器件的结构如图10所示.以半绝缘GaAs(100)为衬底,先生长缓冲层,缓冲层由100 nm厚的GaAs层,20周期的GaAs(3 nm)/AlGaAs(3 nm)短周期超晶格层和500 nm厚的GaAs层组成;然后生长5周期的InAs(量子点)/GaAs(间隔层6 nm);接着淀积5 nm厚的GaAs和40 nm厚的掺杂Si:AlGaAs(掺杂浓度 $n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$);最后是50 nm厚的掺杂GaAs层(掺杂浓度 $n = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).该探测器300K时的响应峰波长 $10.4 \mu\text{m}$,探测率 $D^* = 3 \times 10^7 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$,80K时的响应峰波长 $10.6 \mu\text{m}$,探测率 $D^* = 6 \times 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$.

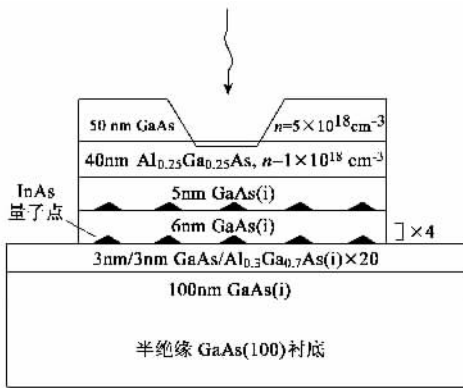


图10 调制掺杂侧向量子点探测器结构示意图

1999年, Lee和Hirakawa^[55]等人采用以AlGaAs为势垒,把InAs量子点长在GaAs阱中作为人工杂质的结构,厚度为30 nm的AlGaAs层采用硅 δ 掺杂为量子点提供电子(掺杂浓度为 $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$),GaAs阱层厚100 nm,InAs点长在距两侧异质界面50 nm的GaAs阱层的中间.这个结构的特点是(1)生长量子点时采用低温(470°C),使量子点的尺寸较小,每个量子点只存在一个束缚态(2)以高迁移率的AlGaAs/GaAs异质界面作为光生载流子的传导通道(3)量子点和异质界面之间的距离足够大(50 nm),以获得长寿命的载流子.光电流谱显示这种结构可用于中红外波段(100—300 meV).当 $V_b = 9 \text{ V}$, $T = 10 \text{ K}$ 时,该器件对于光子能量为160 meV的峰值响应率为 4.7 A/W .2000年, Kim^[56]采用上述同样的结构,将InAs量子埋入调制掺杂AlGaAs/GaAs异质结二维电子气的通道中,制成的红外探测器在室温、工作波长为 $9.0 \mu\text{m}$ 时,峰值响应率达 5.3 A/W ,室温和80K时的探测率分别

为 $6 \times 10^8 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 和 $5 \times 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$.

另外在垂直输运量子点探测器中,虽然应用AlGaAs层可降低暗电流,但不利于光生载流子的输运,使响应率降低.以多层无铅InGaAs/InGaP量子点为QDIPs器件有源区的设想,或许能使探测器的性能得到明显提高^[58].

4.3 单光子光源

经典光源由大量的光子组成,由它发出的光子遵循泊松统计分布或超泊松统计分布^[59];单量子发射源(a single quantum emitter)则可稳定地发出单个光子流,这种光子流在规定的时间内只包括一个光子,称作“反聚束”源(antibunched source),它在量子密码通信领域将会有重要的应用前景.

连续的“反聚束”光子首次发现于受限的单个原子或离子(trapped atoms or ions)^[61,62](见文末名词解释).目前,一些实验表明,以激光脉冲激发单个分子^[62,63]或半导体量子点也可以发出单个光子^[64],而且,应用激光脉冲激发量子点,产生的电子空穴对将复合发出一个唯一波长光子,每个光子可由光谱过滤器分离出来^[65].与其他单光子光源相比,量子点单光子光源具有高的振子强度,窄的谱线宽度,且不会发生光退色^[66,67](见文末名词解释).2001年,斯坦福大学的Santori和Pelton,在GaAs衬底上,首先高温生长一层发光波长为877 nm、密度大约为 $11/\mu\text{m}^2$ 的InGaAs量子点,在其上盖75 nm的GaAs层,然后利用电子束光刻技术和干法腐蚀制成高120 nm、宽200 nm、间隔 $50 \mu\text{m}$ 的台面,平均每个台面上的量子点则少于一个.在实验时,把样品置于低温恒温器中(靠近窗口处的温度约5K),由锁模Ti蓝宝石激光器发射的激光(脉宽为2.9 ps,重复率为76 MHz)以与垂直方向夹角成 53.5° 入射在含有量子点的台面上,量子点受激发出的光,通过一个数值孔径为0.5的非球面透镜聚焦于针孔以便收集.一个可旋转的半波片(见文末名词解释)和一个水平偏光镜用以选择特定线性偏振的光,最后用EG&G“SPCM”光子计数器进行探测.结果表明,在激光脉冲作用下产生的激子进入一个量子点后,静电相互作用导致量子点吸收了一个光子后再吸收第二个光子的可能性大大降低,使产生反聚束光成为可能.图11和12分别是他们生长的量子点的形貌和探测装置.

目前,每个脉冲产生一个光子的器件已经研制成功.存在的问题是如何把产生的光子沿某一特定方向高效率地发射出去,一个可能的办法是通过把

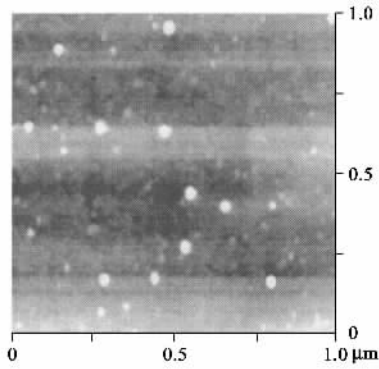


图 11 原子力显微镜下观察到的低密度的 InGaAs 量子点 ($11/\mu\text{m}^2$)

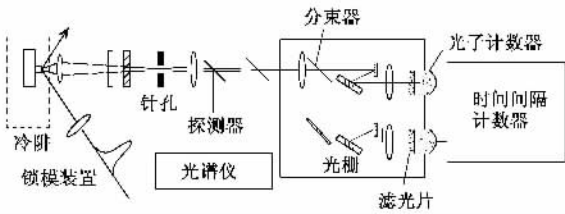


图 12 测量单光子发光的实验装置图

(左边是激光光源和样品室,中间是收集光路,右边是汉伯里-布朗-特威斯装置,用于测量光子关联函数)

量子点嵌入一个微光学腔中来解决。最近 Pelton 等^[67]利用微柱微腔来引导光子(图 13),采用这一方法能够使单个光子进入单模行波(见文末名词解释)的效率提高到 38%,比不使用微腔高出两个数量级;同时,单个脉冲包含多个光子的几率也减小了 7 倍。这种高效率的单光子光源有利于提高传输距离范围内安全密码传输率。

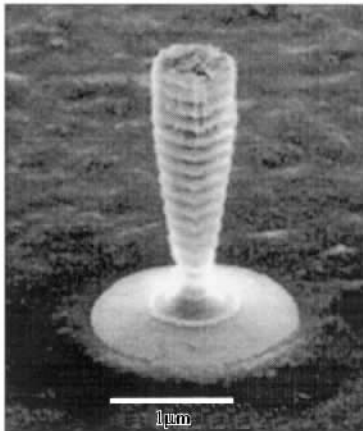


图 13 微柱微腔的扫描隧道显微镜图像

4.4 单电子器件^[69]

单电子器件是通过控制在微小隧道结体系中单

个电子的隧穿过程来实现特定功能的器件,其工作原理是基于库仑阻塞效应。微小隧道结是单电子器件的基本单元,可利用超薄硅膜(包括非晶硅、纳米硅)及 AlGaAs/GaAs 等异质结构,经平面工艺加工或直接制成这样的微小隧道结,即量子点结构。近年来,对于单电子器件,特别是单电子晶体管、单电子存储器的研究比较活跃。

4.4.1 单电子晶体管

单电子晶体管 (SETs) 的工作原理是基于库仑阻塞效应,服从量子点的充电能 (U) 远大于量子化分立能级的能量差 ($\Delta\varepsilon$)。它要满足的工作条件是: $U (e^2/2C) \gg k_B T$, 其中 C 是势垒和栅极电容之和。要使 SETs 在室温工作, C 应在 10^{-18} F 以下,这就要求量子点的尺寸足够小(对硅材料 $\leq 5\text{nm}$), SETs 隧穿势垒的隧穿电阻足够大 ($R \gg h/e^2 \approx 26\text{k}\Omega$), 以保证电子能在量子点上停留足够长时间,以阻塞下个电子通过。图 14 是 SETs 的结构示意图。若岛区静电能 $E = Q^2/2C_T$, 其中 $C_T = C_1 + C_2 + C_g$, C_g 为栅极电容, Q 为岛上的电荷。 Q 由隧穿两个隧道结的电子数 n_1 和 n_2 之差、栅压 V_g 和岛附近的荷电缺陷所决定, 可以表示为 $Q = (n_2 - n_1)e + \alpha V_g + \text{常数}$ 。这里 α 为一系数,代表栅压 V_g 对岛中电荷的影响,常数代表荷电缺陷的作用。改变栅压 V_g 可调节岛上电荷 Q 。当 V_g 连续变化时,器件电导可在零和极大值之间周期振荡。当岛中电荷 Q 为 e 的整数倍时,电导为零;当岛中电荷 Q 为 $e/2$ 的奇数倍时电导极大,由此形成库仑阻塞振荡(见图 8)。

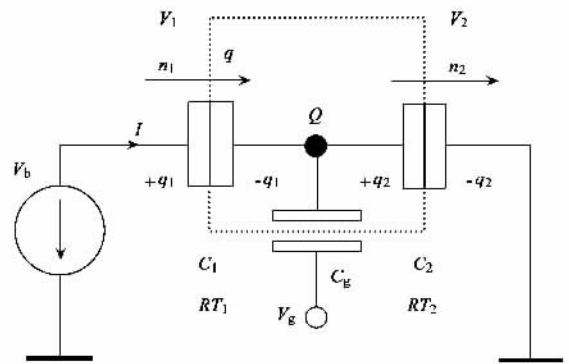


图 14 单电子晶体管结构示意图

低温工作的单电子晶体管早在 1987 年就已研制成功^[70,71],1997 年 Zhuang 等又报道了室温工作的单电子晶体管开关。利用单电子晶体管的电导对岛区电荷极为敏感的性质,可制成超快和超灵敏的静电计,分辨率高达 $1.2 \times 10^{-5} e/\text{Hz}^{1/2}$,比目前最好

的商用半导体静电计分辨率高6—7个数量级,用来检测小于万分之一电子电荷的电量^[72]。按照目前的技术水平,制备室温工作的单个SET已无不可克服的困难,但是,我们所需要的不仅是单个器件,而是每个MPU芯片可集成数量为 10^9 — 10^{10} 功能完全相同的SET,以满足超高速运算要求。要实现单电子器件的大规模集成,还有很长的路要走。

4.4.2 单电子存储器

单电子晶体管存储器可由一个窄沟道MOSFET和嵌在控制栅和沟道之间的纳米尺度($\sim 7 \times 7 \text{ nm}^2$)多晶硅量子点浮栅构成。沟道宽度($\sim 10 \text{ nm}$)小于单电子的德拜屏蔽长度。如此窄的沟道,则可保证只要浮栅上存储一个电子,便足以屏蔽整个沟道,而不受来自加在控制栅上的电势的影响。小的浮栅($\sim 7 \times 7 \text{ nm}^2$)则能显著地增加电子受限量子能级的间距和库仑充电能 $e^2/2C$,导致阈值电压改变呈量子化,控制栅(充电)电压与阈值电压变化呈阶梯关系,阈值电压改变且不受充电时间的影响。图15是一个单电子晶体管存储器的示意图。

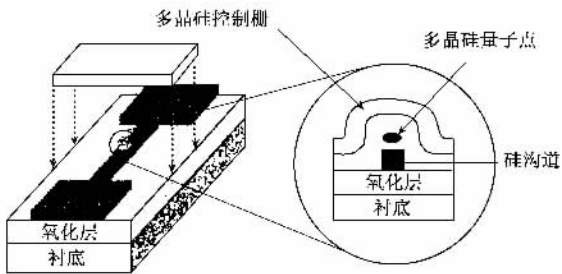


图15 单电子晶体管存储器结构示意图

1993年室温工作的SEM's研制成功,1998年Yano等^[73]采用 $0.25 \mu\text{m}$ 技术实现了128Mbit的SEM原型样机制造。每个元胞(cell)尺寸仅为 $0.145 \mu\text{m}^2/\text{bit}$,非常接近4kMbit DRAM有效元胞尺寸,这是向单电子器件在超高密度存储电路应用方向迈出的重要的一步。

4.5 量子点网络自动机

量子点网络自动机(quantum-dot cellular automata,简称QCA)是一种设想由量子点组合单元来实现数字逻辑功能运算的装置,它的主要元件是由4个量子点排布在一个正方形的四个角上,被称为QCA单元。当QCA单元中填充有两个多余的电子时,这两个电子就会占据在正方形对角位置的量子点上,正方形的两对对角位置(或称极化)是QCA单元的等能量基态,它们可用来分别代表逻辑0和1,这两种极化状态是由于电子间的静电排斥所致。

基本的QCA逻辑器件是一个具有3个输入单元的逻辑门,它由5个标准单元排列而成:中央逻辑单元,3个输入单元A、B及C和1个输出单元。输入单元A、B和C的极化态决定中央单元的极化态,无论中央单元呈何种状态,输出单元总是随着中央单元以相同的状态出现。运行中,中央单元的极化状态取决于3个输入单元的多数。QCA逻辑门可以串联连接成复杂的QCA线路,由前一级的输出来驱动后一级的3个输入。同样,多数逻辑门的输出也能被连接去驱动逻辑门的下一级。

1999年,Amlani和Orlov^[74]采用Al/AIO_x/Al金属隧道结连接构成的QCA如图16(d)所示。样品置于低温环境中,该系统的D₁—D₄为4个Al的量子点,它们通过AIO_x隧道连接成1个环,D₁和D₂是输入量子点,D₃和D₄是输出量子点。初始偏置使两个多余的电子隧穿进入输入端QCA单元的量子点对上,门电压迫使电子从一个量子点转移到另一个量子点上,这种变化将引起输出端量子点对上电荷构形的改变。其中Al-AIO_x-Al隧道结位于氧化Si衬底上,通过标准的电子束光刻和掩模蒸发技术制成,结的面积是 $60 \text{ nm} \times 60 \text{ nm}$ 。C_J为结电容,数值很小,保证低温下每个量子点的电荷量子化;每个量子点也通过电容C_C耦合到门,C_C影响它所对应的量子点的电荷密度。为了确定单元的极化,通过电容耦合的两个单量子点E₁及E₂与岛D₃和D₄相连,测量其上的静电便可探知极化状态。在微电子领域,相对于基于场效应晶体管结构的数字逻辑来说,QCA结构体系是一个突破,它不再以电容器上的电压进行编码,而是通过原胞中电子的位置进行编码,因而,可获得更高的集成度和更低的功耗。

4.6 量子计算机

所谓量子计算机是应用量子力学原理进行计算的装置,它的基本信息单元叫做量子比特(qubit),是实现量子计算的关键。根据量子理论,电子可以同时处于两个位置,原子的能级在某一时刻既可以处于激发态,也可以处于基态。这意味着以这些系统构造出的基本计算单位——比特,不仅能在相应于传统计算机位的逻辑状态0和1稳定存在,而且也能在相应于这些传统位的混合态或叠加态存在,称为量子比特。也就是说,量子比特能作为单个的0或1存在,也可以同时既作为0也作为1,而且用数字系数代表了每种状态的可能性。

文献表明很多物理系统都可以用于构造量子比

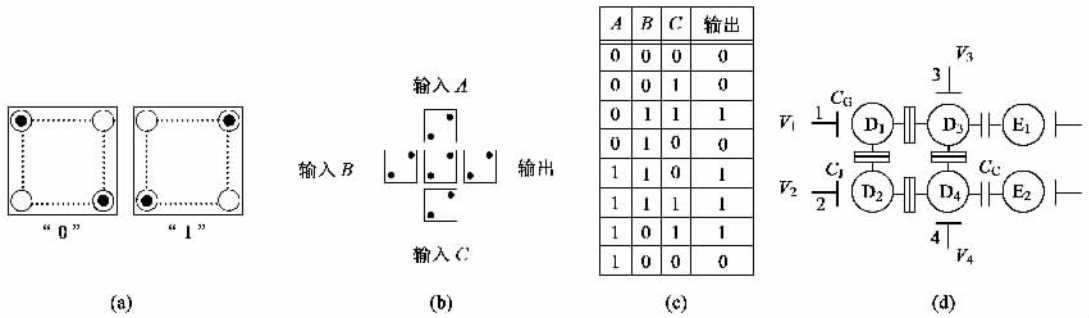


图 16 量子点网络自动机示意图

(a) QCA 标准单元 ;(b) 基本 QCA 逻辑器件 (c) 真值表 (d) 金属隧道结连接的 QCA

特,包括液态核磁共振^[75]、施主杂质核自旋^[76,77]、超导体^[78]和半导体量子点中的电子自旋^[79]。在这些系统中,可能最有前途的是半导体量子点,因为现在已经有了生产半导体材料的成熟工艺,而且人们对于半导体量子点,特别是自组装量子点的研究无论在理论上还是实验上也趋于完善。

1998 年, Loss 和 DiVincenzo^[80]描述了利用耦合单电子量子点上的自旋态来构造量子比特,实现信息传递的方法。我们知道电子自旋有“上”、“下”两个方向,所以 1 个量子点就相当于传统计算机中的 1 个晶体管开关,形成了 1 个单量子比特,每个点都可表示“0”或“1”。如图 17 所示,共有 3 个量子点“Q1 (quantum dot 1), Q2, Q3”,在 Q1 和 Q2 上各有 1 个多余电子,自旋为 1/2。用铁磁(FM)点控制 Q1 上的自旋态,用外加电压控制 Q1, Q2 两个量子点之间的耦合,若电压高,则量子点间的隧穿势垒增高,电子隧穿被禁止,若电压低,则势垒低, Q1 和 Q2 上的电子自旋会发生海森伯交换耦合(见文末名词解释),电子发生隧穿。电子隧穿到达顺磁(PM)点,可作为一个观察窗口,电子隧穿进入 Q3,则可通过静电计对自旋进行测量。量子计算机工作时,信息就是在这样的量子比特对之间相互交换。

2001 年,普渡大学的 Jeong 和 Chang 首次探测到连在一起的一对量子点中每个量子点上电子的自旋状态^[81],并以此为基础研制成计算机电路板上的开关线路。该成果标志着以半导体材料为基础的量子计算机的研制又向前迈进了一步。目前,在量子计算机的研制方面,日本取得了一些进展。日本富士通研究所的研究人员于 2002 年 7 月下旬,成功地在半导体基片上,用细针随意改变量子计算机的基本要素量子粒子的大小和位置,被称为量子粒子的微小粒子直径仅为 20—30nm,高 1.2—1.5nm,原料为 In 和 As。研究人员使用一种被称为“原子显微镜”

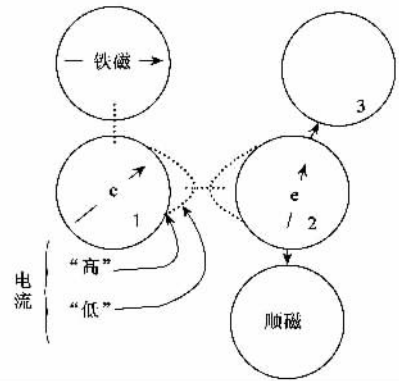


图 17 量子比特构造原理图

的特殊针接触半导体基片,同时给针加上电压,使基片在纳米范围内产生氧化反应。除去被氧化的部分后,基片上便出现坑洼,再将 In 和 As 吹进坑洼,于是在坑洼里就形成了量子粒子。如果在针触到的地方改变电压,就可以调节量子粒子的大小和位置。研究人员在实验中还发现,把 20 个直径为 20—30nm 的量子粒子,按 20—30nm 的间隔有规则地排列并用光进行照射,它们之间能够相互传递电子^[82]。2003 年 3 月,日本 NEC 公司及一家公共研究团体宣布,他们在超快量子计算机研制中取得重大技术突破,他们已在两个电晶体量子位之间成功实现量子纠缠态,这在世界范围内还是第一次,使这一领域的开发进程又向前推进一步^[83]。然而,量子态在传输、处理和存储过程中,可能因环境的耦合(干扰),而从量子叠加态演化成经典的混合态,即所谓退相干,仍是阻碍量子计算机实现的另一个难题。因此,在大规模计算中能否始终保持量子态间的相干是量子计算机能否实用化的另一个关键。

基于量子点结构的器件、电路的潜在应用所涉及的范围很广,鉴于作者水平和文章的篇幅有限,难以全面,望读者见谅。

附 相关名词

1. 光退色 (photo-bleaching effect) : 强光照射物质, 使其吸收达饱和程度, 于是透射率增强. 入射光使原来在基态的分子跃迁到激发态, 当入射光很强时, 处于激发态的分子数与基态相等, 于是饱和而不再吸收. 该物质此时对这种辐射完全透明, 这称为可饱和吸收体或可消除吸收的滤光器. 如果经过一段弛豫时间分子又恢复到基态, 则又能吸收. 在反射中也有这种现象产生. 有些半导体如锗、硅等在强光下的反射率比在弱光下的反射率大很多倍.

2. 波片 (waveplate) : 晶体的双折射现象可用于改变光的偏振态, 利用双折射晶体的这种现象制成的光学元件称为双折射波片或延迟波片.

光通过波片时, 寻常光和非寻常光的速度与它们各自的折射率有关. 在晶体中光速的差别, 导致两束光合成后产生相差. 对于一束垂直入射的线偏振光, 相差可以表示成 $\delta = 2pd(n_e - n_o)/\lambda$ (a 为相差, d 为波片的厚度, n_e , n_o 分别为非寻常光和寻常光的折射系数, λ 为光波长). 对于某些特殊波长, 相差可由波片的厚度控制. 在红光范围内, 有以下几种波片可供选择: $1/8$ 波片 (octadic-wave plate), $1/4$ 波片 (quarter-wave plate), $1/2$ 波片 (half-wave plate) 和全波片 (full-wave plate).

3. 半波片 (half-wave plate) : 半波片可用于旋转平面偏振光的偏振态. 假设一平面线偏振光垂直入射到波片上, 偏振平面与快速光轴间的夹角为 q , 那么通过波片后, 光的偏振面与原偏振平面夹角为 $2q$. 很多大型的离子激光器都是垂直偏振的. 为了得

到水平偏振光, 可以让光束通过一个半波片, 并使波片的快轴 (或慢轴) 与垂直方向成 45° 角. 另外, 半波片还能使左旋偏振光转换为右旋偏振光.

4. 海森伯交换耦合 (Heisenberg coupling) : 1928年, 海森伯首先应用量子理论提出了一个解释固体“铁磁性”和研究相变的一个简单模型 (海森伯模型) (1) 具有 N 个同样原子的点阵中, 每个原子各带一个电子, 各原子都处在轨道矩为零的状态 (2) 原子和原子之间是两两成对的相互作用, 且只考虑最近邻原子间的作用. 由于各原子轨道矩是零, 所以, 所有磁矩只和电子自旋有关, 且相互作用是最近邻电子自旋相互作用. 电子自旋由泡利矩阵算符 σ 来表示, 于是系统哈密顿算符可以简化为 $H_1 = -J \sum_{ij} \sigma_i \sigma_j$, J 为正常数, 与近邻原子之间的交换能有关. σ_i , σ_j 是第 i 和 j 个电子的自旋算符, ij 表示邻近原子对.

5. 行波 (traveling wave) : 朝某一定方向行进的波, 称为行波. 行波可将能量由一处传至另一处.

6. 寻常光和非寻常光 : 一束光在各向异性的晶体内传播时, 分成两束折射光, 称为双折射现象. 其中一束叫寻常光 (o 光), 它遵守通常的折射定律; 另一束光叫非常光 (e 光), 它不遵守通常的折射定律, 即折射光可以不在入射面内, 且入射角的正弦与折射角的正弦之比随入射角而变化. o 光和 e 光是线偏振光, o 光振动方向垂直于自己的主平面, e 光的振动方向在自己的主平面内.

7. 受限离子 (trapped ions) : 利用随时间变化的电场或电磁场将离子限制在毫米级的空间区域内.

参 考 文 献

- [38] 王占国. 物理, 2000, 29 : 643 [Wang Z G. Wuli (Physics), 2000, 29 : 643 (in Chinese)]
- [39] Qiu Y, Gogna P, Forouhar S *et al.* Appl. Phys. Lett., 2001, 79 : 3570
- [40] Shehekin O B, Deppe D G. Appl. Phys. Lett., 2002, 80 : 3277
- [41] Sopanen M, Xin H P, Tu C W. Appl. Phys. Lett., 2002, 76 : 994
- [42] Saito H, Nishi K, Ogura I *et al.* Appl. Phys. Lett., 1996, 69 : 3140
- [43] Zou Z, Huffaker D L, Csutak S *et al.* Appl. Phys. Lett., 1999, 75 : 22
- [44] Lott J A, Ledentsov N N, Ustinov V M *et al.* Electronics Letters, 2002, 36 : 1384
- [45] Grundmann M, Ledentsov N N, Hopfer F *et al.* J. of Materials Sci. : Materials in Electronics, 2002, 13 : 643
- [46] Miyamoto Y *et al.* IEEE J. Quantum Electronics QE., 2001, 25 : 1989
- [47] Rogalski A. Infrared Phys. Technol., 1999, 40 : 279
- [48] Gunapala S D, Bandara S V, Singh A *et al.* IEEE Trans. Electron Devices, 2000, 47 : 963
- [49] Pan D, Towe E, Kennerly S. Appl. Phys. Lett., 1998, 73 : 1937
- [50] Chen Z, Baklenov O, Kim E T *et al.* J. Appl. Phys., 2001, 89 : 4558
- [51] Phillips J, Bhattacharya P, Kennerly S W *et al.* IEEE J. Quant. Electron., 1999, 35 : 936

[52] Ye Z , Campbell J C , Chen Z *et al.* In : Proc. IEEE LEOS Annual Meeting , San Diego , CA , 2001. 766

[53] Stiff A D , Krishna S , Bhattacharya P *et al.* IEEE J. Quant. Electron. , 2001 , 37 : 1272

[54] Stiff A D , Krishna S , Bhattacharya P *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2001 , 79 : 421

[55] Lee S-W , Hirakawa K , Shimada Y. Appl. Phys. Lett. , 1999 , 75 : 1428

[56] Kim J-W , Oh J-E , Hong S-C *et al.* IEEE Electron. Dev. Lett. , 2000 , 21 : 329

[57] Cho Taehee , Kim Jong-Wook , Jae-Eung *et al.* IEDM , San Francisco , CA , 1998 , 6—9 : 441

[58] Intellectual Property Rights 2002 , Vol. 8 , No. 6(a bulletin from tifac)

[59] Wall D F , Milburn G J. Quantum Optics. Berlin : Springer-Verlag , 1994

[60] Kimble H J , Dagenais M , Mandel L. Phys. Rev. Lett. , 1977 , 39 : 691

[61] Diedrich F , Walther J. Phys. Rev. Lett. , 1987 , 58 : 203

[62] De Martini F , Giuseppe G Di , Marrocco M. Phys. Rev. Lett. , 1996 , 76 : 900

[63] Lounis B , Moerner W E. Nature , 2000 , 407 : 491

[64] Imamölu P M A , Mason M D *et al.* Nature , 2000 , 406 : 968

[65] Santori C , Pelton M , Solomon G S *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2001 , 86 : 1502

[66] Michler P , Kiraz A , Becher C *et al.* Science , 2000 , 290 : 2282

[67] Gérard J-M , Gayral B , J. Lightwave Technol. , 1999 , 17 : 2089

[68] Pelton M , Santori C , Vučković J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2002 , 89 : 233602

[69] 王占国. 材料科学与工程国际前沿. 济南 : 山东科学技术出版社 2002. 42—82[Wang Z G. International Progress of Material Science and Engineering. Ji'nan : Publishing Company of Shan-dong Science and Technology , 2002. 42—82(in Chinese)]

[70] Fulton T A , Dolan G J. Phys. Rev. Lett. , 1987 , 59(1) : 109

[71] Kuzmin L S , Likharev K K. JETP Letters , 1987 , 45(8) : 495

[72] Schoelkopf R , Wahlgren P , Kozhevnikov A. Science , 1998 , 280 : 1238

[73] Yano K , Ishii T *et al.* ISSCC digest of technical papers. 1998 , 344

[74] Amlani I , Orlov A O , Toth G *et al.* Science , 1999 , 284 : 289

[75] Orlov A O , Amlani I , Bernstein G H *et al.* Science , 1997 , 277 : 928

[76] Cory D G , Fahmy A F , Havel T F. Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A. , 1997 , 94 : 1634 ; Gershenfeld N A , Chuang I L. Science , 1997 , 275 : 350

[77] Kane B E. Nature , 1998 , 393 : 133

[78] Privman V , Vagner I D , Kventsels G. Phys. Lett. A , 1998 , 239 : 141

[79] Shnirman A , Schön G , Hermon Z. Phys. Rev. Lett. , 1997 , 79 : 2371 ; Makhlin Y , Schön G , Shnirman A. Nature , 1999 , 398 : 305

[80] Loss D , DiVincenzo D P. Phys. Rev. A , 1998 , 57 : 120

[81] Jeong H , Chang A M , Melloch M R. Science , 2001 , 293 : 2221

[82] 《科技日报》, 2002. 8. 1[Science and Technology Daily , 2002. 8. 1(in Chinese)]

[83] 《参考消息》2003. 3. 20[Reference Information , 2003. 3. 20(in Chinese)]

(全文完)

光 学 元 件 库 — 欧 普 特 科 技

北京欧普特公司参照国际通常规格及技术指标，备有完整系列的精密光学零部件（备有产品样本供参考）供国内各大院校、科研机构、实验室随时选用，我公司同时可为您的应用提供技术咨询。

光学透镜：平凸，双凸，平凹，双凹，消色差胶合透镜等。直径 1~150mm；焦距 1~1000mm；材料包括光学玻璃，紫外石英玻璃，有色光学玻璃，红外材料。

光学棱镜：1~50mm 各种规格直角棱镜，及其它常用棱镜。

光学反射镜：各种尺寸规格的镀铝，镀银，镀金，及介质反射镜。直径 5~200mm。

光学窗口：各种尺寸规格，材料的光学平面窗口，平晶。直径 5~200mm。

各种有色玻璃滤光片：规格 5~200mm(紫外，可见，红外)。

紫外石英光纤：进口紫外石英光纤，SMA 接口光纤探头，紫外石英聚焦探头。

单位：北京欧普特科技有限公司

地址：北京市海淀区知春路 49 号

希格玛大厦 B 座 #306 室

电话：010-88096218 / 88096217

传真：010-88096216

邮编：100080

网址：www.goldway.com.cn

电子邮件：optics@goldway.com.cn

sms@goldway.com.cn

联系人：粟曼珊女士

石冀阳小姐