

观点和展望

硅基半导体量子计算研究进展

王宁¹⁾ 王保传¹⁾ 郭国平^{1)2)†}

1) (中国科学技术大学, 中国科学院量子信息重点实验室, 合肥 230026)

2) (本源量子计算科技有限责任公司, 合肥 230093)

(2022年9月30日收到; 2022年10月30日收到修改稿)

硅基半导体量子点自旋量子比特因具有相干时间长, 可控性好, 以及与现代先进集成电路制造工艺相兼容等特点, 成为有望实现容错量子计算的潜在候选体系之一, 受到科学界的广泛关注. 近年来, 由于在硅基材料性质, 量子点制造工艺和结构以及量子比特操控技术等方面取得的显著进步, 硅基半导体量子计算在自旋量子比特的高保真度态初始化和读取、单比特逻辑门和两比特逻辑门保真度等方面取得了重要研究进展, 实现了单比特以及两比特逻辑门保真度超过 99% 的重要突破. 本文将简要介绍硅基半导体量子点的基本概念, 着重讨论在提高单比特以及两比特门操控保真度过程中采用的最新技术手段, 最后简要讨论了需要重点关注的研究方向.

关键词: 量子计算, 硅基半导体量子点, 自旋量子比特, 量子比特逻辑门, 保真度

PACS: 03.65.-w, 03.67.Lx, 73.40.Lq

DOI: 10.7498/aps.71.20221900

1 引言

量子计算作为一种新型的计算方式, 有望解决对于经典计算机来说过于复杂的问题, 一经提出便受到了广泛关注. 然而, 由于量子比特的脆弱性, 实用化的量子计算机必须要执行量子纠错, 容错量子计算的概念应运而生. 能够有效进行量子纠错的前提是量子比特操作 (包括态初始化及读取、单比特门和两比特门操控) 的错误率要低于某一阈值, 即容错阈值. 目前, 表面码 (surface code) 方案^[1]虽然具有较高的容错阈值 (1%), 但是需要数目极其巨大的量子比特作为基础. 在多种物理体系中, 硅基半导体自旋量子比特的制造工艺与现代半导体先进制程相兼容而具有其他体系无可比拟的扩展优势, 被认为是最有希望实现容错量子计算的体系之一.

硅基自旋量子比特^[2]指利用硅基衬底量子点中的束缚电子 (空穴) 或原子核的自旋量子态编码

形成的量子比特, 其中硅/硅锗 (Si/SiGe) 异质结、锗/硅锗 (Ge/SiGe) 异质结以及硅金属氧化物半导体/二氧化硅 (SiMOS 或 Si/SiO₂) 是目前研究最多的硅基衬底材料. 对于 Si/SiGe 异质结和 Si/SiO₂ 衬底, 二维电子气 (2-dimensional electron gas, 2DEG) 分别存在于应变 Si 阱中以及 Si 和 SiO₂ 的界面处; 而对于 Ge/SiGe 异质结, 则是二维空穴气 (2-dimensional hole gas, 2DHG), 存在于应变 Ge 阱中. 利用微纳米加工技术在这些衬底表面制备金属栅极, 给栅极施加一定的电压以在衬底中构成电势阱, 进而束缚衬底中的自由电子 (空穴) 形成一个孤岛, 即半导体量子点. 图 1(a) 和图 1(b) 分别为 Si/SiGe 量子点^[3] 以及 SiMOS 量子点的器件结构图^[4,5]. 用于调控量子点的栅极通常分为两种, 以图 1(a) 的量子点器件为例, 栅极 P_i 控制量子点的化学势, 栅极 B_i 控制量子点间的势垒以及量子点和电子库的隧穿速率. 调控栅极使得量子点中仅占据单电子时, 在一定大小外磁场作用下, 电子的自旋态劈裂为自旋↑和自旋↓态, 这两个

† 通信作者. E-mail: gpguo@ustc.edu.cn

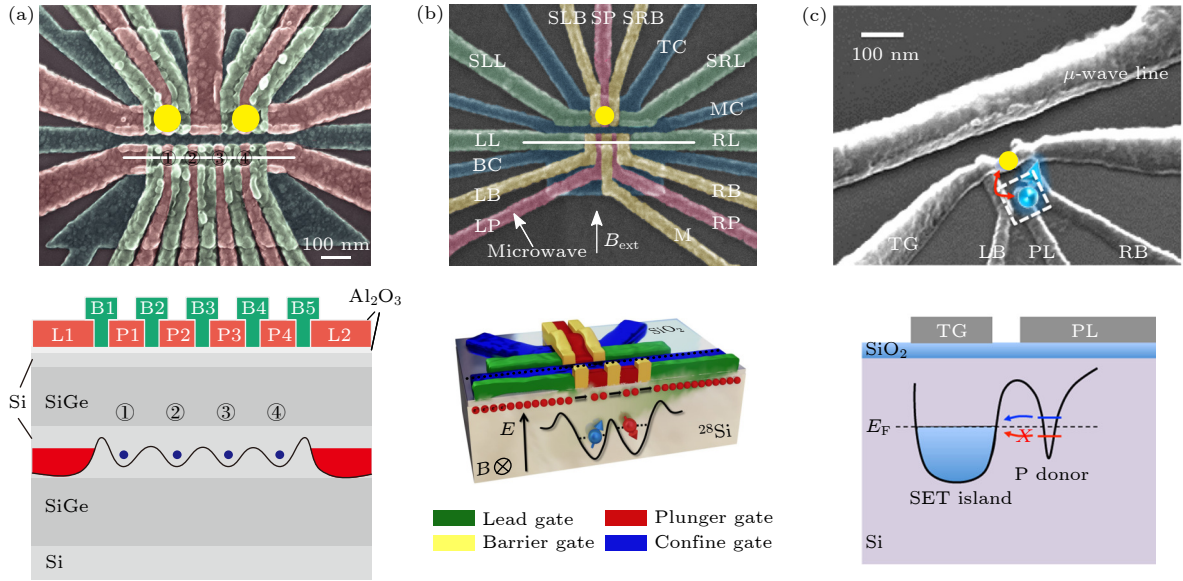


图 1 三种主要的硅基半导体量子点实验装置图 (a) Si/SiGe 异质结四量子点装置图^[3]; (b) SiMOS 双量子点装置图^[4]; (c) 硅中掺³¹P 原子量子点装置图^[6]

Fig. 1. Three major silicon-based semiconductor quantum dot devices: (a) Quadruple quantum dot with its schematic of the cross-section in Si/SiGe heterojunction^[3]; (b) SiMOS double quantum dot and its schematic of cross-section^[4]; (c) quantum dot device with ³¹P atoms in silicon^[6].

自旋态构成良好的二能级系统, 用于编码形成电子自旋量子比特. 除此之外, 还可以在硅衬底中采用离子注入或扫描隧道显微镜 (scanning tunnelling microscopy, STM) 氢光刻技术掺入杂质或引入缺陷, 如掺入施主 ³¹P 原子, 利用其原子核的势场囚禁电子形成量子点^[6], 其器件结构如图 1(c) 所示, ³¹P 原子核及其结合的电子均可用于量子比特编码, 分别构成核自旋量子比特和电子自旋量子比特.

基于电子 (空穴) 自旋以及核自旋可实现自旋量子比特的编码, 而对量子比特进行高保真度操作则是实现容错量子计算的关键技术之一. 因此, 硅基半导体量子计算研究的首要目标是要提高量子比特的态初始化及读取、单比特门以及两比特门的操控保真度, 使其超过容错阈值. 硅基半导体量子计算经过近十年的发展, 取得了一系列重要研究成果, 包括单自旋态的单发读取^[7]及快速操控^[8]、单比特^[9,10]以及两比特逻辑门实现^[11–15]、多比特纠缠态制备^[16–18]、高温量子比特^[19,20]、量子比特长程耦合^[21–23]以及利用工业产线制造量子比特^[24]等. 近期, 硅基量子计算取得了两比特逻辑门操控保真度大于 99% 的重要突破^[17,25–27], 超过了表面码纠错编码的容错阈值, 跨进容错量子计算的门槛,

展示了硅基半导体量子点体系实现容错量子计算的可行性. 本文将简要介绍硅基半导体量子点体系近期取得的重要研究进展, 着重讨论自旋量子比特的高保真度态初始化及读取, 以及单比特和两比特门的实现, 并对未来的发展趋势提出个人的见解.

2 自旋量子比特的初始化及读取

量子比特的态初始化以及读取是进一步操控量子比特的基础. 在进行量子比特操控之前, 首先需要将量子比特可靠地初始化至目标状态, 而当操控完成后, 还需要对量子比特的状态进行读出. 为了探测量子点中电荷状态的变化, 通常需要在量子点旁边集成单电子晶体管 (single electron transistor, SET) 或量子点接触 (quantum point contact, QPC), 即一种高灵敏度的电荷探测器, 图 1 三种硅基量子点器件均集成了这种结构 (黄色圆圈). 对于电子自旋的初始化, 通常需要借助于源漏电子库, 调节量子点化学势使电子库的费米面处在电子自旋 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 能级中间, 如图 2(a) 所示. 电子库中自旋向下的电子能够跳进量子点占据 $|\downarrow\rangle$ 态, 而 $|\uparrow\rangle$ 态能级较高, 电子无法进入, 从而完成自旋态的初始化.

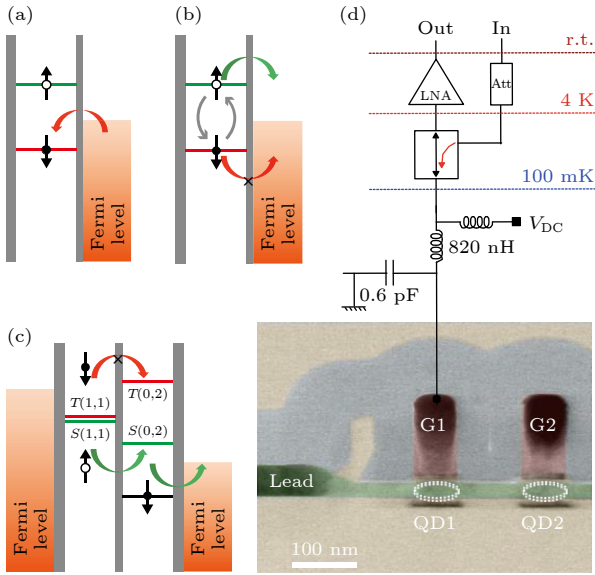


图 2 自旋量子比特的初始化及读出示意图 (a) 电子自旋初始化; (b) 借助电子库的能量选择读出; (c) 基于耦合双量子点的泡利自旋阻塞读出; (d) 基于量子点栅极的射频读出线路图^[29]

Fig. 2. Schematic diagram of initialization and readout of electron spin qubit: (a) Electron spin initialization; (b) energy-selective readout with the aid of reservoirs; (c) Pauli spin blocked readout based on coupled double quantum dots; (d) the circuit diagram of gate-based radiofrequency readout^[29].

对于电子(空穴)自旋态的读出需要利用自旋-电荷转换机制,具体实现的方法主要有两种:借助电子库的能量选择读出和基于耦合双量子点的泡利自旋阻塞(Pauli spin blockade, PSB)读出.能量选择读出过程如图 2(b) 所示,当电子库费米面处在自旋 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 的能级中间时,量子点中电子如果处在 $|\uparrow\rangle$ 态则可以跳出到电子库中,电荷探测器的信号发生变化,而处于 $|\downarrow\rangle$ 态则不能跳出,以此实现对电子不同自旋态的区分.2010年,Morello等^[7]在集成了 SET 的基础上,利用自旋-电荷转换机制首次实现了硅量子点中电子自旋的单发读出(single-shot readout),为进一步操控电子自旋奠定了基础.对于 PSB 的读出过程,首先考虑一个双电子自旋系统(一个点中占据两个电子),系统的基态为自旋单态(S),而自旋三重态(T_0 , T_- 和 T_+)为激发态,其能级较高不参与.对于一个耦合双量子点系统,其电荷排布有(1,1)和(0,2)两种;而电荷以及自旋的组态有四种,分别为 $S(1,1)$, $T(1,1)$, $S(0,2)$ 和 $T(0,2)$,其中 $S(1,1)$ 和 $T(1,1)$ 能量接近,而 $S(0,2)$ 和 $T(0,2)$ 能量相差较大.基于 PSB 的自

旋读出示意图如图 2(c) 所示,当右边量子点中电子为自旋 \downarrow 时,如果左点中电子为自旋 \uparrow ,则可以借助自旋单态 $S(0,2)$ 能级隧穿至右点;而如果左点中电子为自旋 \downarrow ,由于 $T(0,2)$ 能级太高而被阻塞,利用这种方式可以区分自旋单态和三重态,从而读出电子自旋态.

而原子核自旋由于与环境的耦合非常微弱,需要借助与其耦合的电子自旋来间接读取.核自旋通过超精细相互作用和电子自旋耦合在一起,不同核自旋状态下电子自旋具有不同的共振频率,Pla等^[28]基于此,结合对电子自旋的操控以及单发读出,间接实现了对核自旋比特的非破坏性测量,测量保真度高达 99.8%.

能量选择读出方式必须要借助于源漏电子库,而 PSB 的读出方式则不需要,在一定程度上有利于比特的扩展.然而,这两种读出方式均依赖于电荷探测器,其在探测带宽、比特扩展等方面具有一定的局限性.电荷探测器的原理是基于库仑相互作用,作用范围比较有限,并且由于原理性的限制,使得探测带宽比较低;其次,额外增加了电子库以及栅极,进一步限制了比特大规模扩展.为了解决这个问题,基于量子点栅极的射频读出方案则提供了一种可行的思路,其读出线路如图 2(d) 所示^[29],将外部的射频电路连接到量子点的栅极上,降低了器件结构的复杂度,国际上先后实现了保真度在 73%—98%,读取时间在 0.5—2.0 ms^[29,30] 内的电子自旋比特读取.此外,进一步采用频分复用方案,结合 PSB 的读出方式,理论上可以实现对大规模比特阵列读出.该探测方案虽然优势明显但技术实现难度高,目前读取保真度普遍偏低,并没有被普遍采用,还有待进一步研究.

3 单量子比特操控

在成功实现了自旋比特的态初始化以及单发读出后,更重要的是对比特进行相干操控,从布洛赫球上看,即能够控制量子比特从球上一点运动到另外一点,如图 3(a) 所示.为了能够操控自旋量子比特,Pla等^[6,28]在量子点旁集成了微带线,如图 1(c) 所示,利用其产生垂直于外加磁场方向的交变磁场实现了对电子自旋以及核自旋的操控.当交变磁场频率与电子自旋的能级共振时即可实现电子自旋的受控翻转,这一技术称为电子自旋共振

(electron spin resonance, ESR); 对于核自旋比特, 则称为核磁共振 (nuclear magnetic resonance, NMR) 技术. 然而, 由于 ESR 天线需要施加交变电流才能产生交变磁场, 过大的电流使得加热效应非常严重, 限制了比特的操控速率, 通常不超过 1 MHz; 而且 ESR 天线无法提供比特寻址所需要的磁场梯度, 具有一定的局限性.

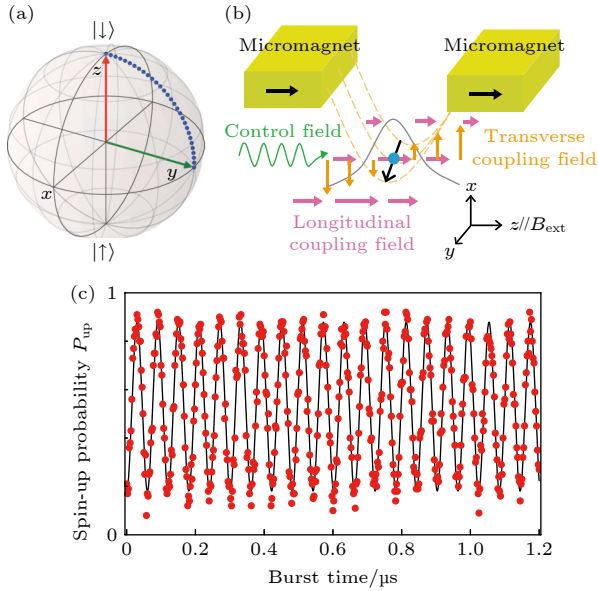


图 3 电子自旋量子比特的相干操控 (a) 电子自旋量子比特的布洛赫球表示; (b) 基于微磁体的 EDSR 操控原理图^[8]; (c) 利用 EDSR 技术实现的电子自旋量子比特 Rabi 振荡^[8]
 Fig. 3. Coherent manipulation of the electron spin qubits: (a) Bloch sphere of an electron spin qubit; (b) micro-magnet-based EDSR manipulation of spin qubit^[8]; (c) Rabi oscillation of electron spin qubit using EDSR technology^[8].

为了解决这一问题, 人们提出了另外一种电子自旋操控的方法-电偶极自旋共振 (electron dipole spin resonance, EDSR), 这一技术是利用微磁体结构人为的引入磁场梯度, 从而实现较强的自旋轨道耦合 (spin orbit coupling, SOC), 弥补了硅中较弱的本征自旋轨道耦合的不足, 以达到快速操控电子自旋的目的^[31]. EDSR 技术原理如图 3(b) 所示, 在外磁场的作用下微磁体发生磁化, 产生了比特寻址所需要的纵向梯度磁场以及比特操控所需要的横向梯度磁场. 当用微波驱动电子在横向梯度磁场下往返运动时, 电子会感受到一等效的交变磁场^[8]. 如果等效磁场的频率与电子自旋能级共振时, 则可以实现对电子自旋的操控, 即在自旋上下态之间来回翻转, 如图 3(c) 所示. 实验结果表明, 利用 EDSR 技术可以实现高达 30 MHz 的自旋比特操控速率^[8].

相较于 ESR, EDSR 采用全电控的方式进行比特操控, 并且可以根据需求灵活设计微磁体结构, 在多比特的扩展中优势明显.

高保真度的单量子比特操控是实现容错量子计算的前提之一. 操控保真度在一定程度上可以通过品质因子 Q (Rabi 振荡幅值衰减的特征时间 T_2^{Rabi} 与操控时间 T_π 的比值) 来反映, 即在退相干时间内完成的门操作数量, 因此延长量子比特的退相干时间, 同时提高操控速度是提高门操控保真度的有效途径. 2012 年, Pla 等^[6] 在掺杂 ^{31}P 原子的硅量子点系统中首次实现了电子自旋的操控, 受到衬底中 ^{29}Si 的非零核自旋的影响, 退相干时间仅 55 ns; 在采用同位素纯化技术减少硅衬底中的净核自旋之后, 电子自旋量子比特的相干时间提高到 270 μs , 门操控保真度可至 99.6%; 而 ^{31}P 核自旋量子比特由于和外界环境耦合很弱, 其退相干时间高达 600 ms, 操控保真度大于 99.99%^[32]. 此外, Veldhorst 等^[9] 在 SiMOS 量子点体系中也实现了电子自旋量子比特操控, 采用纯化硅后, 电子自旋比特退相干时间提升至 120 μs , 门操控保真度也达到了 99.6%, 然而受限于基于微带线的 ESR 操控方式, 操控速率仅为 1.5 kHz. 为了提高门操控的速度, Takeda 等^[10] 在基于非纯化硅的 SiGe 异质结量子点附近制备了微磁体结构, 利用微波驱动电子在微磁体产生的梯度磁场下快速振荡, 实现了对电子自旋的 EDSR 操控, 可以将操控速率提高至 10 MHz, 门操控保真度同样达到了 99.6%. 得益于快速操控技术, 即使采用自然硅衬底, 自旋量子比特的操控保真度也能够达到采用纯化硅的掺杂 ^{31}P 原子量子点^[32] 以及 SiMOS 量子点体系^[9] 相当的水平. 更进一步地, Yoneda 等^[8] 将同位素纯化技术应用到 Si/SiGe 异质结量子点体系中, 结合基于微磁体的快速操控方式, 门操控保真度被提升到大于 99.9% 的水平, 超过了基于表面码编码的容错量子计算的阈值.

采用硅同位素纯化技术后, 硅基自旋量子比特的相干时间得到了大幅延长, 核自旋噪声不再是限制门操作保真度的主要因素, 因此进一步研究系统中隐藏的噪声来源或不完美操控带来的错误则显得尤为关键. Yoneda 等^[8] 通过分析 $^{28}\text{Si}/\text{SiGe}$ 自旋量子比特的频率噪声谱发现, 比特频率噪声主要为 $1/f$ 噪声, 可能是限制门操控保真度进一步提高的重要因素. 在 $^{28}\text{SiMOS}$ 体系中, Fogarty 等^[33] 基于随机基准测试测量结果的非指数衰减特征, 同样

证实低频电荷噪声是该体系的主要噪声来源, 具体表现为量子比特频率的随机抖动. 针对低频噪声导致的控制误差, Yang 等^[34]将梯度上升脉冲优化算法应用到比特操控中, 对比特操控所需的脉冲波形进行特殊设计, 将单比特操控保真度由 99.91% 可提升至 99.98%, 为目前硅基电子自旋量子比特的最高纪录. 除此之外, 对量子比特的操控过程做精确的表征, 发现其中的错误并进行修正是提高门操控保真度的另一有效途径. 门集断层成像 (gate set tomography, GST) 技术不仅可以精确表征门操控的保真度, 而且还可以高效准确地定位门操控过程中的细节错误, 为进一步的参数校准提供有效依据. Dehollain 等^[35]利用这种技术精确标定比特操控的具体过程, 从而发现存在 4.4% 的旋转误差, 通过对该误差进一步校准, 门操控保真度可由 99.90% 提升至 99.94%. GST 技术在提高两比特门操控保真度过程中同样发挥了巨大作用.

4 两量子比特逻辑门

两量子比特逻辑门是量子比特间产生纠缠, 建立联系的关键, 再与单比特门组合可构造任意的量子逻辑门, 进而实现量子算法. 在高保真度单比特操控的基础上, 进一步实现高保真度的两比特逻辑门是实现容错量子计算的关键. 对于电子 (空穴) 自旋量子比特, 两比特逻辑门是基于电子间的交换相互作用, 其来源于全同粒子间的对称性, 相互作用的大小与电子间波函数的重叠程度有关; 而核自旋量子比特间直接的耦合作用很弱, 需要以电子自旋作为媒介才能实现两比特门. 针对这两种类型的量子比特及其两比特门的实现方式将分别展开讨论.

考虑双电子 (空穴) 自旋量子比特系统, 其间通过交换相互作用实现耦合, 耦合大小一般用 J 表示. 此外, 为了能够对量子比特进行寻址, 通常利用微磁体的磁场梯度或系统本身固有的 g 因子差异使得比特间存在一定的频率差 ΔE_z . J 和 ΔE_z 的相对大小决定了系统的本征态, 通过精确调控 J , 可以实现不同类型的两比特门. 这里主要讨论两种情形: $J \ll \Delta E_z$ 和 $J \gg \Delta E_z$.

首先讨论 $J \ll \Delta E_z$ 的情况, 该系统的能级结构与失谐的关系如图 4(a) 所示, 其中失谐为左右点能级的差值. 当交换耦合关闭时, 系统本征态为自旋直积态 ($|\uparrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\downarrow\rangle$), 量子比特的谐

振频率彼此不相关. 当交换耦合被打开时, 系统本征态仍然近似为自旋直积态, 但是相比于耦合关闭时, 自旋反平行态的能级 ($|\uparrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle$) 向下移动了 $J/2$, 而自旋平行态的能级 ($|\uparrow\uparrow\rangle, |\downarrow\downarrow\rangle$) 不会发生移动, 如图 4(b) 所示. 在这种情况下, 两个量子比特的谐振频率彼此关联: 控制比特为 $|\downarrow\rangle$ 时, 目标比特的谐振频率为 $f_{2\downarrow}$; 而控制比特为 $|\uparrow\rangle$ 时, 目标比特的谐振频率为 $f_{2\uparrow}$, 两个频率的差值为 J . 如果以频率 $f_{2\uparrow}$ 的微波驱动目标比特, 只有控制比特为 $|\uparrow\rangle$ 时目标比特才会发生翻转, 从而实现受控旋转 (controlled-rotation, CROT) 门, 当目标比特翻转 $\pi/2$ 时即为受控非 (controlled-not, CNOT) 门, 如图 4(c) 所示^[13]. 此外, 还可以通过控制交换耦合打开和关闭, 使得自旋反平行态的能级发生移动而积累相位, 进而实现受控相位 (controlled-phase) 门, 其操作矩阵在 $\{|\downarrow\downarrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\uparrow\uparrow\rangle\}$ 基下可表示为 $U_{\text{CPhase}} = \text{diag}(1, e^{i\phi_2}, e^{i\phi_1}, 1)$, 其中 $\phi_{1(2)} = Jt/(2\hbar)$, t 为交换耦合被打开的时间. 在此基础上, 结合单比特旋转操作可实现控制 Z (controlled-Z, CZ) 门 $U_{\text{CZ}} = \text{diag}(1, 1, 1, -1)$, 即当控制比特为 $|\downarrow\rangle$ 时, 目标比特才会积累 π 相位, 如图 4(d) 所示^[11]. 其次, 当 $J \gg \Delta E_z$ 时, 系统本征态不再是自旋直积态, 而是自旋单态 ($|S\rangle$) 以及三重态 ($|T_+\rangle, |T_0\rangle$ 和 $|T_-\rangle$), 其中 $|S\rangle$ 态和 $|T_0\rangle$ 态构成良好的二能级系统, 如图 4(e) 的布洛赫球所示, 能级差即为 J . 在交换耦合的作用下, 系统的态矢近似绕着 z 轴旋转, 从而使得两个电子自旋间发生交换振荡, 如图 4(f) 所示, 当旋转 $\pi/2$ 角度时可实现 $\sqrt{\text{SWAP}}$ 门^[14]. CNOT, CZ 门以及 $\sqrt{\text{SWAP}}$ 门均为通用的两比特量子逻辑门, 其中 CZ 以及 $\sqrt{\text{SWAP}}$ 门结合单比特操作可以实现 CNOT 门^[36].

实现两量子比特逻辑门的关键在于调控 J , 技术上最简单的方式是改变量子点间的失谐大小, 如图 4(a) 所示, 随着失谐的增大, 自旋反平行态 ($|\uparrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle$) 能级向下移动, J 逐渐被打开. 为了获取可观的交换相互作用强度, 通常需要在失谐 (临近反交叉点) 处进行比特操控. 采用上述对交换耦合的调控方式, Veldhorst 等^[11] 以及 Huang 等^[15] 先后在 $^{28}\text{SiMOS}$ 量子点中实现了 CZ 门和 CROT 门, 其中 CROT 门保真度可达到 98%, 主要受制于较慢的单比特操控速度. He 等^[14] 在掺杂 ^{31}P 原子量子点中同样实现了 $\sqrt{\text{SWAP}}$ 门. Watson 等^[12] 基于非

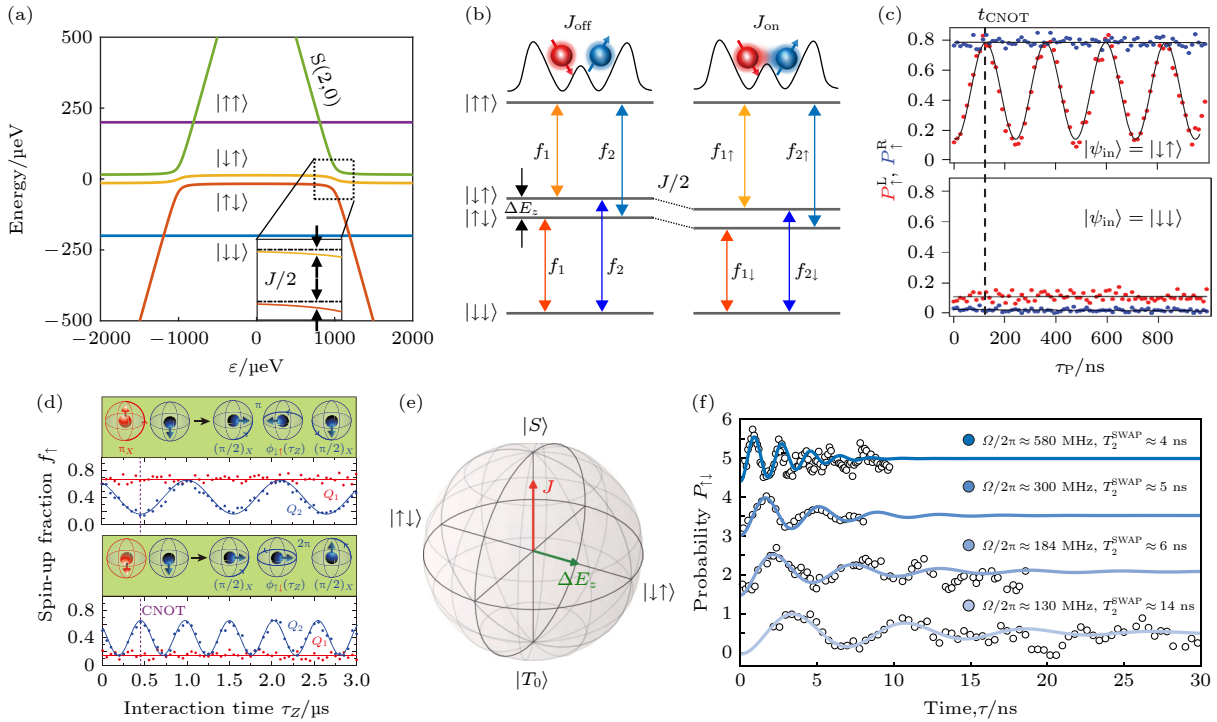


图 4 基于交换相互作用的两比特逻辑门 (a) 两比特系统能级与失谐的关系 ($J \ll \Delta E_z$); (b) 交换耦合打开和关闭时的能级图; (c) CROT 门^[13]; (d) CPhase 门^[11]; (e) $|S\rangle$ 和 $|T_0\rangle$ 态的布洛赫球表示; (f) 交换相互作用驱动下的相干自旋-自旋振荡^[14]

Fig. 4. Two-qubit gates for electron spin qubits based on exchange interaction. (a) Energy level diagram of two spin qubits as a function of detuning when $J \ll \Delta E_z$; (b) energy level diagram when exchange coupling off (left) and on (right); (c) CROT gate^[13]; (d) CPhase gate^[11]; (e) Bloch-sphere representation of the S - T_0 states; (f) exchange-driven coherent spin-spin oscillations^[14].

纯化 Si/SiGe 量子点, 进一步采用动态解耦技术抑制低频噪声的影响, 改善了 CZ 门的性质. 然而, 由图 4(a) 中的能级图可以看到, 大失谐处比特频率对失谐 ε 的一阶导数不为零, 使得比特频率很容易受到电荷噪声的扰动, 引起比特快速退相干, 进而影响门操控保真度. 为了解决这一问题, 对称操作的方案被提出, 即在失谐为零处 (比特频率对 ε 的一阶导数为零) 进行比特操控. 在对称操作点处, 通过改变点间势垒来调控 J , 如调节栅极电压使得点间势垒降低, 量子点相互靠近而使得波函数重叠程度增大, 以此来增加交换耦合强度. Zajac 等^[13] 利用该方法, 在 J 被短暂打开期间, 对目标比特进行 EDSR 操控, 从而实现了图 4(c) 所示的共振 CNOT 门; 但受到核自旋噪声以及操控波形不准确的限制, 两比特逻辑门保真度较低, 使得 Bell 态制备保真度仅为 78%. 通过控制两个自旋量子比特间的交换耦合强度, 成功地演示了两自旋量子比特逻辑门, 然而受到单比特操控速度、衬底中核自旋噪声、电荷噪声以及操控波形不完美等因素的限制, 使得两比特逻辑门保真度最高仅 98%, 没有达到容错量子计算所需要的阈值范围, 但这些限制因

素同时也为进一步提高门保真度指明了方向. 通过持续地改善材料性质以及优化控制线路和技术, 硅基半导体量子计算在近期取得了重要进展, 多个研究组几乎同时报道了保真度超过 99% 的两比特逻辑门. 其中, Xue 等^[25], Noiri 等^[26] 以及 Mills 等^[27] 的工作是基于同位素纯化的 $^{28}\text{Si}/\text{SiGe}$ 异质结量子点系统, 而 Madzik 等^[17] 的工作是基于掺杂 ^{31}P 的硅基单原子系统. 需要指出的是, 尽管以上工作中均实现了高保真度的两量子比特逻辑门, 但他们采用的优化技术却不尽相同, 下面将对这些优化技术做简要介绍.

对于 CZ 门, 需要对交换耦合进行快速开关, 这就对芯片控制线路的带宽以及波形控制精度提出了更高的要求. Xue 等^[25] 采用图 5(a) 所示的两比特器件, 在对称操作点处 (图 5(b) 中橙色虚线), 通过改变量子点间势垒的方式调控 J , 并对其大小进行精确标定, 结果如图 5(c) 所示. 在此基础上, 对控制脉冲的波形进行了特殊设计以保证其绝热性, 如图 5(d) 所示. 由于量子点器件的电极间存在串扰, 调控量子点间势垒的同时不可避免地会对量子点化学势产生扰动, 采用虚拟电极技术可有效

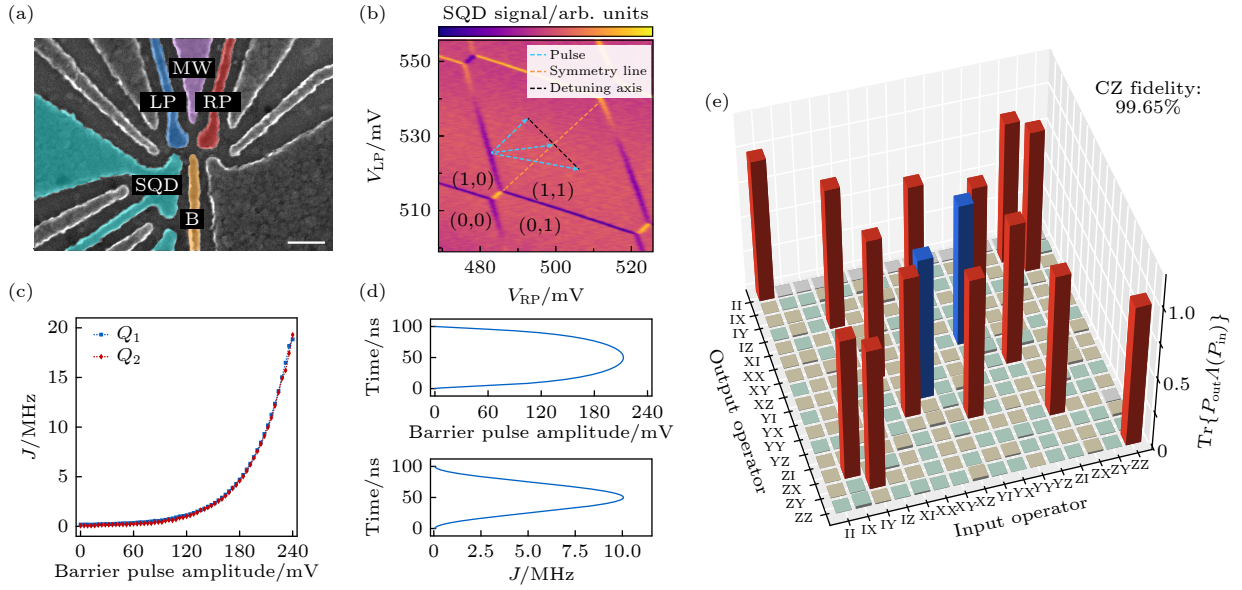


图 5 高保真度 CZ 门^[25] (a) $^{28}\text{Si}/\text{SiGe}$ 双量子点实验装置图; (b) 电荷稳定图及对称操作点; (c) 交换相互作用与点间势垒电压的关系; (d) 用于调控交换耦合的脉冲波形; (e) 基于门集断层成像的两比特 CZ 门保真度表征结果

Fig. 5. High fidelity CZ gate in $^{28}\text{Si}/\text{SiGe}$ quantum dots^[25]: (a) SEM image of double quantum dot device; (b) symmetry operation point in the charge-stability diagram; (c) exchange strength as a function of barrier pulse amplitude; (d) the exchange pulse for high fidelity CZ gate; (e) gate-set tomography for CZ gate.

抑制串扰带来的影响,使量子点化学势保持稳定。此外,他们采用 GST 技术对门操控过程进行精确表征并对操控误差进行校准,实现了保真度高达 99.72% 的单比特门以及 99.65% 的两比特 CZ 门,图 5(e) 展示了两比特门保真度的 GST 表征结果。Mills 等^[27] 则通过优化自旋态读出线路,使得自旋量子态的初始化以及读取保真度超过 97%,采用 GST 和 RB 对门操作保真度进行表征,单比特逻辑门保真度大于 99%,两比特 CZ 门保真度为 99.8%,为目前硅基两比特逻辑门保真度的最高纪录。

相对于通过快速开关耦合实现的 CZ 门而言,Noiri 等^[26] 在保持交换耦合常开下实现了 CROT 门。他们的实验装置如图 6(a) 所示,之所以选择保持交换耦合常开,是因为器件结构本身的限制,使耦合无法被彻底关掉。在交换耦合常开的情况下,量子比特 Q_1 和 Q_2 的能谱如图 6(b) 所示。如果以频率 $f_{2\uparrow}$ 的微波驱动目标比特,控制比特为自旋 $|\uparrow\rangle$ 上时即实现所需要的 CROT 门;但对于控制比特为自旋 $|\downarrow\rangle$ 时,目标比特感受到是非共振微波 $f_{2\uparrow}$,与其共振频率 $f_{2\downarrow}$ 仅相差为 J ,会绕着倾斜的轴旋转而积累额外的相位。为了克服这个问题, J 和比特拉比 (Rabi) 频率 f_R 需要满足一定的关系,即同步条件 $f_R = J/\sqrt{16k^2 - 1}$, (k 为整数),以此消除非共振微波带来的影响。在此前提下,两比特逻辑门

操控时间主要取决于单比特操控速度,虽然更快的单比特操控速度有利于抑制退相干带来的影响,但高驱动功率下微波加热效应比较严重,反而导致快速的退相干,为此需要在操控速度和退相干时间之间取得平衡。他们表征了不同 Rabi 频率下比特退相干时间长短以及 Rabi 幅值衰减快慢情况,如图 6(c) 和图 6(d) 所示,从中确定了最佳的操控参数,实现保真度高达 99.5% 的 CROT 门。在很大的 Rabi 频率范围内,单比特以及两比特门保真度均可以超过容错阈值,具有一定的鲁棒性,正如图 6(e) 和图 6(f) 所示。然而,保持耦合常开实现两比特门的方式具有非常大的局限性,不利于多比特扩展。因此,为了降低调控复杂度,要求耦合必须能够很好的打开与关闭,在打开期间对目标比特做操控实现共振 CNOT 门则是较为理想的方式。

基于 SiMOS 和 Si/SiGe 等材料的栅控量子点可以通过栅极精确调控比特间耦合强度,而对于硅基掺杂 ^{31}P 原子,原子核玻尔半径仅 2 nm,为了获取足够的耦合强度,必须精确控制原子核放置的位置,这对于器件制备提出了巨大的技术挑战。随着离子注入工艺的优化改进以及 STM 氢光刻技术的应用,可以纳米甚至原子级别的精度放置原子。得益于此,He 等^[14] 基于交换相互作用实现了电子自旋比特间的 $\sqrt{\text{SWAP}}$ 门;而对于核自旋比特量子

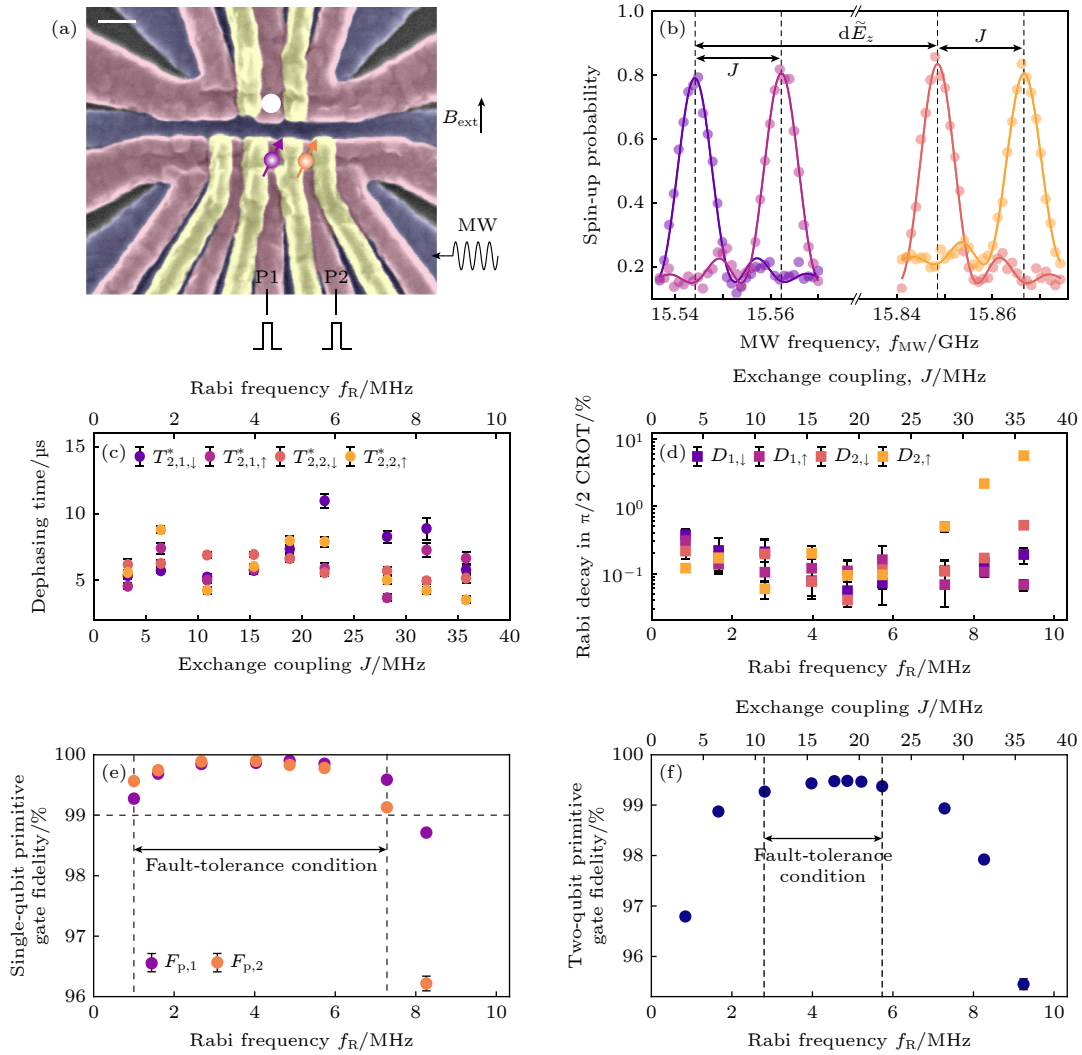


图 6 高保真度的 CROT 门^[26] (a) $^{28}\text{Si}/\text{SiGe}$ 三量子点实验装置图; (b) EDSR 能谱; (c) 比特退相干时间以及 (d) Rabi 振荡幅值与 Rabi 频率 (交换相互作用 J) 的关系; (e) 单比特门以及 (f) 两比特逻辑门保真度与 Rabi 频率 (交换相互作用 J) 的关系
 Fig. 6. High fidelity CROT gate in $^{28}\text{Si}/\text{SiGe}$ quantum dots^[26]: (a) SEM image of the triple quantum dots device; (b) EDSR spectra for Q_1 and Q_2 ; (c) Rabi frequency dependance of the dephasing time and (d) Rabi decay during CROT gate; (e) Rabi frequency dependance of single-qubit gate and (f) two-qubit gate fidelity.

比特, Madzik 等^[17] 利用电子自旋作为媒介, 将两个核自旋耦合到同一个电子上, 如图 7(a) 和图 7(b) 所示, 间接实现了核自旋间的耦合, 进而演示了几何 CZ 门. 为了便于对核自旋比特进行寻址, 左右核自旋与电子处于非对称耦合状态, 因而具有不同的谐振频率; 此外, 电子自旋在不同的核自旋组态下具有不同的谐振频率, 核自旋以及电子自旋的能谱如图 7(c) 所示. 几何 CZ 门的实现过程如图 7(d) 所示, 当以谐振频率 $\nu_{e|\downarrow\downarrow}$ 驱动电子自旋在布洛赫球上旋转 2π 角度时, 对于 $|\downarrow\downarrow\rangle$ 态, 将会引入几何相位因子 $e^{i\pi} = -1$; 而对于其余的核自旋组态 ($|\downarrow\uparrow\rangle$, $|\uparrow\downarrow\rangle$ 和 $|\uparrow\uparrow\rangle$) 则没有相位积累. 最终产生的效果是: 只有当控制比特为 $|\downarrow\rangle$ 时, 目标比特才会绕 z 轴旋转

π 角度, 即实现了 CZ 操作. 他们进一步采用 GST 技术表征门操作过程, 结果表明单比特和两比特操作保真度分别达到了 99.95% 和 99.37%, 均超过了容错阈值. 然而, 在进一步扩展比特数量时, 掺杂 ^{31}P 的硅基单原子体系具有一定局限性, 需进一步探索可靠的多比特扩展方案.

以上基于 Si/SiGe 异质结量子点和掺杂 ^{31}P 的硅基单原子体系的研究结果, 均实现了单比特门以及两比特门保真度超过容错阈值的重要突破, 是硅基半导体量子计算的重要里程碑. 在实现高保真度两比特门的过程中, 首先采用同位素纯化技术消除了硅衬底中的 ^{29}Si 核自旋, 提高比特的退相干时间. 在此基础上, 对于 Si/SiGe 异质结量子点体系, 进

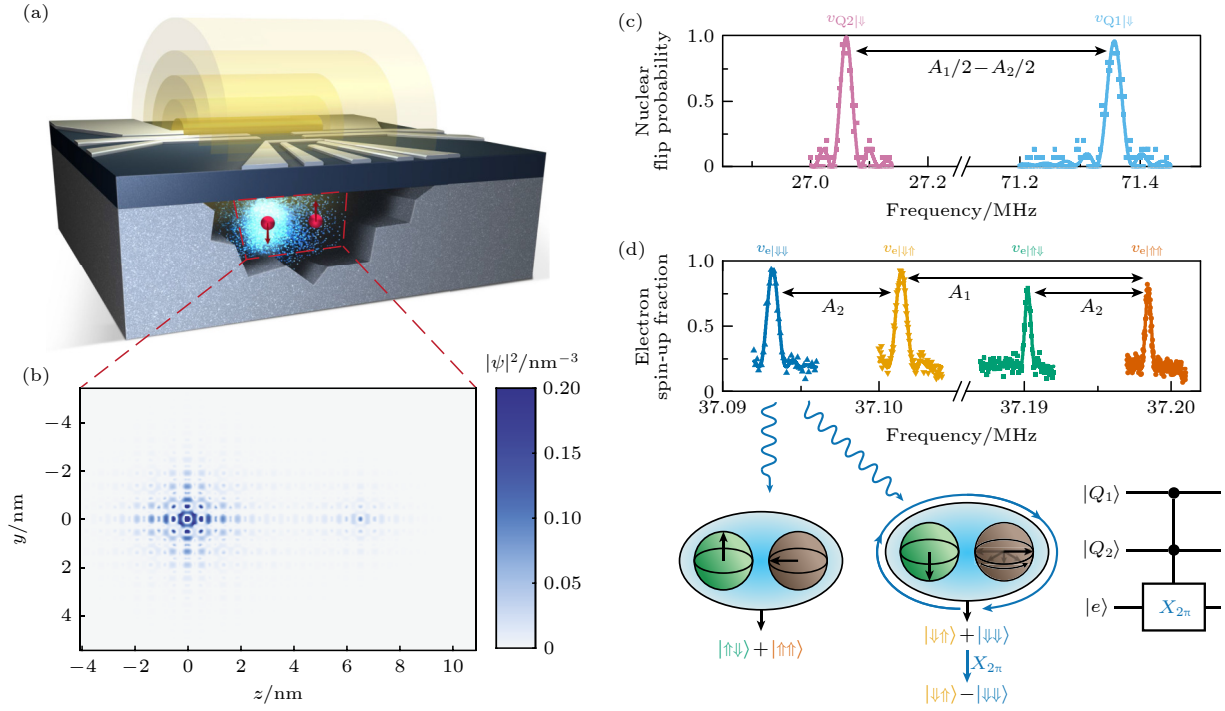


图 7 几何 CZ 门^[17] (a) 两个核自旋耦合到同一个电子的装置示意图; (b) 电子波函数的空间分布; (c) 核自旋的 NMR 能谱以及电子自旋的 ESR 能谱; (d) 几何 CZ 门的实现过程
 Fig. 7. Geometric two-qubit CZ gate^[17]: (a) Schematic diagram of a pair of ³¹P nuclei (red) asymmetrically coupled to the same electron (blue); (b) spatial distribution of electron wave function around two nuclear spins; (c) NMR spectra for nuclei spins and ESR spectra for electron spin; (d) implementation of a geometric two-qubit CZ gate.

一步采用对称操作、脉冲波形优化以及 GST 表征等技术手段实现了高保真度的两比特门; 而对于掺杂 ³¹P 的硅基单原子体系, 需要精确控制原子放置的位置以实现有效的比特间耦合, 以电子自旋作为媒介实现了核自旋比特间的两比特门。

5 总结与展望

硅基半导体量子计算经过近十年的发展, 在不同量子点方案上实现了高保真度的量子态初始化及读出、单比特及两比特逻辑门, 满足了容错量子计算的基本要求, 但不同的方案各有优势及不足。对于掺杂 ³¹P 的量子点体系, 虽然电子自旋比特, 尤其是核自旋比特具有超长的相干时间, 但是其特征尺寸接近原子尺度, 在比特的独立调节以及操控方面存在很大的挑战, 目前仍缺乏可靠的扩展方案。Si/SiGe 异质结以及 SiMOS 量子点体系由于可调性较高, 并且可以和现代先进集成电路制造工艺完美兼容, 而具有非常突出的扩展优势。尽管 Si/SiGe 异质结量子点体系会受到谷能级较小的影响, 随着基片生长工艺的进步以及低温测量系统的

优化, 这个问题已经得到初步的解决, 并且在小规模多比特扩展方面已经走在硅基半导体量子计算的前列。利用 Si/SiGe 异质结等栅控量子点中的电子自旋量子比特作为计算单元, 而掺杂 ³¹P 的硅基单原子体系中核自旋比特具有超长的退相干时间, 可以用于量子信息的存储单元, 两者优势相结合, 有望为硅基容错量子计算的实现提供一种可行的思路。然而, 实用化的容错量子计算所需要的比特数目非常巨大。据理论估计, 当量子比特的初始化及读取、单比特以及两比特逻辑门保真度均大于 99%, 并且采用 10^3 — 10^4 个物理比特编码一个逻辑比特时, 量子算法才能有效地被执行, 并得出可靠的结果^[1]。因此, 多比特扩展是未来的研究重点, 目前仍存在诸多问题亟待探索 and 解决。

首先是如何在多比特阵列中实现高保真度的逻辑门, 当比特的数目增加后, 栅极间串扰等因素会显著增加量子点参数的调控复杂度, 并降低门操作保真度。近期基于 Si/SiGe 异质结量子点的一维六比特阵列^[18]的工作实现了高保真度的单比特门, 但是两比特逻辑门保真度仅为 90% 左右, 需要进一步深入研究其中的限制因素。

其次,当比特的数目进一步增加之后,对测量线路及仪器、制冷设备等硬件提出了更高的要求.目前普遍采用商用的仪器设备在室温产生控制信号,经过逐级降温的信号线传输至极低温下的量子芯片,实现量子比特操控,但受限于制冷机的制冷量和空间,控制线的数量存在瓶颈.为了解决这些问题,研发专用的量子比特测控芯片并集成在制冷机内部是可能的方式之一.目前国际上已经取得了一定的研究进展,Xue等^[37]利用工作在4 K下的量子比特控制芯片成功实现了自旋量子比特操控,其保真度和采用商用仪器的结果相当.此外,使量子比特工作在更高温度(1 K)可以有效缓解制冷机的制冷压力,目前已有相关的工作报道^[19,20].

再者,对于更大规模的量子比特芯片的制备,实验室级别的微纳技术工艺已不能满足需要,需要引入先进的半导体工业技术.例如,代尔夫特理工大学的QuTech实验室和美国英特尔公司合作,利用工业级14 nm产线成功制备出了硅基自旋量子比特芯片^[24],其性能达到了实验室同等水平,展示了硅基半导体体系在量子芯片规模化制造上的巨大优势.

最后,在处理量子信息的过程中,要求远距离的量子比特间可实现信息的传递,而微波谐振腔是一种可靠的信息传递媒介,目前国际上基于微波谐振腔已经实现了电子自旋与微波光子的强耦合^[21,22]以及微波光子介导的远距离自旋比特间的耦合^[23].总之,硅基量子计算在实现容错量子计算的过程中已经取得了重大的研究进展,但也面临着巨大的困难以及挑战,相信在众多科研人员的持续攻关和不懈努力下,有望在不远的将来研制出量子计算原型机.

参考文献

- [1] Fowler A G, Mariantoni M, Martinis J M, Cleland A N 2012 *Phys. Rev. A* **86** 032324
- [2] Zhang X, Li H O, Cao G, Xiao M, Guo G C, Guo G P 2019 *Natl. Sci. Rev.* **6** 32
- [3] Sun Z, H, Wang B C, Wang N, Liu H, W, Cao G, Li H O, Guo G P 2022 *Low. Temp. Phys. Lett.* **43** 0165
- [4] Hu R Z, Ma R L, Ni M, Zhang X, Zhou Y, Wang K, Luo G, Cao G, Kong Z Z, Wang G L, Li H O, Guo G P 2021 *Nanomaterials* **11** 2486
- [5] Zhang X, Hu R Z, Li H O, Jing F M, Zhou Y, Ma R L, Ni M, Luo G, Cao G, Wang G L, Hu X, Jiang H W, Guo G C, Guo G P 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 257701
- [6] Pla J J, Tan K Y, Dehollain J P, Lim W H, Morton J J L, Jamieson D N, Dzurak A S, Morello A 2012 *Nature* **489** 541
- [7] Morello A, Pla J J, Zwanenburg F A, Chan Kok W, Tan K Y, Huebl H, Möttönen M, Nugroho C D, Yang C Y, van Donkelaar J A, Alves A D C, Jamieson D N, Escott C C, Hollenberg L C L, Clark R G, Dzurak A S 2010 *Nature* **467** 687
- [8] Yoneda J, Takeda K, Otsuka T, Nakajima T, Delbecq M R, Allison G, Honda T, Kodera T, Oda S, Hoshi Y, Usami N, Itoh K M, Tarucha S 2018 *Nat. Nanotechnol.* **13** 102
- [9] Veldhorst M, Hwang J C C, Yang C H, Leenstra A W, de Ronde B, Dehollain J P, Muhonen J T, Hudson F E, Itoh K M, Morello A, Dzurak A S 2014 *Nat. Nanotechnol.* **9** 981
- [10] Takeda K, Kamioka J, Otsuka T, Yoneda J, Nakajima T, Delbecq M R, Amaha S, Allison G, Kodera T, Oda S, Tarucha S 2016 *Sci. Adv.* **2** e1600694
- [11] Veldhorst M, Yang C H, Hwang J C C, Huang W, Dehollain J P, Muhonen J T, Simmons S, Laucht A, Hudson F E, Itoh K M, Morello A, Dzurak A S 2015 *Nature* **526** 410
- [12] Watson T F, Philips S G J, Kawakami E, Ward D R, Scarlino P, Veldhorst M, Savage D E, Lagally M G, Friesen M, Coppersmith S N, Eriksson M A, Vandersypen L M K 2018 *Nature* **555** 633
- [13] Zajac D M, Sigillito A J, Russ M, Borjans F, Taylor J M, Burkard G, Petta J R 2018 *Science* **359** 439
- [14] He Y, Gorman S K, Keith D, Kranz L, Keizer J G, Simmons M Y 2019 *Nature* **571** 371
- [15] Huang W, Yang C H, Chan K W, Tanttü T, Hensen B, Leon R C C, Fogarty M A, Hwang J C C, Hudson F E, Itoh K M, Morello A, Laucht A, Dzurak A S 2019 *Nature* **569** 532
- [16] Takeda K, Noiri A, Nakajima T, Yoneda J, Kobayashi T, Tarucha S 2021 *Nat. Nanotechnol.* **16** 695
- [17] Mądzik M T, Asaad S, Youssry A, Joecker B, Rudinger K M, Nielsen E, Young K C, Proctor T J, Baczewski A D, Laucht A, Schmitt V, Hudson F E, Itoh K M, Jakob A M, Johnson B C, Jamieson D N, Dzurak A S, Ferrie C, Blume-Kohout R, Morello A 2022 *Nature* **601** 348
- [18] Philips S G J, Mądzik M T, Amitonov S V, de Snoo S L, Russ M, Kalhor N, Volk C, Lawrie W I L, Brousse D, Trypuzen L, Wuetz B P, Sammak A, Veldhorst M, Scappucci G, Vandersypen L M K 2022 *Nature* **609** 919
- [19] Petit L, Eenink H G J, Russ M, Lawrie W I L, Hendrickx N W, Philips S G J, Clarke J S, Vandersypen L M K, Veldhorst M 2020 *Nature* **580** 355
- [20] Yang C H, Leon R C C, Hwang J C C, Saraiva A, Tanttü T, Huang W, Camirand Lemyre J, Chan K W, Tan K Y, Hudson F E, Itoh K M, Morello A, Pioro-Ladrière M, Laucht A, Dzurak A S 2020 *Nature* **580** 350
- [21] Mi X, Benito M, Putz S, Zajac D M, Taylor J M, Burkard G, Petta J R 2018 *Nature* **555** 599
- [22] Samkharadze N, Zheng G, Kalhor N, Brousse D, Sammak A, Mendes U C, Blais A, Scappucci G, Vandersypen L M K 2018 *Science* **359** 1123
- [23] Borjans F, Croot X G, Mi X, Gullans M J, Petta J R 2020 *Nature* **577** 195
- [24] Zwerver A M J, Krähenmann T, Watson T F, Lampert L, George H C, Pillarisetty R, Bojarski S A, Amin P, Amitonov S V, Boter J M, Caudillo R, Correas-Serrano D, Dehollain J P, Droulers G, Henry E M, Kotlyar R, Lodari M, Lüthi F, Michalak D J, Mueller B K, Neyens S, Roberts J, Samkharadze N, Zheng G, Clarke J S 2022 *Nat. Electron.* **5** 184
- [25] Xue X, Russ M, Samkharadze N, Undseth B, Sammak A, Scappucci G, Vandersypen L M K 2022 *Nature* **601** 343

- [26] Noiri A, Takeda K, Nakajima T, Kobayashi T, Sammak A, Scappucci G, Tarucha S 2022 *Nature* **601** 338
- [27] Mills A R, Guim C R, Gullans M J, Sigillito A J, Feldman M M, Nielsen E, Petta J R 2022 *Sci Adv.* **8** eabn5130
- [28] Pla J J, Tan K Y, Dehollain J P, Lim W H, Morton J J L, Zwanenburg F A, Jamieson D N, Dzurak A S, Morello A 2013 *Nature* **496** 334
- [29] Urdampilleta M, Niegemann D J, Chanrion E, Jadot B, Spence C, Mortemousque P A, Bäuerle C, Hutin L, Bertrand B, Barraud S, Maurand R, Sanquer M, Jehl X, De Franceschi S, Vinet M, Meunier T 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 737
- [30] West A, Hensen B, Jouan A, Tanttü T, Yang C H, Rossi A, Gonzalez-Zalba M F, Hudson F, Morello A, Reilly D J, Dzurak A S 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 437
- [31] Zhang X, Zhou Y, Hu R Z, Ma R L, Ni M, Wang K, Luo G, Cao G, Wang G L, Huang P H, Hu X D, Jiang H W, Li H O, Guo G C, Guo G P 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 044042
- [32] Muhonen J T, Dehollain J P, Laucht A, Hudson F E, Kalra R, Sekiguchi T, Itoh K M, Jamieson D N, McCallum J C, Dzurak A S, Morello A 2014 *Nat. Nanotechnol.* **9** 986
- [33] Fogarty M A, Veldhorst M, Harper R, Yang C H, Bartlett S D, Flammia S T, Dzurak A S 2015 *Phys. Rev. A* **92** 022326
- [34] Yang C H, Chan K W, Harper R, Huang W, Evans T, Hwang J C C, Hensen B, Laucht A, Tanttü T, Hudson F E, Flammia S T, Itoh K M, Morello A, Bartlett S D, Dzurak A S 2019 *Nat. Electron.* **2** 151
- [35] Dehollain J P, Muhonen J T, Blume-Kohout R, Rudinger K M, Gamble J K, Nielsen E, Laucht A, Simmons S, Kalra R, Dzurak A S, Morello A 2016 *New J. Phys.* **18** 103018
- [36] Meunier T, Calado V E, Vandersypen L M K 2021 *Phys. Rev. B* **83** 121403
- [37] Xue X, Patra B, van Dijk J P G, et al. 2021 *Nature* **593** 205

VIEWS AND PERSPECTIVES

New progress of silicon-based semiconductor quantum computation

Wang Ning¹⁾ Wang Bao-Chuan¹⁾ Guo Guo-Ping^{1)2)†}1) (*CAS Key Laboratory of Quantum Information, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)2) (*Origin Quantum Computing Company Limited, Hefei 230093, China*)

(Received 30 September 2022; revised manuscript received 30 October 2022)

Abstract

Spin qubits in silicon-based semiconductor quantum dots have become one of the prominent candidates for realizing fault-tolerant quantum computing due to their long coherence time, good controllability, and compatibility with modern advanced integrated circuit manufacturing processes. In recent years, due to the remarkable advances in silicon-based materials, the structure of quantum dot and its fabrication process, and qubit manipulation technology, the great progress of high-fidelity state preparation and readout, single- and two-qubit gates of spin qubits for silicon based semiconductor quantum computation has been achieved. The control fidelities for single- and two-qubit gates all exceed 99%—fault tolerance threshold required by the surface code known for its exceptionally high tolerance to errors. In this paper, we briefly introduce the basic concepts of silicon-based semiconductor quantum dots, discuss the state-of-art technologies used to improve the fidelities of single- and two-qubit gates, and finally highlight the research directions that should be focused on.

This paper is organized as follows. Firstly, we introduce three major types of quantum dot (QD) devices fabricated on different silicon-based substrates, including Si/SiGe heterojunction and Si/SiO₂. The spin degree of electron or nucleus hosted in QD can be encoded into spin qubits. Electron spin qubits can be thermally initialized to ground state by using an electron reservoirs, and can be read out by spin-charge conversion mechanism: energy-selective readout (Elzerman readout) with reservoirs or Pauli spin blockade (PSB) without reservoirs. Additionally, high fidelity single-shot readout has been demonstrated by using radio-frequency gate reflectometry combined with the PSB, which has unique advantages in large-scale qubit array. To coherently control the spin qubits, electron dipole resonance (ESR) or electron dipole spin resonance (EDSR) for electron and nuclear magnetic resonance (NMR) for nucleus are introduced. With the help of isotope purification greatly improving the dephasing time of qubit and fast single-qubit manipulation based on EDSR, fidelity above 99.9% can be reached. For the two-qubit gates based on exchange interaction between electron spins, the strength of interaction J combined with Zeeman energy difference ΔE_z determines the energy levels of system, which lead to the different two-qubit gates, such as controlled-Z (CZ), controlled-Rotation (CROT), and the square root of the SWAP gate ($\sqrt{\text{SWAP}}$) gates. In order to improve the fidelity of two-qubit gates, a series of key technologies is used experimentally, they being isotope purification, symmetry operation, careful Hamiltonian engineering, and gate set tomography. Fidelity of two-qubit gates exceeding 99% has been demonstrated for electron spin qubits in Si/SiGe quantum dots and nuclear spin qubits in donors. These advances have pushed the silicon-based spin qubit platform to become a major stepping stone towards fault-tolerant quantum computation. Finally, we discuss the future study of spin qubits, that is, how to effectively expand the number of qubits, and many other problems to be explored and solved.

Keywords: quantum computing, silicon-based semiconductor quantum dot, spin qubit, logic gate, fidelity

PACS: 03.65.-w, 03.67.Lx, 73.40.Lq

DOI: 10.7498/aps.71.20221900

† Corresponding author. E-mail: gpguo@ustc.edu.cn



硅基半导体量子计算研究进展

王宁 王保传 郭国平

New progress of silicon-based semiconductor quantum computation

Wang Ning Wang Bao-Chuan Guo Guo-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 230301 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221900

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221900>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

硅和锗量子计算材料研究进展

Research progress of silicon and germanium quantum computing materials

物理学报. 2021, 70(21): 217802 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211492>

基于辅助单比特测量的量子态读取算法

A quantum state readout method based on a single ancilla qubit

物理学报. 2021, 70(21): 210303 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211066>

铌基超导量子比特及辅助器件的制备

Fabrication of superconducting qubits and auxiliary devices with niobium base layer

物理学报. 2022, 71(5): 050303 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211865>

面向量子计算的拓扑超导体材料、物理和器件研究

Research progress of material, physics, and device of topological superconductors for quantum computing

物理学报. 2022, 71(16): 160302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220596>

基于测量的量子计算研究进展

Research progress of measurement-based quantum computation

物理学报. 2021, 70(21): 210301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210923>

核磁共振量子信息处理研究的新进展

New research progress of nuclear magnetic resonance quantum information processing

物理学报. 2018, 67(22): 220301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180754>