

专题: 华南师范大学建校暨物理学科建立 90 周年

强驱动单态-三重态量子比特的高保真单比特门*

刘启沛¹⁾ 张程贤^{2)†} 薛正远^{1)3)4)‡}

1) (华南师范大学物理学院, 原子亚原子结构与量子调控教育部重点实验室, 广州 510006)

2) (广西大学物理科学与工程技术学院, 南宁 530004)

3) (华南师范大学物理前沿科学研究院, 广东省量子调控与量子材料重点实验室, 粤港量子物质实验室, 广州 510006)

4) (合肥国家实验室, 合肥 230088)

(2023 年 5 月 31 日收到; 2023 年 7 月 6 日收到修改稿)

半导体量子点量子比特是最有希望实现量子计算的候选者之一. 其中自旋单态-三重态量子比特因具有全电控制和读取准确的优良性质而备受关注. 为增强对电荷噪声的免疫, 通常引进强脉冲驱动以尽可能加快门操作速度. 但是, 强驱动脉冲引起的复杂动力学导致旋波近似不再适用, 反而会阻碍高保真度比特操作的实现. 本文提出了一种增加简单的正交脉冲的方法, 可以很好地抑制强驱动引起的高频振荡项的操作错误. 数值计算结果表明, NOT 门的保真度在无噪声时可达 99.99% 且操作时间只需 2 ns. 特别地, 即便电荷噪声强度到了 2 μeV 的水平, NOT 门的平均保真度也可高于 99.9%. 值得注意的是, 该方案同时也适用于任意单比特量子门的优化. 因此, 本文的脉冲优化方案将有助于获得快速高保真度的自旋单态-三重态量子比特.

关键词: 单态-三重态量子比特, 量子单比特门, 强驱动

PACS: 03.67.Lx, 42.50.Dv

DOI: 10.7498/aps.72.20230906

1 引言

基于半导体量子点的量子计算具有全电控操作的优势以及可结合现代半导体工业的能力^[1–3], 被认为是实现大规模量子计算的最有潜力的物理系统之一. 近年来, 技术的进步使得基于单量子点单自旋态的高保真单比特门^[4–6]和两比特门^[7–9]得以实验实现. 另外, 基于多量子点多个自旋态实现的量子比特方案, 通过引入更多的自由度带来了相干时间或比特操作上的优势^[2,3,10–13]. 其中, 单态-三重态 (ST_0) 量子比特是由束缚于双量子点的双电子自旋单态和三重态构成的^[11,14], 具有快速全电控制和读取准确率高的优点^[11,15,16]. 近年来, 得

益于硅基半导体上同位素纯化技术的广泛使用^[17,18], 核自旋引起的局域磁场扰动可以进一步得到消除, 大大增强了量子比特的弛豫时间. 然而, 高保真量子比特门的实现仍然受限于量子点附近随机扰动的电荷噪声^[19,20]的影响. 因此, 有必要引入新方法保护比特, 如在对电荷噪声不敏感的甜点区域进行操作^[21–27], 或增强驱动脉冲缩短操作时间^[24].

对量子点自旋比特, 对称工作点^[21,22]是近来备受关注的一种甜点类型. 在该点处, 比特能级间距对电荷噪声一阶不敏感, 因此其平均单比特门操作保真度可高达 99.6%^[25]. 然而, 此时对量子比特进行操作的拉比频率通常被限制在只有几 MHz^[25,28]的水平上, 使得量子比特变得更易受到噪声和控制错误的影响. 此外, 近年来一种被称为横向甜点区

* 国家自然科学基金 (批准号: 11905065, 12275090)、广西科技基地和人才专项 (批准号: 桂科 AD22035186)、广东省重点实验室 (批准号: 2020B1212060066) 和科技创新 2030——“量子通信与量子计算机”重大项目 (批准号: 2021ZD0302303) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cxzhang@gxu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: zyxue83@163.com

域操作的方案也引发了关注^[23,26]. 在该区域, 量子比特的电偶极耦合主要为横向形式且兼具电偶极矩大和对电荷噪声一阶不敏感的特点, 因此更适合实现快速的比特操作, 进而提高 ST_0 量子比特在电荷噪声下的保真度. 同时, 量子点杂化比特中也存在类似的工作区域^[24,27].

另一方面, 快速高保真的单比特门不能简单地通过增大拉比频率来完成. 这是因为, 在强驱动下, 旋波近似可能不再适用^[29–31]. 为了修正强驱动带来的比特操控误差, 研究人员提出了一种通过补偿 Bloch-Siegert 位移的频率修正方法^[24]. 然而, 该修正方法限制了不同单比特门的门速度的选择, 且仅适用于方波脉冲, 限制了实验上脉冲波形的自由选取. 本文提出了一种通过增加一个简单的正交脉冲来抑制高频振荡项的方案. 这一修正脉冲的求解方法将半经典的驱动场等效为一个光子场^[24,30,31], 从而将高频振荡耦合都转化为了不同光子数的态之间的耦合, 然后抑制逻辑子空间与其他子空间的耦合^[32,33], 达到高保真量子操控的目标. 数值模拟结果表明, 在无噪声时, 本方法优于频率修正方法^[24], 可将单比特门保真度提高至少一个数量级. 因为对强驱动所致控制错误的高效抑制, 本方法将有助于 ST_0 量子比特在电荷噪声下实现快速高保真的单比特门.

2 模 型

考虑限制在双量子点中的双电子自旋构成的 ST_0 量子比特, 并定义自旋磁量子数为零 ($m_s = 0$) 的子空间为比特的逻辑空间. 门操作区域在电荷构型 $(1, 1) \leftrightarrow (0, 2)$ 附近, 其中 (n_L, n_R) 表示左(右)量子点中各有 n_L (n_R) 个电子. 在强外磁场下, 极化三重态 $|T_{\pm}(1, 1)\rangle$ 将远离操作空间, 因此可以忽略, 在 $\{|T_0(1, 1)\rangle, |S(1, 1)\rangle, |S(0, 2)\rangle\}$ 基矢下, 系统的哈密顿量可以写为^[23]

$$H_0 = \begin{pmatrix} 0 & \Delta B & 0 \\ \Delta B & 0 & \sqrt{2}\tau \\ 0 & \sqrt{2}\tau & -\varepsilon \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中 $\Delta B = g\mu_B(B_L - B_R)$ 是量子点间的塞曼能量差, g 为电子自旋 g 因子, μ_B 是玻尔磁子, B_L (B_R) 对应左(右)点的磁场强度, 并取约化普朗克常数 $\hbar = 1$ (下文亦然); τ 代表两个点之间的隧穿耦合,

它可以通过改变双量子点中间的门电压进行调节; ε 是两个量子点之间的失谐. 这里定义 $\varepsilon = 0$ 对应于 $|S(1, 1)\rangle - |S(0, 2)\rangle$ 相互转换的位置.

为了保护 ST_0 量子比特免受电荷噪声的影响, 通常在对噪声不敏感的横向甜点处进行比特操作. 对于给定的隧穿耦合 τ_0 , 若存在失谐 ε_{ss} 使得该处比特频率 ω_q 对失谐一阶不敏感, 即 $\partial\omega_q/\partial\varepsilon = 0$, 则 $\{\tau_0, \varepsilon_{ss}\}$ 对应一个横向甜点. 在此处进行单比特门操作, 可以施加一个与比特共振的隧穿耦合脉冲 $\tau_{AC}(t) = \Omega_x(t) \cos(\omega_q t + \phi)$, 其脉冲包络为 $\Omega_x(t)$, 相位为 ϕ . 包含驱动的半经典哈密顿量为

$$H = \sum_{i=0,1,f} E_i \sigma_{ii} + \sum_{i,j=0,1,f} \tau_{AC}(t) V_{ij} \sigma_{ij}, \quad (2)$$

其中 $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$, $V_{ij} = \langle i | \partial H_0 / \partial \tau | j \rangle$. 当 $\Omega_x(t) \ll \omega_q$ 时, 在驱动场作用下, 量子比特可以绕布洛赫球 X - Y 平面的任意轴线旋转, 而任意单比特门操作可通过复合这些旋转实现^[34]. 然而, 在强驱动下, 旋转绘景中非共振的耦合项不能被忽略, 量子比特的动力学将变得复杂. 因此, 为了实现快速高保真的操作, 有必要对控制脉冲进行更进一步的设计.

3 强驱动

本节提供一种同时实现快速单比特门操作和抑制额外强驱动效应的控制脉冲方法.

3.1 全量子化哈密顿量

把驱动脉冲量子化为一个单模光子场, 图 1 所示为全量子化哈密顿量对应的裸态能级图. 此时可清楚地阐明强驱动效应引起非共振跃迁的基本过程. 为此, 扩展 (2) 式中的经典驱动场到其对应的量子化光子场. 比特和光子场的哈密顿量分别记为 H_{dot} 和 H_{ph} , 二者的相互作用哈密顿量为 V_{int} , 其量子哈密顿量为

$$H_Q = H_{\text{dot}} + H_{\text{ph}} + V_{\text{int}}, \quad (3)$$

其中 $H_{\text{dot}} = \sum_i E_i \sigma_{ii} \otimes I_{\text{ph}}$, I_{ph} 对应光子场的单位算符; 类似地, $H_{\text{ph}} = I_{\text{dot}} \otimes \omega_q a^\dagger a$, I_{dot} 是比特的单位算符. 这里考虑共振驱动的单比特门, 所以光子的频率与量子比特频率一致, a^\dagger (a) 是光子产生(湮灭)算符. 自由哈密顿量 $H_{\text{dot}} + H_{\text{ph}}$ 的本征态为裸态 $\{|i, n\rangle = |i\rangle \otimes |n\rangle\}$, 其中 $|i\rangle \in \{|0\rangle, |1\rangle, |f\rangle\}$, $|n\rangle$ 代表占有数为 n 的光子数态.

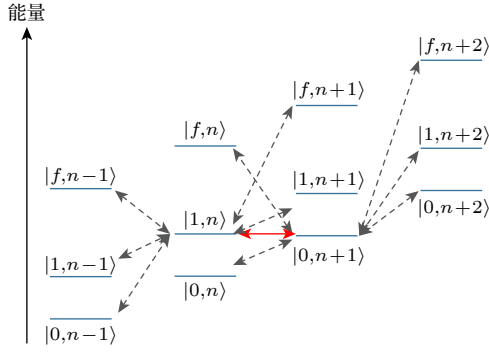


图 1 全量子化哈密顿量的裸态能级图

Fig. 1. Energy levels of the full quantized Hamiltonian for the bare states.

考虑到驱动是由单模的交变电压产生的, 可拟设相互作用哈密顿量为 $V_{\text{int}} = V_{\text{DQD}} \otimes (a + a^\dagger)$, V_{DQD} 对应于作用在双量子点部分的算符. 该哈密顿量应满足经典-量子对应原则^[24], 即

$$V_{\text{DQD}} = \frac{\tau_{\text{AC}}(t)}{2\sqrt{N}} \sum_{ij} V_{ij} \sigma_{ij}. \quad (4)$$

注意到经典驱动场对应的光子数态为相干态, 其分布满足泊松分布, 且平均光子数 N 是一个大数, 光子数偏差 ΔN 远小于 N , 所以可以聚焦在光子数在 N 附近的态上, $n \in [N - \Delta N, N + \Delta N]$. 则任意两个裸态间的耦合强度满足

$$\langle i, n | V_{\text{int}} | j, m \rangle = \frac{V_{ij} \Omega_x(t)}{2} (\delta_{n, m+1} + \delta_{n, m-1}). \quad (5)$$

单比特门操作对应的就是裸态 $|1, n\rangle$ 和 $|0, n+1\rangle$ 之间的拉比振荡. 然而, 如图 1 所示, 上述态还会和其他光子数相差 1 的态耦合, 这对应于半经典哈密顿量中的高频振荡项. 在强驱动下, 这些额外的耦合将导致不可忽略的相位错误和泄漏. 可以看到, 将哈密顿量全量子化后, 处理高频振荡项的问题转变为了抑制逻辑子空间与其他能级之间的耦合的问题.

3.2 修正脉冲

本文通过引入额外的自由度来修正强驱动引起的控制误差. 而对于比特频率, 我们希望保持其为常数, 一是因为量子比特定义在最低的两个能量本征态上, 改变比特频率可能引发泄漏等问题; 二是为了保证 ST_0 比特受横向甜点的保护. 因此, 我们考虑额外增加一个正交的脉冲, 现在总的脉冲为 $\tau'_{\text{AC}}(t) = \Omega_x(t) \cos(\omega_q t + \phi) + \Omega_y(t) \sin(\omega_q t + \phi)$. 拟设对应的全量子化哈密顿量为 $H_Q = H_{\text{dot}} + H_{\text{ph}} + V_Q^x(a_x + a_x^\dagger) + V_Q^y(ia_y' - ia_y^\dagger)$. 由经典-量子

对应原则, 上述哈密顿量可紧凑地表示为

$$H_Q = \sum_{i,j,n} \eta_{ij,x} \sigma_{ij,n}^x + \eta_{ij,y} \sigma_{ij,n}^y + \sum_{i,n} E_{i,n} \sigma_{i,n}, \quad (6)$$

式中的各个记号分别为

$$\begin{aligned} E_{i,n} &= E_i + n\hbar\omega, \quad \sigma_{i,n} = |i, n\rangle\langle i, n|, \\ \sigma_{ij,n}^x &= |i, n\rangle\langle j, n+1| + \text{h.c.}, \\ \sigma_{ij,n}^y &= -i|i, n\rangle\langle j, n+1| + \text{h.c.}, \\ \eta_{ij,x} &= V_{ij} \Omega_x(t)/2, \quad \eta_{ij,y} = -V_{ij} \Omega_y(t)/2. \end{aligned}$$

我们操作的目的在于实现裸态 $|0, n+1\rangle$ 和 $|1, n\rangle$ 之间拉比振荡的同时, 可以同步消除这两个态向其他态的泄漏. 由于光子数相差 1 的裸态间才有直接耦合, 下面只关注光子数属于 $\{n-1, n, n+1, n+2\}$ 的子空间. 为了抑制泄漏, 我们希望找到一个绘景变换算符 $U(t)$, 在该变换下的哈密顿量

$$H_{\text{eff}} = U^\dagger(t) H_Q U(t) + i \frac{\partial U^\dagger(t)}{\partial t} U(t), \quad (7)$$

要满足以下 3 个要求: 首先, 它的逻辑子空间部分为目标哈密顿量. 其次, 逻辑子空间和泄漏空间之间没有耦合, 即

$$\langle q | H_{\text{eff}} | k \rangle = 0, \quad (8)$$

这里 $|q\rangle$ 属于逻辑子空间, 而 $|k\rangle$ 为泄漏态. 最后, 该变换在比特操作末时刻 t_g 是一个单位算符

$$U(0) = U(t_g) = I, \quad (9)$$

以保证在门操作结束时回到原绘景.

实践中, $U(t)$ 和 $\Omega_{x(y)}(t)$ 可以通过微扰法进行求解^[32]. 为了做到这一点, 引入微扰参量 δ , 并将全量子化的哈密顿量展开为

$$\begin{aligned} H_Q &= \sum_{l=0}^{\infty} \delta^l H^{(l)}(t) + \frac{1}{\delta} H'_0 \\ &= \sum_{i,j,n} \delta^l (\eta_{ij,x}^{(l)} \sigma_{ij,n}^x + \eta_{ij,y}^{(l)} \sigma_{ij,n}^y) + \sum_{i,n} \frac{E'_{i,n}}{\delta} \sigma_{i,n}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中态 $|1, n\rangle$ 被定义为零能级, $E'_{i,n} = \delta [E_i - E_1 + (n-m)\hbar\omega]$. 将变换算符改写为矩阵指数, $U(t) = \exp[-iS(t)]$. 进一步, 将 $S(t)$ 展开为 δ 的幂级数, $S(t) = \sum_{l=1}^{\infty} \delta^l S^{(l)}(t)$.

对 (7) 式使用 Baker-Campbell-Hausdorff 展开和 Taylor 展开, 可得到 H_{eff} 的级数展开式, 其第 l 阶的系数为

$$H_{\text{eff}}^{(l)}(t) = H_{\text{ext}}^{(l)}(t) + H^{(l)}(t) + i[S^{(l+1)}(t), H'_0]. \quad (11)$$

特别地, $H_{\text{ext}}^{(l)}(t)$ 代表每一阶中不具规律形式的项, 其第一阶和第二阶的表达式为

$$H_{\text{ext}}^{(0)}(t) = 0, \quad (12)$$

$$H_{\text{ext}}^{(1)}(t) = i[S^{(1)}(t), H^{(0)}(t)] - \partial S^{(1)}(t)/\partial t - [S^{(1)}(t), [S^{(1)}(t), H_0']]/2. \quad (13)$$

以 X 轴的旋转操作为例, 将目标哈密顿量 $H_t = h_x(t)\sigma_{10,n}^x$ 展开为微扰级数 $H_t = \delta^l h_x^l(t)\sigma_{10,n}^x$, 则逻辑子空间执行目标操作等价于

$$\eta_{10,x}^{(l)}(t) + \text{tr}[H_{\text{ext}}^{(l)}(t)\sigma_{10,n}^x] = h_x^l(t), \quad (14)$$

$$\eta_{10,y}^{(l)}(t) + \text{tr}[H_{\text{ext}}^{(l)}(t)\sigma_{10,n}^y] = 0, \quad (15)$$

$$\text{tr}[H_{\text{ext}}^{(l)}(t)(\sigma_{0,n+1} - \sigma_{1,n})] = 0. \quad (16)$$

而无泄漏条件 (8) 式的微扰形式为

$$\langle q|S^{(l+1)}(t)|k\rangle = \frac{i}{E_{i,n}'} \langle q|H_{\text{ext}}^{(l)}(t) + H^{(l)}|k\rangle. \quad (17)$$

由 (9) 式和 (14)–(17) 式可迭代求得控制脉冲的微扰解。

具体地, 取目标哈密顿参数 $h_x(t) = 2\eta_{10,x}/V_{10}$. 对于一阶微扰解, 由无泄漏条件 (17) 式, $S(t)$ 应该满足

$$\begin{aligned} \langle i,n|S^{(1)}(t)|j,m\rangle &= [\delta_{n,N}(\delta_{m,N-1} + \delta_{m,N+1}) \\ &+ \delta_{n,N+1}(\delta_{m,N} + \delta_{m,N+2})] \frac{iV_{ij}\Omega_x(t)}{2E_{j,m}'}, \end{aligned} \quad (18)$$

其中 $|i,n\rangle$ 为逻辑子空间态, $|j,m\rangle$ 为泄漏态. 由 (18) 式和 (14)–(16) 式可得一阶的脉冲修正 $\eta_{10,x(y)}^{(1)}$ 和频率修正 $\text{tr}[H_{\text{ext}}^{(1)}(t)(\sigma_{0,n+1} - \sigma_{1,n})]$ 所要满足的关系式. 为使绘景变换的时间边界满足 (9) 式, 可取 $s_x^{(1)}(t) = s_z^{(1)}(t) = 0$, 一阶修正时, 仅需将驱动场 y 方向波形修正为

$$\begin{aligned} \Omega_y(t) &= \frac{1}{4V_{01}^2} \left(\frac{V_{01}^2}{E_1 - E_0} + \frac{V_{0f}^2}{E_f - E_1} + \frac{V_{1f}^2}{E_0 - E_f} \right. \\ &\quad \left. + \frac{V_{0f}^2}{E_f + E_1 - 2E_0} - \frac{V_{1f}^2}{E_0 - 2E_1 + E_f} \right) \frac{d\Omega_x(t)}{dt}. \end{aligned} \quad (19)$$

容易发现, 通过简单地改变脉冲的相位 ϕ 即可实现绕不同轴的比特旋转, 所以, 上述方法适用于任意单比特量子门操作的优化。

4 数值模拟

为研究本方案修正脉冲的效果, 对于 NOT 门

的表现, 与文献 [24] 中的频率修正方案及未修正情况做比较. 注意到, 虽然修正脉冲方案是通过求解全量子化哈密顿量得到的, 但也同样适用于半经典哈密顿量, 下文中的数值模拟结果都基于半经典哈密顿量给出, 其中 $\Delta B/(2\pi) = 2 \text{ GHz}$ [35], $\tau_0 = 1.25\Delta B$ 对应的是平坦区域较宽的甜点 [23]. 量子门平均保真度由公式 [36]

$$F = \frac{\sum_i \text{tr}(U_0 U_i^\dagger U_0^\dagger \mathcal{E}(U_i)) + d^2}{d^2(d+1)} \quad (20)$$

计算得出, 其中单比特操作对应 $d = 2$, 而 U_0 为目标量子门, \mathcal{E} 为实际的量子比特操作, U_i 代表泡利算符 I, X, Y 和 Z .

驱动脉冲以实验上常用的截断高斯脉冲

$$V_{01}\Omega_x(t) = \gamma \frac{\exp\left[\frac{-(t-t_g/2)^2}{2\sigma^2}\right] - \exp\left[\frac{-t_g^2}{8\sigma^2}\right]}{\sqrt{2\pi\sigma^2} \text{erf}\left[\frac{t_g}{\sqrt{8}\sigma}\right] - t_g \exp\left[\frac{-t_g^2}{8\sigma^2}\right]}, \quad (21)$$

和三角函数型脉冲

$$V_{01}\Omega_x(t) = \Omega_{\max}(1 - \cos 2\pi t/t_g) \quad (22)$$

为示例, 对应 NOT 门操作, 其中高斯脉冲的半峰全宽取 $\sigma = t_g/4$, $\gamma = \pi$, V_{01} 为甜点处对应的耦合系数 (见 (2) 式), 还有 Ω_{\max} 为三角函数型脉冲峰值.

首先考虑无噪声情况, 如图 2(a) 所示, 修正脉冲方案的失真度比未修正的情况至少降低了一个数量级. 特别地, 即便平均拉比频率 $\Omega = \int_0^{t_g} \Omega_x(t) dt/t_g$ 高至 $0.25 \times 2\pi \text{ GHz}$ (对应门时间 2 ns), 我们方案的失真度也能低于 10^{-4} . 此外, 与文献 [24] 提出的频率修正方法进行比较, 可以看到, 本文的方案比频率修正方案的失真度更低, 这是因为本文方案可以灵活使用不同的拉比频率, 并且对脉冲包络有着较少的限制, 有利于强驱动与其他优化方案相结合. 可见, 通过修正脉冲方案, 强驱动引起的控制误差将大为缓解.

ST₀ 量子比特的相干性主要受失谐噪声的影响. 对准静的失谐噪声 $\varepsilon_{\text{ss}} \rightarrow \varepsilon_{\text{ss}} + \delta\varepsilon$, 其分布满足标准偏差为 σ_ε 的高斯分布. 为计算准静噪声的影响, 数值模拟的基矢为哈密顿量 $H_0(\varepsilon_{\text{ss}} + \delta\varepsilon)$ 的本征态, 并按高斯分布采样 20 个不同的 $\delta\varepsilon$ 数值进行平均. 对高频的失谐噪声, 通过主方程 [37]

$$\dot{\rho} = -i[H, \rho] + \gamma_\phi \mathcal{D}[\sigma_z]\rho/2 \quad (23)$$

进行模拟, 其中耗散超算符为 $\mathcal{D}[c]\rho = c\rho c^\dagger - c^\dagger c\rho/2 - \rho c^\dagger c/2$, γ_ϕ 为退相干速率.

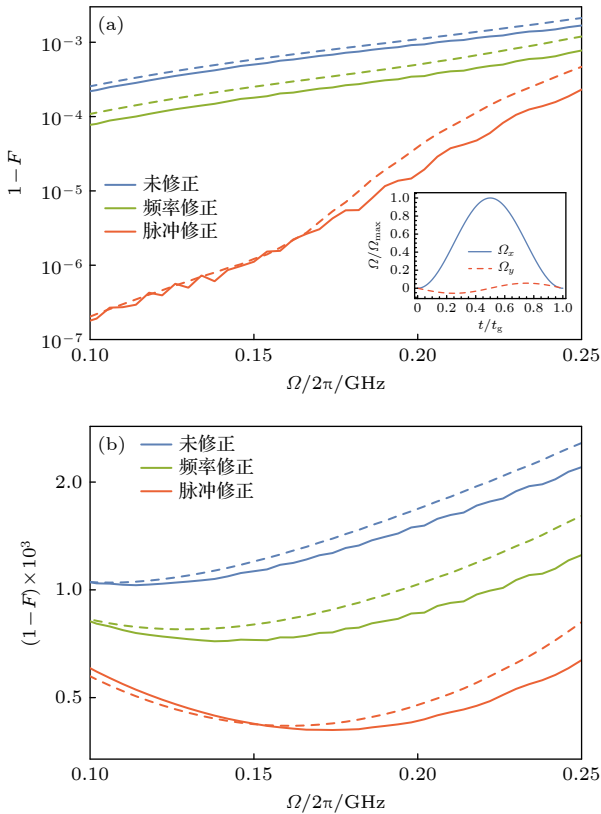


图 2 (a) 无噪声时和 (b) 电荷噪声下的 NOT 门表现. 频率修正和脉冲修正分别指文献 [24] 和本文所用的修正方案. 实线和虚线分别对应 Ω_x 脉冲的包络为高斯型和三角函数型. 图 (a) 右下角的插入图为高斯型 Ω_x 及其对应的 Ω_y 的示意图. 所用参数为 $V_{01} = 0.6402$, $V_{0f} = 0.5309$, $V_{1f} = 0.0014$

Fig. 2. NOT gate performance under (a) noise-free and (b) charge noise. The frequency correction and the pulse correction refers to the correction scheme used in Ref. [24] and this work, respectively. The Gaussian and trigonometric Ω_x pulse envelopes are represented by the solid and dashed lines, respectively. The bottom right insert in panel (a) is a diagram of Gaussian Ω_x and its corresponding Ω_y . Parameters: $V_{01} = 0.6402$, $V_{0f} = 0.5309$, $V_{1f} = 0.0014$.

图 2(b) 模拟了未修正、频率修正方案和脉冲修正方案中 NOT 门在准静噪声和低频噪声共同作用下的表现. 取准静噪声标准为典型值 $\sigma_\epsilon = 2 \mu\text{eV}$ [38,39], 退相干时间 $T_2 = 1/\gamma_\phi = 7 \mu\text{s}$ [40]. 对比脉冲修正方案与其他方案的表现, 脉冲修正的效果在一定区域内随着拉比频率的增加而变得更加显著. 这是因为, 一方面, 高频振荡项的影响在强驱动下更明显; 另一方面, 强驱动缩短了门时间, 减弱了噪声的干扰. 考虑到求解修正脉冲时微扰展开

的有效性, 门保真度不会一直随着拉比频率的增大而增大, 脉冲修正方案下 NOT 门的保真度始终高于 99.9%, 而未修正方案门保真度则低于 99.9%, 这展示了脉冲修正方案对减弱电荷噪声影响的作用. 对比频率修正方案, 脉冲修正的效果不仅对控制脉冲的限制更少, 且利于进一步与其他优化方法的兼容.

5 结 论

研究表明, 以横向甜点作为工作区域, 不仅可以实现对 ST_0 量子比特的快速单比特操作, 同时也可以保证量子比特对电荷噪声的一阶不敏感. 另一方面, 在横向甜点工作处, 强驱动下的高频振荡同时也将导致不可忽略的控制误差. 本文提出了一种通过增加一个简单的正交脉冲的方法, 以减少由强驱动引起的控制误差, 并以 NOT 门为例进行了数值模拟. 结果表明, 在本文的脉冲修正下, 即便电荷噪声强度在 $2 \mu\text{eV}$ 的水平, 也可获得保真度高于 99.9% 的单量子比特门操作. 值得注意的是, 该方案同时也适用于任意单比特量子门的优化. 因此, 本文的脉冲优化方案将有助于获得快速高保真度的 ST_0 量子比特. 此外, 这种方法也可应用于实现其他量子系统的快速精确操作.

参考文献

- [1] Chatterjee A, Stevenson P, De Franceschi S, Morello A, de Leon N, Kuemmeth F 2021 *Nat. Rev. Phys.* **3** 157
- [2] Wang B C, Chen M B, Cao G, Guo G P 2018 *PHYSICS*. **47** 725 (in Chinese) [王保传, 陈明博, 曹刚, 郭国平 2018 物理 **47** 725]
- [3] Wang N, Wang B C, Guo G P 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 230301 (in Chinese) [王宁, 王保传, 郭国平 2022 物理学报 **71** 230301]
- [4] Yoneda J, Takeda K, Otsuka T, et al. 2018 *Nat. Nanotech.* **13** 102
- [5] Takeda K, Kamioka J, Otsuka T, et al. 2016 *Sci. Adv.* **2** e1600694
- [6] Veldhorst M, Hwang J C C, Yang C H, et al. 2014 *Nat. Nanotech.* **9** 981
- [7] Mills A R, Guinn C R, Gullans M J, Sigillito A J, Feldman M M, Nielsen E, Petta J R 2022 *Sci. Adv.* **8** eabn5130
- [8] Xue X, Russ M, Samkharadze N, Undseth B, Sammak A, Scappucci G, Vandersypen L M K 2022 *Nature* **601** 343
- [9] Noiri A, Takeda K, Nakajima T, Kobayashi T, Sammak A, Scappucci G, Tarucha S 2022 *Nature* **601** 338
- [10] Loss D, DiVincenzo D P 1998 *Phys. Rev. A* **57** 120
- [11] Petta J R, Johnson A C, Taylor J M, et al. 2005 *Science* **309** 2180
- [12] DiVincenzo D P, Bacon D, Kempe J, Burkard G, Whaley K

- B 2000 *Nature* **408** 339
- [13] Friesen M, Ghosh J, Eriksson M A, Coppersmith S N 2017 *Nat. Commun.* **8** 15923
- [14] Wu X, Ward D R, Prance J R, et al. 2014 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **111** 11938
- [15] Barthel C, Medford J, Bluhm H, Yacoby A, Marcus C M, Hanson M P, Gossard A C 2012 *Phys. Rev. B* **85** 035306
- [16] Borjans F, Mi X, Petta J R 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 044052
- [17] Eng K, Ladd T D, Smith A, et al. 2015 *Sci. Adv.* **1** e1500214
- [18] Andrews R W, Jones C, Reed M D, et al. 2019 *Nat. Nanotech.* **14** 747
- [19] Bermeister A, Keith D, Culcer D 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 192102
- [20] Chan K W, Huang W, Yang C H, et al. 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 044017
- [21] Martins F, Malinowski F K, Nissen P D, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 116801
- [22] Reed M D, Maune B M, Andrews R W, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 110402
- [23] Abadillo-Uriel J C, Eriksson M A, Coppersmith S N, Friesen M 2019 *Nat. Commun.* **10** 5641
- [24] Yang Y C, Coppersmith S N, Friesen M 2017 *Phys. Rev. A* **95** 062321
- [25] Takeda K, Noiri A, Yoneda J, Nakajima T, Tarucha S 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 117701
- [26] Xie W X, Zhang C X, Xue Z Y 2021 *Ann. Phys.* **533** 2100054
- [27] Abadillo-Uriel, J C, King C, Coppersmith S N, Friesen M 2021 *Phys. Rev. A* **104** 032612
- [28] Zajac D M, Sigillito A J, Russ M, Borjans F, Taylor J M, Burkard G, Petta J R 2018 *Science* **359** 439
- [29] Bloch F, Siegert A 1940 *Phys. Rev.* **57** 522
- [30] Shirley J H 1965 *Phys. Rev.* **138** B979
- [31] Cohen-Tannoudji C, Dupont-Roc J, Fabre C 1973 *J. Phys. B* **6** L214
- [32] Gambetta J M, Motzoi F, Merkel S T, Wilhelm F K 2011 *Phys. Rev. A* **83** 012308
- [33] Motzoi F, Wilhelm F K 2013 *Phys. Rev. A* **88** 062318
- [34] Nielsen M A, Chuang I L 2010 *Quantum Computation and Quantum Information* (10th Anniversary Ed.) (Cambridge: Cambridge University Press) pp174–177
- [35] Yoneda J, Otsuka T, Takakura T, et al. 2015 *Appl. Phys. Exp.* **8** 084401
- [36] Nielsen M A 2002 *Phys. Lett. A* **303** 249
- [37] Elman S J, Bartlett S D, Doherty A C 2017 *Phys. Rev. B* **96** 115407
- [38] Mi X, Kohler S, Petta J R 2018 *Phys. Rev. B* **98** 161404(R)
- [39] Petersson K D, Petta J R, Lu H, Gossard A C 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 246804
- [40] Nichol J M, Orona L A, Harvey S P, Fallahi S, Gardner G C, Manfra M J, Yacoby A 2017 *npj Quantum Inf.* **3** 3

SPECIAL TOPIC — The 90th Anniversary of South China Normal University and Physics Discipline

High-fidelity single-qubit gates of a strong driven singlet-triplet qubit^{*}

Liu Qi-Pei¹⁾ Zhang Cheng-Xian^{2)†} Xue Zheng-Yuan^{1)3)4)‡}

1) (*Key Laboratory of Atomic and Subatomic Structure and Quantum Control (Ministry of Education),
School of Physics, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

2) (*School of Physical Science and Technology, Guangxi University, Nanning 530004, China*)

3) (*Guangdong Provincial Key Laboratory of Quantum Engineering and Quantum Materials, Guangdong-Hong Kong Joint Laboratory of
Quantum Matter, Frontier Research Institute for Physics, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

4) (*Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China*)

(Received 31 May 2023; revised manuscript received 6 July 2023)

Abstract

Semiconductor quantum dot qubits are one of the most promising candidates for quantum computing. Among them, singlet-triplet qubits have attracted much attention due to their excellent properties of all-electric control and accurate readout. To improve qubit immunity to charge noise, strong driving pulses are usually introduced to make operation as fast as possible. However, the complex dynamics induced by strong driving pulses make the rotating wave approximation inapplicable and hinder the implementation of high-fidelity qubit operation. In this work, we present a method of utilizing simple quadrature pulses to correct errors of high-frequency oscillatory terms induced by strong driving. A scheme to obtain these pulses is proposed based on a full quantization of the system and derivative removal by adiabatic gate (DRAG) theory, as the former clarifies the elementary processes of strong driving effects and enables the latter to find correction pulse shapes. The numerical simulation results show that, a NOT gate with 99.99% fidelity and gate time as short as 2 ns can be achieved with the help of the control pulses of this method, which indicates that the control error brought by strong driving is no longer a limiting factor. In particular, NOT gate fidelity higher than 99.9% is achievable even when the charge noise is at a level of $2\text{ }\mu\text{eV}$. Notice that this method can be applied to any resonant-driving single-qubit rotation but not just NOT gates. Therefore, our approach will facilitate qubits to realize fast, high-fidelity single-qubit gates under charge noise.

Keywords: singlet-triplet qubit, single-qubit quantum gate, strong driving

PACS: 03.67.Lx, 42.50.Dv

DOI: 10.7498/aps.72.20230906

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11905065, 12275090), the Guangxi Science Foundation, China (Grant No. AD22035186), the Key Laboratory of Guangdong Province, China (Grant No. 2020B1212060066), and the Innovation Program for Quantum Science and Technology, China (Grant No. 2021ZD0302303).

[†] Corresponding author. E-mail: cxzhang@gxu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: zyxue83@163.com

强驱动单态-三重态量子比特的高保真单比特门

刘启沛 张程贤 薛正远

High-fidelity single-qubit gates of a strong driven singlet-triplet qubit

Liu Qi-Pei Zhang Cheng-Xian Xue Zheng-Yuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 200302 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230906

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230906>

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

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>

微波驱动下超导量子比特与磁振子的相干耦合

Coherent coupling in a driven qubit-magnon hybrid quantum system

物理学报. 2022, 71(15): 150302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220260>

相干时间超过10 min的单离子量子比特

Single-ion qubit with coherence time exceeding 10 minutes

物理学报. 2019, 68(3): 030306 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181729>

中间测量对受驱单量子比特统计复杂度的影响

Influence of intermediated measurements on quantum statistical complexity of single driven qubit

物理学报. 2020, 69(23): 230301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200802>

退相干条件下两比特纠缠态的量子非局域关联检验

Testing quantum nonlocality of two-qubit entangled states under decoherence

物理学报. 2022, 71(7): 070301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211453>

零维 Sb^{3+} 掺杂 $\text{Rb}_7\text{Bi}_3\text{Cl}_{16}$ 金属卤化物的三重态自陷激子发射

Zero-dimensional Sb^{3+} doped $\text{Rb}_7\text{Bi}_3\text{Cl}_{16}$ metal halides with triplet self-trapped exciton emission

物理学报. 2021, 70(24): 247801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211024>