

基于四波混频的三组份全光量子导引交换*

李晓玲¹⁾ 翟淑琴^{1)2)3)†} 刘奎²⁾³⁾

1) (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

2) (山西大学光电研究所, 光量子技术与器件全国重点实验室, 太原 030006)

3) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2025 年 1 月 17 日收到; 2025 年 2 月 14 日收到修改稿)

量子导引, 作为一种特殊的量子关联, 相较于量子纠缠和贝尔非局域性, 展现出了特有的不对称性. 这种不对称性使得两个独立的光学模式之间, 通过量子导引交换可以建立单向或双向的导引, 这对构建非对称量子网络具有至关重要的意义. 本文提出了基于三组份与两组份纠缠态的全光学量子导引交换方案, 这一方案利用低噪声、高带宽的四波混频过程, 无测量地实现了传统方案中贝尔态测量的功能, 避免了光电和电光转换. 在导引交换操作后, 原本独立的无直接相互作用的两个纠缠态产生了量子导引. 具体研究了四波混频过程联合线性分束器或非线性分束器两种交换方案, 发现通过调节线性分束器的透射率和四波混频过程的增益, 可以实现三模间的量子导引. 这为单向量子通信和量子信息处理提供了新的可能性, 使得量子资源的利用更加安全和可控.

关键词: 量子导引交换, 四波混频过程, 多组份导引, 量子通信**PACS:** 03.65.Ud, 03.67.Mn, 03.67.Hk, 42.50.Lc**DOI:** 10.7498/aps.74.20250083**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250083

1 引言

量子导引的理论根源可追溯至 Einstein, Podolsky 和 Rosen (简称为 EPR) 于 1935 年发表的里程碑式论文^[1]. 在该文中, 虽未直接提及“导引”一词, 但其对量子力学非定域性的探讨为后续理论发展奠定了基础. 随后, Schrödinger^[2] 在深入分析 EPR 论文的过程中, 首次引入了“导引”(steering)这一概念. 在此基础上, Wiseman 等^[3] 对量子导引进行了精确的数学描述和严格的理论界定, 给出了量子导引是描述对一个粒子的本地测量能够非局域地影响另一个粒子状态的能力, 从而为其在量子信息科学领域的应用提供了理论框架. 相较于量子

纠缠^[4,5] 和贝尔非局域性^[6], 量子导引展现出独特的非对称性, 即 Alice 对 Bob 的导引能力与 Bob 对 Alice 的能力并不总是相等^[7-9]. 这种独特的特性使得量子导引成为量子信息领域的研究热点, 并成为完成一些量子信息任务不可或缺的资源, 例如单边设备无关 (1sDI) 量子密钥分发^[10,11]、量子隐形传态^[12,13] 和量子秘密共享^[14-17]. 在多组份量子导引中, 量子导引能力在参与者之间的分配受到单配性关系的严格限制. 具体而言, 某一方的量子态无法同时被多个其他参与者导引. 以三组份量子系统为例, 如果 A 可以导引 B, 那么 B 就不能同时被 C 导引^[18,19]. 这种特性被称为量子导引的单配性关系, 它在量子密码协议中起到了关键作用, 确保了协议的安全性和可靠性.

* 山西省自然科学基金 (批准号: 202203021211306)、国家自然科学基金 (批准号: 12074233) 和国家重点研发计划 (批准号: 2021YFC2201802) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xiaozhai@sxu.edu.cn

量子资源交换是构建量子网络和实现高效量子通信的关键技术之一^[20,21]. 其可以在不同的量子节点之间共享和分配量子资源, 使得量子网络能够更灵活地支持各种量子信息处理任务. 与纠缠交换^[22-25]不同, 量子导引交换依托于其独特的不对称性, 能够在两个独立的光学模式之间建立单向或双向不对称的量子导引, 这对于构建非对称量子网络具有至关重要的意义^[26]. 2016年, 山西大学苏晓龙研究小组^[27]基于前馈技术, 通过单通道和双通道两个方案实现了两组份导引交换; 随后, 该小组于2017年, 实现了对称和不对称模数的多组份纠缠态之间的导引交换^[28]并在实验上进行了验证^[29]. 2024年, 华东师范大学荆杰泰研究小组等^[30]提出了无需测量的两组份全光导引交换方法, 这一方法避免了光电和电光转换的步骤. 全光导引交换技术克服了传统方案中贝尔态测量的限制, 大大扩展了量子导引交换在构建宽带量子网络中的应用范围, 不仅推动了量子通信技术的发展, 也为未来量子网络的构建提供了新的可能性.

本文提出了基于三组份与两组份纠缠态的全光学量子导引交换方案, 通过低噪声、高带宽的四波混频过程实现了无需检测的全光贝尔态测量. 方案一利用四波混频过程联合线性分束器制备三组份纠缠态, 方案二利用四波混频过程联合非线性分束器(四波混频过程)制备三组份纠缠态. 通过调节线性分束器的透射率和四波混频过程的增益, 来操控交换后的不对称导引, 对非对称量子信息处理具有重要的意义.

2 三组份量子导引交换方案

2.1 方案一: 利用线性分束器产生纠缠态的全光交换方案

图1是基于四波混频过程产生三组份全量子导引交换方案示意图, 图1(a)中网络A (Network A)的初始三组份纠缠态是由四波混频腔 FWM1 联合一个线性分束器 BS1 产生的, 图1(b)的初始三组份纠缠态是由四波混频腔 FWM1 联合一个非线性分束器(四波混频腔 FWM4)产生.

如图1(a)所示, 由四波混频腔 FWM1 联合线性分束器产生的三组份纠缠态和由一个四波混频腔 FWM2 产生的两组份纠缠态的导引交换方案中, 三束泵浦光分别注入到3个四波混频腔中, G_1, G_2 和 G_3 分别是3个四波混频过程的强度增益. 种子光 $\hat{a}_0$ 和真空模式 $\hat{v}_1$ 注入四波混频腔 FWM1 中, 产生一对纠缠光束 $(\hat{a}_1, \hat{b}_1)$, $\hat{a}_1 = \sqrt{G_1}\hat{a}_0 + \sqrt{G_1 - 1}\hat{v}_1^\dagger$, $\hat{b}_1 = \sqrt{G_1 - 1}\hat{a}_0^\dagger + \sqrt{G_1}\hat{v}_1$, 将产生的模 $\hat{a}_1$ 与真空模式 $\hat{v}_2$ 在透射率为 T_1 的线性分束器 BS1 处耦合, 产生三组份纠缠态 $(\hat{b}_1, \hat{a}_2, \hat{a}_3)$, 3个模式分别表示为

$$\begin{aligned}\hat{b}_1 &= \sqrt{G_1 - 1}\hat{a}_0^\dagger + \sqrt{G_1}\hat{v}_1, \\ \hat{a}_2 &= \sqrt{T_1}\hat{a}_1 - \sqrt{1 - T_1}\hat{v}_2, \\ \hat{a}_3 &= \sqrt{1 - T_1}\hat{a}_1 + \sqrt{T_1}\hat{v}_2.\end{aligned}\quad (1)$$

真空光模 $\hat{v}_3$ 和 $\hat{v}_4$ 注入四波混频腔 FWM2, 产生纠缠光束 $(\hat{a}_4, \hat{b}_2)$, $\hat{a}_4 = \sqrt{G_2}\hat{v}_3 + \sqrt{G_2 - 1}\hat{v}_4^\dagger$, $\hat{b}_2 =$

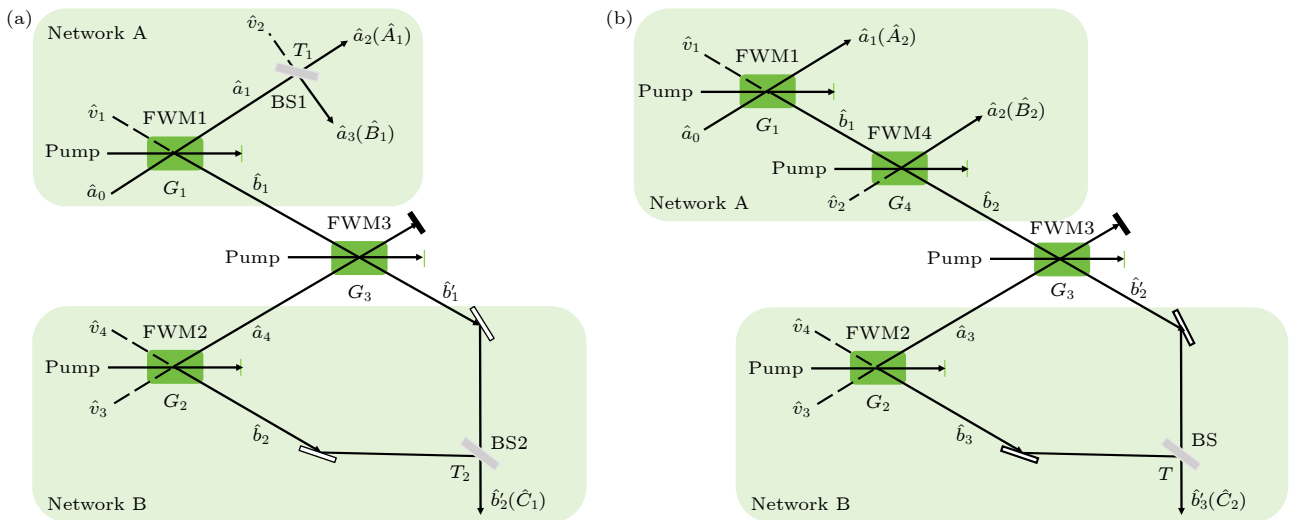


图1 三组份全量子导引交换方案示意图 (a) 利用线性分束器方案; (b) 利用非线性分束器方案

Fig. 1. Schematic of all-optical quantum steering swapping schemes: (a) Using a linear BS; (b) using a nonlinear BS.

$\sqrt{G_2-1}\hat{v}_3^\dagger + \sqrt{G_2}\hat{v}_4$. 模式 $\hat{b}_1$ 与 $\hat{a}_4$ 注入四波混频腔 FWM3 中, FWM3 作为一个低噪声的参量放大器^[31,32], 将输出的模式 $\hat{b}'_1 = \sqrt{G_3}\hat{b}_1 + \sqrt{G_3-1}\hat{a}_4^\dagger$ 与四波混频过程 FWM2 输出的 $\hat{b}_2$ 在线性分束器 BS2 耦合, 最终输出模式 $\hat{b}_2$. 调节线性分束器 BS2 的透射率 $T_2 = 1/G_3$, 模式 $\hat{b}_2$ 的表达式为

$$\begin{aligned}\hat{b}_2 &= \sqrt{T_2}\hat{b}'_1 - \sqrt{1-T_2}\hat{b}_2 \\ &= \sqrt{G_1-1}\hat{a}_0^\dagger + \sqrt{G_1}\hat{v}_1 \\ &\quad + \sqrt{\frac{G_3-1}{G_3}}(\sqrt{G_2}-\sqrt{G_2-1})\hat{v}_3^\dagger \\ &\quad + \sqrt{\frac{G_3-1}{G_3}}(\sqrt{G_2-1}-\sqrt{G_2})\hat{v}_4.\end{aligned}\quad (2)$$

在此过程中, 四波混频腔 FWM3, 以低噪声的参量放大方式, 将 $\hat{b}_1$ 和 $\hat{a}_4$ 的信息都传输给了 $\hat{b}_2$, 成功实现了无需检测的全光贝尔态测量.

2.2 方案二: 利用非线性分束器产生纠缠态的全光交换方案

图 1(b) 是利用非线性分束器产生三组份纠缠态和利用四波混频产生两组份纠缠态的导引交换方案, 4 束泵浦光分别注入到 4 个四波混频腔, G_1, G_2, G_3 和 G_4 分别是 4 个四波混频过程的强度增益. 种子光 $\hat{a}_0$ 和真空模式 $\hat{v}_1$ 注入四波混频腔 FWM1, 产生纠缠光束 $(\hat{a}_1, \hat{b}_1)$, 其中模式 $\hat{a}_1 = \sqrt{G_1}\hat{a}_0 + \sqrt{G_1-1}\hat{v}_1^\dagger$, $\hat{b}_1 = \sqrt{G_1-1}\hat{a}_0^\dagger + \sqrt{G_1}\hat{v}_1$. 将模式 $\hat{b}_1$ 和真空模式 $\hat{v}_2$ 注入非线性分束器 FWM4, 产生三组份纠缠态 $(\hat{a}_1, \hat{a}_2, \hat{b}_2)$, 3 个模式分别表示为

$$\begin{aligned}\hat{a}_1 &= \sqrt{G_1}\hat{a}_0 + \sqrt{G_1-1}\hat{v}_1^\dagger, \\ \hat{a}_2 &= \sqrt{G_4}\hat{v}_2 + \sqrt{G_4-1}\hat{b}_1^\dagger, \\ \hat{b}_2 &= \sqrt{G_4-1}\hat{v}_2^\dagger + \sqrt{G_4}\hat{b}_1.\end{aligned}\quad (3)$$

真空光模 $\hat{v}_3$ 和 $\hat{v}_4$ 注入四波混频腔 FWM2 产生的两组份纠缠态 $(\hat{a}_3, \hat{b}_3)$ 为 $\hat{a}_3 = \sqrt{G_2}\hat{v}_3 + \sqrt{G_2-1}\hat{v}_4^\dagger$, $\hat{b}_3 = \sqrt{G_2-1}\hat{v}_3^\dagger + \sqrt{G_2}\hat{v}_4$, 四波混频腔 FWM3 作为低噪声的参量放大器, 将模式 $\hat{b}_2$ 和 $\hat{a}_3$ 耦合, 这两个模式的信息通过模 $\hat{b}'_2 = \sqrt{G_3}\hat{b}_2 + \sqrt{G_3-1}\hat{a}_3^\dagger$ 与四波混频过程 FWM2 产生的 $\hat{b}_3$ 在线性分束器 BS 上耦合, 最终输出模式 $\hat{b}_3$. 调节线性分束器 BS 的透射率 $T = 1/G_3$, 模式 $\hat{b}_3$ 的表达式为

$$\begin{aligned}\hat{b}_3 &= \sqrt{T}\hat{b}'_2 - \sqrt{1-T}\hat{b}_3 \\ &= \sqrt{(G_1-1)G_4}\hat{a}_0^\dagger + \sqrt{G_1G_4}\hat{v}_1 + \sqrt{G_4-1}\hat{v}_2^\dagger \\ &\quad + \sqrt{\frac{G_3-1}{G_3}}(\sqrt{G_2}-\sqrt{G_2-1})\hat{v}_3^\dagger \\ &\quad + \sqrt{\frac{G_3-1}{G_3}}(\sqrt{G_2-1}-\sqrt{G_2})\hat{v}_4.\end{aligned}\quad (4)$$

与方案一类似, 四波混频腔 FWM3, 以低噪声参量放大的方式, 将 $\hat{b}_2$ 和 $\hat{a}_3$ 的信息都传输给了 $\hat{b}_3$, 从而实现了全光贝尔态测量.

在执行全光交换操作后, 从协方差矩阵出发研究各个输出模式之间的量子导引关系. 对于由 $(n_A + m_B)$ 个模式组成的两组份高斯态, 其协方差矩阵可写为

$$\sigma_{AB} = \begin{pmatrix} \mathbf{A} & \mathbf{C} \\ \mathbf{C}^T & \mathbf{B} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

其中矩阵元 $\sigma_{ij} = \langle \hat{\xi}_i \hat{\xi}_j + \hat{\xi}_j \hat{\xi}_i \rangle / 2 - \langle \hat{\xi}_i \rangle \langle \hat{\xi}_j \rangle$, $\hat{\xi} \equiv (\hat{x}_1^A, \hat{p}_1^A, \dots, \hat{x}_n^A, \hat{p}_n^A, \hat{x}_1^B, \hat{p}_1^B, \dots, \hat{x}_m^B, \hat{p}_m^B)$ 是模式的正交振幅和正交位相分量, 子矩阵 $\mathbf{A}$ 和 $\mathbf{B}$ 是两个子系统的协方差矩阵, $\mathbf{C}$ 是两个系统的交叉矩阵, 子系统 A 对 B 的导引能力可以量化为^[33]

$$\mathcal{G}^{A \rightarrow B}(\sigma_{AB}) = \max \left\{ 0, - \sum_{j: \bar{v}_j^{AB/A} < 1} \ln(\bar{v}_j^{AB/A}) \right\}. \quad (6)$$

其中, $\bar{v}_j^{AB/A}$ ($j = 1, 2, \dots, m_B$) 是 $\bar{\sigma}_{AB/A} = \mathbf{B} - \mathbf{C}^T \mathbf{A}^{-1} \mathbf{C}$ 的辛本征值, 可以从协方差矩阵 σ_{AB} 的子矩阵 $\mathbf{A}$ 的舒尔补码得到. 当 $\mathcal{G}^{A \rightarrow B}(\sigma_{AB}) > 0$ 时, 表示子系统 A 可以导引 B. 子系统 B 对 A 的导引能力 $\mathcal{G}^{B \rightarrow A}(\sigma_{AB})$ 可以通过交换两者位置实现. 当 $\mathcal{G}^{A \rightarrow B}(\sigma_{AB}) > 0$ 且 $\mathcal{G}^{B \rightarrow A}(\sigma_{AB}) > 0$, 意味着两个系统间存在双向导引; 在此基础上, 如果 $\mathcal{G}^{A \rightarrow B}(\sigma_{AB}) \neq \mathcal{G}^{B \rightarrow A}(\sigma_{AB})$, 则意味着两个系统间存在双向不对称导引. 当 $\mathcal{G}^{A \rightarrow B}(\sigma_{AB}) > 0$, $\mathcal{G}^{B \rightarrow A}(\sigma_{AB}) = 0$ 时, 意味着两个系统间只存在子系统 A 对 B 的单向导引; 当 $\mathcal{G}^{A \rightarrow B}(\sigma_{AB}) = 0$, $\mathcal{G}^{B \rightarrow A}(\sigma_{AB}) > 0$ 时, 意味着两个系统间只存在子系统 B 对 A 的单向导引. 依据上述判据, 在可行性实验参数下, 对交换后的量子导引特性进行数值分析.

3 结果和讨论

在两个全光导引交换方案中, 通过交换操作, 分别得到了属于两个独立网络的三组份输出态. 设

置方案一中的四波混频过程 FWM3 的增益 $G_3 = 8 \gg 1$, 确保输出的 $\hat{b}_1$ 可以看作是经典光场^[34]; 同样, 设置方案二中的四波混频过程 FWM3 的增益 $G_3 = 8 \gg 1$.

3.1 方案一: 利用线性分束器产生纠缠态的全光交换方案的导引特性分析

基于线性分束器产生的三组份纠缠态与两组份纠缠态交换, 对输出模式 $\hat{A}_1, \hat{B}_1$ 和 $\hat{C}_1$ 之间的导引特性进行分析. 图 2 是在不同增益 G_1 下, 任意两模之间的量子导引对四波混频过程 FWM2 的增益 G_2 的依赖关系. 从图 2 的 4 张关系图可以看出, 经过一定的阈值 ($G_2 > 1.08$) 条件后, 任意两模之间的量子导引能力随着增益 G_2 的增大而增大.

接下来分析线性分束器 BS1 的透射率 T_1 对两模间导引能力的影响, 在 $T_1 = 0.2$ 时, 如图 2(a) 所示, 无论增益 G_1 取值多少, 模 $\hat{A}_1$ 和 $\hat{C}_1$ 之间只有单向导引 $\mathcal{G}^{C_1 \rightarrow A_1}$; 如图 2(c) 所示, 模 $\hat{B}_1$ 和 $\hat{C}_1$ 之间的导引能力随着增益 G_2 的增大, 由 $\hat{C}_1 \rightarrow \hat{B}_1$ 的单向导引变为双向不对称导引. 在 $T_1 = 0.5$ 时, 如图 2(b) 及图 2(d) 所示, 模 $\hat{A}_1$ 和 $\hat{C}_1$ 以及模 $\hat{B}_1$ 和

$\hat{C}_1$ 之间只有单向导引 $\mathcal{G}^{C_1 \rightarrow A_1}$ 和 $\mathcal{G}^{C_1 \rightarrow B_1}$. 双模之间导引的不对称性, 主要源于双模量子态的不对称性, 其中模 $\hat{C}_1$ 包含了四波混频过程 FWM3 处理后的信息.

最后, 分析增益 G_1 对两模间导引能力的影响, 如图 2 中 4 幅图所示, 随着 G_1 的增大, 两模间导引能力也随之增强. 在图 2(c) 中, 增益 G_1 取不同的值时, 增益 G_1 越大, 产生双向导引 $\mathcal{G}^{C_1 \leftrightarrow B_1}$ 所需要的增益 G_2 值越小. 从图 2 可以看出, 通过全光量子导引交换的操作, 两个没有直接相互作用的网络 A 和网络 B 成功产生了导引.

设两个四波混频过程的强度增益 $G_1 = G_2 = 2$, 接下来分析输出模式 $\hat{A}_1, \hat{B}_1$ 和 $\hat{C}_1$ 之间的导引特性随线性分束器 BS1 的透射率 T_1 的变化. 图 3 表明了方案一中任意两模间的导引随透射率 T_1 的变化关系. 从图 3 可以看出, 网络 A 中的模 $\hat{A}_1$ 与 $\hat{B}_1$ 之间没有导引, 网络 B 中的模 $\hat{C}_1$ 可以确定性地导引模 $\hat{A}_1$ 和 $\hat{B}_1$, 而反方向的导引 $\hat{A}_1 \rightarrow \hat{C}_1$ 只存在于 $T_1 > 0.68$, 模 $\hat{B}_1 \rightarrow \hat{C}_1$ 的导引只存在于 $T_1 < 0.32$. 因此, 当 $T_1 < 0.68$ 时, 可以实现 $\hat{C}_1$ 对 $\hat{A}_1$ 的单向导引, 当 $T_1 > 0.32$ 时, 可以实现 $\hat{C}_1$ 对 $\hat{B}_1$ 的单向导引.

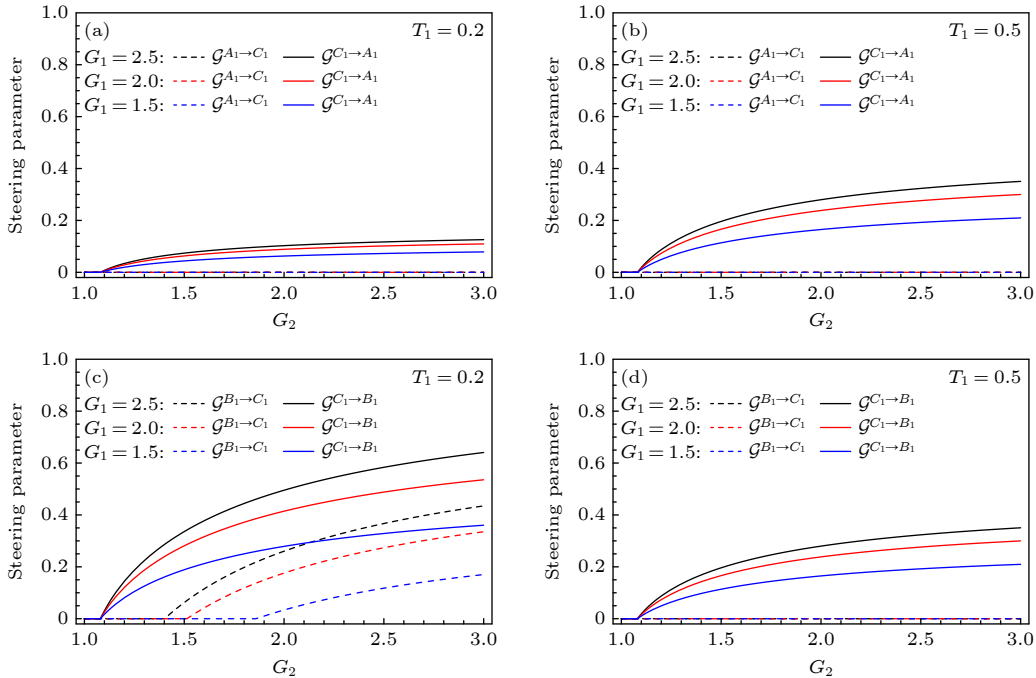


图 2 在不同透射率 T_1 和增益 G_1 下, 两模间的量子导引参数随 G_2 的变化 (a) $T_1 = 0.2$ 时, 模 $\hat{A}_1$ 和 $\hat{C}_1$ 之间的导引; (b) $T_1 = 0.5$ 时, 模 $\hat{A}_1$ 和 $\hat{C}_1$ 之间的导引; (c) $T_1 = 0.2$ 时, 模 $\hat{B}_1$ 和 $\hat{C}_1$ 之间的导引; (d) $T_1 = 0.5$ 时, 模 $\hat{B}_1$ 和 $\hat{C}_1$ 之间的导引

Fig. 2. Steering parameter between any two modes versus G_2 under different transmissivity T_1 and gain G_1 : (a) The steering between $\hat{A}_1$ and $\hat{C}_1$ ($T_1 = 0.2$); (b) the steering between $\hat{A}_1$ and $\hat{C}_1$ ($T_1 = 0.5$); (c) the steering between $\hat{B}_1$ and $\hat{C}_1$ ($T_1 = 0.2$); (d) the steering between $\hat{B}_1$ and $\hat{C}_1$ ($T_1 = 0.5$).

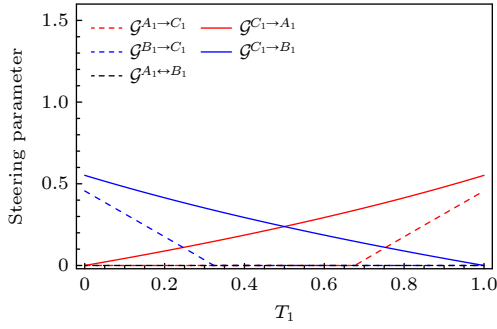


图3 任意两模间量子导引参数随透射率 T_1 的变化 ($G_1 = G_2 = 2$)

Fig. 3. Quantum steering parameter between any two modes versus T_1 ($G_1 = G_2 = 2$).

图4是一个模式与另外两个模式之间的导引关系随透射率 T_1 的变化. 图4(a)是模式 $\hat{A}_1$ 和 $\hat{B}_1$ 分别作为导引方和被导引方的导引关系. 图4(b)是模式 $\hat{C}_1$ 作为导引方和被导引方的导引关系. 在图4(a)中, 当 $T_1 < 0.35$ 时, 存在组合 $(\hat{B}_1 \hat{C}_1)$ 对模 $\hat{A}_1$ 的单向导引, 当 $T_1 > 0.35$ 时, 单向导引变为双向不对称导引; 当 $T_1 < 0.65$ 时, 组合 $(\hat{A}_1 \hat{C}_1)$ 对 $\hat{B}_1$ 存在双向不对称导引, 当 $T_1 > 0.65$ 时, 存在

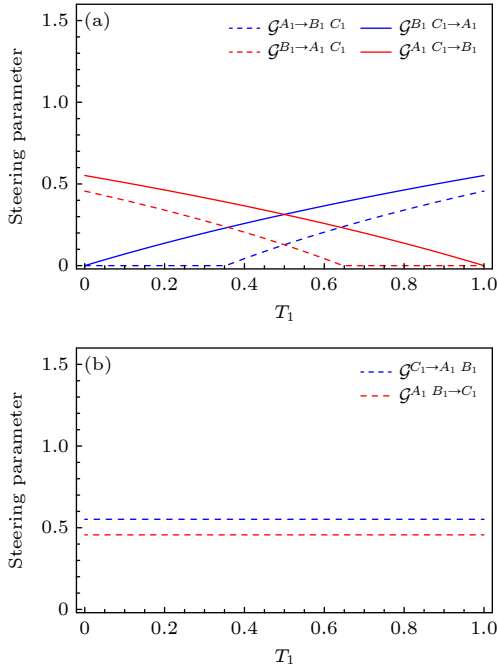


图4 一个模式与另外两个模式之间的量子导引参数随透射率 T_1 的变化 ($G_1 = G_2 = 2$) (a) 模式 $\hat{A}_1$ 和 $\hat{B}_1$ 分别作为导引方和被导引方; (b) 模式 $\hat{C}_1$ 作为导引方和被导引方

Fig. 4. Quantum steering parameter between one and the other two modes versus T_1 ($G_1 = G_2 = 2$): (a) Modes $\hat{A}_1$ and $\hat{B}_1$ serve as steering party and steered party, respectively; (b) mode $\hat{C}_1$ serves as steering party and steered party.

组合 $(\hat{A}_1 \hat{C}_1)$ 对 $\hat{B}_1$ 的单向导引. 在图4(b)中, 在整个范围内, 组合 $(\hat{A}_1 \hat{B}_1)$ 与模 $\hat{C}_1$ 存在双向不对称导引.

3.2 方案二: 利用非线性分束器产生纠缠态的全光交换方案的导引特性分析

基于非线性分束器产生的三组份纠缠态与两组份纠缠态交换, 对输出模式 $\hat{A}_2$, $\hat{B}_2$ 和 $\hat{C}_2$ 之间的导引特性进行分析. 图5是 $G_4 = 2.5$ 时, 在不同的增益 G_1 下, 任意两模之间的量子导引随增益 G_2 的变化关系. 与方案一相同, 从图5可以看出, 当增益 G_2 大于阈值 1.08 时, 任意两模之间的量子导引随着增益 G_2 的增大而增大. 接下来分析增益 G_1 对两模间导引能力的影响, 从图5(a)可以看出, 模 $\hat{A}_2$ 和 $\hat{C}_2$ 间的导引随着 G_1 的增大, 导引能力也随之增大. 从图5(b)可以看出: 模 $\hat{B}_2$ 和 $\hat{C}_2$ 之间的导引随着 G_1 值的增大, 导引能力降低; 而增益 G_1 越小, 实现双向导引 $\mathcal{G}^{C_2 \leftrightarrow B_2}$ 所需要的增益 G_2 值越小. 因此, 在给定的 G_2 取值范围内, 增益 G_1 越大, 单向导引范围越大.

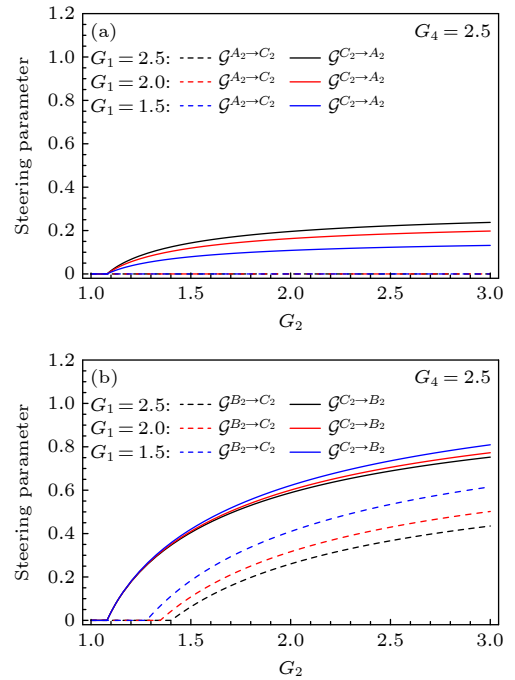


图5 在不同增益 G_1 下, 两模间的量子导引参数随增益 G_2 的变化 ($G_4 = 2.5$) (a) 模 $\hat{A}_2$ 和 $\hat{C}_2$ 之间的导引; (b) 模 $\hat{B}_2$ 和 $\hat{C}_2$ 之间的导引

Fig. 5. Steering parameter between any two modes versus G_2 under different gain G_1 ($G_4 = 2.5$): (a) The steering between $\hat{A}_2$ and $\hat{C}_2$; (b) the steering between $\hat{B}_2$ and $\hat{C}_2$.

图 6 是当 $G_1 = G_2 = 2$ 时, 方案二中任意两模之间的量子导引随四波混频过程 FWM4 的增益 G_4 的变化. 与方案一相同, 网络 A 中的模式 $\hat{A}_2$ 与 $\hat{B}_2$ 之间没有导引; 网络 B 中的模 $\hat{C}_2$ 可以确定性地导引模 $\hat{A}_2$ 和 $\hat{B}_2$, 而 $\hat{A}_2$ 对 $\hat{C}_2$ 的导引只存在于 $1.0 < G_4 < 1.27$, 模 $\hat{B}_2$ 对 $\hat{C}_2$ 的导引只存在于 $G_4 > 1.83$. 从图 6 可以看出, 通过调节四波混频过程 FWM4 的增益值 G_4 , 可以实现 $\hat{A}_2$ 与 $\hat{C}_2$ 、 $\hat{B}_2$ 与 $\hat{C}_2$ 之间单向、双向导引的自由操控. 如图 6 中的红色虚线和红色实线所示, 模 $\hat{A}_2 \rightarrow \hat{C}_2$ 及 $\hat{C}_2 \rightarrow \hat{A}_2$ 的导引能力随着 G_4 值的增大而降低; 如图 6 中的蓝色虚线和蓝色实线所示, 模 $\hat{B}_2 \rightarrow \hat{C}_2$ 及 $\hat{C}_2 \rightarrow \hat{B}_2$ 之间的导引能力随着 G_4 值的增大而提高. 这是因为增大四波混频过程 FWM4 的增益 G_4 , 增强了模 $\hat{B}_2$ 和 $\hat{C}_2$ 的量子关联性, 但在四波混频过程 FWM4 引入的真空噪声, 削弱了模 $\hat{A}_2$ 和 $\hat{C}_2$ 之间的量子关联性.

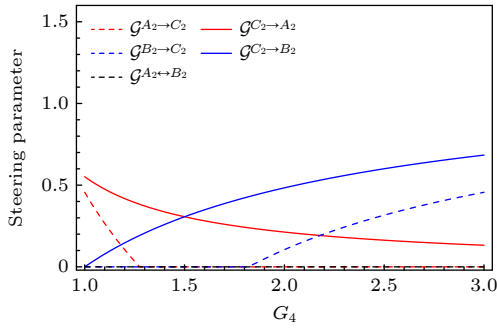


图 6 任意两模间量子导引参数随增益 G_4 的变化 ($G_1 = G_2 = 2$)

Fig. 6. Quantum steering parameter between any two modes versus G_4 ($G_1 = G_2 = 2$).

图 7 是一个模式与另外两个模式组合之间的导引随增益 G_4 的变化. 在图 7(a) 中, 当 $G_4 < 1.2$ 时, 存在单向导引 $\mathcal{G}^{A_2 C_2 \rightarrow B_2}$; 当 $G_4 > 2.8$ 时, 存在单向导引 $\mathcal{G}^{B_2 C_2 \rightarrow A_2}$, 在其余区域存在双向不对称导引. 可以看出, 通过对增益 G_4 的调节, 可以调节不同组合间的导引情况. 在图 7(b) 中, 在整个范围内, 组合 $(\hat{A}_2 \hat{B}_2)$ 与模 $\hat{C}_2$ 存在双向不对称导引, 且导引随着增益 G_4 的增大而增大.

3.3 单配性关系比较

分析三组份输出态中, 网络 A 的两个模式分别对网络 B 中模式的导引. 图 8(a) 表示的是方案一的导引单配性关系, 导引 $\mathcal{G}^{A_1 \rightarrow C_1}$ 和 $\mathcal{G}^{B_1 \rightarrow C_1}$ 随四波混频过程 FWM1 的增益 G_1 和线性分束器 BS1

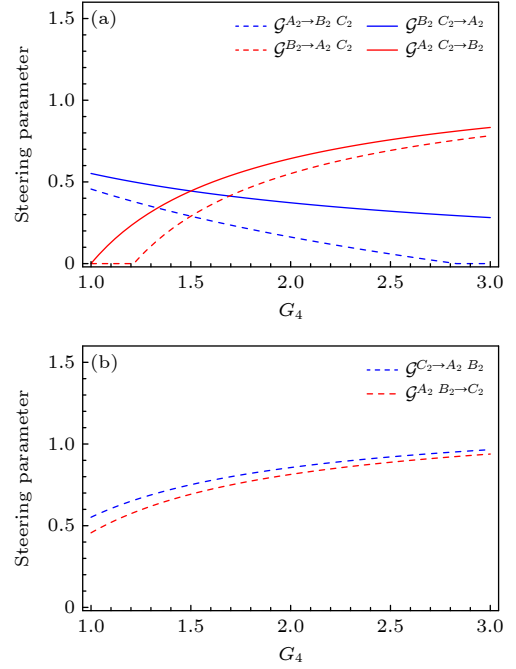


图 7 一个模式与另外两个模式之间的量子导引参数随增益 G_4 的变化 ($G_1 = G_2 = 2$): (a) 模式 $\hat{A}_2$ 和 $\hat{B}_2$ 分别作为导引方和被导引方; (b) 模式 $\hat{C}_2$ 作为导引方和被导引方
Fig. 7. Quantum steering parameter between one and the other two modes versus G_4 ($G_1 = G_2 = 2$): (a) Modes $\hat{A}_2$ and $\hat{B}_2$ serve as steering party and steered party, respectively; (b) mode $\hat{C}_2$ serves as steering party and steered party.

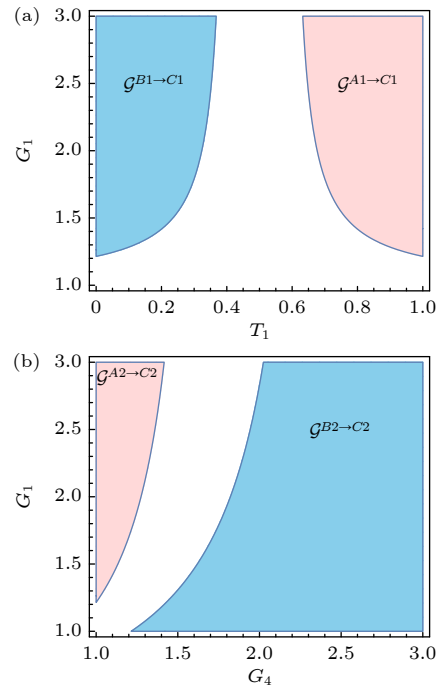


图 8 单配性关系的操控 ($G_2 = 2$) (a) 线性分束器方案; (b) 非线性分束器方案
Fig. 8. Manipulation of monogamy relationships ($G_2 = 2$): (a) Using a linear BS; (b) using a nonlinear BS.

透射率 T_1 的变化. 当 $1.0 < G_1 < 1.2$ 时, 无论透射率 T_1 为何值, 导引 $\mathcal{G}^{A_1 \rightarrow C_1} = \mathcal{G}^{B_1 \rightarrow C_1} = 0$. 图 8(b) 表示的是方案二的导引单配性关系, 导引 $\mathcal{G}^{A_2 \rightarrow C_2}$ 和 $\mathcal{G}^{B_2 \rightarrow C_2}$ 随四波混频过程 FWM1 和 FWM4 的增益 G_1 和 G_4 的变化. 当 $1.0 < G_1 < 1.2$ 时, 选取合适的 G_4 值, 就可以实现导引 $\mathcal{G}^{B_2 \rightarrow C_2}$. 由此可以看出, 方案二与方案一相比, 可以更加灵活地操控量子导引的单配性关系. 这也充分说明, 方案二中的非线性分束器 (四波混频过程 FWM4) 不仅可以产生四波混频腔 FWM1 产生的导引分配, 还可以产生更丰富的导引.

4 结 论

本文基于一个三组份纠缠态与两组份纠缠态, 利用四波混频低噪声放大的特点, 实现了无需测量的全光学量子导引交换, 无论三组份纠缠态是由四波混频过程联合线性分束器或非线性分束器产生, 在导引交换操作后, 原本独立的无直接相互作用的两组纠缠态产生了量子导引. 通过对交换后导引特性的分析, 这两个方案都表现出丰富的多组份导引类型, 分别对线性分束器 BS1 的透射率和四波混频过程增益的调节, 都可以实现单向导引和双向不对称导引. 四波混频过程联合非线性分束器产生三组份纠缠态的方案, 不仅显著提升了导引能力, 还可以在更大的范围内灵活操控量子导引的单配性关系. 这种多组份全光学量子导引交换方法为单向量子通信和量子信息处理提供了新的可能性, 使得量子资源的利用更加高效和可控.

参考文献

- [1] Einstein A, Podolsky B, Rosen N 1935 *Phys. Rev.* **47** 777
- [2] Schrödinger E 1935 *Math. Proc. Camb. Phil. Soc.* **32** 446
- [3] Wiseman H M, Jones S J, Doherty A C 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 140402
- [4] Horodecki R, Horodecki P, Horodecki M, Horodecki K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 865
- [5] Schrödinger E 1935 *Naturwissenschaften* **23** 807
- [6] Brunner N, Cavalcanti D, Pironio S, Scarani V, Wehner S 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 419
- [7] Bowles J, Vértesi T, Quintino M T, Brunner N 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 200402
- [8] Sun K, Ye X J, Xu J S, Xu X Y, Tang J S, Wu Y C, Chen J L, Li C F, Guo G C 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 160404
- [9] He Q Y, Gong Q H, Reid M D 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 060402
- [10] Branciard C, Cavalcanti E G, Walborn S P, Scarani V, Wiseman H M 2012 *Phys. Rev. A* **85** 010301
- [11] Walk N, Hosseini S, Geng J, Thearle O, Haw J Y, Armstrong S, Assad S M, Janousek J, Ralph T C, Symul T, Wiseman H M, Lam P K 2016 *Optica* **3** 634
- [12] Reid M D 2013 *Phys. Rev. A* **88** 062338
- [13] He Q Y, Rosales-Zárate L, Adesso G, Reid M D 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 180502
- [14] Cleve R, Gottesman D, Lo H K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 648
- [15] Xiang Y, Kogias I, Adesso G, He Q Y 2017 *Phys. Rev. A* **95** 010101
- [16] Hillery M, Bužek V, Berthiaume A 1999 *Phys. Rev. A* **59** 1829
- [17] Lau H K, Weedbrook C 2013 *Phys. Rev. A* **88** 042313
- [18] Xiang Y, Liu Y, Cai Y, Li F, Zhang Y P, He Q Y 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053834
- [19] Liu Y, Cai Y, Xiang Y, Li F, Zhang Y P, He Q Y 2019 *Opt. Express* **27** 33070
- [20] Yuan Z S, Chen Y A, Zhao B, Chen S, Schmiedmayer J, Pan J W 2008 *Nature* **454** 1098
- [21] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [22] Liu S S, Lou Y B, Chen Y X, Jing J T 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 060503
- [23] Polkinghorne R E S, Ralph T C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2095
- [24] Pan J W, Bouwmeester D, Weinfurter H, Zeilinger A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3891
- [25] Jennewein T, Weihs G, Pan J W, Zeilinger A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **88** 017903
- [26] Ma L X, Lei X, Cheng J L, Yan Z H, Jia X J 2023 *Opt. Express* **31** 8257
- [27] Wang M H, Qin Z Z, Su X L 2017 *Phys. Rev. A* **95** 052311
- [28] Wang M H, Qin Z Z, Wang Y, Su X L 2017 *Phys. Rev. A* **96** 022307
- [29] Wang N, Wang M H, Tian C X, Deng X W, Su X L 2023 *Laser Photonics Rev.* **18** 2300653
- [30] Hu Q W, Wang J B, Liu S S, Jing J T 2024 *Opt. Lett.* **49** 2585
- [31] Liu S S, Lou Y B, Jing J T 2020 *Nat. Commun.* **11** 3875
- [32] Liu S S, Lou Y B, Jing J T 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 113602
- [33] Kogias I, Lee A R, Ragy S, Adesso G 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 060403
- [34] Ralph T C 1999 *Opt. Lett.* **24** 348

Tripartite all-optical quantum steering swapping based on four-wave mixing process^{*}

LI Xiaoling¹⁾ ZHAI Shuqin^{1)2)3)†} LIU Kui²⁾³⁾

1) (*College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*State Key Laboratory of Quantum Optics Technologies and Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

3) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 17 January 2025; revised manuscript received 14 February 2025)

Abstract

Quantum resource swapping is crucial for establishing quantum networks and achieving efficient quantum communication and it allows quantum resources to be shared and allocated between nodes in a quantum network, thereby enhancing network flexibility and quantum information processing capabilities. Quantum steering is a special type of quantum correlation that exhibits unique asymmetry compared with quantum entanglement and Bell nonlocality. This asymmetry enables quantum steering swapping to establish one-way or two-way asymmetry quantum steering between two independent optical modes, which is crucial for constructing asymmetric quantum networks. In this work, an all-optical quantum steering swapping scheme is proposed based on tripartite entangled state and bipartite entangled state. The all-optical scheme does not involve optic-electro conversion nor electro-optic conversion, but utilizes a low-noise, high-bandwidth four-wave mixing process to achieve the function of Bell state measurement in traditional schemes without measurement. After the steering swapping operation, the two originally independent entangled states without direct interaction generate quantum steering. In this work, two swapping schemes in the four-wave mixing processes, combined with linear beam splitter and nonlinear beam splitter, are investigated. By analyzing the steering characteristics of the output modes, both schemes exhibit varieties of multipartite steering types. By adjusting the transmissivity of the linear beam splitter and the gain of the four-wave mixing process, the steering relationship can be flexibly manipulated to achieve one-way and two-way asymmetry steering. This provides new possibilities for one-way quantum communication and quantum information processing, making the utilization of quantum resources more efficient and controllable. Through in-depth analysis of the steering characteristics after swapping, it is found that compared with the linear beam splitter scheme, the nonlinear beam splitter scheme not only significantly improves the capability of quantum steering, but also allows for more flexible manipulation of monogamy relations of quantum steering. By optimizing the gain parameters of the nonlinear beam splitter, the precise manipulation of the monogamy relations can be achieved over a wider range. This not only expands broader application prospects for information processing and quantum communication in quantum networks, but also lays an important foundation for building efficient and secure quantum information processing systems.

Keywords: quantum steering swapping, four-wave mixing process, multipartite steering, quantum communication

PACS: 03.65.Ud, 03.67.Mn, 03.67.Hk, 42.50.Lc

DOI: [10.7498/aps.74.20250083](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250083)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250083](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250083)

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 202203021211306), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12074233), and the National Key Research and Development Plan of China (Grant No. 2021YFC2201802).

[†] Corresponding author. E-mail: xiaozhai@sxu.edu.cn

基于四波混频的三组份全光量子导引交换

李晓玲 翟淑琴 刘奎

Tripartite all-optical quantum steering swapping based on four-wave mixing process

LI Xiaoling ZHAI Shuqin LIU Kui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 090301 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250083

CSTR: 32037.14.aps.74.20250083

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250083>

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

基于级联四波混频过程的量子导引

Quantum steering based on cascaded four-wave mixing processes

物理学报. 2021, 70(16): 160301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201981>

基于四波混频过程产生介于锥形探针光和锥形共轭光之间的多模量子关联

Experimental generation of multimode quantum correlations between a conical probe and a conical conjugate based on a four-wave mixing process

物理学报. 2022, 71(16): 160306 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220081>

基于四波混频过程的纠缠光放大

Amplification of entangled beam based on four-wave mixing process

物理学报. 2022, 71(5): 050301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211324>

基于半导体量子阱中四波混频效应的高效光学非互易

Efficient optical nonreciprocity based on four-wave mixing effect in semiconductor quantum well

物理学报. 2024, 73(1): 014201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231212>

基于级联四波混频过程产生四模簇态

Generation of four-mode cluster states based on cascade four-wave mixing process

物理学报. 2022, 71(16): 160304 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220433>

基于单光子双量子态的确定性安全量子通信

Deterministic secure quantum communication with double-encoded single photons

物理学报. 2022, 71(5): 050302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210907>