

## 量子电池的研究进展\*

王璐<sup>1)</sup> 吴凤霖<sup>1)2)</sup> 李娜娜<sup>1)</sup> 郭森炎<sup>1)</sup> 樊浩<sup>1)</sup>刘树倩<sup>1)</sup> 刘思远<sup>1)2)3)†</sup>

1) (西北大学现代物理研究所, 西安 710127)

2) (陕西省理论物理前沿重点实验室, 西安 710127)

3) (彭桓武基础理论研究中心, 西安 710127)

(2025年11月5日收到; 2025年11月26日收到修改稿)

量子电池是一种基于量子力学原理设计的新型储能装置,旨在克服传统电化学电池在能量密度、充电速度和效率等方面的性能极限.本文系统梳理了该领域近年来在理论和实验方面的研究进展,重点阐述了其理论框架和核心物理机制,包括量子纠缠和量子相干在能量存储、传输与提取过程中的关键作用.同时,回顾了现有的量子多体电池模型及其开放系统特性中的关键问题,探讨了远距离无线充电的实现路径和发展前景,并介绍了具有潜力的实验实现平台.量子电池研究处于快速发展阶段,其成果不仅对下一代高性能储能技术具有潜在变革性意义,也为量子热力学和量子资源理论提供了重要的实验验证平台.

**关键词:** 量子电池, 量子热力学, 量子资源, 开放量子系统**DOI:** 10.7498/aps.75.20251507**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251507

## 1 引言

随着量子信息科学和量子热力学的迅速发展,如何在量子层面实现高效能量存储与提取逐渐成为重要研究课题.量子电池 (quantum battery, QB) 作为一种由量子系统构成的能量存储装置,利用量子纠缠、相干及非经典关联等独特性质,有望在充电速度、能量密度及输出功率等方面超越传统经典电池.自 Alicki 和 Fannes<sup>[1]</sup> 在 2013 年提出量子电池的概念以来,该领域迅速成为量子热力学、量子光学与量子信息科学的交叉研究前沿<sup>[2]</sup>,在理论<sup>[3-7]</sup>和实验<sup>[8,9]</sup>层面均受到了广泛的关注.量子电池的理论模型可从系统规模和充电机制两个维度进行分类.依据系统结构,可分为单体量子电池<sup>[10,11]</sup>和

多体量子电池<sup>[12-15]</sup>.根据充电机制,则可分为直接充电协议<sup>[14,16-19]</sup>和充电器介导协议<sup>[20-25]</sup>,前者通过外部经典场直接调控电池哈密顿量以实现能量注入;后者则引入辅助系统作为充电器,预先存储能量,并通过与电池间的耦合相互作用实现能量转移.典型的多体量子电池模型包括:腔量子电池<sup>[12,21,24-26]</sup>、自旋链量子电池<sup>[13,15,27-29]</sup>、Sachdev-Ye-Kitaev (SYK) 量子电池<sup>[18,19,30]</sup>等.其他量子电池模型还包括谐振子量子电池<sup>[31-34]</sup>、超导量子电池<sup>[35-38]</sup>、三能级量子电池<sup>[39-42]</sup>、拓扑量子电池<sup>[43,44]</sup>以及腔光力学量子电池<sup>[45,46]</sup>等.在理想条件下,量子电池不仅可以实现量子加速充电,还能够借助多体协同效应显著提升其功率上限.然而,量子电池的实际性能受多种因素影响,包括系统结构(单模、多模、链式或网络结构等)<sup>[21,26,47-49]</sup>、相互作用形式 (Tavis-Cummings,

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12175179)、彭桓武基础理论研究中心 (批准号: 12247103) 和陕西省自然科学基金基础研究计划 (批准号: 2021JCW-19, 2019JQ-863) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [lsy5227@163.com](mailto:lsy5227@163.com)

Dicke, Rabi 等模型)<sup>[50-53]</sup> 以及初态选择 (纯态、混合态或热态等)<sup>[25,54,55]</sup> 等.

此外, 量子资源对于量子电池性能的影响也是一个重要的研究课题<sup>[27,56-60]</sup>. 量子纠缠和相干被视为实现量子电池“量子优势”的关键资源<sup>[27,56-61]</sup>. 理论分析表明, 当多体量子电池在充电过程中形成纠缠态时, 其充电功率可实现超线性扩展<sup>[16,21]</sup>. 同时, 亦有研究指出, 在某些特殊方案中无需生成纠缠即可实现功率提升, 但通常以降低可提取能为代价, 这表明纠缠对于同时最大化充电功率和注入能量非常重要<sup>[12,62,63]</sup>. 在相干性方面, 研究发现为实现非零充电功率, 电池状态不得为自由能算符的本征态, 且自由能涨落决定了充电功率的上限<sup>[16]</sup>. 一般而言, 相干性有助于提高可提取能, 但过强的系统间相干可能导致子系统态混度变大, 从而降低效率. 总体来看, 纠缠和相干为量子电池带来超越经典的性能提升, 但二者间的相互平衡仍是当前研究热点. 此外, 在超强耦合与深强耦合区, 反旋波项、多光子相互作用等非微扰效应表现出独特的储能和功率特性, 这为探索高功率量子电池提供了新的理论空间<sup>[12,24-26,64]</sup>.

其次, 由于量子电池本质上是开放系统, 其与环境间的耦合会引入能量耗散与退相干效应, 导致活性高能态逐渐变为被动态, 从而限制能量保持时间与电池寿命<sup>[65-70]</sup>. 为抑制这些损耗, 需要通过设计退相干无关子空间、反馈控制、耗散性充电等方法策略<sup>[71-76]</sup>. 此外, 多次充放电循环可能出现类似经典电池的老化现象<sup>[77,78]</sup>, 这也是实际应用中的重要挑战. 在实验方面, 目前量子电池研究尚处于初步阶段: 已有探索性实验表明超导电路、腔量子电动力学、离子阱等平台具备实现量子电池的潜力, 但要同时满足有限带宽、实际提取可用功、充放电时间远小于退相干时间等严格条件, 仍面临诸多技术难题<sup>[79-82]</sup>.

本文旨在系统回顾量子电池的理论框架、性能指标、物理机制、保护策略及实验进展, 并讨论其未来的发展趋势与挑战. 未来理论研究应进一步明确量子电池的基本极限与设计原则, 其中的核心问题包括不同物理实现条件下的能量密度和功率极限, 以及充放电过程的热力学效率极限等. 总之, 随着理论方法的完善与实验探索的深入, 量子电池在实现高效量子能量存储与传输方面具有广阔前景.

## 2 理论背景和方法

2013年, Alicki 和 Fannes<sup>[1]</sup> 首次提出了量子电池的概念, 并将其定义为一个  $d$  维非简并的能级系统 ( $\epsilon_i < \epsilon_{i+1}$ ), 其内部哈密顿量  $H_0$  (或裸哈密顿量) 可以表示为

$$H_0 = \sum_{k=1}^d \epsilon_k |k\rangle \langle k|, \quad (1)$$

式中,  $\epsilon_k$  为系统的能级,  $|k\rangle$  为对应的能量本征态. 通过将系统从基态提升到激发态, 可以实现能量的存储. 量子电池的充放电过程可以通过么正演化来描述 (图 1). 在此过程中, 系统的状态随时间依赖的哈密顿量演化, 能量通过适当的操作注入到系统中. 在最理想的情况下, 充电过程是完全可逆的, 系统在能量存储与提取过程中无热损耗产生.

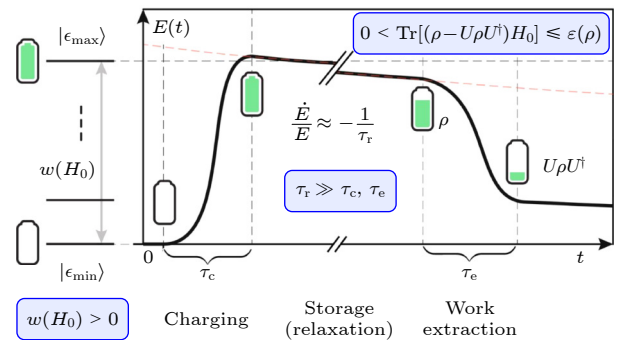


图 1 量子电池是一种具有非零能量带宽的量子系统  $W(H_0) = \epsilon_{\max} - \epsilon_{\min} > 0$ . 通过循环么正操作可实现充电和能量提取. 需要一个活性态  $\rho$  (即非被动态) 和么正操作  $U$ , 从而可以从系统中提取部分功  $\text{Tr}[(\rho - U\rho U^\dagger)H_0] > 0$ . 理想情况下,  $U$  会提取方程 (4) 定义的可供提取能  $\mathcal{E}(\rho)$ . 实际应用中, 量子电池可能因与环境相互作用而以弛豫速率  $\tau_r^{-1}$  损失能量. 理想情况下, 充电或提取能量的时间尺度与弛豫时间尺度应保持明显分离 ( $\tau_r \gg \tau_c, \tau_e$ )<sup>[2]</sup>

Fig. 1. A quantum battery is a quantum system with nonzero energy bandwidth  $W(H_0) = \epsilon_{\max} - \epsilon_{\min} > 0$ . Charging and work extraction can be performed by means of cyclic unitary operations. An active state  $\rho$  (i.e., a non-passive state) and a unitary operation  $U$  are needed, so some work  $\text{Tr}[(\rho - U\rho U^\dagger)H_0] > 0$  can be extracted from the system. Optimally  $U$  extracts the ergotropy  $\mathcal{E}(\rho)$ , defined in Eq. (4). In practice, a quantum battery may lose energy at some relaxation rate  $\tau_r^{-1}$  due to the interaction with the environment. Ideally charging or extraction and relaxation timescales should be well separated ( $\tau_r \gg \tau_c, \tau_e$ )<sup>[2]</sup>.

假设初始状态为  $\rho_0$ , 经过一段时间  $\tau$  后, 系统演化由以下方程描述

$$\rho_\tau = U(\tau, 0)\rho_0 U^\dagger(\tau, 0), \quad (2)$$

式中,  $U(\tau, 0)$  是系统从  $t = 0$  演化到  $t = \tau$  的时间演化算符, 其形式为  $U(\tau, 0) = \exp\left[-i \int_0^\tau H(t) dt\right]$ , 其中  $H(t)$  为时间依赖的哈密顿量. 充电过程中存储的能量  $W(\tau)$  是系统最终状态与初始状态之间能量的差值, 即

$$W(\tau) = \text{Tr}[H_0 \rho(\tau)] - \text{Tr}[H_0 \rho(0)]. \quad (3)$$

## 2.1 么正充电和功提取

由于将量子电池的动力学限制为么正循环过程, 对可提取的能量施加了限制. 遍历熵 (ergotropy) 定义为通过么正操作可以从状态  $\rho$  中提取的最大功<sup>[83]</sup>, 记为  $\mathcal{E}$ :

$$\mathcal{E}(\rho) = \text{Tr}[H_0 \rho] - \min_{U \in SU(d)} \{\text{Tr}[H_0 U \rho U^\dagger]\}, \quad (4)$$

其中,  $\min_{U \in SU(d)} \{\text{Tr}[H_0 U \rho U^\dagger]\}$  表示通过全局么正操作可以达到的电池能量最小值,  $SU(d)$  是所有全局么正操作的集合. 因此, 遍历熵是量子电池的关键性能参数之一<sup>[84-86]</sup>.

当无法从某个态提取任何能量时, 该态被称为被动态<sup>[87]</sup>, 记为  $\rho^\downarrow$ , 且满足对所有么正算符  $U$  都有,  $\text{Tr}[H_0 \rho^\downarrow] \leq \text{Tr}[H_0 U \rho^\downarrow U^\dagger]$ . 事实证明,  $\rho^\downarrow$  为被动态, 当且仅当其在哈密顿量  $H_0$  的本征基下是对角的, 且其本征值随能量非递增, 即

$$\rho^\downarrow = \sum_{i=0}^{d-1} \lambda_i |\varepsilon_i\rangle \langle \varepsilon_i|, \quad (5)$$

其中,  $\lambda_0 \leq \lambda_1 \leq \dots \leq \lambda_{d-1}$ , 且电池哈密顿量  $H_0 = \sum_i \varepsilon_i |\varepsilon_i\rangle \langle \varepsilon_i|$  的本征值满足  $\varepsilon_0 \leq \varepsilon_1 \leq \dots \leq \varepsilon_{d-1}$ . 此时, 被动态的能量可表示为

$$\text{Tr}[H_0 \rho^\downarrow] = \sum_{i=0}^{d-1} \lambda_i \varepsilon_{d-1-i}, \quad (6)$$

且遍历熵可以用被动态表示为

$$\mathcal{E}(\rho) = \text{Tr}[H_0 \rho] - \text{Tr}[H_0 \rho^\downarrow]. \quad (7)$$

2020年, Alimuddin等<sup>[87]</sup>对被动态的几何状态空间进行了表征, 并引入了一种基于量子电池充电能力的操作区分方法. 2021年, Kamin等<sup>[88]</sup>研究发现从量子系统中提取遍历熵时会损失部分能量, 并通过被动态的可用能 (exergy) 予以量化. 2025年, Sarkar等<sup>[89]</sup>发现在能量提取过程中, 无论采用么正操作、完全正定保迹映射 (CPTP 映射), 还是包含物理可实现非 CPTP 映射的任意量

子映射, 遍历熵的涨落均与电池维度成反比.

除此之外, 基于原始遍历熵的定义, 研究人员提出了多种拓展形式. 2025年, Mondal等<sup>[90]</sup>定义了相干约束最大功 (coherence-constrained maximal work, CCMW), 即通过保持相干性的么正算子可提取的最大能量, 以此研究量子相干性与遍历熵之间的关联. 2025年, Donelli等<sup>[49]</sup>研究了遍历熵传输的问题, 发现当两个系统初始状态无关联时, 遍历熵传输普遍存在损耗; 而对于关联初始态, 传输过程可实现遍历熵的增益, 表明初始态之间的关联性是遍历熵传输的重要资源.

电池在经历循环么正演化的过程中不仅对提取的能量有上界, 储存的能量也有上界. 这一上界被称为反遍历熵 (antiergotropy), 记为  $\mathcal{A}$ , 它表示通过么正操作可以给电池注入的最大功<sup>[91]</sup>:

$$\mathcal{A}(\rho) = \text{Tr}[H_0 \rho] - \max_{U \in SU(d)} \{\text{Tr}[H_0 U \rho U^\dagger]\}, \quad (8)$$

其中,  $\max_{U \in SU(d)} \{\text{Tr}[H_0 U \rho U^\dagger]\}$  是通过全局么正操作可以达到电池能量的最大值.

相反地,  $\rho^\uparrow$  被称为活性态 (active state), 并且它也是电池能量最高的态.  $\rho^\uparrow$  是活性态, 当且仅当没有进一步的能量可以通过么正演化注入, 且它的反遍历熵为零. 同样, 根据上一小节中量子态和电池哈密顿量本征值的排列方式, 活性态的能量可以表示为

$$\text{Tr}[H_0 \rho^\uparrow] = \sum_{i=0}^{d-1} \lambda_i \varepsilon_i. \quad (9)$$

基于上述的遍历熵和反遍历熵, Yang等<sup>[91]</sup>提出了容量的定义, 用其表示量子系统在任何热力学么正循环过程中所能达到的最高能量与最低能量之差 (图2), 即

$$\mathcal{C}(\rho) = \mathcal{A}(\rho) - \mathcal{E}(\rho) = \text{Tr}[H_0 \rho^\uparrow] - \text{Tr}[H_0 \rho^\downarrow]. \quad (10)$$

2024年, Yang等<sup>[80]</sup>采用双光子态技术, 对量子电池容量及其他量子特性之间的关系进行了实验验证. 研究揭示了量子电池容量的独特特性, 阐明了其与电池态熵值、相干性及量子纠缠度等参数之间的权衡关系. 2024年, Sun等<sup>[92]</sup>深入研究了电池容量间隙与熵间隙之间的关联. 2025年, Wang等<sup>[93]</sup>研究了量子电池容量的分布关系. 证明了对于双量子比特 X 态系统, 子系统电池容量之和不会超过系统总容量. 并将系统总容量与子系统容量的差值定义为剩余容量 (RBC), 证明了其可分解为相干与非相干分量.

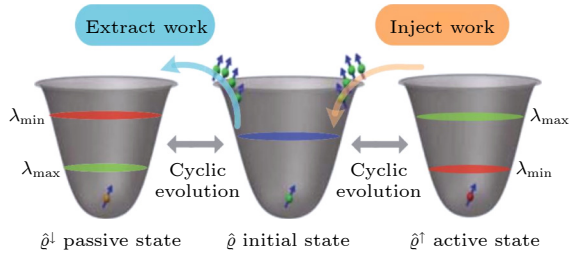


图2 二能级量子电池在循环演化中的充放电过程. 给定一个初始状态  $\rho$ , 其特征值  $\lambda_{\min}$  和  $\lambda_{\max} \geq \lambda_{\min}$ , 电池的能量可以在被动态  $\lambda_{\min}E$  和活性态  $\lambda_{\max}E$  之间变化<sup>[91]</sup>

Fig. 2. Pictorial representation of the charging and discharging of a two-level quantum battery under cyclic evolution. Given an initial state  $\rho$  with eigenvalues  $\lambda_{\min}$  and  $\lambda_{\max} \geq \lambda_{\min}$ , the energy of the battery can vary between energy of the passive state  $\lambda_{\min}E$  and the energy of the active state  $\lambda_{\max}E$ <sup>[91]</sup>.

除此之外, 研究人员还大量研究了在外部噪声环境以及投影测量下, 电池容量的变化特性. 2024年, Bai等<sup>[94]</sup>研究了局域泡利噪声对两体系统组成的量子电池容量的影响. 2025年, Wang等<sup>[95]</sup>研究了第一子系统经过马尔科夫噪声通道后, Bell对角态量子电池容量的动力学特性. 2025年, Wang等<sup>[96]</sup>研究了局域泡利噪声对由三体量子系统构成的量子电池容量调控的影响. 此外, 研究人员采用关联矩阵方法, 分别研究量子电池在去极化通道和比特翻转通道中的全局与局域容量的表现, 发现相较于独立噪声通道, 关联噪声通道对量子电池的全局与局域容量起到不同程度的保护作用<sup>[97]</sup>. 并以两体量子系统为基础, 研究了通过局域投影测量对量子态子系统进行优化的电池容量提升方法<sup>[98]</sup>. 以双量子比特 Bell 对角态和 X 型态为例, 证明了局域投影测量能够有效提升整个系统或子系统的量子电池容量. 2025年, Wang等<sup>[99]</sup>研究了局域冯·诺依曼测量对三体量子系统中量子电池容量的影响, 提出两种基于测量的协议, 并引入最优局域投影算子的概念.

### 2.1.1 局域遍历熵和局域容量

量子电池的可提取能由(4)式给出, 它代表着量子电池在么正演化下所能提取的能量上限<sup>[97]</sup>. 在不考虑额外充放电系统的前提下, 对于弱耦合下的么正操作, 由于其不改变量子态的模长, 因此量子电池的最大可提取能保持不变. 对于特定的量子态, 其作为量子电池使用时, 么正演化所能达到的能量上限与下限之差记为电池容量. 在实际量子电

池体系中, 全局么正操作往往难以实现, 而局域操作更符合实验条件. 自然地, 可以将可提取能的概念拓展到系统的某个或者某几个特定粒子上, 即局域可提取能和局域容量.

例如一个  $N$  粒子系统  $\rho$  在第  $n$  个粒子 (或子系统) 上的局域可提取能可以定义为<sup>[97,100]</sup>

$$\mathcal{E}_n = E(\rho) - \min_{U_n} E(U_n \rho U_n^\dagger), \quad (11)$$

其中,  $U_n$  为作用在第  $n$  个粒子 (或子系统) 上的局域么正变换. 从上述公式可以看出, 对于局域可提取能, 有一个明显的前提条件: 系统的各个子系统之间是可区分的. 因此在全同粒子模型为基础的量子电池中, 局域可提取能的概念并不成立.

同样地, 可以定义在第  $n$  个粒子 (或子系统) 上的局域容量<sup>[97]</sup>:

$$C_n = \max_{U_n} E(U_n \rho U_n^\dagger) - \min_{U_n} E(U_n \rho U_n^\dagger). \quad (12)$$

一般地, 可以通过凸优化来解决这个问题. 需要注意的一点是, 如果考虑不同粒子或者子系统之间的相互作用, 在第  $n$  个子系统进行局域么正操作时, 很有可能会影响粒子之间相互作用中的能量, 从而使其发生改变. 因此在考虑局域可提取能或者容量时, 需要明确量子态的当前状态. 如果量子态在前一刻发生了改变, 那么当前的局域可提取能和容量也会相应地发生改变.

从上述的讨论可以发现, 研究局域遍历熵和局域容量可以帮助我们理解量子电池中能量的分布与分阶段提取机制. 在实际多体量子系统中, 能量并非通过全局么正操作一次性释放, 而是经由各个子系统逐级传递与提取. 局域遍历熵可以刻画每个子系统在不同阶段的可提取能量, 从而反映能量流动的空间与时间结构; 局域容量则描述在局域操作约束下系统可达到的能量极限, 体现了实验上更可实现的储能效率. 因此, 研究局域遍历熵与局域容量不仅有助于揭示量子电池内部的能量分配规律, 也为实现可控的分步充放电和多体能量优化提供了理论基础. 尽管局域可提取能和容量的计算比较困难, 研究者们也得到了一些显著的成果. 2024年底, Castellano等<sup>[100]</sup>将局域遍历熵的概念拓展到了系统-环境复合体系的自由演化, 并提出了扩展局域遍历熵 (extended local ergotropy) 的概念. 即考虑电池系统与额外系统联合演化所输出的能量, 而非局域么正操作从电池中提取能量, 他们使用该

理论在 Jaynes-Cummings 模型中进行了实验验证。同期, Bello 等<sup>[101]</sup>研究了在开放 Rabi 模型中发生 Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) 耗散相变的参数区间内的局域遍历熵, 期望设计出一种性能更加优异的开放系统充放电与储能方式。2025 年初, Castellan 等<sup>[102]</sup>提出了平行遍历熵 (parallel ergo tropy), 即仅利用局域幺正操作  $U = \bigotimes_n U_n$  从系统中提取最大能量, 并以此为基础计算了平行容量 (parallel capability)。

## 2.2 充电功率

Binder 等<sup>[16]</sup>首次将某一幺正充电过程的平均充电功率  $\langle P \rangle_\tau$  定义为: 在完成该过程所需时间  $\tau$  内注入的平均能量  $W(\tau)$  与该时间  $\tau$  的比值。令  $P(t) := \dot{W}(t)$  为瞬时功率, 并将其理解为相对于电池内部哈密顿量  $H_0$  的瞬时能量变化率, 于是有

$$P(t) = \text{Tr}[H_0 \dot{\rho}(t)], \quad (13)$$

其中  $\rho(t)$  是电池 (或电池子系统) 在时刻  $t$  的态。于是, 平均功率给出为

$$\langle P \rangle_\tau = \frac{W(\tau)}{\tau}, \quad (14)$$

这里  $\langle P \rangle_\tau$  表示函数  $P(t)$  在区间  $t \in [0, \tau]$  上的时间平均, 其定义为

$$\langle P \rangle_\tau := \frac{1}{\tau} \int_0^\tau P(t) dt. \quad (15)$$

为简洁起见, 常省略下标  $\tau$  而直接写  $\langle P \rangle$ , 并默认其依赖于计算所用的时间区间<sup>[16]</sup>。从实际应用来看, 充电越快通常越理想。因此, Binder 等<sup>[16]</sup>将研究目标设为最大化平均充电功率  $\langle P \rangle$ 。在给定充电时长  $\tau$  的协议下, 平均功率通常定义为  $\langle P \rangle := \langle W \rangle / \tau$ , 其中  $\langle W \rangle$  表示充电结束时电池所获得的平均功。

尽管最大功率是量子电池研究的主线, Binder 等<sup>[16]</sup>还提出了一个替代型目标函数, 在“快”(功率)与“多”(做功总量)之间进行可调权衡:

$$F_\alpha[P, W] := \langle P \rangle^\alpha \langle W \rangle^{1-\alpha}, \quad 0 \leq \alpha \leq 1. \quad (16)$$

该形式兼顾提升功率与增大平均功, 而非只追求功率本身。当  $\alpha = 1$ , 退化为单纯的“最大平均功率”目标;  $\alpha = 0$ , 转而最大化做功  $\langle W \rangle$ ;  $0 < \alpha < 1$ , 在功率与做功间实现几何平均式的权衡。其量纲为  $[P]^\alpha [W]^{1-\alpha}$ , 可避免线性加权的量纲不一致问题。

实际应用中,  $\alpha$  可视为工程化的“调谐旋钮”: 较大的  $\alpha$  偏好更短的充电时间 (但可能伴随更大能量涨落或退相干损耗), 较小的  $\alpha$  则偏好更高的平均功。对给定平台 (如超导、离子阱、腔量子电动力学、自旋体系) 与控制约束, (16) 式提供了在功率与效率之间进行系统优化的统一指标。2022 年, Gyhm 等<sup>[103]</sup>研究发现量子电池充电过程的最大充电功率与电池数量呈指数级增长关系, 这意味着能达到的最大充电速度至多为经典线性标度的平方。要实现这种扩展, 必须采用全局充电协议, 即对所有电池进行集体充电。这一发现不仅揭示了量子电池充电功率的极限, 还为量子方法在性能表现上超越经典技术的既有成果提供了新的佐证。2025 年, Shi 等<sup>[104]</sup>将真正的量子充电优势定义为纠缠增强充电速率与最大非纠缠充电速率之比, 并证明了充电速率是衡量量子优势的可靠指标。

### 2.2.1 充电功率上界

为求平均功率  $\langle P \rangle$  的上界, Binder 等<sup>[16]</sup>将充电问题表述为: 在幺正演化下, 从某一初始态  $\rho_0$  出发, 以最短时间到达给定的目标态  $\rho_*$ 。这一问题被称为量子速度极限 (quantum speed limit, QSL)<sup>[105,106]</sup>, 并作为时间-能量不确定关系的一种操作性诠释而受到广泛研究<sup>[107]</sup>。当考虑一对纯态时 (如  $|\psi\rangle$  与  $|\phi\rangle$ ), 二者之间的最短幺正演化时间  $\tau$  受到如下界限约束:

$$\tau \geq \tau_{\text{QSL}} = \frac{\arccos |\langle \psi | \phi \rangle|}{\min\{\langle E \rangle, \langle \Delta E \rangle\}}, \quad (17)$$

其中,  $\langle E \rangle$  与  $\langle \Delta E \rangle$  分别表示总哈密顿量  $H(t) = H_0 + H_1(t)$  的时间平均能量期望与时间平均能量标准差, 其瞬时能量为

$$E(t) = \text{Tr}[H(t)\rho(t)] - \omega_1(t), \quad (18)$$

其中  $\omega_1(t)$  为  $H(t)$  的瞬时基态能量, 平均能量为<sup>[106]</sup>

$$\Delta E(t) = \sqrt{\text{Tr}[H^2(t)\rho(t)] - (\text{Tr}[H(t)\rho(t)])^2}. \quad (19)$$

对于纯态的演化, 量子速度极限 (QSL) 是可以实现的: 在不对相互作用哈密顿量  $H_1(t)$  施加约束的情况下, (17) 式的下界是可达到的, 此时, 一种使其达到下界的相互作用写法为

$$H_1(t) = \lambda(t) [-H_0 + \alpha |\psi\rangle \langle \phi| + \alpha^* |\phi\rangle \langle \psi|], \quad (20)$$

其中, 对于正交态  $\lambda(t) = 1$  ( $0 < t \leq \tau$ ), 且在其他时刻为零,  $\alpha$  为非零复数, 若进一步要求相互作用

哈密顿量具有有限能 (例如对某个  $E_{\max} > 0$  施加算符范数约束  $\|H(t)\| = E_{\max}$ ), 则任意两正交纯态之间的最短演化时间为  $\tau = \pi/(2E_{\max})$ , 由此 Binder 等<sup>[16]</sup> 推出下式是成立的:

$$\langle P \rangle \leq \frac{2WE_{\max}}{\pi}. \quad (21)$$

在研究正交态之间的充电过程 (对应注入能量  $W$ ) 时, 当重新引入  $\hbar$  时, (21) 式右端显然具有功率的量纲.

真实电池不可避免地与环境耦合, 考虑与热环境相互作用的开放量子电池, Zakavati 等<sup>[108]</sup> 从量子态几何出发, 通过引入活动算符 (activity operator)  $A := \beta^{-1} \ln(\rho\tau_{\beta}^{-1})$ , 推导了开放系统充电功率的热力学上界:

$$|P(t)| \leq \sigma_A(t) \sqrt{I_Q(\rho(t), \dot{\rho}(t))}, \quad (22)$$

记  $\sigma_A^2 := \text{Tr}[\rho A^2] - \text{Tr}[\rho A]^2$  为  $A$  的方差,  $I_Q(\rho, \dot{\rho})$  为标准量子费舍信息 (SLD-QFI) 描述的状态演化速度. 在 Lindblad 型动力学下, (22) 式可等价重写为

$$|P(t)| \leq W_{\text{Diss}}(t) + \beta^{-1} |\dot{S}_{\text{irr}}(t)|, \quad (23)$$

其中  $W_{\text{Diss}}$  描述由于耗散有效哈密顿量引入的功率贡献,  $\dot{S}_{\text{irr}}$  为不可逆熵产生率. 进一步可得基于扩展 QFI 的上界:

$$|P(t)| \leq \sigma_A(t) \sqrt{I_Q^{\text{ext}}(t)}, \quad (24)$$

其中速度可分解为

$$v^2(t) := I_Q^{\text{ext}}(t) = \sigma_{H_{\text{Diss}}}^2(t) + \sum_n \dot{P}_n^2(t)/P_n(t), \quad (25)$$

即由量子相干涨落与经典布居变化两部分构成<sup>[108]</sup>.

### 2.2.2 能量波动与充电功率

量子电池由有限个量子单元组成 (如自旋、二能级原子或振子), 其能量存储本质上表现为量子态上的随机变量, 因此不可避免存在波动, 若记电池哈密顿量为  $H_B$ 、态为  $\rho(t)$ , 则瞬时平均能量  $E(t) = \text{Tr}[\rho(t)H_B]$ , 能量方差  $\Delta E^2(t) = \text{Tr}[\rho(t)H_B^2] - E^2(t)$ . 这些涨落来源于有限尺寸效应、相干与纠缠的量子涨落、系统-环境相互作用 (退相干/耗散) 以及外部驱动的不确定性<sup>[109]</sup>. 在开放动力学中, 布居与相干都会随时间起伏, 使得  $E(t)$  与  $\Delta E(t)$  既有确定性的平均演化, 又叠加统计涨落. 在考虑可提取能时, 还可将不可提取能与可提取能区分, 并给出功、能量变化和热的随机分布定义, 用这些分

布来衡量“有用能量”的稳定性<sup>[110]</sup>.

除了功率上界, 理解能量与效率的波动对研究量子电池同样关键. 一方面, 功率放大常伴随更大的涨落, 需要在“速度-稳定性-损耗”之间权衡, 另一方面, 开放系统的不可逆性使能量注入与最终可用能之间出现统计差异. 若记总输入功为  $W_{\text{in}}(t)$  (可通过驱动或热流的能量计数得到)、存入电池的“可用能”记为  $E_{\text{use}}(t)$ , 则平均效率  $\eta(t) = E_{\text{use}}(t)/W_{\text{in}}(t)$ ; 在 Lindblad 情形下, 可以结合功率几何上界  $|P(t)| \leq \sigma_A(t)\sqrt{I_Q(t)}$  来理解, 减小态演化速度或活动算符涨落虽可抑制功率方差与能量起伏, 但同时也会限制可达到的充电速率与可提取能增长.

量子电池在非平衡驱动与开放环境中运行, 其储存能量是随时间起伏的随机变量, 过大的涨落会降低最大储存能量与可重复性, 并影响平均充电功率与可提取能的稳定性<sup>[110]</sup>. 为了在理论与实验上系统刻画这类波动, 通常从以下三个层面给出定义与度量: 瞬时涨落、跨时涨落以及“有用能量”与效率的涨落.

设电池哈密顿量为  $H_B$ , 系统态为  $\rho(t)$ , 则瞬时平均能量  $E(t) = \text{Tr}[\rho(t)H_B]$ , 其等时方差 (能量“宽度”)  $\Delta E^2(t) = \text{Tr}[\rho(t)H_B^2] - E^2(t)$ . 2020 年, Crescente 等<sup>[24]</sup> 在二能级电池的统一框架下给出两类与充电过程直接相关的跨时指标: 能量增量的方差 (见 (26) 式), 以及初末两时刻等时方差的差异量 (见 (27) 式) 分别为

$$\Xi^2(t) = \langle [H_B(t) - H_B(0)]^2 \rangle - (\langle H_B(t) - H_B(0) \rangle)^2, \quad (26)$$

$$\Sigma^2(t) = \left( \sqrt{\langle H_B^2(t) \rangle - \langle H_B(t) \rangle^2} - \sqrt{\langle H_B^2(0) \rangle - \langle H_B(0) \rangle^2} \right)^2. \quad (27)$$

将二者用等时方差  $V(t) = \langle H_0^2(t) \rangle - \langle H_0(t) \rangle^2$  与两时相关函数  $C(t) = \langle H_0(t)H_0(0) \rangle + \langle H_0(0)H_0(t) \rangle - 2\langle H_0(t) \rangle \langle H_0(0) \rangle$  重写为

$$\Xi^2(t) = V(t) + V(0) - C(t),$$

$$\Sigma^2(t) = V(t) + V(0) - 2\sqrt{V(t)V(0)}. \quad (28)$$

在二能级原子情形,  $H_B \propto \sigma_z$ , 有  $V(t) = (\Delta^2/4) \times [1 - \sigma_z^2(t)]$ , 并可写出  $C(t)$  的表达式. 这些量可直接用于比较不同初态与驱动下的稳定性, 例如从基态出发, 在满充时满足  $\Xi = \Sigma = 0$  (无噪声充电),

而某些纯态或混态在能量极大处伴随更大涨落. 此外, 关于可提取能波动的近期结果显示, 在相同资源下, 不同能量提取过程的平均值相同而方差标度不同 (例如开系统 CPTP 过程方差随辅助系统维度  $d_A$  近似按  $1/d_A^2$  衰减, 么正过程按  $1/d_A$  衰减), 提示通过增加环境/辅助维度或选择合适映射可系统性降低可提取能波动 [89].

总的来说, 能量波动的来源可分为有限尺寸效应与量子涨落 (相干/纠缠)、系统-环境耦合引起的退相干与热噪声, 以及外部驱动的幅度/相位不确定性. 在实际量子电池运行中, 建议除考虑瞬时能量  $E(t)$ 、可提取能及其对应的平均充电效率/功率外, 还应系统给出稳定性与波动指标——包括能量标准差  $\Delta E(t)$ 、跨时增量方差  $\Xi(t)$ 、等时方差  $\Sigma(t)$ 、可提取能标准差以及随机效率分布  $p_\eta(x)$ . 同时, 应系统考察上述量对初态制备、驱动情况与强度、环境温度、系统-环境耦合强度 (含相关时间与谱密度) 以及电池规模的依赖, 建立具有可比性的性能评估, 并综合考虑“快” (高功率)——“稳” (低波动)——“省” (低耗散) 三方面, 实现最优性能.

### 3 量子电池模型

#### 3.1 充电协议

根据充电机制, 量子电池的充电过程可分为直接充电协议和充电器介导协议 (如图 3). 在直接充电协议中, 通过在充电时间  $\tau$  内突然打开相互作用哈密顿量  $H_B^{(1)}$ , 同时关闭  $H_B^{(0)}$ , 来改变电池的哈密顿量. 因此, 电池动力学由以下时间相关哈密顿量决定 [14-16, 18, 19, 63]:

$$H_B(t) = H_B^{(0)} + \lambda(t)(H_B^{(1)} - H_B^{(0)}), \quad (29)$$

其中,  $\lambda(t)$  是表示外部控件的经典参数.

在充电器介导协议中, 引入了被称为充电器 C 的辅助系统. 最初, 充电器包含一定量的能量, 该能量旨在转移到电池 B [20-25]. 充电过程是由于充电器和电池之间持续充电时间  $\tau$  的相互作用而发生的. 因此, 复合 CB 系统的整体哈密顿量为

$$H(t) = H_0 + \lambda(t)H_1, \quad (30)$$

$$H_0 = H_C + H_B^{(0)}. \quad (31)$$

基于量子能量提取与稳定性指标, 以及充电协议的讨论, 接下来将这些理论框架应用于不同的量

子电池体系, 以进一步分析其动力学特征与性能表现.

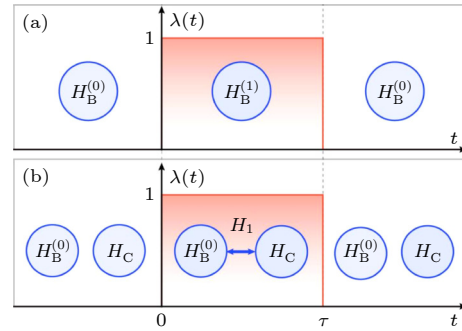


图 3 量子电池的两种充电协议 (a) 在直接充电协议中, 电池的哈密顿量通过突然淬灭相互作用哈密顿量  $H_B^{(1)}$  在有限时间内进行外部调整  $\tau$ , 同时在充电过程中关闭电池哈密顿量  $H_B^{(0)}$ . (b) 在充电器介导的协议中, 初始含有输入能量的“充电器” C 将能量传递给电池 B. 充电过程由相互作用哈密顿量  $H_1$  触发, 该哈密顿量在有限时间内耦合充电器与电池  $\tau$  [2].

Fig. 3. (a) In a time-dependent direct charging protocol, the Hamiltonian of the battery is externally changed by suddenly quenching an interaction Hamiltonian  $H_B^{(1)}$  for a finite amount of time  $\tau$ , while the battery Hamiltonian  $H_B^{(0)}$  is turned off during the charging process. (b) In a charger-mediated protocol, a “charger” C initially containing some input energy transfers energy to the battery B. The charging process is enabled by an interaction Hamiltonian  $H_1$  that couples the charger and the battery for a finite amount of time  $\tau$  [2].

#### 3.2 光与物质相互作用模型

在光与物质相互作用量子电池模型中最具有代表性的便是 Jaynes-Cummings (Tavis-Cummings) 和 Rabi (Dicke) 电池 (如图 4). Dicke 量子电池模型描述了  $N$  个二能级原子 (TLS) 系综与单模腔场的集体相互作用, 哈密顿量可以表示为 [21]

$$H_{\text{Dicke}} = \omega_c a^\dagger a + \omega_0 \sum_{i=1}^N \sigma_i^z + g \sum_{i=1}^N \sigma_i^x (a^\dagger + a), \quad (32)$$

其中,  $a$  ( $a^\dagger$ ) 是腔场的湮灭 (产生) 算符,  $\omega_c$  是腔场的振动频率,  $\omega_0$  是 TLS 的共振频率,  $\alpha = x, y, z$  是第  $i$  个 TLS 的泡利算符  $\sigma_i^\alpha$  的分量,  $g$  是 TLS 与腔场之间的耦合系数. 在旋波近似下 (rotating wave approximation, RWA), 忽略掉相互作用项中与反旋波项有关的部分, 则为 Tavis-Cummings (TC) 量子电池, 哈密顿量为

$$H_{\text{TC}} = \omega_c a^\dagger a + \omega_0 \sum_{i=1}^N \sigma_i^+ \sigma_i^- + g \sum_{i=1}^N (a \sigma_i^+ + a^\dagger \sigma_i^-). \quad (33)$$

在光与物质相互作用的腔量子电池中, 充电是通过充电器介导的协议执行的, 其中空腔充当充电器, 而 TLS 被视为电池. 在充电期间, 目标是将腔的能量转移到 TLS. 一般情况下, 初始态设置为

$$|\psi(0)\rangle = |n\rangle \otimes |G\rangle, \quad (34)$$

其中,  $|n\rangle$  表示腔场处于光子数为  $n$  的 Fock 态,  $|G\rangle = \otimes^N |g\rangle$  且  $|g\rangle$  表示每个 TLS 均处于基态. 由于目标是使 TLS 实现完全充电, 通常取  $n \geq N$ .

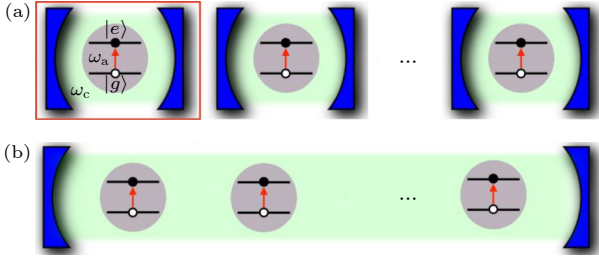


图 4 (a) 一组相同的 Rabi 量子电池并行充电. 其基本构建单元 (如红框所示) 为一个二能级系统, 基态  $|g\rangle$  与激发态  $|e\rangle$  之间的能级差为  $\hbar\omega_a$ . 每个二能级系统分别耦合到一个独立的腔 (蓝色部分) 中, 该腔包含单一光子模式. 红色箭头表示由光子场诱导的粒子-空穴跃迁. (b) Dicke 量子电池, 其中相同的二能级系统阵列被嵌入单一腔中, 并与共同的光子模式发生相互作用<sup>[21]</sup>

Fig. 4. (a) An array of identical Rabi quantum batteries operating in parallel. The elementary building block, enclosed in a red box, consists of a two-level system with an energy separation  $\hbar\omega_a$  between the ground  $|g\rangle$  and excited state  $|e\rangle$ . Each two-level system is coupled to a separate cavity (blue) hosting a single photonic mode. The red arrow indicates a particle-hole transition induced by the photon field. (b) A Dicke quantum battery, where the same array of two-level systems is now embedded into a single cavity and interacting with a common photonic mode<sup>[21]</sup>.

量子电池初始态的选择对电池的性能会产生较大影响. Delmonte 等<sup>[25]</sup> 和 Wang 等<sup>[26]</sup> 分别研究了不同光场初始态下双光子 Jaynes-Cummings (JC) 量子电池和双模 JC 量子电池的充电性能, 均指出 Fock 态下电池性能较好. Castellano 等<sup>[102]</sup> 采用了一个简单而典型的模型: 飞行量子比特 (flying qubit) 电池, 通过 JC 相互作用, 与单模光学腔 (充电器) 进行相干耦合, 并全面表征了不同初始态下光学腔的平均充电功率、涨落及其相关充电效率, 证明将光学腔制备为真正的量子非高斯 Fock 态时, 在所有这些性能指标上都能带来明确且可测量的优势. 除此之外, Lu 等<sup>[52]</sup> 利用 Bzthe ansatz 方法, 研究了不同光场初始态对 TC 量子电池性能的影响, 发现 TC 量子电池的最大存储能量和最大平

均充电功率与初始平均光子数成正比, 当初始平均光子数足够大时, 电池可实现完全充电. 2019 年, Andolina 等<sup>[22]</sup> 基于 TC 量子电池研究了光场处于不同量子光学状态下电池的性能, 表明光场处于相干态下充电器与电池之间的纠缠较小, 能量提取效率较高. Yang 等<sup>[91]</sup> 探究了 TC 量子电池充电器分别在热态、相干态、压缩态, 以及电池初始态分别处于纠缠态、直积态下量子电池容量的变化情况. Arjmandi 等<sup>[54]</sup> 基于 TC 模型提出了用单个腔场或两个腔场来给二能级原子量子电池充电, 结果表明在两种情况下, 保持腔内平均光子数相同时, 使用相干态制备的两个独立的腔场可以显著提高量子电池的充电功率. 且当双充电器初始处于关联态时, 在适当场强条件下, 可提取能要高于初始非关联状态的情况. 此外, Yang 等<sup>[38]</sup> 提出一种三能级 Dicke 量子电池, 并分析了充电器分别处于 Fock 态、相干态和压缩态下的性能, 发现相较于 Fock 态和压缩态, 量子电池在相干态下的性能显著提升. 因此分析不同初始状态对电池性能的具体影响, 以确定最佳的量子状态, 对实现高性能量子电池具有重要意义.

继 Binder 等<sup>[16]</sup> 提出两种充电方案, 指出在集体充电的情况下量子电池的充电功率比在并行方案中更大, 并将量子电池充电过程中这种集体加速称为“量子优势”后, Ferraro 等<sup>[21]</sup> 首次提出单光子 Dicke 量子电池, 并表明这种集体充电过程相比于并行充电过程, 在充电功率上提高了  $\sqrt{N}$  倍, 即当  $N \gg 1$  时<sup>[111]</sup>,

$$\frac{\langle P_{\#} \rangle_{\tilde{\tau}}}{\langle P_{//} \rangle_{\tilde{\tau}}} \sim \sqrt{N}. \quad (35)$$

该优势来源于集体充电功率的超扩展标度关系 ( $\langle P_{\#} \rangle_{\tilde{\tau}} \sim N^{3/2}$ ) 以及并行充电功率的扩展标度关系 ( $\langle P_{//} \rangle_{\tilde{\tau}} \sim N$ ). 值得注意的是, 由于并行充电方案根据定义不涉及集体效应, 因此  $\langle P_{//} \rangle_{\tilde{\tau}}$  随电池单元数量  $N$  呈线性扩展. 鉴于两种方案中电池能量  $\langle H_B^{(0)} \rangle_{\tilde{\tau}}$  均与  $N$  呈线性扩展关系, 这一优势最终表现为最优充电时间  $\tilde{\tau} \sim \sqrt{N}$  的显著缩短. 2024 年, Seidov 和 Mukhin<sup>[112]</sup> 通过对二能级原子和超辐射光子凝聚体 (superradiant photonic condensate) 的准经典运动方程进行精确求解, 推导出了 Dicke 电池的能量、充电时间和充电功率的解析表达式, 表明电池充电功率  $P \sim N^{3/2}$  的超线性定律, 以及

充电时间  $t_c \sim N^{-1/2}$  与系统数量  $N$  的依赖关系. 2024 年, Xu 等<sup>[111]</sup> 指出 2018 年 Ferraro 等<sup>[21]</sup> 声称的 Dicke 量子电池具有相对于 Rabi 量子电池的  $\sqrt{N}$  倍“量子加速”, 并将其归因于 TLS 之间由公共腔场产生的量子纠缠, 但这一加速本质上并非量子效应, 而是源于一个被忽视的经典效应——腔模零点场强随模式体积缩小而增强. Ferraro 等<sup>[21]</sup> 在比较两类模型时将光-物质耦合常数误设为相同, 相当于在 Dicke 情形中人为保持较小的腔体体积并准备含  $N$  个初始光子的腔场, 使得电磁场强度随  $\sqrt{N}$  增大, 从而呈现出表面的  $\sqrt{N}$  倍加速. Xu 等<sup>[111]</sup> 重新分析表明, 只要采用物理上正确的耦合缩放规律  $\lambda \propto 1/\sqrt{V}$ , 该加速便完全消失. 因此 Xu 等强调: 这种所谓的“量子优势”并非来自纠缠或真正的集体量子效应, 而是单纯的场强增强这一经典电磁现象, 不应被称为量子优势.

除此之外, 2019 年, Andolina 等<sup>[22]</sup> 以 Dicke 量子电池为例指出相较于经典电池, 量子电池在充电功率方面的量子优势. 2020 年, Julià-Farré 等<sup>[113]</sup> 考虑了热力学极限下的 Dicke 量子电池, 得到了充电过程中量子优势的上界. 同年, Crescente 等<sup>[24]</sup> 发现双光子 Dicke 量子电池中储存能量随二能级原子数量  $N$  线性增长, 但平均功率随二能级原子数量成二次方增长, 使得基于该方案的量子电池充电性能较纯单光子耦合方案有了显著提升. 2022 年, Gyhm 等<sup>[103]</sup> 给出了量子电池集体充电过程中充电功率量子优势的证明, 他们指出全局充电操作是量子优势存在的唯一因素, 采用全局充电操作的量子电池可以实现充电功率随二能级原子数量的二次方增长. 同年, Dou 等<sup>[50]</sup> 研究了一个外场驱动下具有原子间相互作用的 Dicke 量子电池, 发现量子电池集体充电过程最大充电功率的量子优势满足一个超线性标度关系  $P_{\max} \propto N^\alpha$ , 其中标度指数  $\alpha$  随 TLS 的数量  $N$  而变化. 在超强耦合状态下, 对于有限个数的 TLS, 原子间相互作用可以导致更高的平均充电功率, 即最大充电功率的标度指数  $\alpha = 1.88$ . Dou 等<sup>[114]</sup> 还提出腔海森伯自旋链量子电池, 进一步提升了最大充电功率的量子优势, 标度指数可以达到  $\alpha = 2$ . 2023 年, Zhang 等<sup>[115]</sup> 给出 Dicke 量子电池的加速现象并非源于量子纠缠效应, 而是由增强的有效腔耦合强度所致, 这种耦合强度的提升源自相干协同作用. 在开放量子电池方面, 2021 年 Carrasco 等<sup>[55]</sup> 基于耗散系统发现

由周围环境带来的耗散降低了并行充电和集体充电过程中量子电池的充电性能, 并且可以通过扩大量子电池的数量来减少耗散引起的这一损失, 然而耗散的增加却提高了集体充电过程中的量子优势. 2023 年, Zhang 等<sup>[116]</sup> 研究了引入偶极-偶极相互作用和外部驱动场的扩展 Dicke 量子电池模型, 发现当原子与腔体的耦合强度较弱时, 相较于传统 Dicke 量子电池, 这种新型量子电池能实现更稳定、更快的充电过程. 此外, 最大充电功率近似满足超线性标度关系  $P_{\max} \propto \beta N^\alpha$ , 通过参数优化可使量子优势  $\alpha$  达到 1.6. 2025 年, Canzio 等<sup>[117]</sup> 研究发现即使存在局部耗散与退相位, Dicke 和 TC 电池仍能实现扩展的能量存储和亚扩展 (subextensive charging time) 的充电时间.

由于 Dicke 电池模型的成功, 其变体也得到了广泛的研究. 2024 年, Wang 等<sup>[45]</sup> 将传统的 Dicke 量子电池拓展到腔光力学量子电池, 并采用三种不同的方案实现机械振子对二能级原子的充放电过程. 在封闭系统中, 二能级原子与腔场以 Rabi 模型耦合, 利用反旋波项充电. 2025 年, Shokri 等<sup>[46]</sup> 进一步研究了腔光力学量子电池的性能, 该系统可同时容纳两个二能级原子, 且原子与单个光学模式初始处于对应基态, 而机械振子处于真空或第一激发态. 研究发现电池中产生的量子纠缠与遍历熵之间存在一致且有效的关联. 2023 年, Zhang 等<sup>[118]</sup> 提出一种可控双腔量子电池方案, 通过调控原子数量实现充电功率的可控调节. 这种创新方法可将量子电池的充电功率从  $N^2$  倍提升至  $N^{2.5}$  倍, 甚至达到  $N^3$  倍. 且通过原子数量的动态调整, 量子电池实现了理论上的“快充”与“慢充”双重模式. 2024 年, Bhattacharyya 等<sup>[119]</sup> 采用开放系统方法, 分析了 Dicke 量子电池中能量存储与遍历熵的性能表现, 重点研究了两种非线性作用机制: 电池与腔体间的耦合非线性, 以及腔体本身是非谐振子 (anharmonic oscillator). 2024 年, Zhang 等<sup>[120]</sup> 研究了开放环境下具有原子间相互作用的 Dicke 量子电池的集体特性, 发现与无原子耗散的量子电池不同, 这种电池在完全充电后仍能保持稳态, 且发现随着原子排斥力的增强, 量子电池的能量存储能力显著提升, 而原子间的吸引力则会加剧电池在环境中的耗散效应. 2025 年, Hadipour 等<sup>[121]</sup> 研究了置于耗散腔环境中的频率调制量子电池的充电动力学过程, 发现在强耦合下, 高振幅低

频调制能显著提升充电性能和能量提取效率,在弱耦合下,极低频调制会产生非零的能量存储和提取. 2025年, Liu等<sup>[122]</sup>通过构建由四能级原子与耦合腔阵列组成的混合系统,当量子电池能量处于腔阵列能带时,系统中会形成两个束缚态,借助这些束缚态和电磁诱导透明效应 (electromagnetically induced transparency, EIT), 环境耗散被显著抑制,从而延长了量子电池的使用寿命. 2025年, Li等<sup>[123]</sup>研究了一种由一维分子聚集体与耦合单模腔体构成的有机量子电池的集体充电特性,该有机量子电池可视为传统 Dicke 量子电池的扩展,其核心在于电池结构中引入了有限的激子跃迁和激子-激子相互作用.

基于 Dicke 量子电池模型,除了上述有关电池初始态、量子优势以及变体模型的研究,仍有很多其他研究课题,包括反旋波项、量子混沌以及充电方案对电池性能的影响等. 2024年, Wang等<sup>[12]</sup>将传统的 Dicke 量子电池拓展到各向异性 Dicke 量子电池. 研究发现反旋波项的存在可以增大平均功率,反旋波项比重越大,平均功率越大. 2025年, Wen等<sup>[64]</sup>提出了由机械振荡器驱动的离子链 Dicke-Ising 量子电池,发现离子链与振荡器之间的耦合相互作用中,反旋波项增强了两者间的量子纠缠,提升了电池充电速度,但抑制了可提取能,且离子间的反旋波项破坏了量子相干性,导致量子相变消失,并抑制了量子电池的充电. 2024年, Erdman等<sup>[51]</sup>发现 Dicke 量子电池的混沌特性严重制约了能量的提取,通过采用强化学习技术,调节耦合强度或系统和腔体之间的失谐来优化 Dicke 电池的充电过程. 并发现通过抵消量子混沌的负面影响,可提取能和量子力学能量波动相比传统充电策略可显著提升. 值得注意的是,即使在接近完全充电时,这种集体加速充电时间的优势仍得以保持. 2025年, Zahia<sup>[124]</sup>针对 JC 模型量子电池对串联与并联充电方案进行了对比分析,评估了其对充电效率、系统稳定性和能量耗散的影响. 发现与串联充电方案相比,并联充电方案展现出更优的稳定性、更低的熵涨落和更高的功熵值,而串联充电则存在耗散增加及振荡失稳的问题.

### 3.3 自旋链量子电池

在自旋链量子电池的相关研究中,从最简单的伊辛 (Ising) 模型到更加复杂的 XYZ 模型,它们的

特点与性能都经过了大量的研究. 自旋链量子电池对电池性能影响最大的因素是各个自旋之间的相互作用. 2018年, Le等<sup>[15]</sup>发现在相互作用对一维自旋链量子电池充电效率的影响中,电池自身的相互作用项才是关键因素. 2024年, Catalano等<sup>[125]</sup>通过突然全局量子淬火 (sudden global quantum quench) 研究了伊辛模型作为量子电池时,退相干现象对量子电池性能的影响. Mojaveri等<sup>[86]</sup>以两量子比特和三量子比特 XXZ 自旋链量子电池为研究对象,将自旋链的每一端分别与一个独立热库相互作用,结果发现当 XXZ 自旋链的两端共同耦合至高温热库时,在正温度偏置 (positive temperature bias) 条件下,可从量子电池中提取能量. 同年 Arjmandi等<sup>[126]</sup>研究了局域化 (localization) 对基于横场伊辛模型的量子电池局域充电过程的影响. 研究表明,相较于多体局域化相 (many-body localization phase), 遍历相 (ergodic phase) 中通过么正过程可提取的最大能量显著增强. 当关闭伊辛链中的次近邻相互作用时,体系会进入安德森局域化相 (Anderson localization phase), 在该相下,量子电池呈现出混合行为: 随着无序强度的增加,其遍历熵会在“高值”与“低值”之间过渡. Zhang等<sup>[127]</sup>发现 DM 相互作用 (Dzyaloshinskii-Moriya interaction) 可提升量子电池的遍历熵与功率,且在量子电池性能方面,集体充电协议的表现优于并行充电协议. 此外,一阶相干性 (first-order coherence) 是充电过程中的关键量子资源,而量子导引 (quantum steering) 则不利于量子电池的能量存储. 同年年底, Rahman等<sup>[128]</sup>探讨了各向异性 XYZ 模型量子电池中 DM 相互作用对充电速率的影响,并且发现当存在 Y 方向的无限程相互作用时,最大充电功率正比于  $N^\alpha$ , 数值趋近于 1.846. 2025年初, Grazi等<sup>[129]</sup>研究了二聚化 (dimerized) 横场 XY 模型的充电模式,确定了量子相变会导致量子电池的性能发生改变. 2025年中, Donelli等<sup>[49]</sup>提出了超广延充电精度 (superextensive charging precision), 相较于任意局域充电协议,此协议具有显著的精度优势: 其磁化强度的涨落 (标准差) 随自旋数量  $N$  呈  $1/N$  的标度关系.

### 3.4 高维系统

近年来,通过二能级系统构建量子电池得到了广泛的研究,但三能级系统由于额外的能级结构和

控制自由度,在避免自放电和提升性能方面表现出独特优势<sup>[70]</sup>.三能级系统可通过受激拉曼绝热过程(STIRAP)、闭环驱动和绝热捷径等方法实现稳定充电<sup>[39,40,70]</sup>.Dou等<sup>[39]</sup>提出闭环三能级量子电池,通过引入第三控制场形成闭合环路,大幅提升充电功率,通过绝热理论推导三能级系统的本征态和本征能量并给出其可提取能.2022年Dou等<sup>[40]</sup>发表的文章通过添加对易的反绝热场构造绝热捷径(cdSTIRAP),实现三能级电池的快速高效充电,他们推导了STIRAP相互作用哈密顿量和反绝热场的哈密顿量,并给出瞬时暗态和相关能量的表达.Yang等<sup>[38]</sup>在2024年提出并研究了一种由 $N$ 个 $\Lambda$ -型三能级原子耦合单模腔构成的三能级Dicke量子电池模型,比较了腔场为Fock态、相干态与压缩态三种初态下的充电性能.他们指出腔场处于相干态时电池性能优于Fock或压缩态,用冯·诺依曼熵定量表征充电器与电池间的纠缠,并指出不可提取能与纠缠呈一致性变化,纠缠减小可提升可提取能.从而为多体三能级量子电池的性能与资源之间的关系提供了新的视角与量化证据.

在半经典三能级电池实验研究中,Gemme等<sup>[41]</sup>研究了基于超导qutrit的三能级电池,并比较顺序脉冲与同步脉冲两种充电协议,该研究提供解析解并利用IBM超导平台验证协议,实验结果显示同步脉冲充电时间仅约20—25 ns,说明同步脉冲在缩短充电时间与提高充电功率方面优于顺序脉冲.Yang和Dou<sup>[42]</sup>提出由多模共振腔与若干超导qutrit构成的量子电池,考察了环境退相干对充电和自放电的影响,并用纠缠负性和 $l_1$ 范数( $\|\rho\|_{l_1}$ )量化纠缠与相干.Qia与Jing<sup>[130]</sup>研究利用绝热捷径和投影测量为自放电后的三能级电池再充电.通过在充电前对电池施加投影测量,将电池置于基态,再应用STA驱动,可以稳定地恢复满充状态,使可提取能达到最高能级,且对充电时间 $\tau_c$ 不敏感,这一工作为量子电池的可逆操作提供了重要思路.

近年来有学者提出利用里德伯原子阵列构建量子电池.里德伯原子是主量子数 $n \gg 1$ 的高激发态原子,其电子轨道远离核电荷,因此具有一系列优越的原子性质.Saffman等<sup>[131]</sup>的综述指出,里德伯原子的偶极-偶极相互作用随主量子数的四次方增强,辐射寿命随 $n^3$ 增长,使其具有可调的长程相互作用和较长的相干时间.这些属性使得里德伯原子在量子信息处理中被用来实现受控双比特门

和集体编码等,其可开关的强长程相互作用也是构建量子电池的重要资源.

Yao和Shao<sup>[132]</sup>对开放系统量子电池的充电问题进行了系统分析,并提出了可实现的里德伯物理模型.他们在共同耦合的耗散腔场中研究了开放体系里德伯量子电池,发现零温时可达最佳储能,且通过基于量子跃迁的反馈能在不同耦合条件下显著增强存储能量,他们还给出一个可调耦合的里德伯-耗散腔实现方案,并论述了时延、有限温度与自发辐射等现实不利因素对能量存储的影响,结果发现在这些不利因素的存在下,电池仍能保持令人满意的储能性能.

## 4 量子资源的作用

在综述了典型量子电池模型之后,有必要进一步分析促使这些体系性能提升的根本量子资源,以揭示不同模型背后的共性机制.量子纠缠和量子相干是提升量子电池性能的核心量子资源,探究其对电池性能的影响已成为一个重要的研究课题.以下将分别介绍这些量子资源在量子电池中所起的作用.量子纠缠被认为在量子电池的能量提取与充电力学中具有重要价值.2013年Alicki和Fannes<sup>[1]</sup>提出量子电池概念的同时试图探究量子纠缠是否能提升该模型中可提取能的量级.在封闭么正演化条件下,他们证明了利用量子纠缠可以提取更多功.同年,Hovhannisyanyan等<sup>[62]</sup>发现在不影响最大功提取量的前提下,可以减少纠缠度,但需注意,当纠缠度降低时,所需操作量会相应增加.这一发现引出了量子纠缠能提升量子电池充电速率的理论,因为它减少了初始态和最终可分离态之间希尔伯特空间中遍历态(traversed states)的数量.2015年Binder等<sup>[16]</sup>也验证了这一猜想,表明纠缠自旋的充电速度可比非相互作用自旋快 $N$ 倍( $N$ 为自旋数量).即当采用全局纠缠算符(所有自旋均可相互作用)时,相较于单独充电,充电功率可获得显著提升.2017年,Campaioli等<sup>[63]</sup>指出全局纠缠操作可以带来充电功率的量子优势.2018年Ferraro等<sup>[21]</sup>首次提出集体充电的功率相比于并行充电有 $\sqrt{N}$ 倍的提升.2020年,Quach等<sup>[133]</sup>指出在开放量子电池中最大可提取能和功率的提升与纠缠相关.2021年Sen<sup>[134]</sup>发现对于一般电池状态,局域

操作和全局操作的能量提取关系与纠缠密切相关. Liu 等<sup>[27]</sup>研究发现, 中心自旋量子电池在充电过程中, 可提取能先缓慢增加, 直至电池与充电器之间纠缠达到峰值, 随后随着纠缠开始下降, 可提取能急剧上升. 并且严格证明了充电结束时可提取能与纠缠度之间存在反比关系. 2022 年, Shi 等<sup>[57]</sup>对中心自旋量子电池和 TC 量子电池的研究中证明了纠缠和相干是在充电过程中产生非零可提取能的必要资源, 相干促进相干功, 而相干和纠缠抑制非相干功. 2023 年, Imai 等<sup>[109]</sup>表明较大的功涨落可以验证系统中存在较强的纠缠. 2024 年, Sun 等<sup>[135]</sup>提出一种包含自旋-约瑟夫森耦合 ( $j = 1/2, 1, 3/2$ ) 的腔海森伯自旋链量子电池模型, 通过分析优化机制, 发现腔-自旋纠缠与充电性能存在内在关联: 在闭合系统中, 增强纠缠能提升充电能量; 而在开放系统中则呈现相反效应. 2025 年, Zahia 等<sup>[136]</sup>重点探讨了量子纠缠在双量子比特电池中的关键作用, 该电池中一个单元直接与充电源耦合, 从而实现电池间能量的高效传递. 研究结果表明, 量子比特间的纠缠度与其能量传输效率存在直接关联. 具体而言, 连接充电器的主量子比特与次级量子比特之间的纠缠越强, 能量传递效率就越高. 这证明增强的量子纠缠能显著提升两个量子比特之间的能量转移效率.

量子相干性作为另一种关键量子资源, 在量子电池的能量存储与功率输出中也发挥着重要作用. 2019 年, Gumberidze 等<sup>[137]</sup>表明能量与量子相干性可能具有互补性, 能量增加会降低量子相干性. 并提出一种条件合成方法: 利用能同时提升能量与相干性的测量手段, 将环境中的部分量子相干性整合到  $N$  个独立二能级系统中, 最终形成一个整体相干系统. 在充电完成后, 电池的能量和相干性显著提升, 并确保具有足够高的成功概率. 2020 年, García-Pintos 等<sup>[138]</sup>发现量子相干性能够加快充电过程, 并通过热机的玩具模型进行了验证. 同年, Cakmak<sup>[139]</sup>分析了开放系统中稳态最大可提取能和相干的关系. 2021 年, Seah 等<sup>[140]</sup>提出相干可使碰撞量子电池中产生更高的功率. 另外, Caravelli 等<sup>[141]</sup>研究了相干性在闭合与开放量子电池中的作用, 并从相干的角度得到了封闭和开放量子电池能量的上界. 2023 年, Zhang 和 Blaauboer<sup>[115]</sup>理论研究了由  $N$  个二能级系统阵列与腔光子单模耦合构

成的 Dicke 量子电池中充电功率的增强机制, 表明在传输相同能量时, 采用集体协议的平均充电功率比并行协议高出  $\sqrt{N}$  倍, 且指出这种量子优势并非源自量子纠缠, 而是源于二能级系统之间的相干协同作用. 2025 年, Elghaayda 等<sup>[36]</sup>提出了一种具有量子优势的超导量子电池模型, 该模型由两个耦合的超导量子比特构成, 在保持与热库平衡的同时, 通过么正充电过程产生相互作用, 并揭示了能量、瞬时功率和容量与量子相干性之间的内在联系. 同年, Mondal 等<sup>[90]</sup>揭示了量子相干性与量子电池最大可提取能之间的关联. Tirone 等<sup>[60]</sup>研究发现输入量子相干性能显著提升含噪量子电池的存储性能, 且最大输出遍历熵并不总是由最大可用输入能量实现.

除纠缠与相干外, 其他非经典关联也对量子电池性能具有重要影响. Andolina 等<sup>[22]</sup>于 2019 年提出当充电器与电池之间或电池组成子系统之间存在关联时, 可提取的能量会显著降低. 2020 年, Kamin 等<sup>[56]</sup>基于 XXZ 海森伯自旋链模型, 深入探讨了量子电池的性能表现及其与充电过程中产生的纠缠量之间的关系. 结果表明, 量子纠缠并非量子电池的主要资源, 其高效运行的关键在于非平凡的关联-相干性权衡关系 (nontrivial correlation-coherence tradeoff). 2022 年, Arjmandi 等<sup>[54]</sup>通过分析电池与充电器之间的互信息和冯·诺依曼熵关系发现, 量子电池与充电器之间会产生量子关联和经典关联. 同时, 还研究了电池的量子协调性 (quantum consonance), 即电池单元间的非局域相干性, 并发现这种关联的产生与量子电池的能量存储能力存在定性关联. 2024 年, Zhang 等<sup>[58]</sup>首次研究了量子导引在量子电池中的作用, 并通过分析场量子电池与腔海森伯量子电池两种模型, 揭示了量子导引、量子纠缠、能量存储及可提取能之间的关联. 并得出一个普遍结论, 当系统纯度达到最大值时, 电池的重要参数如能量存储量也会同步达到峰值. 综上所述, 量子纠缠、量子相干以及其他非经典关联在量子电池的能量存储、可提取能、充电功率与鲁棒性等方面均扮演着重要角色. 然而, 这些资源的具体效果高度依赖于所采用的物理模型、系统是否开放以及所考虑的操作协议. 目前尚未形成统一结论, 各类量子资源在量子电池中的最优配置与协同机制仍是未来研究的重要方向.

## 5 开放量子电池

通常来说,一个量子系统不可避免地会与它周围的环境进行相互作用,从而经历退相干和耗散等过程,而这样的过程会对系统的量子关联产生有害的影响.因此,在任何现实的量子电池建模中不仅要考虑到开放系统效应,还要考虑如何在开放系统中提升量子电池的性能.在理论层面,针对开放量子电池特有的环境耦合效应、性能衰减机制等关键问题,研究人员围绕其性能优化与调控展开了系统性探索.

一方面,研究人员借助环境与系统的相互作用使系统的充电过程保持稳定并研究环境对系统的影响<sup>[55,65-69,142-144]</sup>.为了解决量子电池在实际应用中脆弱、不稳定的问题,在2019年,Barra<sup>[65]</sup>首次提出开放热耗散环境下量子电池充电方案,展示了基于单/双量子比特的量子电池在热环境下充电时,电池的稳态布居为初始热态的翻转分布,实现了在开放热环境下对量子电池的有效充电.该方法不是将电池与环境隔绝,而是主动设计并利用一个特定的外部环境,通过能量耗散的方式,将量子电池稳定、高效地驱动到充满能量的状态.该研究工作也提供了开放环境下量子电池充电的一般框架.此后,Hovhannisyan等<sup>[66]</sup>和Chang等<sup>[67]</sup>对该方案进行了拓展.此外,Wang等<sup>[97]</sup>系统分析了关联噪声通道对量子电池全局和局域性能的影响.环境不总是仅仅作为耗散角色出现,也可以在电池充放电过程中扮演某些重要角色<sup>[23,66,69,71,72]</sup>.2018年,Farina等<sup>[23]</sup>利用一个与环境直接耦合的中介“充电器”间接地将环境能量转移到与环境隔离的量子电池中.在该研究中,环境不再仅仅是噪声源,而是被视作能量来源.Hovhannisyan等<sup>[66]</sup>提出了热化辅助充电并证明量子电池充电过程可利用热环境引发的热化效应实现加速并达到更高储能.此外,Tacchino等<sup>[72]</sup>证明了非平衡稳态是一种热力学资源,可以用来给量子电池充电.通过对耗散电池和环境介导电池充电的研究,环境已经从破坏性噪声源转变为可利用的稳定化资源和能量来源.这些研究标志着量子电池领域从被动隔绝环境向主动利用环境的范式转变.现实情况下,电池经常会处于较为复杂的环境中.因此,在复杂环境下研究电池的性能变化至关重要<sup>[71,145,146]</sup>.Xu等<sup>[145]</sup>发现

当量子电池处于由 $N$ 个耦合耗散腔组成的环境时,可以通过增加最近邻环境之间的耦合强度和减少耗散腔的个数来提高量子电池的性能.Xu等<sup>[146]</sup>还研究了量子电池在双层环境中的情况,其中第一层环境是单模腔,第二层环境是储层.此外,Liu等<sup>[143]</sup>基于中心自旋量子电池模型,比较了开放量子电池与相应系统封闭量子电池的性能,并发现在一定条件下,开放量子电池的性能可以优于封闭电池.在2025年,Liu等<sup>[147]</sup>还进一步研究了海森伯自旋链量子电池的充放电过程,其中充电过程并非通过传统的外部驱动,而是通过噪声环境(比特翻转噪声和热浴)来实现,并且储存在其中的能量可以被成功提取.

另一方面,探索如何使电池性能免受耗散过程的影响也十分重要<sup>[73,74,132,133,148-152]</sup>.Liu等<sup>[74]</sup>提出并理论论证了一种基于激子的新型量子电池方案.他们利用特定的能隙结构去阻止电池能量的弛豫损耗,从而实现了理论上无损耗的能量存储.在2020年,Quach和Munro<sup>[133]</sup>提出了利用暗态实现超大容量和功率密度的开放量子电池.Yao和Shao<sup>[132]</sup>提出了一种基于里德伯原子和光学腔的量子电池充电方案,该方案成功实现了在耗散环境中稳定、高效且鲁棒的量子能量存储.次年,Yao和Shao<sup>[149]</sup>还研究了一维耗散系统的XXX自旋链量子电池充电问题,并发现引入基于零差测量的量子反馈控制技术有助于提高量子电池的各种性能.Gherardini等<sup>[73]</sup>提出了一种基于序列量子测量的主动调控方案,利用量子芝诺效应抑制开放量子电池与环境相互作用导致的能量耗散.在2023年,Centrone等<sup>[150]</sup>研究提出了一种利用量子压缩态光场为量子电池充电的新方案.理论分析表明,该方案能通过量子关联诱导的协同效应,使电池的充电速度实现相对于经典方案的指数级提升.综上所述,近年来量子电池研究在抑制能量耗散、提升存储与充电性能方面取得了显著理论进展.这些工作不仅深化了对量子电池中能量存储与提取机制的理解,也为实现高效、稳定、高功率的开放量子能量存储设备奠定了理论基础.

### 5.1 非马尔科夫环境

早期量子电池研究多采用马尔科夫主方程描述开放系统动力学.系统与热浴耦合弱且无记忆,动力学可以用Lindblad主方程描述,系统的演化

仅依赖于当前状态. 马尔科夫模型的优点是形式简单, 便于解析和数值求解. 然而, 马尔科夫型环境并不能完全刻画所有真实的开放系统行为, 因此在许多情形下, 有必要进一步考虑具有记忆效应的非马尔科夫 (non-Markovian) 环境. 该效应源于系统与时间相关反馈机制, 使系统未来演化依赖其过去状态, 这种反馈机制会使得信息从环境回流到系统, 从而打破了马尔科夫近似下“无记忆”的假设. 当系统与环境发生强耦合相互作用、环境存在结构化谱密度或系统和环境尺寸可比时, 环境对系统的影响不再是瞬时的, 并且环境会保留系统的信息并在后续时刻反馈给系统, 这种记忆效应导致非马尔科夫动力学的产生. 非马尔科夫性不仅改变了系统的退相干和能量交换行为, 还可能带来新颖的资源, 例如能量回流和所增强的相干性. 由于环境与电池之间的信息双向流动, 电池失去的能量在某些时刻可能重新回到电池中, 从而减缓能量衰减, 延长能量的存储时间, 并且也可以提升电池的充电效率进而增加遍历熵. 因此, 研究非马尔科夫动力学及其记忆效应对量子电池性能的影响具有重要意义. 判断非马尔科夫性的方式很多, 例如利用迹距离 (trace distance) 度量系统与环境之间的信息流向<sup>[153]</sup>、与环境的纠缠<sup>[154]</sup>、基于动力学映射的可分性 (divisibility)<sup>[155]</sup> 以及引入辅助系统分析二者之间的量子互信息<sup>[156]</sup> 等. 并且非马尔科夫过程可以通过其环境遵循洛伦兹 (Lorentzian) 谱密度<sup>[75,108,144,157–167]</sup> 和欧姆谱密度的玻色浴<sup>[68,71]</sup>、碰撞模型 (collisional model)<sup>[168]</sup>、量子布朗运动<sup>[169,170]</sup>、Redfield 主方程<sup>[171]</sup> 以及 Nakajima-Zwanzig-type 非马尔科夫主方程<sup>[172]</sup> 等方式实现建模.

具体来说, Kamin 等<sup>[157]</sup> 通过设置量子电池和充电器以特定时间间隔方式相互作用, 且每个量子比特都与独立的玻色浴进行局域耦合, 从而引入记忆效应. 研究发现非马尔科夫性的增强使得在欠阻尼耦合状态下储存在其中的能量可以被完全提取出来, 同时放电时间也显著延长. Tabesh 等<sup>[75]</sup> 在此研究方法的基础上, 研究了由环境作为介导的双量子电池模型的充电过程 (类似无线充电机制), 当处于强耦合状态时电池可实现高效充电, 并提供了评估该场景下遍历熵的光学实验方案. Song 等<sup>[159]</sup> 在此模型的基础上, 研究了马尔科夫与非马尔科夫系统中熵不确定性的动态变化. 结果表明马尔科夫充电过程中的耦合增强不仅能提升充电功率, 还能

增加电池的储能. 非马尔科夫系统中更强的耦合也能显著提高充电功率; 相比之下, 在非马尔科夫充电过程中电池可以高效充满. 特别值得注意的是, 熵约束的严格程度可视为衡量充电过程中能量传输最优性的关键指标: 当熵约束达到最严格状态时, 即对应完全能量传输. Zakavati 等<sup>[108]</sup> 从几何学角度出发, 研究开放量子电池功率的基本理论边界. 推导出充电功率的严格上限. 并且研究了充电过程中能量耗散和退相干对储存能量及充电功率的影响. 研究表明: 在特定时间段内, 能量耗散的上限会达到饱和状态. 此外, 在非马尔科夫欠阻尼状态下, 储存能量及其对应功率均能达到最大值. 2022 年, Li 等<sup>[158]</sup> 通过将充电器与遵循洛伦兹谱分布的非马尔科夫浴耦合, 证明了在非马尔科夫体系中的回流现象能显著提升量子电池在旋波近似下的性能, 并推导出精确的非马尔科夫主方程来解释这一现象. 并且探讨了各向异性反旋波项对非马尔科夫浴中电池能量的影响, 发现反旋波项可作为新型量子源, 在无需驱动场的情况下为电池提供光子. Carrega 等<sup>[68]</sup> 重点分析了耗散效应对处于欧姆热浴中量子电池充电性能的影响, 该热浴同时作用于量子电池的纵向 ( $z$ ) 和横向 ( $x$ ) 自旋分量, 描述了退相干效应与纯退相位机制. 发现退相干耦合相比纯退相位机制能获得更优的充电性能. 具体而言, 在退相干耦合条件下, 量子电池可实现更高的平均存储能量, 且该数值在后续过程中保持高度稳定. Ghosh 等<sup>[71]</sup> 通过欧姆谱密度  $G(\omega)$  表征退相干通道  $\gamma(3)$  的强度随时间的变化, 从而引入非马尔科夫噪声. 研究发现整个充放电过程在非马尔科夫型欧姆噪声作用下均可实现全周期优化. 因此, 无论是瞬态还是稳态阶段, 非马尔科夫噪声的表现都优于马尔科夫噪声和无噪声情况.

Morrone 等<sup>[168]</sup> 采用碰撞模型框架研究了非马尔科夫性对开放系统量子电池充电过程的影响. 具体的碰撞过程如图 5 所示, 通过允许这些辅助单元之间产生相互作用, 可在动力学中引入记忆效应. 研究结果指出记忆环境的存在使得参数空间中更广区域的稳态可提取能可以趋于最大值, 充电所需时间也会缩短. Bhanja 等<sup>[169]</sup> 将量子谐振子作为电池, 通过与 Caldeira-Leggett 模型框架下的大量谐振子组成的环境耦合的方式引入非马尔科夫性. 重点探讨了环境温度及系统通过动量坐标与位置坐标与外界耦合对放电和充电动力学的影响, 并深入

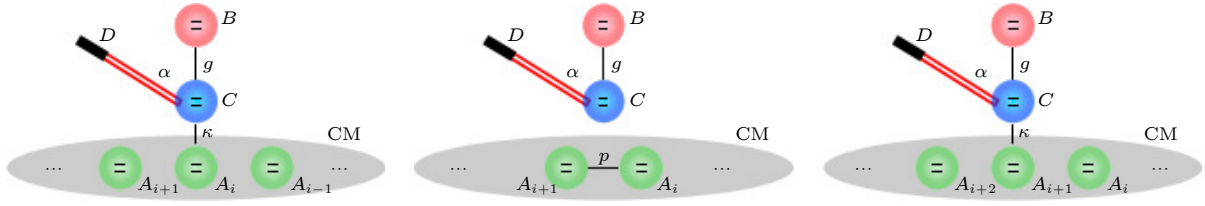


图 5 AA 碰撞模型示意图: 左侧图示中, 充电器  $C$  与第  $i$  个辅助单元  $A_i$  发生相互作用, 碰撞后  $C$  与  $A_i$  之间建立量子关联; 中间图示表明, 在  $C$  与环境的下一轮相互作用之前, 第  $i$  个与第  $(i+1)$  个辅助单元通过部分 SWAP 操作以概率  $p$  发生相互作用, 从而在环境中引入记忆效应; 右侧图示为  $C$  与下一个辅助单元  $A_{i+1}$  的相互作用过程<sup>[168]</sup>

Fig. 5. Schematic diagram of the ancilla-ancilla (AA) collision model: In the left panel, the charger  $C$  interacts with the  $i$ -th ancilla  $A_i$ , and a quantum correlation is established between  $C$  and  $A_i$  after the collision; The middle panel illustrates that, before the next interaction between  $C$  and the environment, the  $i$ -th and  $(i+1)$ -th ancilla interact with each other via a partial SWAP operation with probability  $p$ , thereby introducing memory effects into the environment; The right panel depicts the interaction between  $C$  and the next ancilla  $A_{i+1}$ <sup>[168]</sup>.

探究系统动力学的记忆效应, 揭示了非马尔科夫演化过程与电池充电机制之间的内在关联. Cavaliere 等<sup>[170]</sup>研究表明, 在短时间尺度下, 此种环境下产生的非马尔科夫效应会高效促进电池中能量的存储. Zhao 等<sup>[171]</sup>通过采用 Redfield 主方程描述系统与环境的强相互作用, 系统性探究了由自旋链耦合腔场构成的非马尔科夫量子比特的热充电动力学特性. 研究表明, 遍历熵会因为记忆效应产生显著的振荡. 不过, 通过调节相干驱动场、腔场参数以及自旋间相互作用强度, 这些振荡现象可以得到有效抑制. Basu 等<sup>[173]</sup>提出并系统阐述了一类具有唯一固定点的广义量子操作——量子遍历通道 (quantum ergodic channels), 并且深入探讨其存在的非马尔科夫特性. 反遍历熵用于衡量通过么正操作可向量子电池注入的最大能量. 其中, 遍历熵和反遍历熵是衡量量子电池所能提取和供给的最大能量. 这些参数在马尔科夫动力学框架下会逐渐耗散至环境, 导致资源利用率受限. 然而在非马尔科夫动力学中, 记忆效应能让这些资源实现暂时性回收, 这为提升量子电池的能量传输效率提供了潜在优势. Tiwari 等<sup>[174]</sup>研究了中心自旋与自旋浴相互作用的强耦合非马尔科夫量子热力学特性, 采用正则哈密顿量而非系统的原始哈密顿量来分析强耦合与非马尔科夫效应对系统的影响. 并推导出该系统在任意系统-浴耦合条件下精确的演化规律. Zhao 等<sup>[172]</sup>通过构建 Nakajima-Zwanzig-type 非马尔科夫主方程对系统进行建模, 并模拟不同物理参数下功率随时间演化的动态过程. 研究表明, 在强耦合非马尔科夫体系中, 量子催化 (quantum catalysis) 技术可作为优化电池性能的关键调控

手段.

大量研究表明, 非马尔科夫性能够带来能量回流的优势, 显著改善量子电池的充电效率、能量稳定性和遍历熵, 延长自放电时间, 并为优化充电协议提供新的方法. 综合各文献的研究可得出以下结论: 首先, 非马尔科夫环境允许电池能量在系统和环境之间反复流动, 使得电池在放电时能部分恢复能量, 延长能量存储时间. 其次, 通过设计碰撞模型或结构化谱密度等方式, 可以人为引入记忆效应, 提升充电功率和遍历熵. 最后, 非马尔科夫性虽带来显著收益, 但其模型的实现和控制仍需解决环境结构与实际相结合等一系列挑战. 总体而言, 非马尔科夫和记忆效应正成为量子电池研究的重要方向. 通过深入理解和利用系统与环境之间的时间相关性, 结合新颖的充电机制和控制策略, 未来有望构建更高效、更稳定的量子电池.

## 5.2 测量与反馈控制量子电池

除了依赖环境结构本身的记忆效应外, 主动的量子控制方法也提供了解决退相干与稳定性问题的另一条途径. 通过测量与反馈控制提升量子电池性能近来也得到了研究者的关注. 一种利用序列投影能量测量实现量子电池稳定化的非单位开环控制策略被提出<sup>[175,176]</sup>, 该方法基于量子芝诺 (Zeno) 效应<sup>[177]</sup>, 通过频繁的投影测量冻结电池状态在能量本征基中的演化, 有效抑制环境退相干, 目标是抵消熵的局部增加, 并确保以最低的能量实现快速、按需充放电和稳定的高效控制操作.

具体过程包括三个步骤 (如图 6). (i) 初始化阶段. 对于任意初始态  $\rho_0$ , 首先将电池系统  $B$  驱动

至其么正轨道上最接近最大充电态  $\rho_e$  的非平衡态  $\rho_i$ , 这可以通过迹距离  $T(\rho, \sigma) \equiv \text{Tr}[\sqrt{(\rho - \sigma)^2}]/2$  来度量. 该过程通常结合了无法控制的开放系统演化与可控的哈密顿量控制, 即  $H(t) = H_0 + V(t)$ . 尽管实际操作中驱动场的强度受限会对最大可实现功率构成约束 [63], 在本方案中假设允许任意强度的控制场, 即使存在退相干效应也可以在极短时间内完成该步骤, 使其有效地近似为么正演化. 另一方面, 对于控制较慢的情形, 也可以通过适当调整现有的控制方法以适配当前情境, 从而同样得到有效处理 [178].

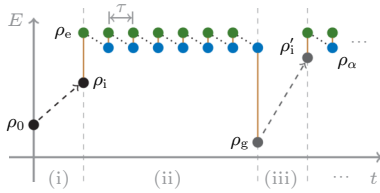


图 6 量子电池的演化过程. 该控制协议在初始状态  $\rho_0$  后, 通过交替进行的自由演化与么正操控 (虚点线, 对应步骤 (i) 与 (iii)) 以及在时间间隔  $\tau$  内进行的投影测量 (实线段, 对应步骤 (ii)) 实现电池状态的稳定控制. 绿色圆点表示最大充电态  $\rho_e$ , 蓝色圆点表示每次投影测量前电池的状态  $\rho_\alpha$ , 其演化始终处于量子芝诺区间内. 此外,  $\rho_i$  和  $\rho_i'$  分别是  $\rho_0$  和基态  $\rho_g$  在其对应么正轨道中最接近  $\rho_e$  的状态 [73]. Fig. 6. Evolution process of the quantum battery. After the initialization state  $\rho_0$ , the control protocol stabilizes the battery state through alternating free evolution and unitary operations (dashed dots, corresponding to steps (i) and (iii)) and projective measurements performed over time intervals  $\tau$  (solid segments, corresponding to step (ii)). The green dot denotes the maximally charged state  $\rho_e$ , while the blue dots represent the battery states  $\rho_\alpha$  before each projective measurement, whose evolution always remains within the quantum Zeno regime. In addition,  $\rho_i$  and  $\rho_i'$  are respectively the states of  $\rho_0$  and the ground state  $\rho_g$  that are closest to  $\rho_e$  along their corresponding unitary orbits [73].

(ii) 量子测量和芝诺保护. 在电池被驱动至状态  $\rho_i$  后, 接下来对其施加一次投影测量, 该测量在自由哈密顿量  $H_0$  的本征基下进行. 测量结果将以概率  $P_e = \text{Tr}[\rho_i \rho_e]$  将系统坍缩至最大能量态  $\rho_e$ , 或以概率  $P_g = 1 - P_e$  坍缩至其他能量本征态. 若系统坍缩至  $\rho_e$ , 则启动量子芝诺保护机制, 该机制通过在离散的时间点对电池进行一系列频繁的投影测量, 以冻结系统的演化并稳定在激发态  $\rho_e$ . 根据文献 [177, 179, 180], 连续两次测量之间的时间间隔  $\tau$  必须满足条件  $\Delta^2 H_{\text{Zeno}} \tau^2 \ll 1$ , 其中  $\Delta^2 H_{\text{Zeno}}$

是芝诺有效哈密顿量  $H_{\text{Zeno}} \equiv \rho_e H_0 \rho_e = E_e \rho_e$  关于冻结态  $\rho_e$  的能量方差,  $E_e = \text{Tr}[H_0 \rho_e]$  表示激发态的平均能量. 该条件在物理上的含义是: 只要演化后的电池状态与待稳定态  $\rho_e$  在统计上不可区分, 即任何测量装置都无法检测出二者差异, 那么系统就以接近 1 的概率持续地被保持在最大能量态  $\rho_e$  中. 因此, 为实现这一芝诺保护协议, 测量间隔  $\tau$  必须远小于系统的固有演化时间尺度与退相干时间.

(iii) 重新初始化. 如果投影测量的结果是某个低能量本征态之一, 那么将从头开始重复, 并按照步骤 (i) 中的方式施加么正驱动, 直到启动芝诺保护协议为止. 该策略的核心优势在于: 能在强退相干环境下保持电池稳定; 通过最小化控制功率, 实现能效最优的电池维护. 该协议实现了对量子电池最大充电态的持续稳定, 但也带来了能量和信息熵的额外成本. 虽然投影测量本身不消耗能量, 但测量结果的存储与擦除会产生不可逆的熵, 这体现了量子信息与热力学的深度交织. 在数值验证中, 研究者以一个受退相干影响的二能级系统为例, 实现了较高的平均保真度, 该研究为开放环境中量子电池的持续稳定运行提供了一种无需直接耦合的远程稳定机制, 具有重要的理论价值和应用潜力.

另一类量子电池充电与稳定方案采用线性反馈控制, 以实现电池能量的单调增加及稳态维持. Mitchison 等 [181] 提出了一种基于连续测量反馈控制的开放量子电池远程充电方案, 其中电池与外部能量源并不直接耦合, 而是通过一个可控的辅助二能级系统 (充电器) 间接获得能量. 充电器接受外部驱动, 并与环境发生耗散相互作用, 同时进行同频弱测量, 其测量输出信号用于通过线性反馈调节驱动强度, 实现充电过程的闭环控制. 理想情况下, 测量效率高且反馈延迟趋近零时, 反馈控制能使电池状态逐渐趋于目标稳态, 且具备对环境扰动的鲁棒性. 即使存在测量效率低下和反馈延迟, 系统仍能维持较好充电性能. 但当反馈延迟过大时, 反馈环路失效, 控制无法及时抵消测量及环境噪声, 充电器退化为最大混态, 电池充电效果丧失, 表现为随机测量序列动力学. 这一工作拓展了远程充电的范式, 将量子反馈控制技术引入能量管理领域, 为量子电池的实用化和噪声容忍充电提供了有效思路.

随着量子技术的发展, 越来越多的研究关注于如何突破量子电池的能量密度与充电效率极限. 在

这一背景下, Hotta 与 Ikeda<sup>[182]</sup> 提出的基于量子隐形能量传输 (quantum energy teleportation, QET) 机制的量子电池方案展现出显著优势, 有望实现超越量子电池极限的能量存储与提取效率. 传统量子电池系统中, 每个子系统所能承载的能量密度存在上限, 通常定义为总最大能量与子系统数目的比值. Hotta 与 Ikeda 基于 QET 提出了一种全新的量子电池构型, 该方案利用系统中最高能态 (即最高本征态) 中的纠缠资源, 实现通过局域操作与经典通信 (local operations and classical communication, LOCC) 将能量从一个子系统“远程转移”至另一个子系统的操作流程. 该方案的核心在于对系统最高能态上的投影测量与反馈控制过程: 假设 Alice 与 Bob 共用一个具有纠缠的多体系统, 在该系统中 Alice 对其子系统进行测量并获得结果后, 通过经典信道通知 Bob, Bob 据此在其子系统根据测量结果执行么正操作, 从而“瞬间”提升其局域能量密度. 由于测量对纠缠的影响, Bob 子系统最终可达到的局域能量可以超过传统上限. 该协议利用量子纠缠与 QET 原理, 实现瞬时能量转移与存储, 远超传统经典极限. 协议基于局域操作与经典通信, 已在量子硬件上得到实验验证, 且易于扩展至更大规模系统.

### 5.3 电池的自放电和老化

环境给量子电池带来的自放电和老化问题不容小觑. 自放电现象是指量子电池在与外部充电场和用电器断开后, 能量泄漏到周围环境的耗散效应. Santos 等<sup>[70]</sup> 的研究表明, 采用绝热协议可有效维持三能级量子电池的带电状态稳定性, 从而抑制了自放电现象. 在 2021 年, Santos<sup>[183]</sup> 指出利用量子相干性存储能量是减缓量子电池自放电进程的有效策略. 在 2025 年, Hao 等<sup>[167]</sup> 提出了一个由 XXZ 海森伯相互作用原子组成的运动量子电池的物理模型, 并发现电池环的旋转运动可以有效地保护其能量不被环境耗散掉, 极大地增强了电池保存能量的能力.

老化现象是指电池因与环境不可避免地发生相互作用, 进而引起系统退相干, 使得其量子资源退化, 最终导致循环储能-释能过程失效的现象. 为延缓量子电池老化, Bai 和 An<sup>[77]</sup> 提出了一种周期性充电模型. 他们证明, 若整个系统的 Floquet 准能谱形成束缚态, 则量子电池的退相干将受到抑

制. Liu 和 Segal<sup>[78]</sup> 的研究表明, 结构化量子电池通过工程调控自旋比特间的关联, 可有效抑制环境引起的老化效应, 显著改善存储能量的保持性能.

## 6 量子电池的远程充电机制

传统的量子电池模型大多依赖于局域耦合机制, 即充电器与电池必须在空间上接近, 通过直接相互作用实现能量注入. 然而, 随着量子网络和分布式量子系统的发展, 如何实现远距离、非接触式的高效充电成为量子电池实用化过程中的关键挑战之一. Tabesh 等<sup>[75]</sup> 系统研究了共用耗散环境介导的开放量子电池充电过程, 推动了远程充电机制的理论建构. 在该“充电器-电池”模型中, 系统处于非马尔科夫环境中无外部驱动, 且充电器与电池之间没有直接耦合. 研究表明, 当环境与系统之间的耦合足够强时, 量子电池能够仅通过环境记忆效应而完成有效充电, 展现出一种类似无线充电的物理过程. 在弱耦合极限下, 这一现象则无法维持, 突出表明非马尔科夫性在实现环境介导充电中的关键作用. 此外, 作者提出了一种基于光学器件的实验方案, 可用于测量第一种情形中的可提取能, 为环境介导下的远程量子电池研究提供了新的理论与实验方案.

Hu 等<sup>[76]</sup> 提出了一种基于一个共同的玻色库介导的无线量子电池充电方案. 该方案中, 多个充电器单元 (charging units) 通过耦合至一个共同的玻色子环境与量子电池间接相互作用, 从而实现能量的非接触式转移. 与多数研究假设充电初始能量最大化不同, Hu 等考虑了更具物理现实性的情形: 即充电器初始能量不是最大, 且量子电池可能具有剩余的可提取能. 研究发现, 系统的充电行为在不同耦合强度下表现出截然不同的特性: 在强耦合极限下, 充电时间基本独立于充电器能量、充电器数量以及电池初始遍历熵, 但最终电池所获得的遍历熵仍显著依赖于前两者, 而初始的残余遍历熵并不能增强电池性能. 进一步地, 他们还发现, 在弱耦合与中等耦合区间中, 增多的充电器单元能显著提升充电效率, 但在强耦合区反而可能造成效率下降. 这项工作不仅揭示了玻色子介导的协同作用对能量转移过程的影响, 还为无线量子电池的设计与优化提供了可行的新方案.

远距离充电不仅要求能量传输在物理空间中

可扩展, 还需克服能量在过程中因环境退相干而造成的损耗问题, 即所谓的量子电池老化. 2024 年, Song 等 [184] 提出了一种基于波导量子电动力学的远程充电方案, 同时解决了能量传输距离受限与电池老化问题. 该方案的核心思想是利用矩形金属空腔波导中的非马尔科夫电磁场作为中介, 将两个空间分离的二能级系统 (分别作为充电器与电池) 有效耦合, 系统哈密顿量如下:

$$\hat{H} = \sum_{j=1,2} \hat{\sigma}_j^+ \hat{\sigma}_j^- + \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \omega_k \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k + \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=1,2} (g_{k,j} \hat{\sigma}_j^+ \hat{a}_k + \text{H.c.}), \quad (36)$$

其中,  $\hat{\sigma}_j^- = |g_j\rangle\langle e_j|$  表示从激发态  $|e_j\rangle$  向基态  $|g_j\rangle$  的跃迁算符: 当  $j=1$  时表示充电器的跃迁操作,  $j=2$  时表示量子电池的跃迁操作, 其跃迁频率均为  $\omega_0$ .  $\hat{a}_k$  是频率为  $\omega_k$  的第  $k$  个电磁场模式的湮灭算符. 第  $j$  个二能级系统与第  $k$  个电磁场模式之间的耦合强度为

$$g_{k,j} = \sqrt{\frac{\omega_k}{2\varepsilon_0}} \mathbf{d}_j \cdot \mathbf{u}_k(\mathbf{r}_j), \quad (37)$$

其中  $\varepsilon_0$  是真空介电常数,  $\mathbf{d}_j$  是第  $j$  个 TLS 的偶极矩,  $\mathbf{u}_k(\mathbf{r}_j)$  是电磁场在位置  $\mathbf{r}_j$  处的模场分布函数.

电磁场的色散关系为

$$\omega_k = \sqrt{(ck)^2 + \omega_{mn}^2}, \quad (38)$$

$$\omega_{mn} = c \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}, \quad (39)$$

其中,  $c$  是光速,  $k$  是波导中沿纵向的波矢,  $\omega_{mn}$  是对应于横向模式  $(m, n)$  的截止频率,  $a$  和  $b$  分别是波导的两个横向尺寸. 示意图如图 7 所示. 在不依赖直接相互作用的前提下, 系统通过形成两个束缚态, 实现稳定的能量转移通道, 从而使电池与充电器间发生持续的、损耗极低的能量交换. Hu 等 [76] 进一步分析了系统的演化动力学, 非马尔科夫效应不仅不会削弱电池性能, 反而可以在充电器与电池间诱导出持续的类似拉比振荡的能量交换过程. 当量子电池处于波导中时, 其能量不会衰减, 有效克服了电池老化这一困扰量子电池实际应用的障碍. 数值模拟表明, 该方案在参数调控方面具有较强的鲁棒性和优化空间. 此外, 他们还讨论了将该方案扩展至表面等离激元波导等平台的可行性, 具有良好的实验实现前景.

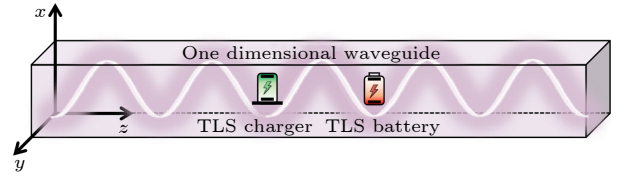


图 7 通过波导中电磁场实现的非接触式量子电池远程充电模型, 其中充电器与电池由二能级系统构成并空间分离 [184]  
Fig. 7. A contactless remote charging model of a quantum battery realized through the electromagnetic field in a waveguide, where both the charger and the battery are composed of two-level systems and are spatially separated [184].

## 7 实验实现与应用前景

量子电池的实验研究目前可按物理平台大致分为三类: 需要在低温条件下运行的体系、可在室温运行的体系以及基于光学量子模拟的平台. 第一类中的低温体系如氮空位中心 [39,40]、超导电路 [34,35,37]、离子阱 [185]、量子点 [186] 及里德伯原子 [187] 等, 已有初步的原型实验展示出可行性. 在此框架下, Dou 等 [40] 通过引入绝热补偿机制, 对三能级反绝热受激拉曼绝热通道 (counterdiabatic stimulated Raman adiabatic passage) 量子电池的充放电动力学进行深入探究, 并讨论了在超导电路和氮空位中心实现这一理论的可能实验方法. 该方案能显著加快电池的充放电过程, 同时获得更高的存储能量和功率. Ge 等 [35] 通过理论和实验研究, 开发了调制频率的受激拉曼绝热传输 (fmod-STIRAP) 技术, 有效提升了由超导 transmon 三态系统构成的级联三能级量子电池在充放电过程中的效率. 数值模拟与实验研究均证实, fmod-STIRAP 技术在充放电过程中对电池的布居数、遍历熵以及功率方面都表现出显著优势. 第二类中能够在室温下运行的体系包括有机微腔 [9] 和核自旋体系 [48]. 这类平台需要具备远大于室温热能的能级间距, 并依赖集体行为来抵消退相干的影响, 因此在实际应用上展现出更大潜力. Hymas 等 [9] 通过实验展示了具有多层有机微腔设计的可扩展室温量子电池, 实验表明该器件具备超大存储能量并能产生超大输出功率. 作为首个完整展示量子电池运行周期的演示, 为未来利用量子效应提升电池的储能奠定了基础. Joshi 和 Mahesh [48] 采用核磁共振结构, 通过星形拓扑分子中的核自旋系统, 系统探究了量子电池的多个维度特性. 除此之外, 第三类中的光学平台 [75,79-82]

可以通过单光子或多光子系统、线性光学器件、干涉仪等模拟量子电池的动力学过程, 适合验证抽象的量子动力学机制. Huang 等<sup>[82]</sup>通过单光子与线性光学技术, 对 XXZ 海森伯哈密顿量驱动的量子电池充电过程进行了实验模拟研究. 研究发现, 增强充电效率的关键因素并非总是纠缠, 相干性也发挥着不可忽视的作用. Zhu 等<sup>[79]</sup>提出允许量子电池采用不确定因果顺序 (indefinite causal order, ICO) 进行充电的新方案, 提出了一种基于非么正动力学的充电协议, 并使用光子量子开关对这一协议进行了实验研究. 研究发现当电池与辅助系统间的耦合强度较弱时, 反而能实现更多能量的注入. 综上, 各类平台在操控精度、可扩展性和应用前景方面各具优势, 共同构成当前量子电池实验研究的主要技术路径.

当前的实验探索为量子电池提供了可行的物理支撑, 而随着实验能力的提升, 其潜在应用也逐渐显现出更为丰富的方向. 在此对量子电池未来可能发挥作用的关键场景进行进一步阐述. 首先, 在片上量子信息处理方面, 量子电池可作为微体系的瞬时能量缓冲模块, 为超导量子比特的高速控制脉冲、快速读出放大器以及微波转换器提供稳定而可控的短时能量供应, 从而减少外部供能延迟与线路噪声带来的干扰, 有望在未来的大规模量子芯片中成为关键的能量管理元件. 其次, 在微尺度高功率传感与致动器件中, 量子电池能够在极短时间内释放较大功率, 可用于驱动纳米机械振子、光机械谐振腔或微腔传感器, 进而提升探测灵敏度、信号对比度和动态响应能力, 这对精密力测量、弱场探测与量子计量具有重要意义. 再次, 在量子通信与量子网络节点中, 量子电池可实现节点内部的局域能量调控, 例如为量子中继器的纠缠分发模块、里德伯原子链节点或光子量子存储器提供快速功率补偿, 从而在实际量子网络中降低链路对外来能量输入的依赖、提升节点稳定性并改善网络整体能量效率. 此外, 量子电池本身也可作为一个量子热力学与能量涨落研究的实验平台, 其可控的量子态演化、可提取能、相干性与纠缠变化为研究非平衡量子过程、量子资源的能量操作角色提供了独特的实验机会, 有望推动量子热机、量子工作介质及量子耗散动力学等基础问题的实验验证. 进一步地, 基于腔量子电动力学、超导线路、光机械系统或里德伯阵列的平台, 量子电池还可能在未来实现远程与

无线量子能量传输, 通过工程化的光场、微波腔或机械振子耦合, 实现跨距离的量子能量交换, 为未来分布式量子设备和量子传感网络提供一种新型能量供给机制.

总体来看, 这些应用前景既展示了量子电池在未来量子技术体系中的多重角色, 也突显了实现这些功能所需跨越的关键瓶颈, 如相干时间的限制、耦合效率的优化、器件一致性与环境噪声的控制等. 随着实验技术的不断进步, 量子电池有望从当前的概念验证逐步走向更贴近实际的功能性组件, 为量子信息科学与微观体系能量调控技术的发展提供新的动力来源.

## 8 结 论

量子电池作为量子热力学与量子信息科学交叉领域的前沿课题, 其研究旨在利用量子纠缠、相干和非经典关联等独特资源, 突破经典储能设备在充电速度、功率输出和能量提取等方面的性能极限. 自概念提出以来, 理论研究已构建起包括单体与多体模型、直接充电与充电器介导协议在内的多元框架, 并在腔量子电动力学、自旋链、SYK 模型、超导电路等多种物理平台中展现出超线性扩展、协同充电等显著量子优势. 研究表明, 量子纠缠在多体协同能量注入中起到关键作用, 而量子相干则直接影响可提取能与功率上限; 此外, 强耦合与深强耦合区域中的非微扰效应进一步拓展了性能优化的理论空间. 然而, 量子电池从理论迈向实用仍面临严峻挑战: 环境引起的退相干和能量耗散严重制约其寿命与循环稳定性; 实际系统中量子资源的高效制备、维持与操控难度极大; 多次充放循环可能引发量子态退化或量子电池老化; 现有实验验证虽在超导与离子阱等平台取得初步进展, 但仍局限于原理性演示, 尚未实现高效、可控、可扩展的能量存储与提取.

展望未来, 量子电池研究仍面临若干关键问题. 理论上, 首先, 应进一步建立统一的量化指标体系与评估准则, 明确不同模型下能量密度、功率及效率的理论极限, 发展适用于多体体系的量子速度极限与能量波动分析方法. 其次, 应深入探索强耦合、非线性耦合及非平衡体系中能量流与热力学约束的关系, 揭示量子纠缠, 相干等量子资源在量子电池充放电过程中的本质作用. 第三, 应进一步

探索在开放量子系统下的鲁棒性控制策略,如基于退相干无关子空间、反馈控制和测量的方案.在实验层面,需发展可扩展的多体集体充电方案与可控耦合平台,例如基于超导量子电路、离子阱、腔光学及里德伯原子阵列的量子电池架构,并实现对能量注入、提取与保持的实时监测与反馈调控.最后,结合量子通信与量子计算体系,构建具备能量共享与分布式管理能力的量子电池网络,将为未来量子能源技术与量子信息处理的融合开辟新方向.

总体而言,量子电池不仅为理解非平衡量子热力学提供了新的实验平台,也为发展高功率、低耗散的下一代量子储能技术奠定了坚实基础.随着量子控制与测量精度的进一步提升,量子电池有望在量子能源科学与量子工程应用中发挥核心作用,成为实现量子资源高效能量化利用的重要途径.

**刘思远**, 西北大学现代物理研究所副教授, 博士生导师. 2015 年获西北大学理论物理博士学位. 2017 年—2019 年在中国科学院物理研究所从事博士后研究工作. 主要研究方向为量子资源理论及量子能量存储与传输等. 近年来在相关领域发表 SCI 论文近 40 篇, 研究结果在领域内受到广泛关注. 主持国家自然科学基金及省部级科研项目多项, 获陕西省自然科学优秀学术论文三等奖 1 项. *Phys. Rev. Lett.*, *Phys. Rev. A* 等学术期刊审稿人.

## 参考文献

- [1] Alicki R, Fannes M 2013 *Phys. Rev. E* **87** 042123
- [2] Campaioli F, Gherardini S, Quach J Q, Polini M, Andolina G M 2024 *Rev. Mod. Phys.* **96** 031001
- [3] Zhang J L, Wang P F, Chen W T, Cai Z Y, Qiao M, Li R L, Huang Y Y, Tian H N, Luan C Y, Tu H C, Cui K F, Yan L L, Zhang J H, Zhang J N, Yung M, Kim K 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 140403
- [4] Song W L, Wang J L, Zhou B, Yang W L, An J H 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 020405
- [5] Andolina G M, Stanzione V, Giovannetti V, Polini M 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 240403
- [6] Medina I, Culhane O, Binder F C, Landi G T, Goold J 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 220402
- [7] Pokhrel S, Gea-Banaoche J 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 130401
- [8] Elyasi S N, Rossi M A, Genoni M G 2025 *Quantum Sci. Technol.* **10** 025017
- [9] Hymas K, Muir J B, Tibben D, van Embden J, Hirai T, Dunn C J, Gómez D E, Hutchison J A, Smith T A, Quach J Q 2025 arXiv: 2501.16541 [quant-ph]
- [10] Rinaldi D, Filip R, Gerace D, Guarnieri G 2025 *Phys. Rev. A* **112** 012205
- [11] Shaghghi V, Singh V, Carrega M, Rosa D, Benenti G 2023 *Entropy* **25** 430
- [12] Wang L, Liu S Q, Wu F L, Fan H, Liu S Y 2024 *Phys. Rev. A* **110** 042419
- [13] Grazi R, Sacco Shaikh D, Sassetti M, Traverso Ziani N, Ferraro D 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 197001
- [14] Rossini D, Andolina G M, Polini M 2019 *Phys. Rev. B* **100** 115142
- [15] Le T P, Levinsen J, Modi K, Parish M M, Pollock F A 2018 *Phys. Rev. A* **97** 022106
- [16] Binder F C, Vinjanampathy S, Modi K, Goold J 2015 *New J. Phys.* **17** 075015
- [17] Campbell S, Deffner S 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 100601
- [18] Rosa D, Rossini D, Andolina G M, Polini M, Carrega M 2020 *J. High Energy Phys.* **2020** 1
- [19] Rossini D, Andolina G M, Rosa D, Carrega M, Polini M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 236402
- [20] Andolina G M, Farina D, Mari A, Pellegrini V, Giovannetti V, Polini M 2018 *Phys. Rev. B* **98** 205423
- [21] Ferraro D, Campisi M, Andolina G M, Pellegrini V, Polini M 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 117702
- [22] Andolina G M, Keck M, Mari A, Campisi M, Giovannetti V, Polini M 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 047702
- [23] Farina D, Andolina G M, Mari A, Polini M, Giovannetti V 2019 *Phys. Rev. B* **99** 035421
- [24] Crescente A, Carrega M, Sassetti M, Ferraro D 2020 *Phys. Rev. B* **102** 245407
- [25] Delmonte A, Crescente A, Carrega M, Ferraro D, Sassetti M 2021 *Entropy* **23** 612
- [26] Wang L, Liu S Q, Wu F L, Fan H, Liu S Y 2023 *Phys. Rev. A* **108** 062402
- [27] Liu J X, Shi H L, Shi Y H, Wang X H, Yang W L 2021 *Phys. Rev. B* **104** 245418
- [28] Verma D, Indrajith V, Sankaranarayanan R 2025 *Physica A* **659** 130352
- [29] Ghosh S, Sen A 2022 *Phys. Rev. A* **105** 022628
- [30] Francica G 2024 *Phys. Rev. A* **110** 062209
- [31] Gangwar K, Pathak A 2024 *Adv. Quantum Technol.* **7** 2400069
- [32] Rodriguez R, Ahmadi B, Suárez G, Mazurek P, Barzanjeh S, Horodecki P 2024 *New J. Phys.* **26** 043004
- [33] Rodriguez R R, Ahmadi B, Mazurek P, Barzanjeh S, Alicki R, Horodecki P 2023 *Phys. Rev. A* **107** 042419
- [34] Hu C K, Qiu J W, Souza P J P, Yuan J H, Zhou Y X, Zhang L B, Chu J, Pan X C, Hu L, Li J, Xu Y, Zhong Y P, Liu S, Yan F, Tan D, Bachelard R, Villas-Boas C J, Santos A C, Yu D P 2022 *Quantum Sci. Technol.* **7** 045018
- [35] Ge Y, Yu X, Xin W, Wang Z, Zhang Y, Zheng W, Li S, Lan D, Yu Y 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 154002
- [36] Elghayda S, Ali A, Al-Kuwari S, Czerwinski A, Mansour M, Haddadi S 2025 *Adv. Quantum Technol.* **8** 2400651
- [37] Dou F Q, Yang F M 2023 *Phys. Rev. A* **107** 023725
- [38] Yang D L, Yang F M, Dou F Q 2024 *Phys. Rev. B* **109** 235432
- [39] Dou F Q, Wang Y J, Sun J A 2020 *Eur. Phys. Lett.* **131** 43001
- [40] Dou F Q, Wang Y J, Sun J A 2022 *Front. Phys.* **17** 31503
- [41] Gemme G, Grossi M, Vallecorsa S, Sassetti M, Ferraro D 2024 *Phys. Rev. Res.* **6** 023091
- [42] Yang F M, Dou F Q 2024 *Phys. Rev. A* **109** 062432
- [43] Lu Z G, Tian G, Li X Y, Shang C 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 180401
- [44] Patil V P, Kos Ž, Ravnik M, Dunkel J 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 043196
- [45] Wang L, Liu S Q, Wu F L, Fan H, Liu S Y 2024 *Phys. Rev. A* **110** 062204

- [46] Shokri A, Faizi E, Arjmandi M B 2025 *Phys. Rev. E* **111** 064117
- [47] Guo Y, Cao L, Zhao J 2025 *Phys. Rev. A* **111** 063520
- [48] Joshi J, Mahesh T 2022 *Phys. Rev. A* **106** 042601
- [49] Donelli B, Gherardini S, Marino R, Campaioli F, Buffoni L 2025 *Phys. Rev. E* **111** L062102
- [50] Dou F Q, Lu Y Q, Wang Y J, Sun J A 2022 *Phys. Rev. B* **105** 115405
- [51] Erdman P A, Andolina G M, Giovannetti V, Noé F 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 243602
- [52] Lu W, Chen J, Kuang L M, Wang X 2021 *Phys. Rev. A* **104** 043706
- [53] Yang H Y, Shi H L, Wan Q K, Zhang K, Wang X H, Yang W L 2024 *Phys. Rev. A* **109** 012204
- [54] Arjmandi M B, Shokri A, Faizi E, Mohammadi H 2022 *Phys. Rev. A* **106** 062609
- [55] Carrasco J, Maze J R, Hermann-Avigliano C, Barra F 2022 *Phys. Rev. E* **105** 064119
- [56] Kamin F, Tabesh F, Salimi S, Santos A C 2020 *Phys. Rev. E* **102** 052109
- [57] Shi H L, Ding S, Wan Q K, Wang X H, Yang W L 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 130602
- [58] Zhang D, Ma S, Yu Y, Jin G, Chen A 2025 *Adv. Quantum Technol.* **8** e2500243
- [59] Mayo F, Roncaglia A J 2022 *Phys. Rev. A* **105** 062203
- [60] Tirone S, Salvia R, Chessa S, Giovannetti V 2025 *Phys. Rev. A* **111** 012204
- [61] Yu W L, Zhang Y, Li H, Wei G F, Han L P, Tian F, Zou J 2023 *Chin. Phys. B* **32** 010302
- [62] Hovhannisyán K V, Perarnau-Llobet M, Huber M, Acín A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 240401
- [63] Campaioli F, Pollock F A, Binder F C, Céleri L, Goold J, Vinjanampathy S, Modi K 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 150601
- [64] Wen J, Wen Z, Peng P, Li G Q 2025 *Chin. Phys. B* **34** 100302
- [65] Barra F 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 210601
- [66] Hovhannisyán K V, Barra F, Imperato A 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 033413
- [67] Chang W, Yang T R, Dong H, Fu L, Wang X, Zhang Y Y 2021 *New J. Phys.* **23** 103026
- [68] Carrega M, Crescente A, Ferraro D, Sassetti M 2020 *New J. Phys.* **22** 083085
- [69] Zhao F, Dou F Q, Zhao Q 2021 *Phys. Rev. A* **103** 033715
- [70] Santos A C, Çakmak B, Campbell S, Zimmer N T 2019 *Phys. Rev. E* **100** 032107
- [71] Ghosh S, Chanda T, Mal S, Sen(De) A 2021 *Phys. Rev. A* **104** 032207
- [72] Tacchino F, Santos T F F, Gerace D, Campisi M, Santos M F 2020 *Phys. Rev. E* **102** 062133
- [73] Gherardini S, Campaioli F, Caruso F, Binder F C 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 013095
- [74] Liu J, Segal D, Hanna G 2019 *J. Phys. Chem. C* **123** 18303
- [75] Tabesh F, Kamin F, Salimi S 2020 *Phys. Rev. A* **102** 052223
- [76] Hu M L, Gao T, Fan H 2025 *Phys. Rev. A* **111** 042216
- [77] Bai S Y, An J H 2020 *Phys. Rev. A* **102** 060201
- [78] Liu J, Segal D 2021 arXiv: 2104.06522 [quant-ph]
- [79] Zhu G, Chen Y, Hasegawa Y, Xue P 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 240401
- [80] Yang X, Yang Y H, Liu X Z, Jiang J L, Zheng X Z, Fei S M, Luo M X 2024 *Cell Rep. Phys. Sci.* **5** 102300
- [81] Liu Z D, Sun Y N, Liu B H, Li C F, Guo G C, Hamedani R S, Lyyra H, Pilo J 2020 *Phys. Rev. A* **102** 062208
- [82] Huang X J, Wang K, Xiao L, Gao L, Lin H Q, Xue P 2023 *Phys. Rev. A* **107** L030201
- [83] Allahverdyan A E, Balian R, Nieuwenhuizen T M 2004 *Eur. Phys. Lett.* **67** 565
- [84] Ali A, Al-Kuwari S, Hussain M, Byrnes T, Rahim M, Quach J Q, Ghominejad M, Haddadi S 2024 *Phys. Rev. A* **110** 052404
- [85] Malavazi A H, Sagar R, Ahmadi B, Dieguez P R 2025 *PRX Energy* **4** 023011
- [86] Mojaveri B, Jafarzadeh Bahrbeig R, Fasihi M 2024 *Phys. Rev. A* **109** 042619
- [87] Alimuddin M, Guha T, Parashar P 2020 *Phys. Rev. E* **102** 022106
- [88] Kamin F, Salimi S, Santos A C 2021 *Phys. Rev. E* **104** 034134
- [89] Sarkar A, Chaki P, Ghosh P, Sen U 2025 arXiv: 2505.16851 [quant-ph]
- [90] Mondal S, Saha D, Sen U 2025 arXiv: 2507.16610 [quant-ph]
- [91] Yang X, Yang Y H, Alimuddin M, Salvia R, Fei S M, Zhao L M, Nimmrichter S, Luo M X 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 030402
- [92] Sun W, Jin Y, Lu G 2024 *Phys. Rev. A* **109** 042422
- [93] Wang Y, Huang X, Zhang T 2025 *Adv. Quantum Technol.* **8** 2400652
- [94] Bai G, Gong H, Li B 2024 *Eur. Phys. J. Plus* **139** 1053
- [95] Wang Y K, Ge L Z, Zhang T, Fei S M, Gao Y, Wang Z X 2025 *Quantum Inf. Process.* **24** 34
- [96] Wang H, Gong H, Li B 2025 *Laser Phys. Lett.* **22** 065204
- [97] Wang L, Liu S Q, Wu F L, Fan H, Li N N, Liu S Y 2025 *Phys. Rev. A* **112** 022206
- [98] Zhang T, Yang H, Fei S M 2024 *Phys. Rev. A* **109** 042424
- [99] Wang Y, Liu H, Fei S M, Zhang T 2025 *Adv. Quantum Technol.* **8** 2500095
- [100] Castellano R, Farina D, Giovannetti V, Acin A 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 150402
- [101] Di Bello G, Farina D, Jansen D, Perroni C, Cataudella V, De Filippis G 2024 *Quantum Sci. Technol.* **10** 015049
- [102] Castellano R, Nery R, Simonov K, Farina D 2025 *Phys. Rev. A* **111** 012212
- [103] Gyhm J Y, Šafránek D, Rosa D 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 140501
- [104] Shi H L, Gan L, Zhang K, Wang X H, Yang W L 2025 arXiv: 2503.02667 [quant-ph]
- [105] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2003 *Phys. Rev. A* **67** 052109
- [106] Deffner S, Lutz E 2013 *J. Phys. A: Math. Theor.* **46** 335302
- [107] Campaioli F 2020 arXiv: 2004.08384 [quant-ph]
- [108] Zakavati S, Tabesh F T, Salimi S 2021 *Phys. Rev. E* **104** 054117
- [109] Imai S, Gühne O, Nimmrichter S 2023 *Phys. Rev. A* **107** 022215
- [110] Barra F 2022 *Entropy* **24** 820
- [111] Xu H, Li J 2024 arXiv: 2411.04132 [quant-ph]
- [112] Seidov S, Mukhin S 2024 *Phys. Rev. A* **109** 022210
- [113] Julià-Farré S, Salamon T, Riera A, Bera M N, Lewenstein M 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 023113
- [114] Dou F Q, Zhou H, Sun J A 2022 *Phys. Rev. A* **106** 032212
- [115] Zhang X, Blaauwboer M 2023 *Front. Phys.* **10** 1097564
- [116] Zhang W, Wang S, Wu C, Wang G 2023 *Phys. Rev. E* **107** 054125
- [117] Canzio A, Cavina V, Polini M, Giovannetti V 2025 *Phys. Rev. A* **111** 022222
- [118] Zhang D, Ma S, Yu Y, Jin G, Chen A 2025 *Phys. Rev. A* **112** 022615

- [119] Bhattacharyya A, Dongre P, Sen U 2024 arXiv: 2410.00618 [quant-ph]
- [120] Zhang D, Ma S, Jiang Y, Yu Y, Jin G, Chen A 2024 *Phys. Rev. A* **110** 032211
- [121] Hadipour M, Yousefi N N, Mortezapour A, Miavaghi A S, Haseli S 2025 *Sci. Rep.* **15** 14578
- [122] Liu C G, Zhang J T, Ai Q 2025 *Phys. Rev. A* **112** 043705
- [123] Li J, Wu N 2025 *Phys. Rev. E* **111** 044118
- [124] Zahia A A 2025 *Phys. Scr.* **100** 085403
- [125] Catalano A G, Giampaolo S M, Morsch O, Giovannetti V, Franchini F 2024 *PRX Quantum* **5** 030319
- [126] Arjmandi M B, Mohammadi H, Saguia A, Sarandy M S, Santos A C 2023 *Phys. Rev. E* **108** 064106
- [127] Zhang X L, Song X K, Wang D 2024 *Adv. Quantum Technol.* **7** 2400114
- [128] Rahman S, Muruges S 2024 *Phys. Scr.* **100** 015106
- [129] Grazi R, Cavaliere F, Traverso Ziani N, Ferraro D 2025 *Symmetry* **17** 220
- [130] Qi S F, Jing J 2025 *Phys. Lett. A* **530** 130124
- [131] Saffman M, Walker T G, Mølmer K 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2313
- [132] Yao Y, Shao X Q 2021 *Phys. Rev. E* **104** 044116
- [133] Quach J Q, Munro W J 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 024092
- [134] Sen K, Sen U 2021 *Phys. Rev. A* **104** L030402
- [135] Sun P Y, Zhou H, Dou F Q 2024 arXiv: 2412.01442 [quant-ph]
- [136] Zahia A A, Abd-Rabbou M, Megahed A M 2025 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **58** 065501
- [137] Gumberidze M, Kolář M, Filip R 2019 *Sci. Rep.* **9** 19628
- [138] García-Pintos L P, Hamma A, Del Campo A 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 040601
- [139] Çakmak B 2020 *Phys. Rev. E* **102** 042111
- [140] Seah S, Perarnau-Llobet M, Haack G, Brunner N, Nimmrichter S 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 100601
- [141] Caravelli F, Yan B, García-Pintos L P, Hamma A 2021 *Quantum* **5** 505
- [142] Kamin F H, Salimi S, Arjmandi M B 2024 *Phys. Rev. A* **109** 022226
- [143] Liu S Q, Wang L, Fan H, Wu F L, Liu S Y 2024 *Phys. Rev. A* **109** 042411
- [144] Chen Y, Tan J, Lu J, Hao X 2025 *Commun. Theor. Phys.* **77** 065107
- [145] Xu K, Zhu H J, Zhang G F, Liu W M 2021 *Phys. Rev. E* **104** 064143
- [146] Xu K, Li H G, Li Z G, Zhu H J, Zhang G F, Liu W M 2022 *Phys. Rev. A* **106** 012425
- [147] Liu S Q, Wang L, Fan H, Wu F L, Liu S Y 2025 *Adv. Quantum Technol.* **8** e00504
- [148] Santos A C, Saguia A, Sarandy M S 2020 *Phys. Rev. E* **101** 062114
- [149] Yao Y, Shao X Q 2022 *Phys. Rev. E* **106** 014138
- [150] Centrone F, Mancino L, Paternostro M 2023 *Phys. Rev. A* **108** 052213
- [151] Ukhtary M S, Rangkuti C N 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 034002
- [152] Khodadad Z, Tarabishi J, Hanna G 2025 *J. Chem. Phys.* **162** 074309
- [153] Breuer H P, Laine E M, Piilo J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 210401
- [154] Fanchini F F, Karpat G, Çakmak B, Castelano L, Aguilar G, Farias O J, Walborn S, Ribeiro P S, De Oliveira M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 210402
- [155] Chruściński D, Maniscalco S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 120404
- [156] Luo S, Fu S, Song H 2012 *Phys. Rev. A* **86** 044101
- [157] Kamin F, Tabesh F, Salimi S, Kheirandish F, Santos A C 2020 *New J. Phys.* **22** 083007
- [158] Li J, Shen H, Yi X 2022 *Opt. Lett.* **47** 5614
- [159] Song M L, Li L J, Song X K, Ye L, Wang D 2022 *Phys. Rev. E* **106** 054107
- [160] Hadipour M, Haseli S, Dolatkah H, Rashidi M 2023 *Sci. Rep.* **13** 10672
- [161] Tiwari D, Banerjee S 2023 *Front. Quantum Sci. Technol.* **2** 1207552
- [162] Mojaveri B, Jafarzadeh B R, Fasihi M A, Babanzadeh S 2023 *Sci. Rep.* **13** 19827
- [163] Xu K, Li H G, Zhu H J, Liu W M 2024 *Phys. Rev. E* **109** 054132
- [164] Hadipour M, Haseli S, Wang D, Haddadi S 2024 *Adv. Quantum Technol.* **7** 2400115
- [165] Mojaveri B, Jafarzadeh B R, Fasihi M A 2024 *Phys. Rev. E* **110** 064107
- [166] Luo J T, Li L, Wei H, Jing T, He Z 2024 *Laser Phys. Lett.* **22** 015209
- [167] Hao X, Chen Y, Ren T X, Tan J, Wu Y Z 2025 *Quantum Inf. Process.* **24** 235
- [168] Morrone D, Rossi M A, Smirne A, Genoni M G 2023 *Quantum Sci. Technol.* **8** 035007
- [169] Bhanja G, Tiwari D, Banerjee S 2024 *Phys. Rev. A* **109** 012224
- [170] Cavaliere F, Gemme G, Benenti G, Ferraro D, Sassetti M 2025 *Commun. Phys.* **8** 76
- [171] Zhao S C, Zhao Z R, Zhuang N Y 2025 *Phys. Rev. E* **112** 024129
- [172] Zhao S C, Luo L, Zhuang N Y 2025 arXiv: 2508.02772 [quant-ph]
- [173] Basu R, Chakraborty A, Badhani H, Alimuddin M, Bhattacharya S 2025 *Phys. Rev. A* **111** 032416
- [174] Tiwari D, Bose B, Banerjee S 2025 *J. Chem. Phys.* **162** 114104
- [175] De Pasquale A, Yuasa K, Giovannetti V 2017 *Phys. Rev. A* **96** 012316
- [176] Gherardini S, Smirne A, Müller M M, Caruso F 2019 *Proceedings* **12** 11
- [177] Smerzi A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 150410
- [178] Suri N, Binder F C, Muralidharan B, Vinjanampathy S 2018 *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **227** 203
- [179] Müller M M, Gherardini S, Smerzi A, Caruso F 2016 *Phys. Rev. A* **94** 042322
- [180] Schäfer F, Herrera I, Cherukattil S, Lovecchio C, Cataliotti F S, Caruso F, Smerzi A 2014 *Nat. Commun.* **5** 3194
- [181] Mitchison M T, Goold J, Prior J 2021 *Quantum* **5** 500
- [182] Hotta M, Ikeda K 2025 *Quantum Inf. Process.* **24** 186
- [183] Santos A C 2021 *Phys. Rev. E* **103** 042118
- [184] Song W L, Liu H B, Zhou B, Yang W L, An J H 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 090401
- [185] Bruzewicz C D, Chiaverini J, McConnell R, Sage J M 2019 *Appl. Phys. Rev.* **6** 021314
- [186] Maillette de Buy Wenniger I, Thomas S E, Maffei M, Wein S C, Pont M, Belabas N, Prasad S, Harouri A, Lemaître A, Sagnes I, Somaschi N, Auffèves A, Senellart P 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 260401
- [187] Adams C S, Pritchard J D, Shaffer J P 2019 *J. Phys. B* **53** 012002

## YOUNG SCIENTISTS' FORUM

**Research progress of quantum battery\***WANG Lu<sup>1)</sup> WU Fenglin<sup>1)2)</sup> LI Nana<sup>1)</sup> GUO Senyan<sup>1)</sup> FAN Hao<sup>1)</sup>  
LIU Shuqian<sup>1)</sup> LIU Siyuan<sup>1)2)3)†</sup>1) (*Institute of Modern Physics, Northwest University, Xi'an 710127, China*)2) (*Shaanxi Key Laboratory for Theoretical Physics Frontiers, Xi'an 710127, China*)3) (*Peng Huanwu Center for Fundamental Theory, Xi'an 710127, China*)

(Received 5 November 2025; revised manuscript received 26 November 2025)

**Abstract**

Quantum battery is a new energy storage concept designed based on the principles of quantum mechanics, with the aim of overcoming the physical limitations of traditional electrochemical batteries in terms of energy density, charging speed, and efficiency. This review systematically summarizes recent theoretical and experimental progress in the field, focusing on the underlying theoretical framework and the core physical mechanisms that govern energy storage, transport, and extraction. Central attention is paid to the essential roles of quantum coherence and entanglement in enhancing charging performance and enabling collective phenomena. The thermodynamic foundations of quantum batteries are introduced, including stored energy, ergotropy, capacity, power, and energy fluctuations. This review then delves into the structural characteristics and charging behaviors of several representative quantum battery models, including light-matter interaction batteries based on the Tavis-Cummings or Dicke framework, spin-chain batteries with various types of interactions, high-dimensional (three-level and multi-level) batteries using adiabatic and shortcut-to-adiabatic control, and Rydberg-atom-based batteries featuring switchable strong long-range interactions. For each model, the influences of initial states, coupling strength, system size, and excitation distribution on charging dynamics, capacity, and power scaling are systematically discussed. Furthermore, key challenges faced by quantum many-body battery models in realistic environments are reviewed, with a particular focus on their open-system characteristics. We summarize recent advances in understanding how decoherence, dissipation, and environmental noise degrade battery performance, while highlighting how non-Markovian memory effects can stabilize energy flow or partially restore lost coherence. Measurement-based feedback control, dissipative engineering, and decoherence-free subspace techniques are introduced as promising strategies to suppress decoherence, mitigate self-discharge, and extend battery lifetime. The potential quantum advantages in self-discharge suppression, energy retention, and anti-aging mechanisms are also examined. Finally, the review explores feasible implementation routes toward long-distance or wireless quantum charging, and surveys experimental platforms capable of realizing quantum batteries, including superconducting circuits, trapped ions, cavity-QED systems, optomechanical devices, and Rydberg arrays. Overall, quantum battery research is undergoing rapid expansion, and its progress not only promises transformative innovations in next-generation energy storage technologies, but also provides a powerful experimental platform for advancing quantum thermodynamics, quantum resource theory, and the physics of nonequilibrium quantum systems.

**Keywords:** quantum battery, quantum thermodynamics, quantum resources, open quantum systems**DOI:** [10.7498/aps.75.20251507](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251507)**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251507](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251507)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12175179), the Peng Huanwu Center for Fundamental Theory, China (Grant No. 12247103), and the Natural Science Basic Research Program of Shaanxi Province, China (Grant Nos. 2021JCW-19, 2019JQ-863).

† Corresponding author. E-mail: [lsy5227@163.com](mailto:lsy5227@163.com)



## 量子电池的研究进展

王璐 吴凤霖 李娜娜 郭森炎 樊浩 刘树倩 刘思远

### Research progress of quantum battery

WANG Lu WU Fenglin LI Nana GUO Senyan FAN Hao LIU Shuqian LIU Siyuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 040607 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251507

CSTR: 32037.14.aps.75.20251507

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251507>

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

基于依赖强度Dicke模型的量子电池充电性能

Charging performance of quantum batteries based on intensity-dependent Dicke model

物理学报. 2023, 72(18): 180301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230578>

三味中微子振荡的量子资源特性研究

Review of quantum resource characteristics in three-flavor neutrino oscillations

物理学报. 2025, 74(7): 070301 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250029>

介观统计热力学理论与实验

Theoretical and experiments of mesoscopic statistical thermodynamics

物理学报. 2023, 72(23): 230501 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231608>

通用量子计算模型: 一个资源理论的视角

Universal quantum computing models: a perspective of resource theory

物理学报. 2024, 73(22): 220302 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240893>

基于超导量子系统的量子纠错研究进展

Advances in quantum error correction based on superconducting quantum systems

物理学报. 2022, 71(24): 240305 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221824>

耗散响应理论及其在开放系统中的应用

Dissipative linear response theory and its applications in open quantum systems

物理学报. 2021, 70(23): 230306 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211687>