中国科学: 物理学 力学 天文学 2021 年 第 51 卷 第 3 期: 030011
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica physcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
评 述 厦门大学百年校庆物理天文专辑

能量转换量子系统的热力学特性及其研究进展

苏山河[1], 张艳超[1,2], 彭万里[1], 苏国珍[1], 陈金灿[1*]

1. 厦门大学物理科学与技术学院物理学系, 厦门 361005;
2. 广西科技大学理学院, 柳州 545006
*联系人, E-mail: jcchen@xmu.edu.cn

收稿日期: 2020-10-10; 接受日期: 2020-12-31; 网络出版日期: 2021-01-29
国家自然科学基金(编号: 12075197, 11805159, 11675132)资助项目

摘要 量子物理是理解微观粒子运动规律的现代物理学理论. 它与信息、生命以及化学等学科相互联系日益紧密, 引发了许多新技术革命, 深刻影响着人类的生活, 已成为社会经济发展的原动力之一. 当前, 量子物理和能源科学结合, 正在产生新的学科生长点. 本文主要概述多种类型能量转换量子系统的发展; 结合国内外的研究现状, 系统地阐明如何应用热力学理论研究量子体系的能量操控以及微观器件的优化设计; 总结量子热力学循环、能量选择量子电子器件、量子点热管理器件等在理论和实验方面研究的代表性成果和进展; 展望量子物理与能源科学交叉领域发展的新方向.

关键词 量子器件, 量子循环, 量子工质, 量子点, 能量选择通道, 热管理

PACS: 05.70.Ln, 05.70.-a, 05.90.+m, 73.63.-b

1 引言

随着技术进步, 器件不断往微型化、集成化趋势发展, 探索低维和介观物理系统能量转换和输运的基本原理, 开发新型高效微型能量转换器件越来越受到国内外学者的重视[1,2]. 而热力学的基本规律不仅适用于大型装置, 也同样适用于微型器件, 而且适用于一切形式的能量转换系统. 热力学与量子物理的一些基本问题紧密关联, 结合热力学基本定律, 探讨量子效应对小尺寸系统的影响, 可为人们的研究提供一个新的视角, 有助于新的物理问题的发现. 因此, 量子热力学是近年来快速成长的领域[3], 是热力学基础与量子物理相结合的一门新兴前沿交叉学科. 不断发展完善量子热力学理论, 揭示各种能量转换过程的微观机理, 更深层次研究热传递与热功转换等不可逆性过程的微观机制, 对优化提升器件的能量转换效率具有重要的指导意义.

得益于多种实验技术的快速发展, 量子热力学的实验研究正在蓬勃发展. 以下将列举相关的实验研究, 从而呈现量子热力学理论与实验结合已取得的重要研究进展. 一般热力学循环的工质需要大量粒子, Roßnagel等人[4,5]利用锥形离子阱约束单一离子, 并交替经历激光冷却和外电场噪声加热, 构成以单原子为工质的热力学循环, 热机的输出功被用来驱动谐波振荡, 从

引用格式: 苏山河, 张艳超, 彭万里, 等. 能量转换量子系统的热力学特性及其研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 030011
Su S H, Zhang Y C, Peng W L, et al. Thermodynamic characteristics and research progress of energy-conversion quantum systems (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 030011, doi: 10.1360/SSPMA-2020-0398

© 2021 《中国科学》杂志社

实验上证明单原子热机是可行的. 涨落在热力学不可逆性过程中起着重要的作用. Peterson等人[6]设计基于自旋1/2系统和核磁共振技术的自旋量子热机, 利用射频场操纵碳13同位素的核自旋, 在热力学循环中克服了热涨落和量子涨落的挑战, 获得了热功转换效率与有限时间熵产生的关联, 并在实验上实现了接近热力学极限性能的量子Otto循环. 处于相干叠加的状态是量子工质的基本特性之一. 研究预测, 量子相干有可能提高量子热机性能[7], 因此, Klatzow等人[7]从金刚石氮-空位中心构造多冲程热机和连续工作热机, 在实验上观察到了两种热机的相干叠加效应, 证明相干性显著增加热机功率输出. 电磁诱导透明技术是用耦合相干光和探测相干光同时与原子介质相互作用, 探测相干光能够在与原子跃迁共振时通过原子介质而不产生吸收和反射的现象, Harris[8]首先从理论上阐释了如何使用电磁诱导透明技术构建非传统的量子热机. 该热机的泵浦光可来自热源或者单色激光器, 热机的输出光子处在以吸收频率为中心的窄频率范围内. Zou等人[9]以“暗线”二维磁光阱中经激光冷却的Rb原子系综为工质, 在实验上验证了Harris的方案. 由于工作在Carnot效率下的热机其输出功率为零, Carnot效率的理论意义远大于实际意义. 为了在有限的时间内尽可能获取更多的有用功, 必须考虑热机与外界之间有限速率的热交换, 这也是有限时间热力学研究的主要目标之一. 要在有限的时间输出功率, 就不可避免地带来量子摩擦现象. 利用量子绝热捷径技术可有效地克服这一不可逆现象[10–12], 因此, 国内学者以强相互作用的费米原子气体为工作介质, 引入局域透热驱动量子绝热捷径过程, 实现量子热机无摩擦超绝热压缩和膨胀冲程, 消除绝热冲程的量子摩擦, 构成以有限功率和零摩擦运转的热力学循环[13].

不管是经典还是量子热力学循环, 都依赖于外参量和热源的周期变化, 因此不利于小型化和能量稳定输出. 基于低维电子输运的能量选择电子器件则是量子热力学理论应用的另一种形式. Humphrey和Linke等人[14–16]最早在量子布朗热机的研究基础上, 提出粒子交换热机的概念, 交换的粒子可以是光子或电子. 特别是温度和化学势不同的两个电子库在电子费米统计分布相等的能级可实现可逆粒子交换. 如果能量选择电子通道能量范围比热动能小得多, 并且调节到通道两端电子费米分布近似相同, 粒子交换热机的效率将接近Carnot效率[17–19]. 粒子交换热机通过调节能量选择通道控制热流和粒子流, 易于在固体材料中实现, 更适用于低功率微尺度纳米器件. 实现粒子交换能量转换装置的有效方法之一是在粒子库之间耦合一个具有单一能级的量子点, 因为单一能态的电子传输是理想电子能量过滤器的必要条件[20]. 量子点制备工艺的发展使得Humphrey和Linke等人[14–16]提出的方案在技术上已经可行[21]. 因此, Josefsson[22]在实验上采用纳米线异质结结构, 即在纳米线中嵌入InAs量子点, 制备了量子点粒子交换热机, 实验测量与理论分析结合, 获得了热库的吸放热速率, 并且在理论上考虑了非线性效应和电子-电子相互作用. 该实验结果证明了在有限输出功率下, 该电子器件的效率可超过70%的Carnot效率. Jaliel[23]则基于具有高电子迁移率的GaAs/AlGaAs量子点实现了具有两个不同能级能量选择通道的三热源能量转换器.

随着纳米尺度下热传导机制的深入研究与热流调控技术的日益成熟, 量子热力学在热管理也引起了广泛的关注[24,25]. 构建具有各种或与非门的功能热器件, 是实现热管理基本热逻辑门的基础, 其中最关键的是器件须具备负微分热阻和热二极管效应. 基于经典的非线性热传导效应, Terraneo等人[26–28]首先从不同微观机制发现了一维晶格中的热二极管效应, 并提出了负微分热阻的概念. 近些年, 热管理的研究已经拓展到了量子器件[29–33]. 高效的热二极管要求正向热偏压和反向热偏压的热流比要远大于1或远小于1. 实验报道中基于声子传热和量子点电子热整流器都未能达到这一数量级的要求[34,35]. Martínez-Pérez等人[36]实验测试发现正常金属隧穿结构与超导体耦合, 热整流系数可高达140. 这种器件主要由三部分组成, 正常金属、绝缘层和一个超导电极, 由于在金属电极中插入了一个能隙与温度有关的超导电极造成了正反方向热流的对称性破缺, 超导体中能隙的存在能够有效地抑制热流通过超导电极.

量子热整流/热二极管效应是设计量子热三极管、实现热流调节与放大[37–42]的前提. 热三极管类似于电子三极管, 可通过基极温度或基极热流微小的改变控制集电极和发射极的热流. 自从Li等人[28,43]首先理论上提出第一个热三极管之后, 许多不同类型的量子热三极管也被提出, 如超导结构的热三极管[44,45]、自旋耦合的量子热三极管[37]和腔光力系统[30]等. 三端

库仑耦合量子点热机已经在实验上被实现, 实验上通过GaAs/AlGaAs半导体材料制备量子点结构. 该结构的自由电子被限制在GaAs和AlGaAs的界面, 形成二维电子气, 环境包含三个热库, 核心部件是电容耦合的量子点, 采用三端结构可将电流和热流的方向分开, 同时运用栅极电压控制电流方向, 而不影响热流方向[46].

量子尺度下微观系统的热力学性质, 特别是能量转换和输运过程是当前研究的热点内容之一. 理论和实验上报道的新型微型能量转换器件主要包括量子热机、能量选择量子电子器件和量子点热管理器件等. 因此, 本文围绕热力学理论研究发展的前沿科学问题, 系统总结这三类典型能量转换量子系统研究的最新进展和关键科学问题, 并对未来研究提出展望.

2 量子热力学循环

结合各种量子效应, 把热力学循环的性能分析从经典领域拓展到量子领域, 已成为热力学研究中的一个热点问题. 由于工质的量子特性, 量子循环表现出了许多不同于经典循环的性质. 在量子热力学循环中工质可以是理想量子气体、谐振子、自旋系统和存在特殊量子效应的量子系统等. 下面将以不同工质为主线, 对量子热力学循环的研究作简要的评述.

2.1 理想玻色气体和费米气体热力学循环

低温气体热力学循环的性能特性是量子热力学循环理论的重要组成部分. 当气体的温度足够低或密度高时, 粒子的平均热波长比粒子间的平均距离大得多, 系统内部的统计效应十分显著. 这时量子气体的性质与经典气体的性质截然不同, 同时玻色气体和费米气体的性质也完全不同, 它们呈现各自的量子特征. 针对这种特性, Şişman和Saygin[47,48]以及Lin等人[49–58]较早根据量子气体的内能、熵、焓、等容热容量和等压热容量等热力学特性函数, 对以量子气体为工质的Carnot热机循环[47]、Ericsson循环[48–50]、Stirling循环[51–53]和Brayton循环[54–58]开展研究. 以量子气体为工质, 可探讨循环工质的量子简并性对热力学循环性能的影响, 因而它们比经典热力学理论在低温时更接近于实际.

Carnot循环、Otto循环、Brayton循环、Ericsson循环、Diesel循环和Atkinson循环等是热力学研究中典型的循环方式. 值得注意的是, 以理想玻色气体为工质的热力学循环在低温下运行时, 必须考虑量子工质的玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)现象. 图1表示理想玻色气体定容与定压热容量随温度的变化曲线. 曲线表明理想玻色气体定容热容量随温度变化的曲线在凝聚温度T_c是连续的, 而定压热容量随温度变化的关系在凝聚温度T_c则是不连续的. 当$T\to T_c^+$时, 定压热容量$C_P\to\infty$, 当$T<T_c$时, $C_P=0$.

理想玻色气体的熵为

$$S=\begin{cases}\dfrac{5}{2}NkF(z)-\ln z, & T\geq T_c,\\ \dfrac{5}{2}(N-N_0)k\dfrac{\zeta(5/2)}{\zeta(3/2)} & \\ \quad=\dfrac{5}{2}\dfrac{\zeta(5/2)}{\zeta(3/2)}Nk\left(\dfrac{T}{T_c}\right)^{3/2}, & T<T_c,\end{cases}\tag{1}$$

其中, $F(z)=g_{5/2}(z)/g_{3/2}(z)$称为玻色修正函数,

$$g_\nu(z)=\frac{1}{\Gamma(\nu)}\int_0^\infty\frac{x^{\nu-1}\mathrm{d}x}{z^{-1}\mathrm{e}^x-1}=\sum_{j=1}^{\infty}z^j/j^\nu$$

表示玻色积分, $\zeta(\nu)=g_\nu(1)$, $z=\exp(\mu/kT)$是气体的逸度, μ和T分别是气体的化学势和温度, T_c是凝聚温度, N表示总粒子数, N_0表示基态粒子数, k为玻尔兹曼常数. 由式(1)可知理想玻色气体的熵和总粒子数的比值是化学势和温度比值的零阶齐次函数, 即$S/N=\varphi(\mu/T)$. 绝热过程中, 熵和总粒子数保持不变, 导致μ/T和逸度z也保持不变. 所以, 理想玻色气体从$z<1$状态开始, 不能通过绝热过程到达$z=1$的状态. 这表明其从温度$T>T_c$的区域开始, 经绝热过程到达$T<T_c$区域是不可能的.

基于以上两种原因, 对于理想玻色气体, 等压过程的最低温度只能是接近玻色系统的凝聚温度. 结果是含有绝热或等压过程的Carnot循环、Otto循环、Brayton循环、Ericsson循环、Diesel循环和Atkinson循环的工质温度不可能跨越凝聚温度T_c. 显然, 在量子热力学循环研究中, 注意这个问题是有必要的[59].

Stirling循环由两个等容和两个等温过程组成, 也是一类典型热力学循环模型. Stirling循环不包含绝热或等压过程. 从图1可知, 无论温度是大于、等于, 还是小于凝聚温度T_c, 理想玻色气体定容热容量总是有限值. 这说明以理想玻色气体为工质的等容过程可以从$T>T_c$的区域过渡到$T<T_c$的区域. 因此, 以理想玻色

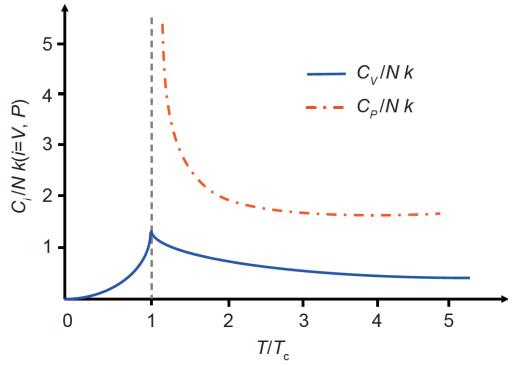


图 1 (网络版彩图)理想玻色气体定容热容量C_V和定压热容量C_P随温度变化的曲线, T_c是玻色-爱因斯坦凝聚温度, N表示总粒子数, k为玻尔兹曼常数

Figure 1 (Color online) The curves of the heat capacities at constant volume C_V and at constant pressure C_P of an ideal Bose gas system varying with the temperature, where T_c is the critical temperature of Bose-Einstein condensation, N is the particle number, and k is the Boltzmann constant.

气体为工质的Stirling循环, 高温热源和低温热源的温度可处在玻色系统凝聚温度两边.

对于费米气体, 根据泡利原理, 不存在大量费米子聚集到单粒子基态的现象, 即不存在凝聚现象. 但泡利原理的限制会对强简并理想费米气体的热力学性质产生显著影响. 以理想费米气体Brayton制冷循环为例, 它由两个绝热过程(1-2和3-4)和两个等压过程(2-3和4-1)组成, 其温-熵图如图2所示[60]. 图中T_H和T_L分别表示高低热源的温度, P_H和P_L分别为两个等压过程的压强, Q_L和Q_H分别是工质在两个等压过程从低温热源吸收和向高温热源放出的热量. 理想费米气体Brayton制冷循环的性能系数与经典理想气体Brayton制冷循环的响应值相同. 但是由于量子简并性的影响, 理想费米气体Brayton制冷循环的制冷量总比相应的经典循环的小. 在低温或高密度情况下, 即强简并条件下, 满足简并判据$z\gg1$时, 气体的简并性越强, 循环的制冷量越小. 在温度较高或密度较低情况下, 即弱简并条件下, $0<z<1$, 量子循环的制冷量总比相应的经典循环的小. 在高温极限下, $z\to0$, 理想费米气体已成为理想经典气体, 量子循环等同于经典循环.

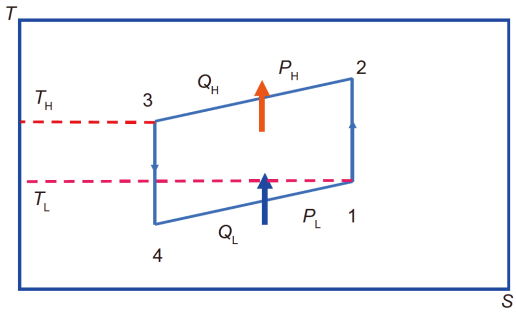


图 2 (网络版彩图)理想费米气体Brayton制冷循环的温-熵示意图

Figure 2 (Color online) The temperature-entropy diagram of a Brayton refrigeration cycle based on the ideal Fermi gas.

另外, 在小尺度系统中, 当温度足够低, 气体粒子的平均热波长与系统尺度相当时, 有限尺度效应将产生许多奇特的现象, 如压强各向异性、气体定向流动、热尺度效应、广延性失效等. 小系统的尺度效应将对量子热力学循环的性能产生重要影响. Nie等人[61,62]和Guo等人[63–65]基于受限理想量子气体的热力学性质, 设计由两个等温过程和两个纵向压强保持恒定的过程组成的量子气体循环, 如图3所示. 该系统的两个长管中充满理想量子气体并工作于两个温度分别为T_h和T_l ($T_h>T_l$)的热库之间, $\tilde{L}_N$和$\tilde{L}_W$分别表示两管横截面的尺度大小, 两长管的顶部和底部的虚线表示可透壁, 壁上有许多小孔使得气体粒子可穿过, 但是却

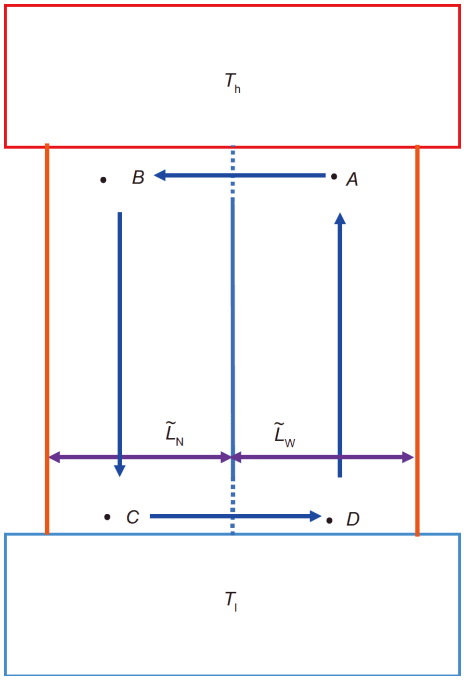


图 3 (网络版彩图)微纳尺度热力学循环原理示意图, 其中虚线代表两管之间的可透壁

Figure 3 (Color online) The schematic diagram of a micro/nano-scaled thermodynamic cycle, where the dotted lines represent permeable walls between the two tubes.

不会改变每个管中德布罗意波的模式. 当气体通过两管顶部的可透壁从状态A变化到状态B, 为了保持气体温度T_h不变, 气体将从高温热库吸热. 当气体通过两管底部的可透壁从状态C变化到状态D. 为了保持气体温度T_l不变, 气体将向低温热库放热. 当气体在有固定横截面积和温度梯度分布的长管中流动, 并且要保持纵向压强不变时(状态B变化到状态C或状态D变化到状态A), 就必须对气体冷却或加热以保持管中的温度分布不变. 研究发现循环作为热机时, 输出功率将随着两管间尺度差别的增大而增大, 但效率随着两管尺度差别的增大而减小. 而制冷循环的制冷率及性能系数都随着制冷温跨的增加而单调减小, 随着两管尺度差的增加而单调增加[63–65].

2.2 谐振子和自旋1/2系统热力学循环

谐振子和自旋系统是量子物理中两个典型的力学系统. Kosloff团队[66–70]最早建立以谐振子[66,67]和自旋系统[68–70]为工质的内可逆量子热力学循环, 寻求循环的最佳输出功率与效率或最佳制冷率与制冷系数间的关系. 并将开放系统的量子主方程和半群逼近方法引入到热力学循环, 允许人们从量子耗散的动力学机制出发去发展有限时间热力学理论.

热力学系统的状态是由热力学变量决定的, 并且统计力学还规定系统的态是由最大熵条件下约束系统的热力学可观测量集合决定的[71]. 因此, 2002年Kosloff和Feldmann[72–75]利用构建完备李代数集合的方法找到了约束自旋系统的热力学可观测量算符集合($\{H_{\rm int}, H_{\rm ext}, [H_{\rm int}, H_{\rm ext}]\}$, 即自旋系统内部相互作用的哈密顿量、与外场相互作用的哈密顿量以及前两者的对易子). 热力学可观测量算符集合的演化遵循海森堡量子主方程, 自旋量子Otto循环的各项性能参数都可用这些可观测量算符的期望值表示. Rezek和Kosloff [76]则在2006年利用约束谐振子系统可观测量集合的演化($\{H, L, D\}$, 它们分别是系统的哈密顿量、拉格朗日函数以及描述位置与动量的相关量), 研究了有量子摩擦影响的量子Otto热机.

Chen等人[77–79]以谐振子和自旋系统为工质建立由两个等温和两个等频率过程组成的回热式量子Ericsson循环和由两个绝热过程和两个等频率过程组成的不可逆量子Brayton循环. 发现两种工质构成的量子Ericsson循环均不具备理想回热条件, 在计算循环的效率或制冷系数时, 需要考虑循环中的非理想回热. 每个循环不足的回热量必须从高温热源及时补充, 而每个循环多余的回热必须及时地释放给低温热源, 否则, 循环不能正常工作. 对于不可逆量子Brayton循环, 等频率过程工质和两热源之间的有限速率热传递是热力学不可逆性的主要来源, 须根据运动方程, 计算工质与热源间热交换过程的时间[80–82].

Quan等人[83–85]系统总结了适用于一般多能级量子系统的量子热力学循环的基本性质. 发现系统各能级布局数的变化会诱导系统与外界环境的热交换, 而外力做功与本征能级位置的变化有关. 等容过程, 外界不会对系统做功, 只有布局数变化所导致的热交换会改变系统的内能. 量子等温过程中系统与热库交换热量, 同时对外做功, 系统的本征能级和各个能级上的布局数时刻发生变化, 才能确保系统与热库处于热平衡[83–85]. 为了构造量子Carnot热机, 在量子绝热过程中, 量子工质的所有能级差都须按统一比例变化, 并且能级差的变化比例等于两个热库的温度之比. 量子Carnot热机与以理想气体为工质的经典Carnot热机工作效率相同. 但是, 在量子等温过程中, 量子系统的内能发生变化, 而在以经典理想气体为工质的经典等温过程中, 工质的内能不变. Quan等人[84]还阐明了量子Otto热机循环与量子Carnot循环的等价关系, 指明量子Carnot热机(量子Otto热机)循环可用无穷多个无限小的量子Otto热机(量子Carnot热机)循环来构造.

Su等人[86,87]在2018年具体研究了含时量子系统在等温过程、等容过程和绝热过程中的热力学性质. 分别从热力学绝热过程和量子耗散主方程两个方面, 阐明了任意演化过程中量子功和热的定义, 发现密度矩阵的非对角元所表征的量子相干性会影响功和热的变化率. 并以图4中处在旋转磁场中的二能级系统为例, 系统哈密顿量为

$$\begin{aligned}\hat{H}_e(t) &= -\hat{\mu}\cdot\mathbf{B}(t)\\ &= \frac{\hbar\omega_1}{2}\left[\sin\alpha\cos(\omega t)\hat{\sigma}_x+\sin\alpha\sin(\omega t)\hat{\sigma}_y+\cos\alpha\hat{\sigma}_z\right],\end{aligned}$$

其中$\hat{\mu}=\gamma_e\hat{S}$表示旋磁比$\gamma_e=-e/m$与自旋角动量$\hat{S}$的乘积, 磁场矢量为

$$\mathbf{B}(t)=B_0\left[\sin\alpha\cos(\omega t)\mathbf{e}_x+\sin\alpha\sin(\omega t)\mathbf{e}_y+\cos\alpha\mathbf{e}_z\right],$$

B_0为磁场大小, ω是磁场旋转角速度, α是磁场矢量与$\mathbf{e}_z$轴的夹角, $\omega_1=eB_0/m$, $\hat{\sigma}_i(i=x,y,z)$表示泡利算符. 根据

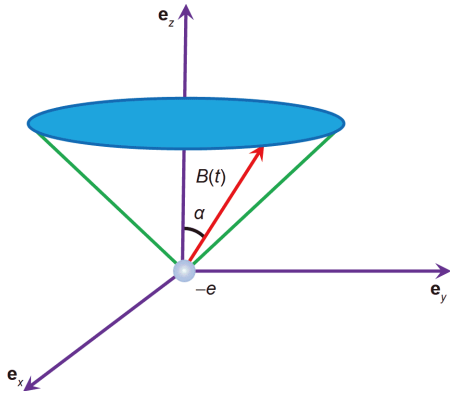


图 4 (网络版彩图)处在旋转磁场中的二能级系统, 其中B_0为磁场大小, α是磁场矢量与$\mathbf{e}_z$轴的夹角

Figure 4 (Color online) A two-level system in the presence of a rotating magnetic field, where B_0 is the magnitude of the magnetic field, and α is the angle between the magnetic-field vector and axis $\mathbf{e}_z$.

该含时哈密顿量的精确解, 可严格证明只有综合考虑了相干效应, 才能说明热力学绝热中内能变化都是由做功引起的, 并且绝热过程相干效应引起的功, 可在某些条件下保证热机有正功输出. Brandner等人[88,89]也在工质瞬时基矢下展开, 将量子热机的功率输出划分为经典功和相干功, 在线性展开近似下获得热机的相干功率和总功率的一般上限.

2.3 具有特殊量子效应的热力学循环

以量子气体、谐振子系统、自旋系统等为理想工质的量子热力学循环的研究已较为成熟. 近年来, 许多研究提出具有量子相干效应、量子纠缠以及量子相变等特殊量子效应和热库处在非平衡态的热力学循环.

利用原子系统的量子相干效应, Scully等人[90–92]设计了一种基于腔量子电动力学系统的量子Carnot热机. 该量子热机的工质是微波激射器中的单模光子, 光子产生的辐射压力可推动活塞对外做功. 当相位相干原子和腔场耦合时, 腔中光场的等效温度与原子的相干相位将紧密联系. 通过相位的调节可使处于基态的原子无法吸收光子, 而处于激发态的原子仍持续释放光子, 所以光场的等效温度可大于热库的温度. 该热机的工作原理并不违背热力学第二定律, 因为腔中光场和热库之间本质上存在温差. Quan等人[93]认为实际实验装置中, 腔壁并不能完全反射光子, 存在一定的漏损, 因此环境诱导的退相干将对这种量子热机的工作性能产生重要影响. 他们发现即便是存在一定的腔损耗, 光子Carnot热机仍然可有效地工作. 但是太强的腔损耗和原子退相干, 将使光子Carnot热机的量子特征消失直至成为经典热机.

量子纠缠是特殊的相干叠加态, 是一种纯粹发生于量子系统的现象. Zhang等人[94]提出由双量子比特海森堡自旋模型作为量子Otto热机的工质. 通过考察量子热机吸热、对外做功以及效率和纠缠度之间的关联, 发现与无纠缠作用的四能级量子热机比较, 有纠缠作用的量子热机可放宽对温度、磁场等外部参数的要求. Wang等人[95–97]对各种双量子比特的海森堡模型及多量子比特的海森堡模型构成的热机和制冷循环进行了很多深入的研究. 而对于双量子比特系统, Su等人[98]提出基于分子间相干偶极子与偶极子相互作用, 建立了具有角度依赖关系的量子Otto热机, 两个偶极子间相互作用都含有$(3\cos^2\theta-1)/2$的因子, 当θ=54°44′时, 此因子为零, 偶极效应消失, 通常称此角度为魔角, 只有偶极效应存在, 热力学循环才能正常输出功.

判断系统发生量子相变的一个常用标志是基态与第一激发态能级发生交叉或者简并[99]. 通过寻找能级简并点有助于确定量子相变点. Ma等人[100]以Lipkin-Meshkov-Glick模型为例, 构建了由两个等温过程和两个等磁场过程组成的热力学循环, 并研究了伴随量子相变的循环的热力学性能. 发现工质在低温极限下, 外参量变化出现能级交叉会导致量子热机效率显著提高. 对于在临界温度以下工作的有限粒子系统, 当等磁过程外部磁场达到基态能级的交点时, 循环效率能够达到Carnot极限.

用多粒子系统建立热力学循环成为最近几年的研究热点, 其中关键问题是如何考虑粒子间的相互作用. Jaramillo等人[101]将在随时间变化的谐振势阱中相互作用的玻色气体能级对角化, 并以此构建量子Otto热机, 发现多粒子量子效应可提高有限时间效率和输出功率. Chen等人[102]利用一维排斥玻色气体系统严格解的算法贝特方案(Bethe Ansatz), 解析获得热机效率和相互作用强度的依赖关系. Carollo等人[103]认为非平衡状态下的量子系统在实验上具备灵活可控的特点, 因此可利用泵浦光事先制备处在激发态的多体Rydberg原子, 将其与单个光腔光力系统中的机械振子耦合, 实现光能和机械能的转换.

除了考虑工质的量子特性, 应用非平衡压缩热库, 为高效量子热机的设计提供了一个新的视角. Huang

等人[104]最早提出一个量子比特和两个耦合量子比特与压缩热库耦合, 建立了量子Otto循环, 证明因为压缩效应, 工质的有效温度可大于压缩库的特征温度, 从而导致许多与经典热库不同的反常现象. Roßnagel等人[105,106]通过含时谐振子与压缩热库耦合构造量子Otto热机. Roßnagel等人[4]和Abah等人[107,108]证明热机最大功率的效率随压缩程度的增加而增加, 并将单原子限制在离子阱中, 与热库和冷库进行周期性的耦合, 设计单原子热机的实验方案. 最近, Zhang等人[109]考虑更一般的情况, 将谐振子与两个压缩热库耦合构造量子Otto循环, 计算量子Otto热机的优化效率. 结果表明, 当两个热库均为压缩库时, 热机的优化效率不仅与热库的温度有关, 而且与热库的压缩参数有关. 对称情况下(高低温热库具有相同的压缩参数), 热机的优化效率等于经典Otto热机的效率, 并且只有当高温热库的压缩程度大于低温热库的压缩程度时, 量子Otto热机的优化效率才能够被显著提升, 然而相反的情况下, 效率将被抑制.

量子热力学循环研究的新进展和新方法还有很多, 这里只列举出平时较常见的几种类型. 设计构造新型量子热力学循环, 结合各种量子效应, 对循环进行深入的热力学和统计分析, 不断改进和完善各种量子热机, 有助于不断完善量子热力学理论.

3 能量选择量子电子器件

随着微/纳米尺度能量转换系统技术的发展[110–112], 纳米结构可利用量子遂穿效应将电子的传输限制在特定能量范围内. 因此, 近年来, 能量选择电子器件已成为国内外研究的热点. 这类器件, 能量传递一般是由电子输运引起, 电子是系统的工质. 能量选择是指温度和化学势不同的两个电子热库可在特定的能级实现电子交换, 以降低输运过程的熵产率, 达到提升器件热力学性能的目的. 电子在不同微观结构中的运动特征以及由此产生的不同的热输运现象使得这些装置表现出多种多样的性能特性. 实际系统中, 电子传输过程的内不可逆性热损失会使器件的能量转化效率降低. 因此, 研究利用能量选择电子器件, 探讨如何在微观结构中实现可逆电子传输, 具有重要的实际意义. 下面将以能量选择电子器件的工作原理为基础, 对这方面的研究作出评述.

3.1 二热源能量选择量子电子器件

Humphrey[113]在量子布朗热机的研究基础上, 提出新型的可逆电子热机, 指出两个温度和两个化学势不相同的电子库在电子费米统计分布相等的能级可实现可逆电子交换. 图5是具有电子能量选择性的热机示意图, 主要由两个温度不同、费米能级不同的电子库组成. 左端电子库的温度和费米能级分别为$T_{\rm C}$和$\varepsilon_{\rm C}$, 右端电子库的温度和费米能级分别为$T_{\rm H}$和$\varepsilon_{\rm H}$, 且$T_{\rm H}>T_{\rm C}$, $\varepsilon_{\rm H}<\varepsilon_{\rm C}$. $E_{\rm R}$为能量选择通道的能级, 假设电子库间只能通过能量选择通道实现电子交换. 能量选择通道将选择性地让动能处在$E_{\rm R}$的电子自由通过, 并阻碍其他能量的电子交换.

根据能量守恒, 当一个电子由热电子库H转移到冷电子库C, 热电子库会释放热量$q_{\rm H}=E_{\rm R}-\varepsilon_{\rm H}$, 冷电子库将获得热量$q_{\rm C}=E_{\rm R}-\varepsilon_{\rm C}$. 电子转移导致总系统熵增为

$$\begin{aligned}\Delta S &= -q_{\rm H}/T_{\rm H}+q_{\rm C}/T_{\rm C}\\ &= -(E_{\rm R}-\varepsilon_{\rm H})/T_{\rm H}+(E_{\rm R}-\varepsilon_{\rm C})/T_{\rm C}.\end{aligned}\tag{2}$$

当$\Delta S=0$时, 可得[15,114]

$$E_{\rm R}=(T_{\rm H}\mu_{\rm C}-T_{\rm C}\mu_{\rm H})/(T_{\rm H}-T_{\rm C}).\tag{3}$$

式(3)也可由$f_{\rm H}(E_{\rm R})=f_{\rm C}(E_{\rm R})$的关系求得, 其中$f_{\rm H/C}(\varepsilon)=1/\{1+\exp[(\varepsilon-\mu_{\rm H/C})/kT_{\rm H/C}]\}$表示电子的Fermi-Dirac分布函数[115–117]. 这表明在能级$E_{\rm R}$处, 可实现两个温度不同、化学势不同的热电子库之间的电子可逆交换. 当能量选择通道的能级$E\geq E_{\rm R}$, 电子将自发地由热电子库转移到冷电子库, 此时能量选择电子装置

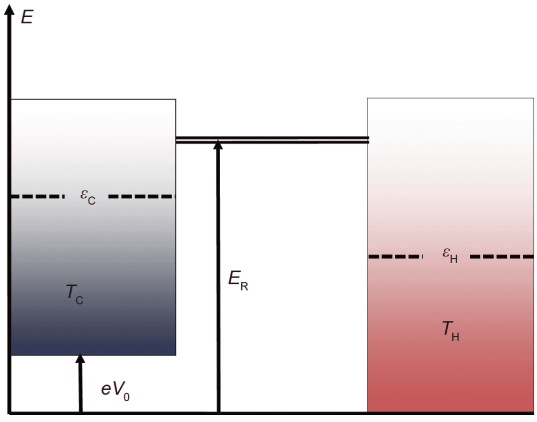


图 5 (网络版彩图)能量选择电子热机原理图

Figure 5 (Color online) The schematic diagram of an energy-selective electron engine.

将可作为热机对外输出功.

Humphrey和Linke[15]利用此发现，设计了一种具有能量电子选择功能的纳米温差发电材料，通过非均匀掺杂使电子在输运通道上的态密度分布函数相等，实现可逆电子传输，有效提高温差发电材料的优值系数. O'Dwyer等人[20]提出采用InAs/InP纳米线异质结材料构造电子共振遂穿结构，调整异质结势垒和势阱宽度，使得遂穿通道在范围足够窄的情况下，能级接近可逆电子传输能级，可实现热电转换效率趋于Carnot效率. 能量选择电子通道的概念还应用到了固态热离子发射器件[118]、量子点热机[119,120]以及热载流子光电池[121–125]等实际纳米电子器件的研究之中.

一般而言, 设计具有单一能级结构, 使得电子传输接近可逆，固然能够提高器件的能量转换效率. 但是, 输运通道的能量范围足够小会使得器件的输出总功率降低, 甚至趋近于零, 这是与现实需求相矛盾的. 因此, 在有限能谱范围内选择性地输运电子，综合考虑能谱位置和范围等结构特征，同时兼顾器件的效率和总能量输出是非常重要的[126,127]. O'Dwyer等人[118,128]针对此问题引进动量选择机制来选择电子，如图6所示. 在三维空间中根据不同结构的半导体异质结，从动量选择机制划分, 电子遂穿可分成两类. 一类是k_x型能量选择电子通道，如图6(a)所示，只要电子在动量空间k_x方向上的动能$E_x = \hbar^2 k_x'^2/2m^*$大于势垒能级，电子就能由一个电子库传输到另一个电子库，其中$\hbar$是约化的普朗克常数，m^*表示电子的有效质量. 以真空间隙或者单势垒结构的传统热电子发射器为例，其阴极金属或半导体表面的电子在纵向的热动能需要足够大才可克服表面势垒产生电子发射. 另一类为k_r型能量选择电子通道，如图6(b)所示，其能够对波矢$\mathbf{k}_r \geq \mathbf{k}'_r$的电子进行筛选. 数量更多的电子可通过能量选择通道，因为更多的电子可满足条件克服势垒束缚. k_r型选择机制最早是在Vashaee和Shakouri[129–131]对超晶格热电器件的研究中提出来的，可利用准零维的量子点纳米材料的特殊性质，在实验上实现应用. 采用k_r型能量选择电子通道的热机可在不减少功率的情况下提升能量转化效率.

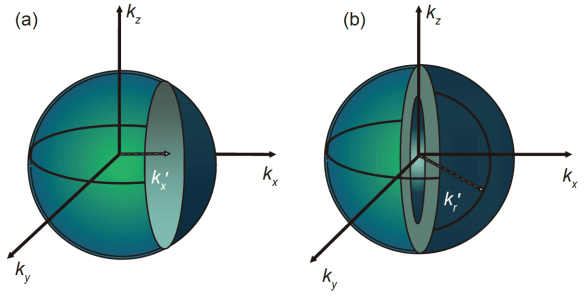


图 6 (网络版彩图)不同动量选择机制输运电子的费米球. (a) k_x型能量选择电子通道; (b) k_r型能量选择电子通道

Figure 6 (Color online) Fermion spheres transporting electrons with different momentum selection mechanisms. (a) A k_x energy-selective electron channel; (b) a k_r energy-selective electron channel.

能量选择量子电子器件的研究表明，电子传输过程中由于熵增导致的不可逆性是器件热损耗的主要来源. 虽然理论上对能量选择电子通道的输运性质有较为具体的研究，但是，如何将这部分理论应用到实际纳米能量转换器件中，是近年来许多学者正在研究，并且尚未解决和完善的问题. 因此，继续深入这方面的研究，应该由可逆电子传输理论和不同类型能量选择通道的工作机理出发，结合弛豫近似的电子流输运方程[132,133]，研究能量选择电子通道在多种类型电子能量转换器件中的应用. 需要综合考虑主要不可逆因素产生的原因和对器件性能的影响，深入研究分析如何同时兼顾效率和功率输出，如何优化设计纳米结构参数，如何合理匹配负载系统等，从而建立具有能量选择通道的电子器件的参数选择和性能优化机制[134].

3.2 三热源能量选择量子电子器件

利用能量选择量子电子器件的基本原理，可在不需要外界辅助电源下，设计能够自发稳定工作的热电子遂穿三极管，实现热放大或制冷. 如图7所示，热电子遂穿三极管主要由3个热电子库通过共振隧穿量子点通道连接而成[135]. 三个热电子库的温度分别为$T_{\rm h}$, $T_{\rm m}$和$T_{\rm c}$. 任意两个电子热库之间，共振隧穿结构允许电子在指定的能量范围内实现相互交换. 在合适的参数条件下，热电子遂穿三极管设计可将热流$q_{\rm m}$转移到温度为$T_{\rm m}$的热电子库或者将热流$q_{\rm c}$从温度为$T_{\rm c}$的冷电子库中带走. 为了完成一个循环, 可将温度为$T_{\rm h}$的热电子库释放的热流$q_{\rm h}$作为器件的驱动力. 图7的模型可进一步简化，考虑热电子库和冷电子库通过理想导体连接，只需$E_{\rm mh}$和$E_{\rm mc}$两个共振能级，即可构成连续回路[136]. 也可考虑能量选择量子电子器件串联，使两组器件分别用于选择性传输高能和低能电子，同时从低温库移出高能电子和向低温库导入相同数量的低能电

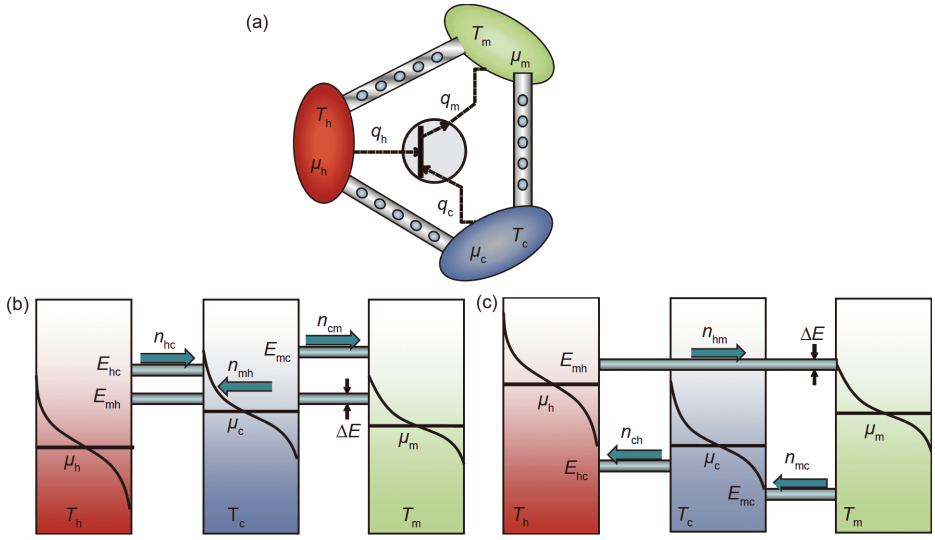


图 7 (网络版彩图)热电子遂穿三极管原理图. (a) 热电子遂穿三极管可作为热放大器也可作为制冷器, 其中温度$T_h>T_m>T_c$. q_h是温度为T_h的热电子库输出的热量, q_c是电子由温度为T_c的冷电子库带出的热量, q_m是温度为T_m的电子库得到的热量. (b) 当$\mu_c>\mu_h$时, 电子流与热流的方向相同, E_{mh}的能级最低. (c) 当$\mu_c<\mu_h$时, 电子流与热流的方向相反, E_{mh}的能级最高

Figure 7 (Color online) The schematic diagram of thermal electron-tunneling device. (a) The thermal electron-tunneling devices that can serve dual purposes of cooling and amplification spontaneously with $T_h>T_m>T_c$; q_h is the thermal energy that exits from the hot reservoir at temperature T_h, q_c is the thermal energy released from the cold reservoir at temperature T_c, and q_m represents the thermal energy pumped to the median reservoir. (b) For $\mu_c>\mu_h$, electron and thermal fluxes flow in the same direction and E_{mh} is the lowest tunnel energy level. (c) For $\mu_c<\mu_h$, electron and thermal fluxes flow in opposite directions and E_{mh} is the highest tunnel energy.

子, 实现制冷[137]. 根据3个电子库化学势相对位置的不同, 并考虑能量选择通道为矩形传输函数和洛伦兹传输函数, Peng等人[138,139]归纳得出3个电子库有多种连接方式, 如图8所示, 可根据需求设计为热放大器, 制冷和热泵设备.

随着研究的深入发展, Su等人[140]和Peng等人[141]还提出了由4个电子库和4个能量选择通道组成的新型电子制冷模型. 如图9所示[140], 4个电子库被标记为H, C, L和R, 温度分别为T_H, T_C, T_L和T_R. 定义$T_L=T_R=T_0$, $T_C<T_0<T_H$, 化学势分别为μ_H, μ_C, μ_L和μ_R, 并定义$\mu_C=\mu_0$. 通过粒子数守恒, 可得化学势μ_H, μ_L和μ_R, 进而获得系统的性能系数和制冷率. 经研究发现, 该系统在性能系数保持相同的情况下, 最大的泵热率是三电子库热泵的2倍[141].

目前有关能量选择量子电子器件的研究较多集中在低温的功率器件上. 相对于低温电子能量选择通道功率器件, 高温能量选择电子通道功率器件有着更广泛的应用领域. 例如, 构建具有能量选择电子通道的

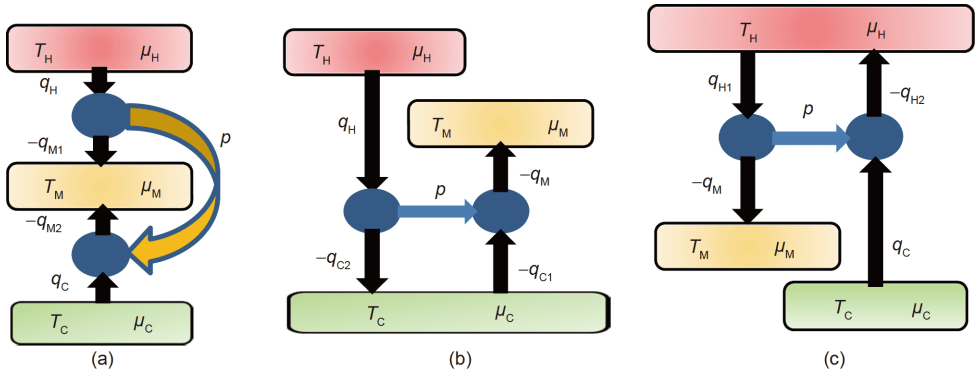


图 8 (网络版彩图)三端能量选择电子器件. (a) $\mu_H=\mu_C\equiv\mu_0$; (b) $\mu_H=\mu_M\equiv\mu_0$; (c) $\mu_M=\mu_C\equiv\mu_0$

Figure 8 (Color online) The schematic diagrams of three-terminal energy-selective electron devices. (a) $\mu_H=\mu_C\equiv\mu_0$; (b) $\mu_H=\mu_M\equiv\mu_0$; (c) $\mu_M=\mu_C\equiv\mu_0$.

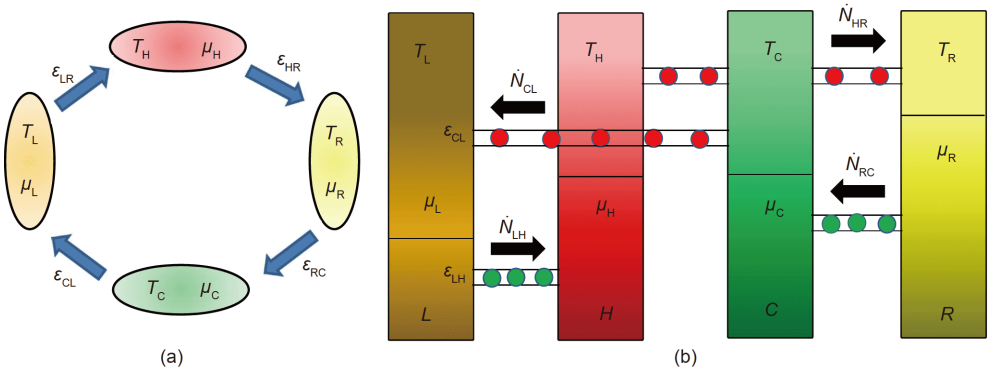


图 9 (网络版彩图)四热源电子制冷设备. (a) 4个能量选择通道连接4个电子库形成一个闭合的电路; (b) 4个能量选择通道的共振能级ε_{ij} (i, j=L, H, C, R)和电子库i到电子库j的粒子流$\dot{N}_{ij}$

Figure 9 (Color online) The schematic diagram of an electronic cooling device with four reservoirs. (a) Four electronic reservoirs are connected by four energy selective tunnels to form a closed circuit; (b) the resonant levels ε_{ij} (i, j=L, H, C, R) of four energy selective tunnels and the particle flux $\dot{N}_{ij}$ from reservoir i to reservoir j.

太阳能电池, 是当前太阳能电池研制中的热门课题. 当器件工作在较高温度时, 电子传输过程中不可逆热传导是器件热损耗的主要来源, 如何综合考虑多种不可逆损失, 是非常有实际意义的问题. 另外, 低维热电系统具有显著的量子化能级, 可实现电子能量选择的特点, 在深入了解双端热电子库系统性能的基础上, 构造量子点或量子阱连接的多端热电子库系统, 利用电子驱动、光子驱动、声子驱动或多种方式混合驱动实现能量的定向输运, 建立量子点或量子阱功率器件和制冷器的新模型, 是能量选择电子通道量子器件发展的新方向.

4 量子点热管理器件

作为自然界最基本的能量存在形式, 热与电的研究始终与人类的生存和发展紧密相连. 热的研究与利用直接导致了第一次工业革命, 但是热现象的存在也制约着一些纳米技术的进一步发展. 基于当前对微纳米尺度下热传导物理机制的深入理解与热流调控技术的日益成熟, 以热流的形式处理转换热信号并通过热流调控来实现多种功能的热器件已然成为热点问题. 相关研究能够促进量子热力学与量子信息等新兴学科的发展与完善, 为小尺度下热流调控提供了新的可行性方案, 并促进热调控器件的开发与应用. 热管理器件的研究希望实现像调控电流一样对热流精确调控, 以此建立新型的固态热电路. 最基本的热流调控包括热流交换、热通路选择、热流翻转、热开关、热放大、热泵、热功转换等操作. 下面将总结二热源和三热源量子点热管理器件的研究进展.

4.1 二热源量子点热管理器件

在新型的热电材料与器件中, 量子点以其优越的性能在众多材料中脱颖而出. 量子点结构自然地提供了具有δ型态密度的能量传输通道, 可作为理想的热电材料获得接近可逆的热电效率[142]. 典型的两端量子点热电器件是由量子点嵌入到两个具有不同温度和化学势的电子库构成. 基于塞贝克与帕尔帖效应量子点热电器件能够作为热机[17,120,143–145]、热泵[146,147]或制冷机[21,148–150]实现不同的能量转换过程.

2009年, Esposito等人[151]首先研究了理想情况下单能级量子点热机最大功率下的效率问题. 他们所建立的量子点热机模型是由一个单能级量子点嵌入到两个具有不同温度和化学势的电子库, 如图10所示. $\mu_{\rm l}$和$\mu_{\rm r}$分别为低温$T_{\rm l}$和高温$T_{\rm r}$热源的化学势. 电子在稳态下的传输可用随机主方程描述. 他们精确地计算出量子点热机最大功率下的效率, 并且发现在非线性范围内量子点热机最大功率下的效率大于经典CA (Curzon-Ahlborn)效率. 随后, Esposito等人[152]进一步研究了单能级量子点Carnot热机最大功率下的效率. Zhang和He[153], Wang等人[154]探讨外磁场对单能级量子点热机的性能影响, 图11是外磁场作用下量子点热机模型. 它是由一个单能级量子点和两个具有不同温度、化学势

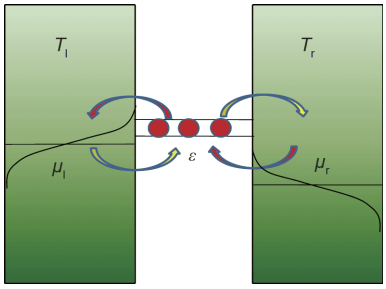


图 10 (网络版彩图)单能级量子点能量转换器件模型

Figure 10 (Color online) The model of a single-level quantum dot energy conversion device.

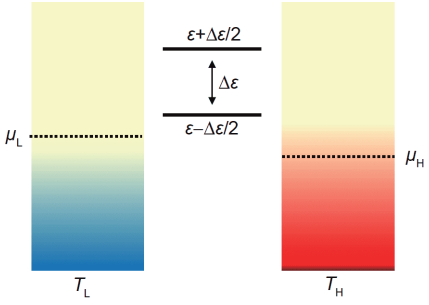


图 11 (网络版彩图)外磁场作用下的量子点热机能级图

Figure 11 (Color online) The energy diagram of a quantum dot heat engine under external magnetic field.

的热源组成, 类似于文献[155]中非极化库的情况. 在外磁场作用下, 自旋简并能级劈裂成两个非简并能级$\varepsilon+\Delta\varepsilon/2$和$\varepsilon-\Delta\varepsilon/2$, $\Delta\varepsilon$表示能级差. 磁场较小时, 不同能级电子间存在很强的库仑相互作用, 抑制了两个能级同时被电子占据, 导致量子点和热库之间的粒子流减小. 随着磁场增加, 能级劈裂增大, 库仑相互作用随之减弱, 两个能级同时被占据的概率增加. 但是, 能级间距增加也会导致两个能级位置偏离热库的费米能级, 同样会抑制量子点和库之间的电子传输. 因此, 磁场变化的过程中, 外磁场作用下的量子点热机性能存在优化值. 该模型具有一般性, 在一些极限条件下可包含文献中讨论的一些量子点热电模型[149,151,156].

2012年, Muralidharan和Grifoni[120], Zhang等人[149]研究了库仑相互作用对单能级相互作用量子点装置热电效率和制冷效率的影响. 上述研究主要关注单能级量子点系统的热电性能, 而实际的量子点器件往往有不止一个能级参与电子的输运, 因此研究多能级量子点热电系统也进一步产生了许多有趣的现象[156–158]. 例如, Karlström等人[158]的研究发现, 二能级系统中的电子相干能够明显提高热电装置的最大效率及最大功率下的效率. Erdman等人[145]研究了多能级相互作用量子点热电器件的热电能量转换性能, 获得了线性响应下两端和三端器件的热电优值系数ZT, 并且揭示了非线性响应下两端热机优化性能的条件, 发现在量子极限下, 通过选择合适的电化学势和偏压, 输出功率和效率几乎可同时最大化. 最近, 实验上已经实现量子点热机, Josefsson等人[22,159]通过InAs/InP纳米线量子点与金属引线接触构成量子点热机实验装置. 通过直接测量热机稳态功率输出, 从而计算出热机效率. 他们发现, 在最大功率条件下, 热机效率符合CA效率, 并且在保持有限功率输出的情况下, 最大效率超过Carnot效率的70%. 他们的结果表明, 量子点热机的热电功率转换效率原则上可接近热力学极限.

不同于单量子点系统, 当两个量子点耦合并且每个量子点独立与各自热源连接时, 可构成二热源双量子点系统, 该系统在能量转换及热整流方面展示出了许多潜在的应用前景. 当两个量子点电容耦合串联到两个热源时, 系统中只有热交换而没有电子传输. 因此, Ruokola和Ojanen[160]首先利用这一特性提出了一个纯粹的热二极管模型. 该模型由两个量子点和两个热电子库构成, 两个量子点之间以电容耦合的方式连接. 在库仑阻塞情况下, 该模型量子点实现单电子波动. 这个库仑耦合量子点系统一个最明显的特征是: 两个量子点子系统之间的电子输运是被禁止的, 但是两个量子点间的电子通过库仑相互作用能够交换热量. 该热二极管模型类比于电二极管, 实现热流单向导通的器件. 图12为热二极管示意图[161], 右侧图是热二极管的热流随温度梯度的曲线, 红色表示高温端, 蓝色表示低温端, 中间是热传导介质串联到两个热源. 在正

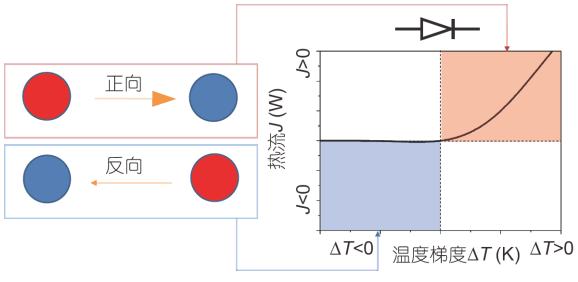


图 12 (网络版彩图)热二极管示意图及热流随温度梯度的曲线

Figure 12 (Color online) The schematic diagram of thermal diode and the curve of heat flow varying with the thermal gradient.

偏压温度$\Delta T>0$下, 系统表现良好的热导, 热流J由高温库流向低温库, 并随着温度梯度的增加而增加. 而在负偏压温度$\Delta T<0$下, 系统表现为非常大的热阻, 阻断高温库流向低温库的热流. 因此理想热二极管能够实现与电二极管伏安特性曲线具有相同特征的偏压温度-热流曲线, 如图12右侧所示.

Ruokola和Ojanen[160]首先对两个量子点电容耦合的热二极管的整流性能进行了探索, 并用热整流系数定量描述热二极管的整流效果. 热整流系数定义为正向热流与反向热流之比的绝对值, 即

$$R=\left|\frac{J_{\text{正向}}}{J_{\text{反向}}}\right|. \tag{4}$$

热整流系数$R>1$时, 表明热器件具有整流效果. 原则上整流系数越大, 热二极管的性能越好. 在随后的研究中, Zhang等人[162]详细地分析了量子点的能量配置对两个量子点电容耦合系统热整流效应的影响, 并且发现在该系统中存在明显的负微分热阻现象, 为量子点热三极管提供了理论依据. 最近, Aligia等人[163]系统地研究了两个电容耦合量子点无自旋情况下的热流输运特性.

另一方面, 当两个量子点平行耦合到两个热源, 并且通过库仑相互作用耦合在一起时, 热流与粒子流输运过程相互交错, 复杂地耦合在一起. 这为研究相互作用、干涉效应[164–166]和热电性能提供了良好的平台. 例如, 基于数值重整化群的计算, Donsa等人[167]设计双量子点构成了一个最小的热电发电器. 在这个结构中, 一个量子点作为n型热电热机, 另一个作为p型热电热机. 最近还有理论利用速率方程方法, 对双量子点在不同能量构型下的电流进行评估, 详细讨论了电流-温度梯度关系, 证明了由于相互作用, 电流非单调地依赖于温度梯度, 系统地分析了在何种条件下能量可以被收集并转化为有用的电能, 以及热电能量转换的最佳条件[168]. Sierra等人[169]研究了平行连接双量子点系统的非平衡输运特性, 发现通过改变热梯度可实现负微分电导.

在热整流方面, Zhang和Su[170]研究了平行耦合双量子点系统热流输运的特性, 在该双量子点模型中, 量子点通过能量依赖隧穿结耦合到两个热源, 如图13所示. 左侧(L)和右侧(R)热源的温度分别为T_{L}和T_{R}, 量子点D_{u}和D_{d}电容耦合并通过库仑相互作用交换能量.

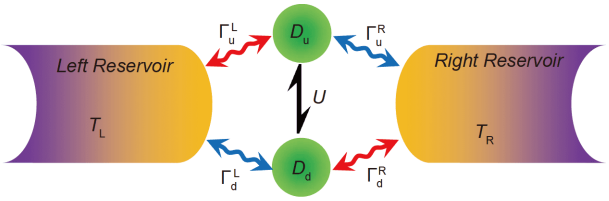


图 13 (网络版彩图)平行耦合双量子点模型

Figure 13 (Color online) The model of a parallel-coupled double quantum-dot system.

两个量子点分别与左侧库和右侧库通过能量依赖隧穿结耦合, 能量依赖隧穿概率分别表示为$\Gamma_{\text{u}}^{\text{L}}$, $\Gamma_{\text{u}}^{\text{R}}$, $\Gamma_{\text{d}}^{\text{L}}$和$\Gamma_{\text{d}}^{\text{R}}$. 通过调节能量依赖隧穿概率, 使系统呈现出明显的非对称性, 证明了平行耦合的双量子点系统可产生负微分热导和热整流效应, 并且详细分析了能级差和库仑相互作用对负微分热导和热整流效果的影响. 通过仔细地微调系统的参数, 即不对称因子, 还发现当系统的不对称性增强时, 系统可获得更大的热整流系数.

4.2 三热源量子点热管理器件

利用量子效应研究如何在无外部电源下驱动量子三热源量子点器件具有重要意义. 2011年, Sánchez和Büttiker[171]基于双量子点库仑耦合系统首先提出了一种三端热电器件. 该系统能够通过库仑相互作用将高温环境的热能转化为功率输出, 并且能够实现高效的热电转换. 此后, 三端热电器件吸引了人们越来越多的关注[172–177]. 与经典的两端结构比较, 三端结构可实现传导系统(电流)与控制系统(热流)单独调控, 极大地增加了系统的可操作性. 控制系统与传导系统的分离极大地扩展了三端热电器件的应用领域. 同时三端热电器件能够利用电子-电子相互作用[171,178–183]、电子-声子相互作用[184–187]、电子-光子相互作用[188–195]、电子-磁子相互作用[196–198]甚至信息的交换[199,200]来实现能量的收集与转换, 这也使得三端热电器件具有更加广泛的应用前景.

对于实际的热电系统, 由于电子输运与热流输运过程导致的不可逆损失是不可避免的. 因此, 考虑不可逆损失对三端热电器件的性能影响成为研究重点之一. Zhang等人[201–204]系统地研究了考虑不可逆损失下三端双量子点热电热机与制冷机的性能特征, 揭示三端量子点热机和制冷机两种不同的工作模式, 即不同

的系统参数配置. 如图14所示三端量子点制冷机的两种工作配置, 在配置A下, 温度$T_g>T_s$, 化学式$\mu_r<\mu_l$[204]. 由于非对称能量依赖隧穿势垒的作用, 左侧电子库高能电子容易隧穿, 而右侧电子库低能电子容易隧穿. 因此, 偏压$qV_A=\mu_l-\mu_r=-q\Delta V$的作用下, 高能电子由左侧库隧穿到量子点s, 通过量子点s与g之间的库仑相互作用将能量U释放到高温库g, 此时量子点s上的电子能量降低, 最后低能电子隧穿到右侧电子库. 稳态情况下, 电子流I_r由左侧流向右侧, 热流J_g^A由子系统s流入子系统g. 最终在偏压qV_A的驱动下, 实现对子系统s的制冷.

在配置B下, 温度$T_g<T_s$, 并且$\mu_r>\mu_l$. 这种配置下, 右侧电子库的低能电子在偏压$qV_B=\mu_r-\mu_l=-q\Delta V$的驱动下隧穿到量子点s, 在子系统g的作用下吸收能量U后隧穿到左侧电子库. 稳态下, 电子流I_l由右侧电子库流向左侧电子库, 热流J_g^B由子系统g流入子系统s. 最终实现对子系统g的制冷.

Zhang等人[202,204]研究了两种配置下热机和制冷机的热力学性能及优化特性, 确定了热机和制冷机分别在两种不同配置下的优化区间, 系统地分析了非对称能量依赖隧穿对热电器件热力学性能及优化特性的影响. 通过详细的热力学分析可发现, 在理想情况下两种配置的热机与制冷机的性能特性曲线是抛物线型. 热机与制冷机能够工作在可逆情况, 最大效率能够达到Carnot效率. 然而, 研究发现实际的热电系统, 由于耗散等因素导致的不可逆损失是不可避免的. 因此, 热机与制冷机的性能特性曲线是闭合曲线. 在这种情况下, 实际的热电转换系统优化区间应位于热机特征曲线的负斜率区间. 理想情况下热机和制冷机在两种不同的配置下都能够实现可逆工作, 达到Carnot效率. 非对称能量依赖隧穿是实现三端量子点热机或制冷机的必要条件, 也是导致系统内部不可逆损失的关键因素, 深刻地影响系统的电子与能量输运以及热电器件的性能. 最近, 三端库仑耦合量子点热机已经在实验上被实现[46]. 实验上, 能够通过GaAs/AlGaAs半导体材料制备量子点结构. 该结构的自由电子被强烈地限制在GaAs和AlGaAs的界面, 形成二维电子气. 库仑耦合量子点热机的试验结果为应用打下了坚实的基础.

三端热电器件具有两种不同的工作模式是普遍存在的, 2012年, Sothmann和Büttiker[196]将一个能级劈裂的量子点置于两个极化铁磁库和一个铁磁绝缘体之间, 实现热流在铁磁绝缘体和量子点间的定向传输. 这种三端模型可利用温差产生自旋极化电流. 根据热流与极化电流的输运特点, 该系统能够实现两种工作模式的热机. 随后, Wang等人[197]在此基础上研究了磁子驱动量子点制冷机的制冷特性. 图15是磁子驱动量子点制冷机能级图, 系统由一个自旋劈裂的量子点、两个极化铁磁库和一个自旋绝缘体组成. T_L和T_R分别对应于能级图中左侧和右侧铁磁库的温度, T_B是铁磁绝缘体温度. $\varepsilon_\uparrow$和$\varepsilon_\downarrow$分别表示两个劈裂能级. 极化存在三种极限情况, 即完全极化($p_r=\pm1$)和非极化情况($p_r=0$). 作为制冷机, 当$T_B<T_E$ ($T_L=T_R=T_E$)时, 热流应从铁磁绝缘体流向两个铁磁库, 铁磁绝缘体作为制冷空间. 当$T_B>T_E$时, 热流从两个等温铁磁库流向铁磁绝缘体, 制冷空间变为两个铁磁库. 对两种制冷机的性能进行了比较, 发现$T_B<T_E$时制冷机的性能较好, 说明铁磁绝缘

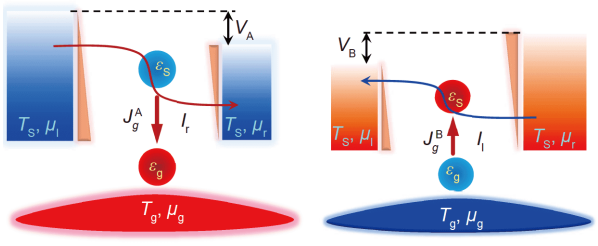


图 14 (网络版彩图)三端量子点制冷机的两种工作配置

Figure 14 (Color online) Two different working configurations of three-terminal quantum-dot refrigerator.

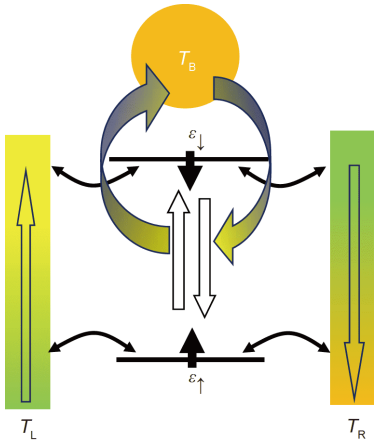


图 15 (网络版彩图)磁子驱动量子点制冷机能级图

Figure 15 (Color online) The energy diagram of a magnon-driven quantum dot refrigerator.

体更适合作为制冷空间.

Sánchez和Büttiker[171]的研究表明在完全非对称条件下, 系统的热流与电流满足简单的正比关系, 这是三端双量子点系统一个重要的特征. 基于该特性, Zhang和Chen[205]提出三端库仑耦合量子点可作为量子探针来测定样品的温度. 该库仑耦合量子点温度计的模型如图16所示, 一个量子点(标记为QD_B)耦合到两个温度分别为T_L和T_R的电子库, 另一个量子点QD_S与量子点QD_B电容耦合, 它们之间只通过库仑力相互作用, 因此两个量子点之间只交换能量而没有粒子交换. 量子点QD_S作为量子探针与待测温度为T_S的样本耦合. 非平衡态下, 整个系统中由量子点到电子库α (α=L, R, S)的热流为J_α, 右侧库与左侧库之间的电子流表示为I, 外加偏压ΔV用于右侧库, 可调节系统内的电子流. 整个系统除待测样本外相当于一个温度计.

实际的温度测量过程中左侧库与右侧库具有相同的温度, 即T_L=T_R≡T_B. 通过完全非对称条件下分析该系统非平衡稳态下的热流与熵流, 发现在可逆情况下系统的温度与偏压满足如下表达式:

$$q\Delta V = U\left(1 - T_B / T_S\right), \tag{5}$$

其中, q是基本电荷, U表示量子点间的库仑耦合强度, ΔV表示偏压. 满足式(5)的条件下系统的电子流为零. 此时, 通过测量系统的偏压ΔV, 可直接得到样本的温度T_S. 该温度计的测温过程可描述为: 首先, 测量开始时, 系统存在一个正的或者负的电流; 然后, 通过调节偏压使得系统的电流为零, 得到此时的偏压; 最后, 根据式(5)得到此时样本的温度. 通过正向或反向调节偏压, 可判断样品的温度是高于或低于参考温度, 并且通过可逆条件下温度-偏压关系精确地确定样品的温度. 该温度计的一个突出特点是, 当样品处于低温时, 一个小的温度变化将导致一个大的电压偏置变化. 这意味着该温度计在测量低温样品时具有很高的灵敏度.

近几年, 对双量子点库仑耦合模型的热流与电流的研究已激发了热整流研究的新进展. 最近的许多实验已经验证了通过电压波动或热波动可控制和管理热流[206], 并且能够实现整流[207,208]、逻辑随机响应[209]和热门控[210,211]等功能.

在三端双量子点系统的研究中, 库仑耦合量子点之间的电子输运是被禁止的, 而通过库仑相互作用可以在两个量子点之间实现热流输运, 因此库仑耦合量子点间可实现电流与热流解耦, 这一有趣的输运性质进一步激发了对库仑耦合量子点系统热流输运性质的研究. 最近, Zhang等人[202]提出用三个库仑耦合量子点分别连接到相应的电子库所构成的三端量子点系统设计量子热管理器, 如图17所示. 在该系统中, 三个能级分别为ε_L, ε_R和ε_M的量子点D_L, D_R和D_M彼此库仑耦合, 只通过长程库仑力相互作用, 库仑相互作用分别表示为U_{ML}, U_{MR}和U_{LR}. 每个量子点分别与各自的电子库通过隧穿势垒弱耦合, 能够交换能量和电子. 传输概率γ_L, γ_R和γ_M描述电子在量子点与电子库之间的隧穿过程. 由于每个量子点之间通过电容耦合的形式连接, 因此在这个结构中, 量子点之间的电子输运是被禁止的, 但是量子点间的库仑相互作用允许在具有温差的电子库之间传递热量. 该系统只存在热流输运过程, 这为构造纯粹的热调控器件提供了天然优势, 更有利于研究微纳米尺度下热流输运的性质. 这样一个系统能够执行热量管理操作, 如热流交换、热开关和热通路选择及精确的热流分配.

当设定左侧的电子库M为高温库, 温度为T_M. 右侧

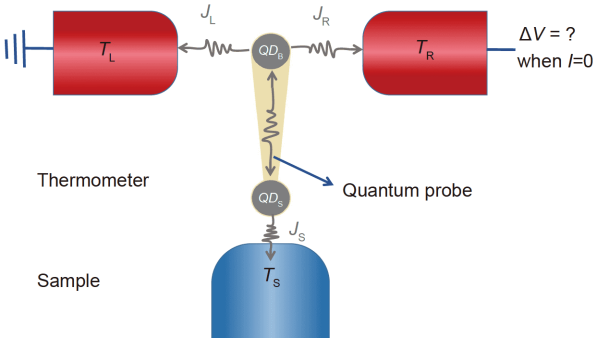


图 16 (网络版彩图)库仑耦合量子点温度计示意图

Figure 16 (Color online) The schematic illustration of a Coulomb-coupled quantum-dot thermometer.

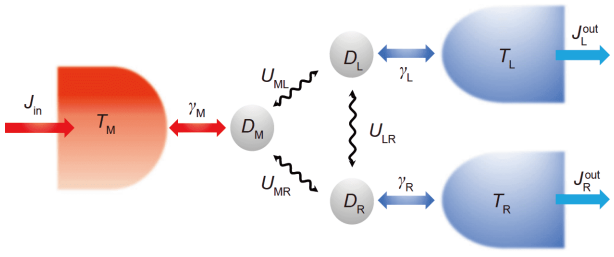


图 17 (网络版彩图)三个量子点库仑耦合模型

Figure 17 (Color online) The model of three quantum dots with Coulomb coupling.

库L与R的温度分别为$T_{\rm L}$和$T_{\rm R}$且$T_{\rm L}=T_{\rm R}$, 电子库L和电子库R之间不会有热流交换. 当$T_{\rm M}>T_{\rm L}=T_{\rm R}$时, 在温度梯度的驱动下能够构造两个不同的热通路, 通路L通过库仑相互作用$U_{\rm ML}$从温度为$T_{\rm M}$的高温电子库M传输热流$J_{\rm L}^{\rm out}$到温度为$T_{\rm L}$的低温电子库L; 通路R通过库仑相互作用$U_{\rm MR}$从高温电子库M传输热流$J_{\rm R}^{\rm out}$到温度为$T_{\rm R}$的低温电子库R. 得到如下研究.

(1) 在量子点$D_{\rm L}$和$D_{\rm R}$的能级满足$\varepsilon_{\rm L}=-\varepsilon_{\rm R}\equiv\varepsilon_{\rm M}$的情况下, 两个热通路的热流满足$J_{\rm L}^{\rm out}(\varepsilon_{\rm L},-\varepsilon_{\rm R})=J_{\rm R}^{\rm out}(-\varepsilon_{\rm L},\varepsilon_{\rm R})$. 这意味着, 改变量子点$D_{\rm L}$和$D_{\rm R}$的能级$\varepsilon_{\rm L}$和$\varepsilon_{\rm R}$的正负号, 两个不同通路的热流互换. 这个过程称为热流交换.

(2) 在量子点$D_{\rm L}$和$D_{\rm M}$的能级满足$\varepsilon_{\rm L}=\varepsilon_{\rm M}=0$的情况下, 热通路L表现为热开关特性, 即$J_{\rm L}^{\rm out}(-\varepsilon_{\rm R})=0$, 然而$J_{\rm L}^{\rm out}(\varepsilon_{\rm R})\neq 0$. 这表明通过调节$\varepsilon_{\rm R}$能够实现热通路L热流导通和断开的操作, 使得热通路L实现理想的热开关效应. 同样地, 在量子点$D_{\rm R}$和$D_{\rm M}$的能级满足$\varepsilon_{\rm R}=\varepsilon_{\rm M}=0$的情况下, 热通路R也能实现热开关效应.

(3) 在量子点$D_{\rm L}$和$D_{\rm M}$的能级满足$\varepsilon_{\rm L}=\varepsilon_{\rm M}=0$的情况下, 当能级$\varepsilon_{\rm R}$足够大时, 使得电子库R中的电子能量不足以隧穿到量子点$D_{\rm R}$, 从而阻断通路R的热流输运. 则由电子库M输入的热流$J_{\rm in}$将全部通过热通路L输出, 从而实现热通路L导通但热通路R关闭; 而在$\varepsilon_{\rm R}=\varepsilon_{\rm M}=0$的情况下, 通过调节$\varepsilon_{\rm L}$实现热通路R导通, 但热通路L关闭. 这种性质称为热通路选择.

最近, Zhang[31]还基于图17的模型发现三端库仑耦合量子点系统能够实现热流分配. 三个库仑耦合量子点构成了两个不同的热流通道, 通过库仑相互作用将输入热流$J_{\rm in}$在空间上分离为两个输出热流$J_{\rm L}^{\rm out}$和$J_{\rm R}^{\rm out}$. 热流分配器的目的是从电子库M中提取输入热流, 通过通道L和R以任意比例从两个不同的通路输出. 当电子库与量子点之间能够实现电子自由隧穿, 则电子库L中的电子在隧穿过程中可以通过库仑相互作用$U_{\rm ML}$从电子库M传输热量而从热通路L输出, 同样的热通路R可以输出$U_{\rm MR}$量级的热量. 这个过程中两个热通路输出热流的大小正比于每个通路电子隧穿的概率, 因此通过适当地调节系统参数, 可使输出热流的比值始终等于能量依赖隧穿概率的比值, 即$J_{\rm L}^{\rm out}/J_{\rm R}^{\rm out}=\gamma_{\rm L}/\gamma_{\rm R}$. 这表明输出热流的任何比值, 无论是整数比值还是分数比, 都可通过直接调整能量依赖隧穿概率获得. 对实际应用来说, 这是一个很好的属性, 因为它不需要额外地调节外部参数. 这些研究表明该系统在精确的热流调控方面具有广泛的应用前景.

同时, 进一步的研究表明, 图17的模型在热整流方面也具有重要的应用[160,162,212]. 研究表明该系统能够在两个不同的热通路分别实现热二极管效应, 并且热整流效果明显. 特别地, 一些区域内, 热流随着温差的增大而逐渐减小, 这表明在这个区间存在负微分热阻现象. 负微分热阻是实现热三极管效应的基本要素[24], 因此, 基于文献[212]的三端模型可类比于电子三极管, 设计量子点热三极管. 这时温度为$T_{\rm M}$, $T_{\rm L}$, $T_{\rm R}$的热源分别作为基极、集电极和发射极.

具体而言, 给定集电极与发射极的温度$T_{\rm L}$和$T_{\rm R}$, 改变基极温度$T_{\rm M}$ ($T_{\rm L}<T_{\rm M}<T_{\rm R}$), 通过基极微小的热流$J_{\rm in}$能够调控集电极与发射极较大的热流$J_{\rm L}^{\rm out}$和$J_{\rm R}^{\rm out}$, 从而实现对微小热信号的放大. 因此描述热三极管性能的物理量称为热放大因子, 定义为集电极或发射极热流的变化除以基极的热流变化, 即

$$\alpha_{\rm R/L}=\partial J_{\rm R/L}^{\rm out}/\partial J_{\rm M}. \tag{6}$$

热放大因子$|\alpha_{\rm R/L}|>1$表明基极端小的热流变化引起了发射极或集电极大的热流变化, 也就是实现了热流放大的效果. 这使得量子点热三极管能够放大基极端微小的热信号, 并且通过调节集电极和发射极间的库仑相互作用能够获得较大的放大系数.

量子尺度下的热调控和热能利用已成为当今研究的热点. 在未来的研究中, 可进一步提出基于各种量子点耦合形式的热流循环器, 可预期三热源量子系统在热逻辑门、热存储器的研究会有很多新的发现. 这一系列研究的重要发展, 对于在纳米尺度上精确控制热流是很重要的.

5 总结与展望

综上所述, 本文结合当前国内外的研究现状, 从量子热力学循环、能量选择量子电子器件和量子点热管理器件三个方面系统阐述了多种类型量子系统中能量传输与转换的基本特性及研究进展. 研究表明, 量子技术的发展使得微纳米尺度下物理过程的研究在理论及实验方面有了质的飞跃, 为量子器件的创新及发展带

来了新的发展机遇. 从微观尺度和热力学与统计力学角度出发, 根据不可逆过程的微观实质探索能量转换器件中的量子效应及应用, 改善能量吸收、传输和存储的微观路径, 有利于制造更高效能量转换物理模型和理解能量转移和转化的量子机制. 未来关于能量转换量子系统的研究可从以下几个方面深入展开: 首先, 量子器件是量子系统和多个环境热库耦合构成的非平衡态热力学系统, 应从开放量子系统的基础理论出发, 建立完善的具有特殊量子效应的能量转换系统转化新模型, 探究系统中量子效应的产生与控制机制; 其次, 应将非平衡态热力学和有限时间热力学的优化理论与各种类型的能量转换量子系统研究结合. 针对各种类型量子器件, 分析线性和非线性响应机制下, 熵产率的表达式, 利用昂萨格关系式获得驱动能量转换的主要热力学流与力, 考察基本热力学量与量子效应的基本关系, 揭示量子相干和非线性效应对器件性能界限的影响. 另外, 不断改进新模型, 阐明各主要不可逆损失对器件性能的影响, 根据不同量子调控机理, 建立优化理论, 确定系统的最佳运行区域, 为新颖量子器件的开发与应用提供有益指导.

参考文献

1 Seifert U. Stochastic thermodynamics, fluctuation theorems and molecular machines. Rep Prog Phys, 2012, 75: 126001, arXiv: 1205.4176

2 Benenti G, Casati G, Saito K, et al. Fundamental aspects of steady-state conversion of heat to work at the nanoscale. Phys Rep, 2017, 694: 1–124, arXiv: 1608.05595

3 Binder F, Correa L A, Gogolin C, et al. Thermodynamics in the Quantum Regime: Fundamental Aspects and New Directions. Cham: Springer International Publishing, 2018

4 Roßnagel J, Dawkins S T, Tolazzi K N, et al. A single-atom heat engine. Science, 2016, 352: 325–329, arXiv: 1510.03681

5 Abah O, Roßnagel J, Jacob G, et al. Single-ion heat engine at maximum power. Phys Rev Lett, 2012, 109: 203006, arXiv: 1205.1362

6 Peterson J P S, Batalhão T B, Herrera M, et al. Experimental characterization of a spin quantum heat engine. Phys Rev Lett, 2019, 123: 240601, arXiv: 1803.06021

7 Klatzow J, Becker J N, Ledingham P M, et al. Experimental demonstration of quantum effects in the operation of microscopic heat engines. Phys Rev Lett, 2019, 122: 110601

8 Harris S E. Electromagnetically induced transparency and quantum heat engines. Phys Rev A, 2016, 94: 053859, arXiv: 1611.01218

9 Zou Y, Jiang Y, Mei Y, et al. Quantum heat engine using electromagnetically induced transparency. Phys Rev Lett, 2017, 119: 050602

10 Berry M V. Transitionless quantum driving. J Phys A-Math Theor, 2009, 42: 365303

11 Abah O, Lutz E. Performance of shortcut-to-adiabaticity quantum engines. Phys Rev E, 2018, 98: 032121, arXiv: 1707.09963

12 Du Y X, Liang Z T, Li Y C, et al. Experimental realization of stimulated Raman shortcut-to-adiabatic passage with cold atoms. Nat Commun, 2016, 7: 12479, arXiv: 1601.06058

13 Deng S, Chenu A, Diao P, et al. Superadiabatic quantum friction suppression in finite-time thermodynamics. Sci Adv, 2018, 4: eaar5909, arXiv: 1711.00650

14 Humphrey T E, Linke H. Quantum, cyclic, and particle-exchange heat engines. Physica E, 2005, 29: 390–398, arXiv: cond-mat/0407508

15 Humphrey T E, Linke H. Reversible thermoelectric nanomaterials. Phys Rev Lett, 2005, 94: 096601, arXiv: cond-mat/0407509

16 Humphrey T E, Newbury R, Taylor R P, et al. Reversible quantum Brownian heat engines for electrons. Phys Rev Lett, 2002, 89: 116801, arXiv: cond-mat/0201087

17 Nakpathomkun N, Xu H Q, Linke H. Thermoelectric efficiency at maximum power in low-dimensional systems. Phys Rev B, 2010, 82: 235428, arXiv: 1010.1375

18 Esposito M, Lindenberg K, van den Broeck C. Universality of efficiency at maximum power. Phys Rev Lett, 2009, 102: 130602, arXiv: 0901.2600

19 van den Broeck C. Thermodynamic efficiency at maximum power. Phys Rev Lett, 2005, 95: 190602

20 O'Dwyer M F, Humphrey T E, Linke H. Concept study for a high-efficiency nanowire based thermoelectric. Nanotechnology, 2006, 17: S338–S343, arXiv: cond-mat/0601110

21 Prance J R, Smith C G, Griffiths J P, et al. Electronic refrigeration of a two-dimensional electron gas. Phys Rev Lett, 2009, 102: 146602

22 Josefsson M, Svilans A, Burke A M, et al. A quantum-dot heat engine operating close to the thermodynamic efficiency limits. Nat Nanotech, 2018, 13: 920–924, arXiv: 1710.00742

23 Jaliel G, Puddy R, Sánchez R, et al. Experimental realization of a quantum dot energy harvester. Phys Rev Lett, 2019, 123: 117701, arXiv: 1901.10561

24 Li N, Ren J, Wang L, et al. *Colloquium*: Phononics: Manipulating heat flow with electronic analogs and beyond. Rev Mod Phys, 2012, 84: 1045–1066, arXiv: 1108.6120

25 Dutta B, Peltonen J, Antonenko D, et al. Thermal conductance of a single-electron transistor. Phys Rev Lett, 2017, 119: 077701, arXiv: 1704.02622

26 Terraneo M, Peyrard M, Casati G. Controlling the energy flow in nonlinear lattices: A model for a thermal rectifier. Phys Rev Lett, 2002, 88: 094302, arXiv: cond-mat/0201125

27 Li B, Wang L, Casati G. Thermal diode: Rectification of heat flux. Phys Rev Lett, 2004, 93: 184301, arXiv: cond-mat/0407093

28 Li B, Wang L, Casati G. Negative differential thermal resistance and thermal transistor. Appl Phys Lett, 2006, 88: 143501, arXiv: cond-mat/0410172

29 Segal D, Nitzan A. Spin-boson thermal rectifier. Phys Rev Lett, 2005, 94: 034301, arXiv: cond-mat/0405472

30 Barzanjeh S, Aquilina M, Xuereb A. Manipulating the flow of thermal noise in quantum devices. Phys Rev Lett, 2018, 120: 060601, arXiv: 1706.09051

31 Zhang Y. Heat-flow allocator based on a triple quantum dot. Phys Rev E, 2020, 101: 042134

32 McRae A C, Wei G, Champagne A R. Graphene quantum strain transistors. Phys Rev Appl, 2019, 11: 054019, arXiv: 1809.09679

33 Wang C, Chen X M, Sun K W, et al. Heat amplification and negative differential thermal conductance in a strongly coupled nonequilibrium spin-boson system. Phys Rev A, 2018, 97: 052112

34 Chang C W, Okawa D, Majumdar A, et al. Solid-state thermal rectifier. Science, 2006, 314: 1121–1124

35 Scheibner R, König M, Reuter D, et al. Quantum dot as thermal rectifier. New J Phys, 2008, 10: 083016, arXiv: cond-mat/0703514

36 Martínez-Pérez M J, Fornieri A, Giazotto F. Rectification of electronic heat current by a hybrid thermal diode. Nat Nanotech, 2015, 10: 303–307, arXiv: 1403.3052

37 Joulain K, Drevillon J, Ezzahri Y, et al. Quantum thermal transistor. Phys Rev Lett, 2016, 116: 200601, arXiv: 1602.04175

38 Majland M, Christensen K S, Zinner N T. Quantum thermal transistor in superconducting circuits. Phys Rev B, 2020, 101: 184510, arXiv: 1911.01326

39 Du J, Shen W, Su S, et al. Quantum thermal management devices based on strong coupling qubits. Phys Rev E, 2019, 99: 062123

40 Chen Z, Wong C, Lubner S, et al. A photon thermal diode. Nat Commun, 2014, 5: 5446

41 Wang L, Li B. Thermal logic gates: Computation with phonons. Phys Rev Lett, 2007, 99: 177208, arXiv: 0709.0032

42 Ben-Abdallah P, Biehs S A. Near-field thermal transistor. Phys Rev Lett, 2014, 112: 044301, arXiv: 1310.0002

43 Yang N, Zhang G, Li B. Thermal rectification in asymmetric graphene ribbons. Appl Phys Lett, 2009, 95: 033107

44 Saira O P, Meschke M, Giazotto F, et al. Heat transistor: Demonstration of gate-controlled electronic refrigeration. Phys Rev Lett, 2007, 99: 027203, arXiv: cond-mat/0702361

45 Sánchez R. Correlation-induced refrigeration with superconducting single-electron transistors. Appl Phys Lett, 2017, 111: 223103, arXiv: 1710.02209

46 Thierschmann H, Sánchez R, Sothmann B, et al. Three-terminal energy harvester with coupled quantum dots. Nat Nanotech, 2015, 10: 854–858, arXiv: 1603.08570

47 Şişman A, Saygin H. The improvement effect of quantum degeneracy on the work from a Carnot cycle. Appl Energy, 2001, 68: 367–376

48 Şişman A, Saygin H. On the power cycles working with ideal quantum gases: I. The Ericsson cycle. J Phys D-Appl Phys, 1999, 32: 664–670

49 Lin B, He J, Chen J. Quantum degeneracy effect on the performance of a Bose Ericsson refrigeration cycle. J Non-Equilib Thermodyn, 2003, 28: 221–232

50 Chen J, He J, Hua B. The influence of regenerative losses on the performance of a Fermi Ericsson refrigeration cycle. J Phys A-Math Gen, 2002, 35: 7995–8004

51 Saygin H, Şişman A. Quantum degeneracy effect on the work output from a Stirling cycle. J Appl Phys, 2001, 90: 3086–3089

52 Şişman A, Saygin H. Efficiency analysis of a Stirling power cycle under quantum degeneracy conditions. Phys Scr, 2001, 63: 263–267

53 He J, Chen J, Hua B. Influence of quantum degeneracy on the performance of a Stirling refrigerator working with an ideal Fermi gas. Appl Energy, 2002, 72: 541–554

54 Saygin H, Şişman A. Brayton refrigeration cycles working under quantum degeneracy conditions. Appl Energy, 2001, 69: 77–85

55 Lin B, Chen J. The performance analysis of a quantum Brayton refrigeration cycle with an ideal Bose gas. Open Syst Inf Dyn, 2003, 10: 147–157

56 Lin B, Chen J. The influence of quantum degeneracy on the performance of a Fermi Brayton engine. Open Syst Inf Dyn, 2004, 11: 87–99

57 Zhang Y, Lin B, Chen J. The influence of quantum degeneracy and irreversibility on the performance of a Fermi quantum refrigeration cycle. J Phys A-Math Gen, 2004, 37: 7485–7497

58 Yang Y, Lin B, Chen J. Influence of regeneration on the performance of a Brayton refrigeration-cycle working with an ideal Bose-gas. Appl Energy, 2006, 83: 99–112

59 Chen J, Lin B. Low-temperature behaviour of an ideal Bose gas and some forbidden thermodynamic cycles. J Phys A-Math Gen, 2003, 36: 11385–11390

60 Lin J Y, Lin B H, Chen J C. Performance characteristics of an irreversible regenerative Brayton refrigeration cycle working with an ideal Bose gas (in Chinese). Cryogenics, 2003, 131: 1–7 [刘静宜, 林比宏, 陈金灿. 费米气体布雷顿制冷循环的性能分析. 低温工程, 2003, 131: 1–7]

61 Nie W, He J. Performance analysis of a thermosize micro/nano heat engine. Phys Lett A, 2008, 372: 1168–1173

62 Nie W, He J, He X. A micro-/nanothermosize refrigerator and its performance analysis. J Appl Phys, 2008, 103: 114909

63 Guo J, Su G, Chen J. The performance evaluation of a micro/nano-scaled cooler working with an ideal Bose gas. Phys Lett A, 2012, 376: 270–274

64 Guo J, Zhang X, Su G, et al. The performance analysis of a micro-/nanoscaled quantum heat engine. Physica A, 2012, 391: 6432–6439

65 Guo J, Wang Y, Chen J. General performance characteristics and parametric optimum bounds of irreversible chemical engines. J Appl Phys, 2012, 112: 103504

66 Geva E, Kosloff R. On the classical limit of quantum thermodynamics in finite time. J Chem Phys, 1992, 97: 4398–4412

67 Kosloff R, Rezek Y. The quantum harmonic Otto cycle. Entropy, 2017, 19: 136, arXiv: 1612.03582

68 Geva E, Kosloff R. A quantum-mechanical heat engine operating in finite time. A model consisting of spin-1/2 systems as the working fluid. J Chem Phys, 1992, 96: 3054–3067

69 Feldmann T, Kosloff R. Performance of discrete heat engines and heat pumps in finite time. Phys Rev E, 2000, 61: 4774–4790, arXiv: physics/0003007

70 Feldmann T, Geva E, Kosloff R, et al. Heat engines in finite time governed by master equations. Am J Phys, 1996, 64: 485–492

71 Jaynes E T. Information theory and statistical mechanics. Phys Rev, 1957, 106: 620–630

72 Kosloff R, Feldmann T. Discrete four-stroke quantum heat engine exploring the origin of friction. Phys Rev E, 2002, 65: 055102, arXiv: physics/0111098

73 Feldmann T, Kosloff R. Quantum lubrication: Suppression of friction in a first-principles four-stroke heat engine. Phys Rev E, 2006, 73: 025107, arXiv: quant-ph/0509109

74 Kosloff R, Feldmann T. Optimal performance of reciprocating demagnetization quantum refrigerators. Phys Rev E, 2010, 82: 011134

75 Feldmann T, Kosloff R. Short time cycles of purely quantum refrigerators. Phys Rev E, 2012, 85: 051114, arXiv: 1204.4059

76 Rezek Y, Kosloff R. Irreversible performance of a quantum harmonic heat engine. New J Phys, 2006, 8: 83, arXiv: quant-ph/0601006

77 Chen J, Lin B, Hua B. The performance of a quantum heat engine working with spin systems. J Phys D-Appl Phys, 2002, 35: 2051–2057

78 Lin B, Chen J, Hua B. The optimal performance of a quantum refrigeration cycle working with harmonic oscillators. J Phys D-Appl Phys, 2003, 36: 406–413

79 He J, Chen J, Hua B. Quantum refrigeration cycles using spin-1/2 systems as the working substance. Phys Rev E, 2002, 65: 036145

80 Lin B, Chen J. Optimal analysis of the performance of an irreversible quantum heat engine with spin systems. J Phys A-Math Gen, 2005, 38: 69–79

81 Lin B, Chen J. Optimal analysis on the performance of an irreversible harmonic quantum Brayton refrigeration cycle. Phys Rev E, 2003, 68: 056117

82 Lin B, Chen J. Optimization on the performance of a harmonic quantum Brayton heat engine. J Appl Phys, 2003, 94: 6185–6191

83 Quan H T, Zhang P, Sun C P. Quantum heat engine with multilevel quantum systems. Phys Rev E, 2005, 72: 056110, arXiv: quant-ph/0504118

84 Quan H T, Liu Y X, Sun C P, et al. Quantum thermodynamic cycles and quantum heat engines. Phys Rev E, 2007, 76: 031105, arXiv: quant-ph/0611275

85 Quan H T. Quantum thermodynamic cycles and quantum heat engines. II. Phys Rev E, 2009, 79: 041129, arXiv: 0811.2756

86 Su S, Chen J, Ma Y, et al. The heat and work of quantum thermodynamic processes with quantum coherence. Chin Phys B, 2018, 27: 060502, arXiv: 1705.07618

87 Su S, Shen W, Du J, et al. Coherence induced work in quantum heat engines with Larmor precession. arXiv: 1908.06443

88 Brandner K, Bauer M, Seifert U. Universal coherence-induced power losses of quantum heat engines in linear response. Phys Rev Lett, 2017, 119: 170602, arXiv: 1703.02464

89 Menczel P, Flindt C, Brandner K. Thermodynamics of cyclic quantum amplifiers. Phys Rev A, 2020, 101: 052106, arXiv: 1908.05496

90 Scully M O. Extracting work from a single thermal bath via quantum negentropy. Phys Rev Lett, 2001, 87: 220601

91 Scully M O, Zubairy M S, Agarwal G S, et al. Extracting work from a single heat bath via vanishing quantum coherence. Science, 2003, 299: 862–864

92 Scully M O. Quantum afterburner: Improving the efficiency of an ideal heat engine. Phys Rev Lett, 2002, 88: 050602

93 Quan H T, Zhang P, Sun C P. Quantum-classical transition of photon-Carnot engine induced by quantum decoherence. Phys Rev E, 2006, 73: 036122, arXiv: quant-ph/0508008

94 Zhang T, Liu W T, Chen P X, et al. Four-level entangled quantum heat engines. Phys Rev A, 2007, 75: 062102

95 Wang H, Liu S, He J. Thermal entanglement in two-atom cavity QED and the entangled quantum Otto engine. Phys Rev E, 2009, 79: 041113

96 He X, He J, Zheng J. Thermal entangled quantum heat engine. Physica A, 2012, 391: 6594–6600

97 Huang X L, Xu H, Niu X Y, et al. A special entangled quantum heat engine based on the two-qubit Heisenberg *XX* model. Phys Scr, 2013, 88: 065008

98 Su S H, Luo X Q, Chen J C, et al. Angle-dependent quantum Otto heat engine based on coherent dipole-dipole coupling. Europhys Lett, 2016, 115: 30002

99 Quan H T, Song Z, Liu X F, et al. Decay of Loschmidt echo enhanced by quantum criticality. Phys Rev Lett, 2006, 96: 140604, arXiv: quant-ph/0509007

100 Ma Y H, Su S H, Sun C P. Quantum thermodynamic cycle with quantum phase transition. Phys Rev E, 2017, 96: 022143, arXiv: 1705.08625

101 Jaramillo J, Beau M, del Campo A. Quantum supremacy of many-particle thermal machines. New J Phys, 2016, 18: 075019, arXiv: 1510.04633

102 Chen J, Dong H, Sun C P. Bose-Fermi duality in a quantum Otto heat engine with trapped repulsive bosons. Phys Rev E, 2018, 98: 062119, arXiv: 1808.05392

103 Carollo F, Gambetta F M, Brandner K, et al. Nonequilibrium quantum many-body Rydberg atom engine. Phys Rev Lett, 2020, 124: 170602, arXiv: 1912.01479

104 Huang X L, Wang T, Yi X X. Effects of reservoir squeezing on quantum systems and work extraction. Phys Rev E, 2012, 86: 051105

105 Roßnagel J, Abah O, Schmidt-Kaler F, et al. Nanoscale heat engine beyond the Carnot limit. Phys Rev Lett, 2014, 112: 030602, arXiv: 1308.5935

106 Klaers J, Faelt S, Imamoglu A, et al. Squeezed thermal reservoirs as a resource for a nanomechanical engine beyond the Carnot limit. Phys Rev X, 2017, 7: 031044, arXiv: 1703.10024

107 Abah O, Lutz E. Efficiency of heat engines coupled to nonequilibrium reservoirs. Europhys Lett, 2014, 106: 20001, arXiv: 1303.6558

108 Abah O. Quantum Machines at the Nanoscale. Dissertation for Doctoral Degree. Erlangen: Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2015

109 Zhang Y, Guo J, Chen J. Unified trade-off optimization of quantum Otto heat engines with squeezed thermal reservoirs. Quantum Inf Process, 2020, 19: 268

110 Siria A, Poncharal P, Biance A L, et al. Giant osmotic energy conversion measured in a single transmembrane boron nitride nanotube. Nature, 2013, 494: 455–458

111 Pospischil A, Furchi M M, Mueller T. Solar-energy conversion and light emission in an atomic monolayer p-n diode. Nat Nanotech, 2014, 9: 257–261, arXiv: 1309.7492

112 Wippermann S, Vörös M, Rocca D, et al. High-pressure core structures of Si nanoparticles for solar energy conversion. Phys Rev Lett, 2013, 110: 046804

113 Humphrey T E. Mesoscopic Quantum Ratchets and the Thermodynamics of Energy Selective Electron Heat Engines. Dissertation for Doctoral Degree. Sydney: University of New South Wales, 2005
114 O'Dwyer M F, Humphrey T E, Lewis R A, et al. Efficiency in nanometre gap vacuum thermionic refrigerators. J Phys D-Appl Phys, 2009, 42: 035417
115 Luo X, Li C, Liu N, et al. The impact of energy spectrum width in the energy selective electron low-temperature thermionic heat engine at maximum power. Phys Lett A, 2013, 377: 1566–1570
116 Luo X, Liu N, He J, et al. Performance analysis of a tunneling thermoelectric heat engine with nano-scaled quantum well. Appl Phys A, 2014, 117: 1031–1039
117 He J, Wang X, Liang H. Optimum performance analysis of an energy selective electron refrigerator affected by heat leaks. Phys Scr, 2009, 80: 035701
118 O'Dwyer M F, Lewis R A, Zhang C, et al. Electronic efficiency in nanostructured thermionic and thermoelectric devices. Phys Rev B, 2005, 72: 205330, arXiv: cond-mat/0506388
119 Esposito M, Kumar N, Lindenberg K, et al. Stochastically driven single-level quantum dot: A nanoscale finite-time thermodynamic machine and its various operational modes. Phys Rev E, 2012, 85: 031117, arXiv: 1201.0669
120 Muralidharan B, Grifoni M. Performance analysis of an interacting quantum dot thermoelectric setup. Phys Rev B, 2012, 85: 155423, arXiv: 1110.4537
121 Takeda Y, Ito T, Motohiro T, et al. Hot carrier solar cells operating under practical conditions. J Appl Phys, 2009, 105: 074905
122 O'Dwyer M F, Humphrey T E, Lewis R A, et al. Electronic and thermal transport in hot carrier solar cells with low-dimensional contacts. Microelectron J, 2008, 39: 656–659
123 Feng Y, Aliberti P, Veettil B P, et al. Non-ideal energy selective contacts and their effect on the performance of a hot carrier solar cell with an indium nitride absorber. Appl Phys Lett, 2012, 100: 053502
124 Takeda Y, Motohiro T, König D, et al. Practical factors lowering conversion efficiency of hot carrier solar cells. Appl Phys Express, 2010, 3: 104301
125 Su S, Liao T, Chen X, et al. Hot-carrier solar cells with quantum well and dot energy selective contacts. IEEE J Quantum Electron, 2015, 51: 1–8
126 Whitney R S. Most efficient quantum thermoelectric at finite power output. Phys Rev Lett, 2014, 112: 130601, arXiv: 1306.0826
127 O'Dwyer M F, Lewis R A, Zhang C. Thermionic refrigerators with non-Richardson current. J Phys D-Appl Phys, 2007, 40: 1167–1174
128 O'Dwyer M F. Solid-state Refrigeration and Power Generation Using Semiconductor Nanostructures. Dissertation for Doctoral Degree. Wollongong: University of Wollongong, 2007
129 Vashaee D, Shakouri A. Electronic and thermoelectric transport in semiconductor and metallic superlattices. J Appl Phys, 2004, 95: 1233–1245
130 Vashaee D, Shakouri A. Improved thermoelectric power factor in metal-based superlattices. Phys Rev Lett, 2004, 92: 106103
131 Vashaee D, Shakouri A. Thermionic power generation at high temperatures using SiGe/Si superlattices. J Appl Phys, 2007, 101: 053719
132 Goldsmid H J. Introduction to Thermoelectricity. Berlin, Heidelberg: Springer, 2009
133 Ulrich M D, Barnes P A, Vining C B. Comparison of solid-state thermionic refrigeration with thermoelectric refrigeration. J Appl Phys, 2001, 90: 1625–1631
134 Su S, Guo J, Su G, et al. Performance optimum analysis and load matching of an energy selective electron heat engine. Energy, 2012, 44: 570–575
135 Su S, Zhang Y, Chen J, et al. Thermal electron-tunneling devices as coolers and amplifiers. Sci Rep, 2016, 6: 21425
136 Su G, Zhang Y, Cai L, et al. Conceptual design and simulation investigation of an electronic cooling device powered by hot electrons. Energy, 2015, 90: 1842–1847
137 Su G, Liao T, Chen L, et al. Performance evaluation and optimum design of a new-type electronic cooling device. Energy, 2016, 101: 421–426
138 Peng W, Liao T, Zhang Y, et al. Parametric selection criteria of thermal electron-tunneling amplifiers operating at optimum states. Energy Convers Manage, 2017, 143: 391–398
139 Peng W, Zhang Y, Yang Z, et al. Performance evaluation and comparison of three-terminal energy selective electron devices with different connective ways and filter configurations. Eur Phys J Plus, 2018, 133: 38
140 Su G, Pan Y, Zhang Y, et al. An electronic cooling device with multiple energy selective tunnels. Energy, 2016, 113: 723–727

141 Peng W, Ye Z, Zhang X, et al. Performance improvement of a four-terminal thermal amplifier with multiple energy selective tunnels. Energy Convers Manage, 2018, 166: 74–80

142 Mahan G D, Sofo J O. The best thermoelectric. Proc Natl Acad Sci, 1996, 93: 7436–7439

143 Liu Y S, Yang X F, Hong X K, et al. A high-efficiency double quantum dot heat engine. Appl Phys Lett, 2013, 103: 093901

144 De B, Muralidharan B. Thermoelectric study of dissipative quantum-dot heat engines. Phys Rev B, 2016, 94: 165416, arXiv: 1605.09195

145 Erdman P A, Mazza F, Bosisio R, et al. Thermoelectric properties of an interacting quantum dot based heat engine. Phys Rev B, 2017, 95: 245432, arXiv: 1702.06042

146 Rey M, Strass M, Kohler S, et al. Nonadiabatic electron heat pump. Phys Rev B, 2007, 76: 085337, arXiv: cond-mat/0610155

147 Juergens S, Haupt F, Moskalets M, et al. Thermoelectric performance of a driven double quantum dot. Phys Rev B, 2013, 87: 245423, arXiv: 1303.5225

148 Edwards H L, Niu Q, Georgakis G A, et al. Cryogenic cooling using tunneling structures with sharp energy features. Phys Rev B, 1995, 52: 5714–5736

149 Zhang Y, He J, He X, et al. Performance characteristics and optimal analysis of an interacting quantum dot thermoelectric refrigerator. Phys Scr, 2013, 88: 035002

150 Edwards H L, Niu Q, de Lozanne A L. A quantum-dot refrigerator. Appl Phys Lett, 1993, 63: 1815–1817

151 Esposito M, Lindenberg K, van den Broeck C. Thermoelectric efficiency at maximum power in a quantum dot. Europhys Lett, 2009, 85: 60010, arXiv: 0808.0216

152 Esposito M, Kawai R, Lindenberg K, et al. Quantum-dot Carnot engine at maximum power. Phys Rev E, 2010, 81: 041106, arXiv: 1001.2192

153 Zhang Y C, He J Z. Efficiency at maximum power of a quantum dot heat engine in an external magnetic field. Chin Phys Lett, 2013, 30: 010501

154 Wang Y, Zhang Y, Huang C, et al. Performance analysis of an interacting quantum dot heat engine with an external applied magnetic field. Physica A, 2015, 438: 586–594

155 Wierzbicki M, Świrkowicz R. Power output and efficiency of quantum dot attached to ferromagnetic electrodes with non-collinear magnetic moments. J Magn Magn Mater, 2012, 324: 1516–1522

156 Bonet E, Deshmukh M M, Ralph D C. Solving rate equations for electron tunneling via discrete quantum states. Phys Rev B, 2002, 65: 045317, arXiv: cond-mat/0108248

157 Harbola U, Esposito M, Mukamel S. Quantum master equation for electron transport through quantum dots and single molecules. Phys Rev B, 2006, 74: 235309, arXiv: cond-mat/0610004

158 Karlström O, Linke H, Karlström G, et al. Increasing thermoelectric performance using coherent transport. Phys Rev B, 2011, 84: 113415, arXiv: 1107.0572

159 Josefsson M, Svilans A, Linke H, et al. Optimal power and efficiency of single quantum dot heat engines: Theory and experiment. Phys Rev B, 2019, 99: 235432, arXiv: 1903.12618

160 Ruokola T, Ojanen T. Single-electron heat diode: Asymmetric heat transport between electronic reservoirs through Coulomb islands. Phys Rev B, 2011, 83: 241404

161 Fornieri A, Martínez-Pérez M J, Giazotto F. A normal metal tunnel-junction heat diode. Appl Phys Lett, 2014, 104: 183108, arXiv: 1404.2834

162 Zhang Y, Zhang X, Ye Z, et al. Three-terminal quantum-dot thermal management devices. Appl Phys Lett, 2017, 110: 153501

163 Aligia A A, Daroca D P, Arrachea L, et al. Heat current across a capacitively coupled double quantum dot. Phys Rev B, 2020, 101: 075417, arXiv: 1909.08670

164 Holleitner A W, Decker C R, Qin H, et al. Coherent coupling of two quantum dots embedded in an Aharonov-Bohm interferometer. Phys Rev Lett, 2001, 87: 256802, arXiv: cond-mat/0011044

165 Holleitner A W, Blick R H, Hüttel A K, et al. Probing and controlling the bonds of an artificial molecule. Science, 2002, 297: 70–72

166 Chen J C, Chang A M, Melloch M R. Transition between Quantum states in a parallel-coupled double quantum dot. Phys Rev Lett, 2004, 92: 176801, arXiv: cond-mat/0305289

167 Donsa S, Andergassen S, Held K. Double quantum dot as a minimal thermoelectric generator. Phys Rev B, 2014, 89: 125103, arXiv: 1308.4882

168 Mazal Y, Meir Y, Dubi Y. Nonmonotonic thermoelectric currents and energy harvesting in interacting double quantum dots. Phys Rev B, 2019, 99: 075433, arXiv: 1810.04917

169 Sierra M A, Saiz-Bretín M, Domínguez-Adame F, et al. Interactions and thermoelectric effects in a parallel-coupled double quantum dot. Phys

Rev B, 2016, 93: 235452, arXiv: 1604.03700
170 Zhang Y, Su S. Thermal rectification and negative differential thermal conductivity based on a parallel-coupled double quantum-dot. arXiv: 2007.04729
171 Sánchez R, Büttiker M. Optimal energy quanta to current conversion. Phys Rev B, 2011, 83: 085428, arXiv: 1008.3528
172 Mazza F, Bosisio R, Benenti G, et al. Thermoelectric efficiency of three-terminal quantum thermal machines. New J Phys, 2014, 16: 085001, arXiv: 1404.0924
173 Entin-Wohlman O, Imry Y, Aharony A. Enhanced performance of joint cooling and energy production. Phys Rev B, 2015, 91: 054302, arXiv: 1410.4880
174 Mazza F, Valentini S, Bosisio R, et al. Separation of heat and charge currents for boosted thermoelectric conversion. Phys Rev B, 2015, 91: 245435, arXiv: 1503.01601
175 Sothmann B, Sánchez R, Jordan A N. Thermoelectric energy harvesting with quantum dots. Nanotechnology, 2015, 26: 032001, arXiv: 1406.5329
176 Jiang J H, Entin-Wohlman O, Imry Y. Three-terminal semiconductor junction thermoelectric devices: Improving performance. New J Phys, 2013, 15: 075021, arXiv: 1305.4612
177 Michałek G, Urbaniak M, Bułka B R, et al. Local and nonlocal thermopower in three-terminal nanostructures. Phys Rev B, 2016, 93: 235440, arXiv: 1602.04686
178 Jordan A N, Sothmann B, Sánchez R, et al. Powerful and efficient energy harvester with resonant-tunneling quantum dots. Phys Rev B, 2013, 87: 075312, arXiv: 1302.3366
179 Sothmann B, Sánchez R, Jordan A N, et al. Powerful energy harvester based on resonant-tunneling quantum wells. New J Phys, 2013, 15: 095021, arXiv: 1309.7907
180 Jiang J H. Enhancing efficiency and power of quantum-dots resonant tunneling thermoelectrics in three-terminal geometry by cooperative effects. J Appl Phys, 2014, 116: 194303
181 Sothmann B, Sánchez R, Jordan A N, et al. Rectification of thermal fluctuations in a chaotic cavity heat engine. Phys Rev B, 2012, 85: 205301, arXiv: 1201.2796
182 Roche B, Roulleau P, Jullien T, et al. Harvesting dissipated energy with a mesoscopic ratchet. Nat Commun, 2015, 6: 6738
183 Sánchez R, Sothmann B, Jordan A N. Chiral thermoelectrics with quantum Hall edge states. Phys Rev Lett, 2015, 114: 146801, arXiv: 1410.6639
184 Jiang J H, Entin-Wohlman O, Imry Y. Thermoelectric three-terminal hopping transport through one-dimensional nanosystems. Phys Rev B, 2012, 85: 075412, arXiv: 1201.4031
185 Bosisio R, Gorini C, Fleury G, et al. Using activated transport in parallel nanowires for energy harvesting and hot-spot cooling. Phys Rev Appl, 2015, 3: 054002, arXiv: 1407.7020
186 Bosisio R, Fleury G, Pichard J L, et al. Nanowire-based thermoelectric ratchet in the hopping regime. Phys Rev B, 2016, 93: 165404, arXiv: 1510.06551
187 Jiang J H, Imry Y. Enhancing thermoelectric performance using nonlinear transport effects. Phys Rev Appl, 2017, 7: 064001, arXiv: 1610.02818
188 Rutten B, Esposito M, Cleuren B. Reaching optimal efficiencies using nanosized photoelectric devices. Phys Rev B, 2009, 80: 235122, arXiv: 0907.4189
189 Cleuren B, Rutten B, van den Broeck C. Cooling by heating: Refrigeration powered by photons. Phys Rev Lett, 2012, 108: 120603
190 Ruokola T, Ojanen T. Theory of single-electron heat engines coupled to electromagnetic environments. Phys Rev B, 2012, 86: 035454, arXiv: 1202.3911
191 Li C, Zhang Y, Wang J, et al. Performance characteristics and optimal analysis of a nanosized quantum dot photoelectric refrigerator. Phys Rev E, 2013, 88: 062120
192 Bergenfeldt C, Samuelsson P, Sothmann B, et al. Hybrid microwave-cavity heat engine. Phys Rev Lett, 2014, 112: 076803, arXiv: 1307.4833
193 Wang J, Lai Y, Ye Z, et al. Four-level refrigerator driven by photons. Phys Rev E, 2015, 91: 050102
194 Su S H, Sun C P, Li S W, et al. Photoelectric converters with quantum coherence. Phys Rev E, 2016, 93: 052103, arXiv: 1601.03456
195 Agarwalla B K, Jiang J H, Segal D. Quantum efficiency bound for continuous heat engines coupled to noncanonical reservoirs. Phys Rev B, 2017, 96: 104304, arXiv: 1706.06206

196 Sothmann B, Büttiker M. Magnon-driven quantum-dot heat engine. Europhys Lett, 2012, 99: 27001, arXiv: 1206.1259
197 Wang Y, Huang C, Liao T, et al. Magnon-driven quantum dot refrigerators. Phys Lett A, 2015, 379: 3054–3058
198 Karwacki Ł, Trocha P, Barnaś J. Magnon transport through a quantum dot: Conversion to electronic spin and charge currents. Phys Rev B, 2015, 92: 235449, arXiv: 1706.05991
199 Mandal D, Quan H T, Jarzynski C. Maxwell's refrigerator: An exactly solvable model. Phys Rev Lett, 2013, 111: 030602
200 Koski J V, Kutvonen A, Khaymovich I M, et al. On-chip Maxwell's demon as an information-powered refrigerator. Phys Rev Lett, 2015, 115: 260602, arXiv: 1507.00530
201 Zhang Y, Lin G, Chen J. Three-terminal quantum-dot refrigerators. Phys Rev E, 2015, 91: 052118
202 Zhang Y, Wang Y, Huang C, et al. Thermoelectric performance and optimization of three-terminal quantum dot nano-devices. Energy, 2016, 95: 593–601
203 Zhang Y, Huang C, Wang J, et al. Optimum energy conversion strategies of a nano-scaled three-terminal quantum dot thermoelectric device. Energy, 2015, 85: 200–207
204 Zhang Y, Guo J, Chen J. Thermoelectric performance of three-terminal quantum dot refrigerators in two configurations. Physica E, 2020, 118: 113874
205 Zhang Y, Chen J. Thermometry based on Coulomb-coupled quantum dots. Physica E, 2019, 114: 113635, arXiv: 1811.11335
206 Hartmann F, Pfeffer P, Höfling S, et al. Voltage fluctuation to current converter with Coulomb-coupled quantum dots. Phys Rev Lett, 2015, 114: 146805
207 Sánchez R, Thierschmann H, Molenkamp L W. All-thermal transistor based on stochastic switching. Phys Rev B, 2017, 95: 241401, arXiv: 1701.00382
208 Sánchez R, Thierschmann H, Molenkamp L W. Single-electron thermal devices coupled to a mesoscopic gate. New J Phys, 2017, 19: 113040, arXiv: 1705.06864
209 Pfeffer P, Hartmann F, Höfling S, et al. Logical stochastic resonance with a Coulomb-coupled quantum-dot rectifier. Phys Rev Appl, 2015, 4: 014011
210 Thierschmann H, Arnold F, Mittermüller M, et al. Thermal gating of charge currents with Coulomb coupled quantum dots. New J Phys, 2015, 17: 113003, arXiv: 1502.03021
211 Thierschmann H, Arnold F, Mittermüller M, et al. Thermal control and generation of charge currents in coupled quantum dots. Phys Status Solidi A, 2016, 213: 582–590
212 Zhang Y, Yang Z, Zhang X, et al. Coulomb-coupled quantum-dot thermal transistors. Europhys Lett, 2018, 122: 17002, arXiv: 1712.06889

Thermodynamic characteristics and research progress of energy-conversion quantum systems

SU ShanHe[1], ZHANG YanChao[1,2], PENG WanLi[1], SU GuoZhen[1] & CHEN JinCan[1*]

[1] *Department of Physics, College of Physical Science and Technology, Xiamen University, Xiamen 361005, China;*
[2] *School of Science, Guangxi University of Science and Technology, Liuzhou 545006, China*

Quantum physics is a branch of modern physics for understanding the motion rules of microscopic particles. It is increasingly interconnected with information, life, chemistry, and other disciplines, triggering many new technological revolutions and profoundly affecting human life. It has become one of the driving forces of socio-economic development. At present, the combination of quantum physics with energy subjects is creating a new disciplinary growing point. This paper mainly outlines the development of various types of energy-conversion quantum systems. Combined with the current research situation of domestic and overseas, the problems regarding the application of the thermodynamic theory to study the energy manipulation of quantum systems and the optimal design of microdevices are systematically clarified. The representative achievements and research progress in the theories and experiments of quantum thermodynamic cycles, energy-selective electron quantum devices, and quantum dot thermal management devices are summarized. The new development directions of the intersection fields of quantum physics and energy science are discussed.

quantum device, quantum cycle, quantum working substance, quantum dot, energy selective channel, thermal management

PACS: 05.70.Ln, 05.70.-a, 05.90.+m, 73.63.-b

doi: 10.1360/SSPMA-2020-0398