

当原子气体拒绝热化：量子相干与混沌的博弈

杨 昂¹ 郭彦良² 应 磊^{1,†}

(1 浙江大学物理学院 杭州 310027)

(2 因斯布鲁克大学实验物理系 奥地利因斯布鲁克 6020)

2025-08-18 收到

† email: leiying@zju.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20250907

CSTR: 32040.14.wl20250907

1 引言

混沌，是自然界中最常见却最神秘的现象之一。它广泛存在于数学、物理、生物、生态、气象乃至经济系统中。混沌并不意味着纯粹的无序，而是指一种对初始条件极端敏感的动力学过程：哪怕最细微的初始差别，经过时间放大，都可能演变成截然不同的结果，且难以被重复。人们常用“蝴蝶效应”来形容这种特征：一只蝴蝶在南美洲扇动翅膀，几周后可能在北美引发龙卷风。也可以想象为宇宙初始时刻那种混沌未分、模糊难辨的状态。在经典物理中，混沌与“热化”密

切相关。所谓热化，就是孤立系统随着时间演化逐渐丧失初始信息，最终趋于一个平稳、均衡的状态。不同形状的冰块最终都会融化成相同的一滩水，空气中的花粉扩散后终将均匀分布，这些都是“遍历性”的体现——系统在长期演化中几乎走遍所有可能的状态，最终归于平衡。而混沌正是保证这种遍历性的常见机制。

那么，量子系统是否也像经典系统一样必然热化呢？这是一个自量子力学诞生以来一直存在的核心问题。根据“本征态热化假设(ETH)”，孤立量子系统的高能本征态本身就等同于热平衡态，因而系统最终将不可避免地热化^[1]。然而，近年的研究却揭示了许多“叛逆”的例外：例如多体局域化系统，即便演化极久也不热化^[2]；还有一些奇特的“量子疤痕态”，它们在演化中顽固地保留着初始态的记忆^[3]。

更引人关注的是，当持续向量子系统输入外部能量时，它会怎样演化？直觉告诉我们：无论宏观还是微观系统，持续驱动都会使它更快失序，最终热化到无限温度。然而，这种直觉真的总是正确的吗？

2 受击转子——混沌的优雅起点

在深入理解量子多体系统之前，我们不妨从最简单的情况出发，即单粒子的动力学行为。在针对混沌与热化现象的研究中，有一个堪称教科书级别的经典模型：周期性受击转子(kicked rotor)^[4, 5]。它描述了这样一个系统：一根可以自由旋转的“转子”，每隔一段时间就被沿着转动方向猛击一次，就像你定期用手指弹拨一个陀螺或者周期性踢击一个转子(图1(a))。这个模型也可以

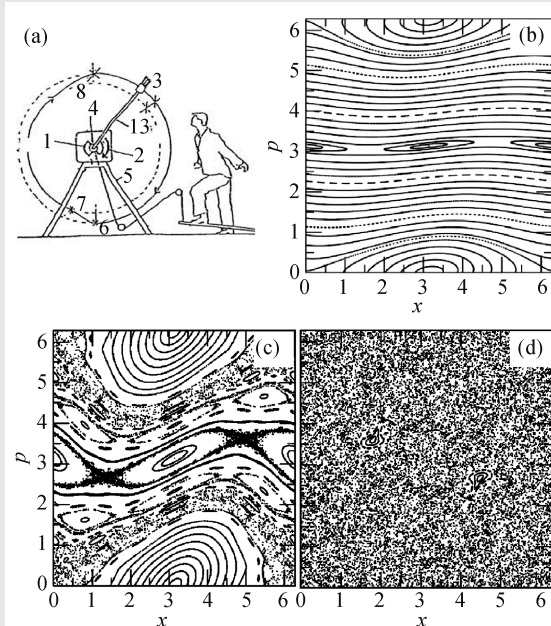


图1 (a)周期性受击转子示意图(图片来自网络并经过修改); (b—d)标准映射得到的经典受击转子在相空间的轨迹，踢击强度分别为 $K = 0.2$ (b), 0.971 (c), 5.5 (d)(图源自文献[5]并经过修改)

等效地理解为, 一个粒子在一个周期性出现的正弦势场中自由运动, 受到周期性的激发。通过适当的单位归一化, 这个系统的经典哈密顿量可以写为^[5]

$$H = \frac{p^2}{2} + K \cos x \sum_{n \in \mathbb{Z}} \delta(t - n),$$

其中 p 和 x 分别代表粒子的动量与坐标, K 代表踢击的强度, n 代表踢击次数也即时间。

在经典物理框架下, 人们通过构造一个名为“标准映射”的数学描述, 揭示了系统在不同踢击强度下的状态演化:

$$\begin{cases} x_{n+1} = x_n + p_{n+1}, \\ p_{n+1} = p_n + K \sin x_n. \end{cases}$$

当踢击较弱时, 系统的相空间轨迹还相对“有序”, 粒子运动受限在一个个稳定的轨道环中, 就像被困在一个个“保护壳”里, 如图1(b)所示。该系统虽然不可积, 但可以容忍外界的扰动, 遵循所谓的Kolmogorov—Arnold—Moser定理。但是, 当踢击强度超过某个临界值($K_c \approx 0.971$)后(图1(c)), 这些轨道结构被彻底打破, 系统进入一种高度敏感、彻底混乱的状态, 称为“混沌海”(图1(d))。在这个状态下, 粒子的动能随着时间呈线性增长, 也就是说, 它会无限地“被加热”, 展现出扩散行为。

3 动力学局域化

然而, 当我们把这个模型推广到单体的量子系统时, 结果却有显著的变化。将受击转子系统进行量子化后, 可以得到所谓的量子受击转子(quantum kicked rotor, QKR)^[5]。直觉上, 当踢击强度 K 很大时, 人们仍然期待它表现出类似的扩散现象, 毕竟它也在持续受到周期性的激发。但实验和理论研究却发现, 在一定条件下, 这个量子系统并不热化, 其动能在经历一段短暂增长之后便停止下来, 趋于一个稳定值, 如图2(a)所示, 这一现象被称为动力学局域化(dynamical localization)。这是一种由量子相干性带来的“冻结效

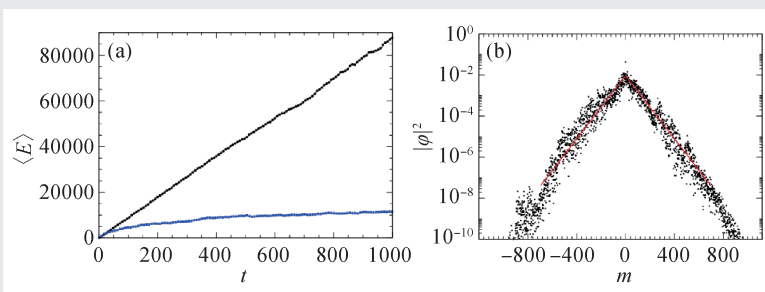


图2 (a) 经典受击转子(黑色)与量子受击转子(蓝色)的动能随时间的演化; (b) 量子受击转子的Floquet本征态在动量空间中的衰减^[5]

应”。虽然系统持续被踢打、被激发, 但量子干涉却抑制了能量的吸收, 使动量被“局域”在某个有限的范围内。这种局域化的动量分布呈现出指数型衰减(图2(b)), 与物理学中著名的安德森局域化极为相似, 只不过发生的空间从“位形空间”换成了“动量空间”。

事实上, 通过数学映射, 量子受击转子系统的确可以等效为动量空间的安德森局域化: 动量态之间的耦合相当于粒子在无序晶格中的格点间散射跳跃; 而周期驱动带来的相因子在某种意义上起到了“无序势场”的作用, 造成了量子干涉下的局域化行为。在过去三十年里, 单体物理下的动力学局域化已在冷原子实验和理论研究中被反复验证^[6–10]。

然而, 现实中的物理系统通常由数以万计的相互作用的粒子组成。相互作用几乎总是导致多体动力学的随机化, 驱动相互作用的量子多体系统会进一步增加复杂性。在位形空间的接触相互作用虽然是短程的, 但是在动量空间的耦合却是长程的, 因为任意两个动量的粒子在位形空间都会发生碰撞。粒子之间的相互作用导致了多体纠缠, 这样的多体系统在持续的强烈外部驱动下, 是否还会存在局域化的行为呢? 是否存在这样一个量子多体系统, 通过其量子相干性, 能在长时间的外部驱动下抑制热化、抑制退相干呢?

4 多体动力学局域化的实验观测

为了探究动力学局域化能否在相互作用存在的情况下保持稳定, 研究者引入了量子受击转子

的多体版本,即受周期性踢击的相互作用的一维 Lieb—Liniger 玻色气体。其中封闭的一维 Lieb—Liniger 玻色气体是可积模型,可以通过贝特拟设的方法严格求解^[11]。此前,在理论上已有研究通过平均场方法提出了动力学局域化的破坏^[12–14],在随后的系列实验中,如在弱相互作用一维玻色气体^[15]、强相互作用三维玻色气体^[16]的冷原子实验中,看到了相互作用会破坏动力学局域化的现象。但是,最新理论研究表明^[17–21],动力学局域化可能存在于更强的原子间相互作用下的多体量子系统中,即所谓的多体动力学局域化(many-body dynamical localization, MBDL)。这也就引出了这个令人难以琢磨的现象:驱动强关联多体系统未必会导致混沌动力学或热化状态。

2025 年,中国理论物理学者与奥地利冷原子实验团队合作,首次在超冷原子平台上报道了强相互作用下多体动力学局域化的观测结果^[22],并通过理论分析与数值模拟予以验证。研究者首先将玻色—爱因斯坦凝聚体(BEC)装载入由二维光晶格构成的窄一维管道阵列中(图 3(a)),形成晶格

的激光束在 x - y 水平面内以直角相交传播,长度相对于原子的势阱深度很长,两个相邻一维管之间没有隧穿,使得各个管道可视为独立的一维系统。凭借铯原子得天独厚的费希巴赫共振谱线,通过调节沿垂直 z 方向的磁场 B 可以调控粒子间的三维散射长度,进而改变一维玻色气体的相互作用 Lieb—Liniger 常数 γ ^[23],并借助磁场梯度抵消重力作用使原子悬浮起来。通过选取 γ 值在 0 至 11 之间,研究者实现了从无相互作用的玻色气体到强相互作用的 Tonks—Girardeau 气体^[24, 25]的完整覆盖。沿 z 方向的脉冲驻波被周期性地施加在一维阵列中,作为踢击项,形成多体的量子受击转子。在整个演化过程结束后,研究者关掉粒子间相互作用,并关掉所有的外部势阱,再通过 20 ms 飞行时间的吸收成像技术,得到玻色气体沿 z 方向的一维动量分布 $n(k)$,实验流程如图 3(b)所示。现在,让我们回看每个“管子”中的原子。如图 3(c)所示,这些完全相同的原子在外界驻波周期性开启和关闭的“踢击”下不断相互碰撞。直观来看,它们的运动规律似乎会变得复杂甚至难以预测。

在实验中,经过长时间的周期性驻波“踢击”后,研究者发现:当原子间没有相互作用时,它们的动量分布会在几十次脉冲后完全稳定下来,表现为指数型衰减,这正是动力学局域化的典型特征,如图 4(a)所示。而当存在强相互作用时,动量分布在早期阶段扩展得更明显,但在大约数百次的踢击后也逐渐“冻结”,动量分布进入一种长程衰减的状态,也就是所谓的多体动力学局域化(图 4(b)),这一结果得到了理论很好的支持。

为了探究这种“冻结”是否真实存在,研究者引入了多个物理量,包括 Jensen—Shannon 散度、动能与信息熵,来量化不同

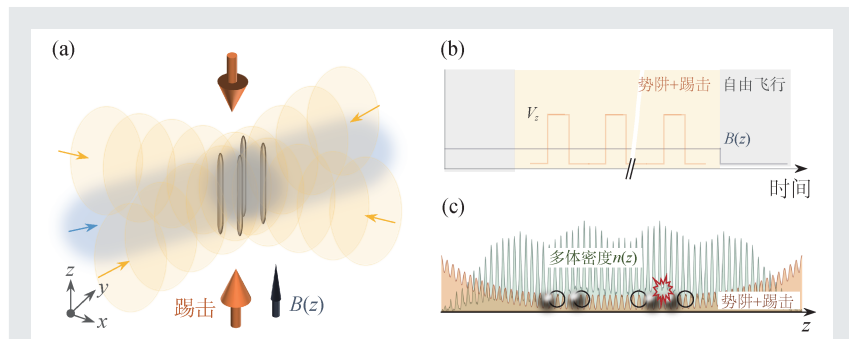


图3 多体动力学局域化的实验实现 (a)三维玻色—爱因斯坦凝聚体被装载入由二维光学晶格(黄色)产生的一维管阵列中,并通过失谐光学反势阱(蓝色)进行部分补偿,量子受击转子的晶格沿 z 方向;(b)实验中量子受击转子的时间序列;(c)强相互作用极限下,四个相互作用的原子在平底势阱中(橙色)的密度分布(绿色)

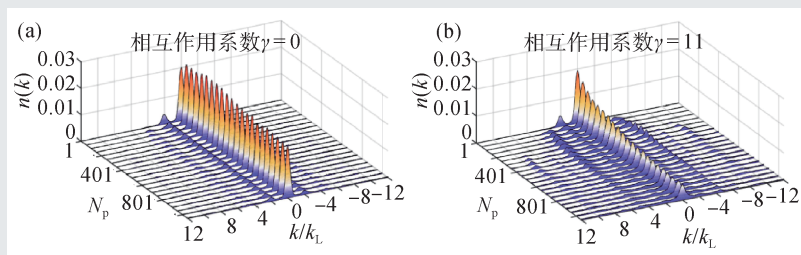


图4 一维动量分布的演化过程。实验测量的无相互作用(a)与强相互作用系统(b)在踢击强度 $K = 3.3$ 时的动量分布 $n(k)$ 随踢击次数 N_p 的演化

时间下动量分布的差异,如图5所示。不同相互作用、踢击强度下的结果一致显示:无相互作用系统很快会达到稳定,而强相互作用系统虽然演化更久,但最终同样停滞不前。在不同实验时刻对比强相互作用下的动量分布,发现几乎一模一样,

从而确凿地证实了多体动力学局域化的存在。更加耐人寻味的是,当把周期性的踢击改为随机踢击时,局域化完全消失了:无论有无相互作用,系统的动能都会像经典扩散那样线性增长,动量分布被逐渐“抹平”,最终变得均匀。这就好比一块有棱角的冰块逐渐融化,变成了一滩水。由此表明,维持局域化的关键正是量子相干性。

5 小结与展望

研究者通过周期性驱动限制在平底势阱中的强相互作用玻色气体,首次观测并分析了一种名

参考文献

[1] Srednicki M. Phys. Rev. E, 1994, 50(2): 888
 [2] Bordia P, Lüschen H, Schneider U *et al.* Nat. Phys., 2017, 13: 460
 [3] Bernien H *et al.* Nature, 2017, 551: 579
 [4] Haake F. Quantum Signatures of Chaos. Springer, 1991
 [5] Santhanam M, Paul S, Kannan J B. Phys. Rep., 2022, 956: 1
 [6] Fishman S, Grempel D R, Prange R E. Phys. Rev. Lett., 1982, 49: 509
 [7] Grempel D R, Prange R E, Fishman S. Phys. Rev. A: Gen. Phys., 1984, 29: 1639
 [8] Moore F L, Robinson J C, Bharucha C F *et al.* Phys. Rev. Lett., 1995, 75: 4598
 [9] Manai I *et al.* Phys. Rev. Lett., 2015, 115: 240603
 [10] Lemarié G *et al.* Phys. Rev. A, 2009, 80: 043626
 [11] Lieb E H, Liniger W. Phys. Rev., 1963, 130: 1605
 [12] Lellouch S, Rançon A, De Bièvre S *et al.* Phys. Rev. A, 2020, 101: 043624

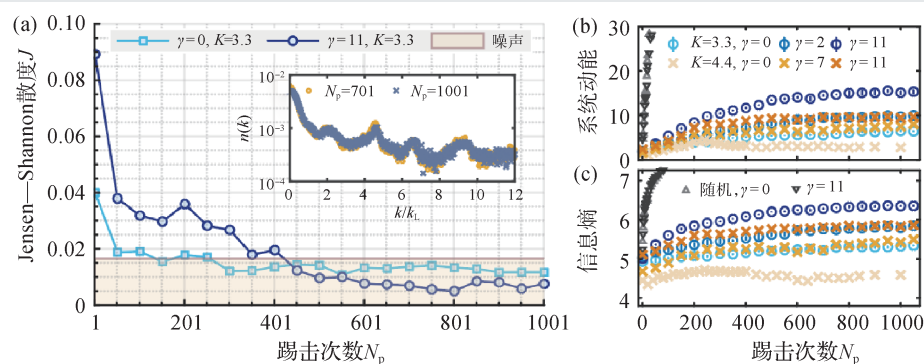


图5 多体动力学局域化的证据 (a)无相互作用与强相互作用系统的 Jensen—Shannon 散度随踢击次数的演化,子图对比了强相互作用系统踢击次数为701和1001次的动量分布;(b,c)不同参数下系统动能和信息熵随踢击次数的演化,其中黑色三角代表随机踢击情况

为多体动力学局域化的多体相。实验表明,尽管存在周期性驱动,强相互作用系统的动量分布仍会冻结并保持其特征的干涉结构。动能与信息熵均呈现受抑制的增长与饱和现象,该量子多体系统并未进入热化与混沌状态。无相互作用与强相互作用情况下动量分布的差异,凸显了周期性驱动下多体效应的影响。

这一发现不仅挑战了人们长期以来的认识,也让我们对量子系统的“热化”机制有了更深的理解。更重要的是,它为研究驱动下的量子物质开辟了新方向,并可能为构建更加稳定的量子器件和量子信息存储方式提供新的思路。

[13] Shepelyansky D L. Phys. Rev. Lett., 1993, 70: 1787
 [14] Gligorić G, Bodyfelt J D, Flach S. Europhys. Lett., 2011, 96: 30004
 [15] See Toh J H *et al.* Nat. Phys., 2022, 18: 1297
 [16] Cao A *et al.* Nat. Phys., 2022, 18: 1302
 [17] Rylands C, Rozenbaum E B, Galitski V *et al.* Phys. Rev. Lett., 2020, 124: 155302
 [18] Chicireanu R, Rançon A. Phys. Rev. A, 2021, 103: 043314
 [19] Vuetelet V, Rançon A. Phys. Rev. A, 2021, 104: 043302
 [20] Vuetelet V, Rançon A. Quantum, 2023, 7: 917
 [21] Fava M, Fazio R, Russomanno A. Phys. Rev. B, 2020, 101: 064302
 [22] Guo Y L *et al.* Science, 2025, 389: 716
 [23] Cazalilla M A, Citro R, Giamarchi T *et al.* Rev. Mod. Phys., 2011, 83: 1405
 [24] Girardeau M. J. Math. Phys., 1960, 1: 516
 [25] Kinoshita T, Wenger T, Weiss D S. Science, 2004, 305: 1125