



处于力学不稳定条件下的受激有限核的动力学演化与确定论混沌

邢永忠 方玉田 刘晓斌 郑玉明

Dynamic Evolution of Excited Finite Nuclei under Mechanical Instability and Deterministic Chaos

XING Yongzhong, FANG Yutian, LIU Xiaobin, ZHENG Yuming

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019053>

引用格式:

邢永忠, 方玉田, 刘晓斌, 郑玉明. 处于力学不稳定条件下的受激有限核的动力学演化与确定论混沌[J]. *原子核物理评论*, 2020, 37(1):34–39. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019053

XING Yongzhong, FANG Yutian, LIU Xiaobin, ZHENG Yuming. Dynamic Evolution of Excited Finite Nuclei under Mechanical Instability and Deterministic Chaos[J]. *Nuclear Physics Review*, 2020, 37(1):34–39. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019053

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于ICEM-CFD的核噪声分析用有限元程序研究

Research of Finite Element Code for Nuclear Noise Analysis Based on ICEM-CFD

原子核物理评论. 2017, 34(3): 677–681 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.677>

有限玻色子系统中的激发态量子相变

Excited-state Quantum Phase Transitions in the Finite- N Boson System

原子核物理评论. 2018, 35(4): 487–492 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.04.487>

有限温下三维QED中费米子速度对费米子手征凝聚的影响 (英文)

Effect of Fermion Velocity on Fermion Chiral Condensate in QED₃ at Finite Temperature

原子核物理评论. 2017, 34(1): 16–19 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.01.016>

手征胶子修正夸克平均场模型

Pion and Gluon Corrections on Quark Mean Field Model

原子核物理评论. 2017, 34(3): 493–498 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.493>

中子星内部强子-夸克相变的有限尺度效应研究

Hadron-quark Phase Transition with Finite-size Effect in Neutron Stars

原子核物理评论. 2017, 34(3): 509–513 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.509>

基于不稳定核基本性质测量的原子核结构研究

Study of Nuclear Structure by the Measurement of the Ground State Properties of Unstable Nuclei

原子核物理评论. 2018, 35(4): 382–389 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.04.382>

文章编号: 1007-4627(2020)01-0034-06

处于力学不稳定条件下的受激有限核的动力学演化与确定论混沌

邢永忠¹, 方玉田¹, 刘晓斌¹, 郑玉明^{1,2}

(1. 天水师范学院基础物理研究所, 甘肃 天水 741000;

2. 中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘要: 以 ^{208}Pb 为例, 研究了不同热力学稳定条件下有限核体系单体耗散的非线性特征。首先, 给出了该原子核在不同温度下的压强密度相图以及相图中的力学不稳定区 (Spinodal region), 在相图中属于不同稳定性区域的温度和密度值下, 抽取了 ^{208}Pb 中各核子的坐标和动量, 然后, 将其作为量子分子动力学 (QMD) 模型的初始值, 模拟受激有限原子核体系仅在平均场作用下的时空演化, 分析不同初始分布所对应的系统在时空演化过程中核子的空间分布、密度涨落等随时间的演化特征, 重点对比分析了对应于相图中不同区域的初始 ^{208}Pb 原子核在演化过程中的不同表现特征; 通过对定义在事件空间和定义在相空间的准 Lyapunov 指数的计算, 清楚地显示, 在力学不稳定的条件下, 平均场动力学对于核子空间分布的敏感依赖性, 定量地揭示了反应动力学中单体耗散的非线性混沌特征, 进一步证实了中能重离子碰撞中多重碎裂的混沌机制。

关键词: 有限核; 力学不稳定性; 多重碎裂; 确定论混沌

中图分类号: O562.5

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019053

1 引言

重离子碰撞是探索物质的微观组成和基本相互作用的重要手段, 中高能重离子碰撞是使核物质瞬间出现高温、高压等极端条件的复杂动力学过程。在这样的过程中, 不仅参与碰撞的原子核会发生压缩、扩张、碎裂、衰变(中能区), 而且可以出现核子的湮灭与新粒子的产生(高能区)。探索极端条件下核物质的状态方程(EOS)与核子间的相互作用是人们长期的重要研究课题。就中能重离子碰撞的多重碎裂现象及其动力学机制而言, 人们已经从统计学和动力学等不同方面对其进行了大量的深入研究, 目前已经清楚地认识到: 碰撞过程中核物质出现热力学不稳定性, 进而发生气液相变是导致核物质多重碎裂的重要机制^[1-4]。长期以来, 人们对于描述这一复杂过程的非线性动力学特征量, 如 Lyapunov 指数^[5-9]、信息熵^[10-11]等做了细致的计算与分析, 揭示出了这些量与核反应终态的碎块质量、同位素的分布等可观测量之间的密切联系^[12]。最近, 人们又通过改进随机平均场等方法, 观察到了反应过程中轨道的分岔^[13-14]、单体或两体耗散^[15-16]中的典型非线性动力学特征。尽管如此, 一方面由于核物质在极端条件下的相互作用等基本问题目前尚未定论, 另一方面, 人们对于非线性复杂系统, 特别是量子系统混沌的定量描述仍

处于探索阶段, 故仍有许多问题有待我们进一步研究。比如: 按照混沌动力学理论, 一个给定的非线性动力系统, 只要在某一个方向上的 Lyapunov 指数大于零, 则表明系统在该方向上的长时间演化会表现出奇怪吸引子或混沌^[17]。真实核反应过程中大于零的最大 Lyapunov 指数到底是单体耗散导致还是两体碰撞所导致? 碰撞过程中所形成的热核物质仅在平均场作用下演化, 还会表现出哪些非线性动力学的特征? 从非线性动力学的角度理解, 混沌运动是力学不稳定的非线性系统的时空演化后果, Lyapunov 指数反映的正是非线性动力学对于初始条件的敏感性, 那么, 从处于不同热力学稳定性条件下的初始状态出发的原子核体系, 在时空演化过程中会对什么样的物理量表现出敏感性呢? 本文我们以处于不同激发条件下的 ^{208}Pb 原子核为例, 定量的研究处于力学稳定与不稳定条件下的有限核体系时空演化过程中, 单体耗散的非线性动力学特征, 重点考察平均场动力学对于核子的初始分布的敏感性。为此, 我们首先通过计算单粒子势、化学势等, 给出原子核 ^{208}Pb 在不同温度下的密度-压强相图, 并由此确定 ^{208}Pb 满足力学不稳定条件的温度和密度区域, 即 spinodal 不稳定区; 然后, 按照等几率分布和有限温度下的费米分布, 分别抽取了对应于力学稳定区和不稳定区的 ^{208}Pb 中, 每个核子的坐标与动量, 将此作为 QMD

收稿日期: 2019-10-12; 修改日期: 2019-12-17

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11665019, 11764035, 11265013)

作者简介: 邢永忠(1963-), 男, 甘肃天水人, 教授, 博士, 从事重离子核物理研究与物理学教学; E-mail: yzxing@tsnu.edu.cn.

模型的初始输入量，计算热核体系仅在平均场作用下时空演化过程中，核子的分布密度、密度涨落等随时间的变化；接着分别定义了事件空间和单核相空间的准 Lyapunov 指数，并对其在系统的演化过程中随时间的变化做定量分析，最后对全文进行总结。

2 有限核体系的力学不稳定条件

在时间序列上，中能重离子碰撞过程首先是处于基态的弹靶核之间的相互挤压，在这个过程中系统的密度、温度、压强等急剧增加，形成不稳定的热核物质。紧随其后的是系统的膨胀，在这一阶段核物质可能发生汽液相变并碎裂，表现出一系列丰富且复杂的物理现象，其中许多特征与非线性混沌密切相关，譬如，当人们将定义于非线性动力学中的 Lyapunov 指数等混沌特征量应用于对上述过程的分析时发现：碰撞过程中的 Lyapunov 指数大于零^[18-21]，完全符合非线性动力学理论中混沌运动出现的条件，既然如此，人们自然会想到，在这样的过程中还会有哪些与非线性动力学一致的特征物理量，或者说，中能重离子碰撞或相变过程中其他非线性动力学特征量如何表现，譬如：对初始状态的敏感性是怎样表现的？由于本文的目的在于考察平均场耗散的非线性混沌及其在多重碎裂中的表现，我们直接从处于极端条件下的热核物质出发，重点研究膨胀阶段的非线性动力学特征。为了保证计算的正确性以及能够与已有结果进行对比研究，我们采用已被广泛研究的 Skyrme 相互作用势，并以 ²⁰⁸Pb 原子核为例，在明确了这一体系在不同温度与密度条件下的稳定性条件之后，模拟系统的时空演化，分析和观察我们的目标量。由文献^[22-25]知，在温度 $T \geq 4$ MeV 时，中子 n 和质子 p 的化学势为

$$\mu_q = U_q + T \left[\ln \left(\frac{\lambda_T^3 \rho_q}{2} \right) + \sum_k \frac{k+1}{k} b_k \left(\frac{\lambda_T^3 \rho_q}{2} \right)^k \right], \quad (1)$$

其中： $\lambda_T = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mT} \right)^{\frac{1}{2}}$ 称之为核子的热波长； b_k 为维里展开系数； $q = n, p$ ；在本文计算中，式(1)中对 k 的求和取至前 5 项。包括 Skyrme 相互作用同位旋非对称的有限原子核的平均场 U_q 可以表示为

$$U_q = \alpha \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \beta \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \pm 2e_a \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_0} + \frac{6}{5} Z e^2 \left(\frac{4\pi\rho}{3A} \right)^{1/3} + \gamma(T) \left(\frac{4\pi\rho}{3A} \right)^{1/3} \rho^{-1}, \quad (2)$$

式中：前两项表示 Skyrme 势 U^{sky} ；第三项为对称势

U^{sym} ；对于中子对称势取“+”号；对于质子取“-”号；第四与第五项分别为库仑势和核的表面势； A 为原子核中的核子数； $\rho = \rho_n + \rho_p$ ， ρ_n 、 ρ_p 和 ρ_0 分别为中子、质子以及核物质饱和密度； e_a 为对称势强度，计算中取其值为 16 MeV； $\gamma(T)$ 为温度 T 有关的表面张力系数：

$$\gamma(T) = 1.14 \left[1 + \frac{3T}{2T_c} \right] \left[1 - \frac{T}{T_c} \right]^{\frac{2}{3}}, \quad (3)$$

式中 T_c 为临界温度。根据 Gibbs-Duhem 关系为

$$\frac{\partial P}{\partial \rho} = \frac{\rho}{2} \left[(1 + \delta) \frac{\partial \mu_n}{\partial \rho} + (1 - \delta) \frac{\partial \mu_p}{\partial \rho} \right], \quad (4)$$

其中 $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$ 为相对中子过剩，容易求出上述不同势所对应的压强：

$$P_{\text{kin}} = \frac{\rho T}{2} \left\{ 2 + \sum_n b_n \left(\frac{\lambda_T^3 \rho_q}{2} \right)^n \left[(1 + \delta)^{n+1} + (1 - \delta)^{n+1} \right] \right\}, \quad (5)$$

$$P_{\text{sky}} = \frac{\alpha \rho_0}{2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 + \frac{\beta \rho_0}{\gamma + 1} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma + 1}, \quad (6)$$

$$P_{\text{sym}} = \pm e_a \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \delta^2, \quad (7)$$

$$P_{\text{Coul}} = \frac{Z^2 e^2}{5A} \left(\frac{4\pi\rho}{3A} \right)^{1/3}, \quad (8)$$

$$P_{\text{Surf}} = -2\gamma(T) \left(\frac{4\pi\rho}{3A} \right)^{1/3}. \quad (9)$$

根据平均单粒子能量 E 和总压强 $P = P_{\text{kin}} + P_{\text{sky}} + P_{\text{sym}} + P_{\text{Coul}} + P_{\text{Surf}}$ ，以及系统的热学与力学稳定性条件：

$$\left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_{\rho, \delta} \geq 0, \quad \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{T, \delta} \geq 0. \quad (10)$$

可以确定出 ²⁰⁸Pb 原子核发生相变的临界温度为 $T_c \approx 13.5$ MeV。其相图由图 1 给出，图中点线之下区域为力学不稳定区，化学不稳定区与力学不稳定区基本重合，图中未标出。

参照图 1，按照文献^[24-26]的方法，在半径为 $R(T) = (\sqrt[3]{3A/4\pi\rho})(1 + 0.00041T^2)$ 的费米球内，等几率地抽取处于不同温度 T 和密度值 ρ 下的 A 个核子坐标，并按照温度 T 下的费米-狄拉克分布函数：

$$f(p) = \frac{1}{1 + \exp\{\beta(\epsilon_q - \mu_q)\}}, \quad (11)$$

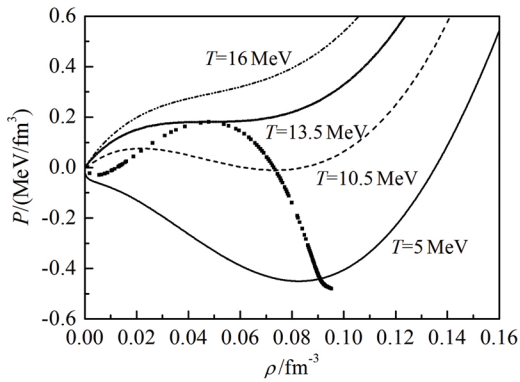


图 1 不同温度 T 和密度条件下的核 ^{208}Pb 相图

可以抽取核子动量。式 (11) 中 $\varepsilon_q = p^2/2m$ 和 μ_q 分别为单核子动能和化学势 (见式 (1)), $\beta = 1/kT$ 。由此得到的处于不同稳定条件下的 ^{208}Pb 原子核中核子的坐标与动量即为后续动力学演化的初始输入状态。

3 平均场作用下密度涨落的时间变化

量子分子动力学 (QMD) 模型 [27–28] 是从描述系统的哈密顿量出发, 通过时间有关的变分方法得到核子的演化方程, 并用相干态波包来表示核子。因而该模型充分地计及了关联效应, 特别适合于研究中能重离子碰撞的多重碎裂现象。人们利用此模型已经成功地解释了许多实验结果, 揭示出了中能重离子碰撞过程中有关多重碎裂的重要特征。在本文计算中我们所用 QMD 模型的主要表达式及模型参数值详见文献 [27–28], 同时为了专注观察平均场耗散的基本特征, 我们暂且不考虑碰撞项的影响。利用此模型计算有限温度下核物质的密度分布在平均场作用下随时间的演化, 其相对平均密度

$$\langle \rho(t) \rangle / \rho_0 = \frac{1}{\rho(t=0)} \int \rho(t)\rho(t) d\mathbf{r}, \quad (12)$$

和相对密度涨落为

$$\sigma_\rho^2 = \frac{\langle \rho^2(t) \rangle - \langle \rho(t) \rangle^2}{\langle \rho(t) \rangle^2}, \quad (13)$$

其中: $\langle \rho^3(t) \rangle = \int \rho^3(t) d\mathbf{r}$ 。

据此, 我们计算了温度为 $T = 6 \text{ MeV}$ 的情况下, 密度分布分别位于力学稳定区 ($\rho(0) = 0.11 \text{ fm}^{-3}$) 和力学不稳定区 ($\rho(0) = 0.06 \text{ fm}^{-3}$) 的两个初态的受激原子核体系 ^{208}Pb 在平均场作用下的时间演化, 其相对平均密度和相对密度涨落随时间的演化分别在图 2(a) 和 (b) 中给出。

图 2 中虚线对应于 $\rho(0) = 0.06 \text{ fm}^{-3}$ 的演化, 实线对应于状态 $\rho(0) = 0.11 \text{ fm}^{-3}$ 。从图上可以看出, 相对平均

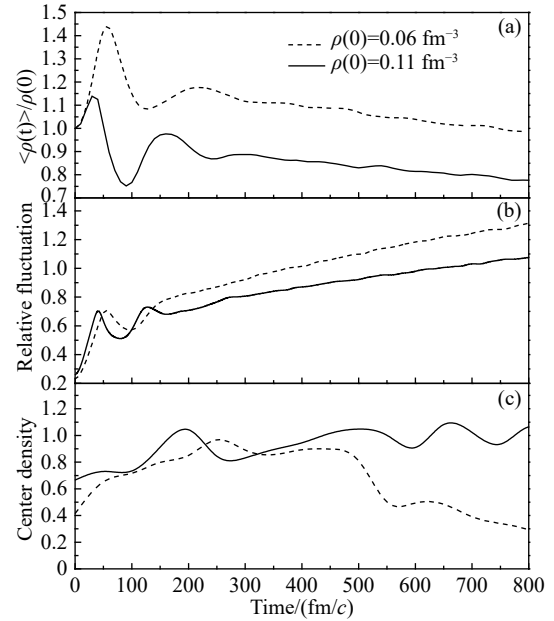


图 2 初始热核 ^{208}Pb 在平均场作用下的长时间的演化 (a) 相对平均密度随时间的演化; (b) 相对密度涨落随时间的演化; (c) 原子核中心密度随时间的演化。

密度在经过一段时间的演化后趋于缓慢下降, 处于力学不稳定区的初态, 其相对密度随时间的演化大于处于力学稳定区的初态所对应的值, 表明前者的相对变化率大于后者, 两者的相对密度涨落总是随时间而增大, 这一基本趋势与现有文献一致 [8–9], 预示着不稳定性的放大和系统的可能瓦解 [29]。图 2(c) 为原子核中心附近的密度随时间的演化, 表明初始时刻处于力学不稳定区的体系在时间演化过程中, 其中心位置附近密度减小的速度大于初始时刻处于力学稳定区的体系。

4 热核在平均场作用下演化的最大 Lyapunov 指数

最大 Lyapunov 指数 (LLE) 是判断非线性动力学系统时空演化过程是否出现混沌的一个重要特征量, 其值的大小反映的是系统在演化过程中, 对于初始条件的敏感性, 并与耗散系统中奇怪吸引子的出现有着密切联系。其基本定义为

$$\lambda = \lim_{t \rightarrow \infty} \lim_{d(0) \rightarrow 0} \frac{1}{t} \log \left\| \frac{d(t)}{d(0)} \right\|, \quad (14)$$

其中 $d(t)$ 表示初始时刻相差甚微 ($d(t=0) \rightarrow 0$) 的两条轨道之间的距离随时间的变化。在非线性理论的低维映射或少体问题中, $d(t)$ 定义为相差很小的两个初态在多次映射或演化过程中的相空间距离。对于多维动力学系统, 其动力学演化轨道沿着不同方向的距离随时间的变

化有所不同，如果沿着某个方向上的 $\lambda(t) > 0$ ，就意味着沿该方向的两条轨道之间的距离会表现出指数发散。原子核碰撞是一个极其复杂的多体系统，其复杂性不仅来自于核子间的相互作用，同时也来自于人们对于多体描述的复杂性。因此，如何定义热核时空演化过程的“Lyapunov 指数”或者“轨道”，以及轨道之间的“距离”，本身就具有不确定性 [5, 8, 17]。如文献 [5] 以求解核物质相空间密度分布随时间演化的 Vlasov 方程为基础，模拟了分布在二维平面上的核物质仅在平均场作用下的演化。视核子的密度分布随时间的变化为“轨道”，将两个事件在同一时刻同一个格点上密度分布的差值作为两条轨道之间的“距离”，由此定义并计算了最大 Lyapunov 指数。文中还结合 Fourier 谱分析，得到了演化过程存在混沌的结论。文献 [8-9] 用 QMD 模型计算了不同温度和核子的不同初始动量分布下，热核物质演化过程中的最大 Lyapunov 指数，得到了它与系统的密度涨落，核物质相变以及多重碎裂之间的重要联系。此文献中定义的“两事件空间”的距离为

$$\|d(t)\| = \sqrt{\sum_{i=1}^N \{[(\mathbf{r}_{i1} - \mathbf{r}_{i2})/r_{\text{rms}}]^2 + [(\mathbf{p}_{i1} - \mathbf{p}_{i2})/p_{\text{av}}]^2\}}, \quad (15)$$

式中 $\mathbf{r}_1(\mathbf{r}_2)$ 和 $\mathbf{p}_1(\mathbf{p}_2)$ 分别为在第一个事件和第二个事件中，核子 i 的坐标和动量， r_{rms} 和 p_{av} 分别代表核的均方根半径和核子的平均动量。按照这样的定义，我们将上述两个处于不同的稳定性条件下的受激 ^{208}Pb 原子核作为初始状态，利用 QMD 模型分别计算了 $\lambda(t) = \frac{1}{t} \log \|\frac{d(t)}{d(0)}\|$ 随时间的变化，结果如图 3 中所示。

图 3(a) 中自上而下的前两条曲线分别对应于初始温度为 $T = 6 \text{ MeV}$ 下，密度分布为 $\rho(t=0) = 0.06 \text{ fm}^{-3}$ (点线) 和 $\rho(t=0) = 0.11 \text{ fm}^{-3}$ (虚线) 的初态所对应的 $\lambda(t)$ 值随时间的变化，这两个初态分别位于图 1 中的力学稳定与不稳定区。图中还画出了系统在零温度的饱和密度 $\rho(t=0) = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ (实线) 下所对应的演化结果。对应每一个给定的初始密度，我们选取的两个不同事件的初始距离为 $d(0) \leq 10^{-7}$ 。另外，作为对比与参考，图中同时画出了 $\lambda(t) = 0$ 的参考线，且为了显示 $t = 0$ 处 $\lambda(t)$ 值的大小，图中横坐标左移于 $t = -2.0 \text{ fm}/c$ 。图中实线几乎全部位于参考线之下，亦即基态系统演化给出的近似有 $\lambda(t) \leq 0$ ，当然，这表明基态原子核系统的稳定性，但从非线性动力学的角度来理解，恰好表现了核子在平均作用下的时空演化对于初始分布的不敏感性 (LLE 小于零)，即运动的“规则性”。从这些初始状态

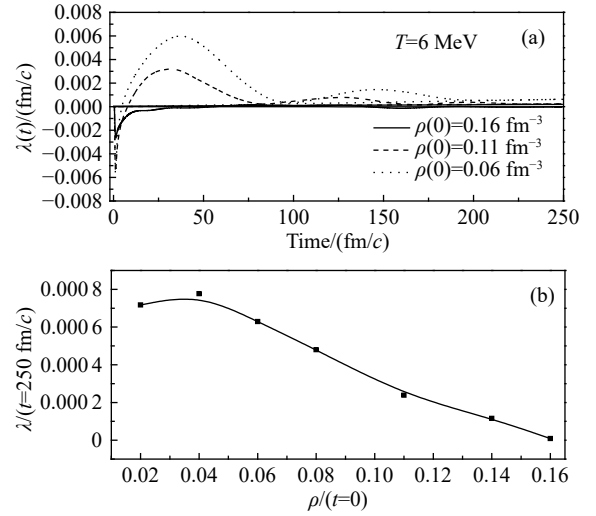


图 3 定义在事件空间的 $\lambda(t)$ 随时间 (a) 和初始密度 (b) 的演化 (初态为激发核 ^{208}Pb)

所对应的 $\lambda(t)$ 可以看出：在演化的开始阶段，两个非基态的初态对应的 $\lambda(t)$ 小于零且相差不大，但很快就变为大于零，在大约从 $t \approx 10 \text{ fm}/c$ 到 $t > 80 \text{ fm}/c$ 的时间内，从力学不稳定区出发的初态对应的 $\lambda(t)$ 明显大于其他初态对应的 $\lambda(t)$ 值。图 3(b) 是 $t = 250 \text{ fm}/c$ 的时刻对应的 $\lambda(t = 250 \text{ fm}/c)$ 值随初态密度的变化，清楚地显示出密度越是接近饱和核密度值，对应的 $\lambda(t)$ 就越接近于零。在时间大约到 $t > 250 \text{ fm}/c$ 之后，由于碎块已经形成，即在原子核 freeze out 之后，不同碎块之间的相互作用基本消失， $\lambda(t)$ 均变为接近于零的稳定值，这一时间尺度与文献 [5-9] 所考察的时间范围一致。这些特征充分证实了 Wang 等 [8]、Zhang 等 [9] 定义在“事件空间”的 LLE 是一个好的物理量，不仅能够表征多重碎裂的非线性动力学机制，它随时间的变化还可以清楚地显示出中能重离子碰撞过程中单体耗散对于系统初始空间分布的敏感性。

另外，按照前述定义 Lyapunov 指数的基本思想，我们在分析初始状态的分布密度随时间的演化时，直接计算了 $s(t) = \frac{1}{t} \log \|\frac{D(t)}{D(0)}\|$ 随时间的变化，这里 $\|D(t)\| = \sqrt{\sum_{i,j=1}^N \{[(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)/r_{\text{rms}}]^2 + [(\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j)/p_{\text{av}}]^2\}}$ ，其中 r_{rms} 和 p_{av} 与 (15) 式相同。结果如图 4 所示。图 4 显示处于力学不稳定区的初态，即 $\rho(0) = 0.06 \text{ fm}^{-3}$ 对应的 $s(t)$ 值随时间的变化，在系统演化的初始阶段大于零，表明此时核子的“轨道之间的指数分离”。而处于力学稳定区的初态， $\rho(t=0) = 0.11 \text{ fm}^{-3}$ 对应的 $s(t)$ 值，在核反应的有效时间范围内 ($t < 250 \text{ fm}/c$) 小于零，表明并不存在指数分离。但是，在系统经历较长时间的演化后，

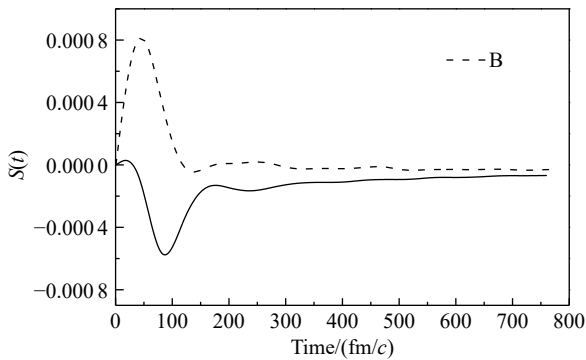


图 4 定义在单个原子核演化相空间中的准 Lyapunov 指数随时间的演化 (初态为激发 ^{208}Pb 核)

两者均表现为近似等于零的值, 反映出是同一个原子核内的核子 (或不同碎块) 之间相互作用的消失。

5 讨论与总结

本文以研究有限核单体耗散中的非线性动力学表现特征为目的, 以“混沌的本质为确定论的非线性动力学产生的随机性”为基本指导思想, 在忽略核子间的碰撞所导致的外在随机性的前提下, 利用能够正确模拟真实的中能重离子核反应的 QMD 模型, 研究了处于“力学稳定与不稳定性”条件下的有限原子核体系, 在 Skyrme 型平均场作用下演化时, 所表现出来的非线性动力学特征, 定量地考察了静态的力学稳定性条件与 Lyapunov 指数之间的关系。结果表明: 定义在事件空间中的 Lyapunov 指数, 虽与起源于非线性混沌理论中的基本定义 (单体轨道) 有所不同, 但能很好地刻画核平均场的非线性特征: 该指数能够清楚地显示出处于力学不稳定区的有限核体系在平均场作用下演化时, 对于核子的初始空间分布敏感的依赖性。这些结果不仅有助于我们对重离子碰撞过程中单体耗散和反应动力学机制的理解, 也是非线性动力系统时空演化的一个具体实例, 有利于人们对于混沌学的认识。

致谢 作者感谢张丰收教授和李文飞博士的帮助和有益讨论!

参考文献:

- [1] BURGIO G F, CHOMAZ P, RANDRUP J. *Phys Rev Lett*, 1992, 69: 885.
- [2] ATALMI A, BALDO M, BURGIO G F, et al. *Phys Rev C*, 1996, 53: 2556.
- [3] BALDO M, BURGIO G F, RAPISARDA A. *Phys Rev C*, 1998, 58: 2821.
- [4] NANDI R, SCHRAMM S. *Phys Rev C*, 2017, 95: 065801.
- [5] BURGIO G F, BALDO M, RAPISARDA A. *Phys Lett B*, 1994, 321: 307.
- [6] BALDO M, BURGIO G F, RAPISARDA A. *Nucl Phys A*, 1995, 583: 343.
- [7] BALDO M, BURGIO G F, RAPISARDA A. *Phys Rev C*, 1995, 51: 198.
- [8] WANG N, WU X Z, LI Z X, et al. *Chin Phys Lett*, 2000, 17: 711.
- [9] ZHANG Y X, WU X Z, LI Z X. *Phys Rev C*, 2004, 69: 044609.
- [10] CSERNAI L P, KAPUSTA J I. *Phys Rep*, 1984, 131: 223.
- [11] MA Y G. *Phys Rev Lett*, 1999, 83: 3617.
- [12] FISHER M E. *Rep Prog Phys*, 1967, 30: 615.
- [13] RANDRUP J, REMAUD B. *Nucl Phys A*, 1990, 514: 339.
- [14] NAPOLITANI P, COLONN M. *Phys Lett B*, 2013, 726: 382.
- [15] LEHAUT G (INDRA ALADIN Collaborations). *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 232701.
- [16] LOPEZ O, DURAND D, LEHAUT G, et al. *Phys Rev C*, 2014, 90: 064602.
- [17] LI J Q, HUANG W Q. *Phys Rev C*, 1994, 50: 1632.
- [18] LI J Q, LIU F, XING Y Z, et al. *Phys Rev E*, 2002, 65: 047203.
- [19] HAUGER I A (EOS Collaboration). *Phys Rev C*, 1999, 57: 764.
- [20] SHIMADAI, NAGASHIMA T. *Prog Theor Phys*, 1979, 61: 1605.
- [21] JAQAMAN H R. *Phys Rev C*, 1989, 39: 169.
- [22] LI B A, KO C M. *Nucl Phys A*, 1997, 618: 498.
- [23] LI W F, ZHANG F S, CHEN L W. *ACTA Phys Sini*, 2001, 50: 1040. (in Chinese)
(李文飞, 张丰收, 陈列文. *物理学报*, 2001, 50: 1040.)
- [24] FENG Z Q, ZHANG F S, HUANG X, et al. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 2005, 29: 577. (in Chinese)
(冯兆庆, 张丰收, 黄熙, 等. *高能物理与核物理*, 2005, 29: 577.)
- [25] ZHANG F S. *Z Phys A*, 1996, 356: 163.
- [26] CASSING W, BRATKOVSKAYA E L, XING Y Z. *Prog Part Nucl Phys*, 2009, 62: 359.
- [27] XING Y Z, LIU J Y, GUO W J. *Nucl Phys A*, 2003, 723: 483.
- [28] XING Y Z, ZHANG H F, LIU X B, et al. *Nucl Phys A*, 2017, 957: 135.
- [29] PEILERT G, RANDRUP J, STOCKER H, et al. *Phys Lett B*, 1991, 160: 271.

Dynamic Evolution of Excited Finite Nuclei under Mechanical Instability and Deterministic Chaos

XING Yongzhong^{1,1)}, FANG Yutian¹, LIU Xiaobin¹, ZHENG Yuming^{1,2}

(1. *Institute of fundamental Physics of Tianshui Normal University, Tianshui 741000, Gansu, China;*

2. *China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China*)

Abstract: In the present paper the nonlinear characteristics of one-body dissipative of an excited finite nucleus has been studied by simulating the evolution of the nucleus ^{208}Pb within the Quantum Molecular Dynamics (QMD) model. First, the phase diagram of the nucleus and the spinodal region were determined by computing the single particle energy and chemical potential. Then the position and momentum of each nucleons in the ^{208}Pb were sampled according to uniform and fermi distribution respectively. After such preparation, taking these distributions as initial states of QMD model, we simulated the evolution of the system in the action of the mean field with no collision term. The variation of the density and the fluctuation of the nucleons distribution have been analyzed. Our main attention paid on the comparison of the behavior of such quantities for the system started from ^{208}Pb with different initial states. The sensitivity of the mean field dynamics on the initial space distribution of nucleons are demonstrated by calculating the Lyapunov exponents defined respectively in events space and phase space. The nonlinear dynamical mechanism of the one-body dissipation, and thus the multifragmentation of heavy-ion collisions at intermediate energy have been confirmed further. The conclusion is helpful for us both to understand the dynamical mechanism of the heavy-ion reactions and to extend our knowledge about the nonlinear dynamics.

Key words: finite nucleus; mechanical unstability; fragmentation; deterministic chaos

Received date: 12 Oct. 2019; **Revised date:** 17 Dec. 2019

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (11665019, 11764035, 11265013)

1) E-mail: yzxing@tsnu.edu.cn.