

文章编号: 1007-4627(2013)03-0231-10

# 核多体系统输运现象的微观理论

晏世伟

(北京师范大学核科学与技术学院, 北京 100875)

**摘要:** 首先回顾了描写核多体系统输运现象的一些主要模型和方法, 然后介绍了输运现象微观动力学基础研究上一些新的结果, 强调了单粒子运动动力学特征在建立集体输运方程和理解超重核合成机制上的重要作用。能量耗散和熵产生的数值计算结果表明, 集体运动耗散过程可分为退相干、弛豫和定态等 3 个阶段, 弛豫过程通常表现为非常复杂的反常扩散过程。在这些理论工作的基础上, 提出了一种自洽地分离核多体系统集体和单粒子变量的可能途径。

**关键词:** 单粒子运动; 微观动力学; 输运方程

**中图分类号:** O41; Q571.6      **文献标志码:** A      **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.30.03.231

## 1 引言

在现代科学中, 各种学科之间的联系日益密切, 都分享着一个共同的主题, 期望探索物质演化的动力学规律, 探明自然界不同层次(水平)之间的相互关系。“宏观”规律与“微观”规律之间的关系、“经典”力学与“量子”力学之间的关系和动力学与热力学之间的关系等是解释自然界从一个层次演化到另一个层次的基本课题。有限小系统(如原子核和生物大分子等)可以作为研究以上课题的很好的出发点。在某些能量范围, 有限系统表现出统计特征和扩散行为, 这种扩散过程可以用唯象的非平衡输运方程(诸如 Langevin 方程和 Fokker-Planck 方程)来描述。

Langevin 方程和 Fokker-Planck 方程的基础是 Brownian 运动模型。Brownian 运动是一种最简单的随机行为, 在自然界(物理、化学和生物学等)中普遍存在, 并作为唯象的多体输运理论被广泛应用于描述原子核大振幅集体运动(核裂变和核融合)。Brownian 运动模型的理论基础是把任意一个多体体系, 区分为集体自由度(相关变量, 系统)和内禀自由度(无关变量, 环境), 后者在平均意义上作为热浴来处理。集体和内禀自由度之间的能量交换就是耗散或摩擦。在没有外力作用的条件下, Brownian 运动可以用 Langevin 方程

$$m \frac{d^2 X(t)}{dt^2} + \gamma \frac{dX(t)}{dt} = f(t) \quad (1)$$

来描写。这里  $m$  为 Brown 粒子的质量,  $\gamma$  为摩擦系数,  $f(t)$  为随机力。在 Brownian 运动模型中, 随机力用白噪声来表示, 其系综平均满足  $\langle f(t) \rangle = 0$  和  $\langle f(t)f(t') \rangle = 2D\delta(t-t')$ 。  $D = \frac{kT}{m\gamma}$  为扩散系数。

从统计物理的角度来看, Brownian 运动模型对内禀自由度有两个基本假定, 即其包含无穷多个自由度, 并且满足各态历经假定和中心极限定理。在此基础上, Einstein 在他的开创性论文<sup>[1]</sup>中给出了 Brown 粒子位移均方差值与时间的关系为

$$\langle (X(t) - X(0))^2 \rangle = 2Dt. \quad (2)$$

由于在扩散动力学上, Brown 粒子的密度分布是一个与时间有关的高斯分布:

$$n(x, t) = \frac{N}{2\sqrt{\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}. \quad (3)$$

所以, 人们通常称 Langevin 方程所描写的 Brown 粒子的扩散为正常扩散, 其统计结果为高斯统计。而称不满足式(2)和式(3)的扩散过程为反常扩散, 由此得到的统计结果为非高斯统计。

Brownian 运动模型在原子核物理研究中的应用可

收稿日期: 2012-10-25; 修改日期: 2013-04-05

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10975019); 国家高层次留学归国人才项目(MOP2006138); 中央高校基本科研业务费专项资金

作者简介: 晏世伟(1962-), 男, 陕西咸阳人, 教授, 博士生导师, 从事原子核理论和统计物理理论研究; E-mail: yansw@bnu.edu.cn.

<http://www.npr.ac.cn>

以追溯到 20 世纪 40 年代。Kramers 第一次提出用 Brownian 运动模型来描述化学反应的动力学过程<sup>[2]</sup>, 70 年代末、80 年代初, 开始用于描述核裂变等核反应过程<sup>[3-4]</sup>。至今, 仍然是一个十分活跃的领域。

但是, 对于有限小系统, Brownian 运动模型中无限多个自由度和各态历经假定, 一般地, 并不满足。这样的系统内仅涉及有限数目的自由度, 其动力学形态是分形的<sup>[5-8]</sup>。因此, 在 Brownian 运动模型中, 对于内禀单粒子自由度的处理过于简单化和理想化。把内禀自由度看作一个热浴, 用白噪声来代替, 有很大的局限性。在实际的物理过程中, 内禀单粒子运动的形态是非常复杂的。因而, 表征单粒子运动特征的噪声形式及其所引起的扩散行为也应该是复杂多样的。

近年来, 由于实验技术的日益发展, 出现了大量有关反常扩散现象、非各态历经、非高斯统计和远离平衡态的耗散行为等非平衡输运过程新的实验结果。非平衡输运理论的微观动力学基础研究引起了人们极大的关注, 成为近年来理论物理研究中一个十分活跃的领域<sup>[9-15]</sup>。值得相信, 对这一问题开展系统的理论研究, 对于发展非平衡态统计理论、特别是原子核反应动力学有着重要的理论意义和实际应用价值。

## 2 传统的核输运模型

原子核是一个有限的多体系统。原子核反应过程通常要受到诸如能量、动量和宇称等守恒条件的限制, 使得核子仅在有限的单粒子能级之间跃迁, 因而原子核反应过程仅涉及有限的单粒子自由度<sup>[16-18]</sup>。不同能区和不同过程, 单粒子的运动形态非常复杂。在这种情况下(特别是核融合- 裂变过程中), 核的集体运动与内禀单粒子运动之间存在着很强的耦合。内禀单粒子运动的动力学应该得到考虑, 不能简单地简化为热浴<sup>[19-21]</sup>。

从这个意义上讲, 传统的核集体输运方法应该有进一步的发展。应该从核单粒子动力学这一基本层次上来认识核集体输运特征, 进而建立“有效”考虑单粒子动力学的、描写集体输运的理论和方法。这也是人们长期探索的一个基本课题, 并发展了一些理论模型和方法<sup>[19-34]</sup>。在这些理论模型和方法中, 值得特别关注的是线性响应理论<sup>[25, 31]</sup>、随机矩阵模型<sup>[19, 35]</sup>、

绝热近似模型<sup>[36]</sup>和耗散的非绝热动力学<sup>[33]</sup>。

在线性响应理论框架下<sup>[25, 31]</sup>, 对于量子多体系统, 集体与单粒子之间的线性耦合来源于这样的考虑, 即在经典极限下, 摩擦力与速度成正比。由于采用线性形式的耦合相互作用, 大大简化了公式推导和数值计算。如果说, 当单粒子运动涉及极大数目的自由度, 为了获得一个类似于 Brownian 运动模型所得到的热力学极限, 这样的线性耦合方式有其合理的一面, 那么, 当单粒子自由度数目有限时, 物理上并没有这样做的充分理由<sup>[19]</sup>。潜在的问题是, 如果人们从一个核多体系统自洽地分离出集体和单粒子坐标, 是否仅仅得到线性形式的耦合相互作用? 结论是显然的, 因为从动力学上讲, 线性形式的耦合相互作用并没有特别的意义, 总可以借助于么正变换使其归于平均场。由于 KAM 定理的限制, 线性形式的耦合相互作用会带来相空间中混沌与规则区域之间的穿透, 从而带来非物理的跃迁。计算结果表明<sup>[37-39]</sup>, 对于有限自由度的单粒子系统, 线性响应理论的合理性是值得怀疑的。

随机矩阵模型最初由 Wigner 提出, 用于描写量子多体系统的谱涨落, 20 世纪 80 年代由 Weidenmüller 等人引入到核物理中讨论深度非弹性重离子碰撞过程<sup>[34-35, 40]</sup>。考虑到裂变过程中单粒子运动对集体形状的依赖, Balgac 等<sup>[41]</sup>提出了修正的随机矩阵模型, 用于描写核过程中的耗散问题。进而直至 20 世纪末, 随机矩阵模型得到了广泛的研究和应用<sup>[35]</sup>。从理论上讲, 随机矩阵模型本质上是统计的。它要求系统满足各态历经假定, 其 3 种系统 (GOE, GUE, GSE) 可以从最大熵原理得到, 并在系统维度趋于无穷时满足热力学极限。由于随机矩阵模型中考虑了系统的对称性, 其系综中的 Hamilton 量可以不同, 因此部分地考虑了动力学原理。从这一意义上讲, 它与传统的统计理论不同。但是, 如前面所述, 对原子核这样有限的 Hamilton 系统, 各态历经假定是否成立是高度存疑的。而且, 随机矩阵模型缺少微观的理论基础, 不能提供量子多体系统的细节信息。对于实际的有限 Hamilton 系统来说, 其能谱涨落通常既不是 Wigner 分布, 也不是 Poisson 分布<sup>[42-43]</sup>。

从 Born 和 Oppenheimer<sup>[44]</sup> 提出绝热近似方法之后, 经过 Hill 和 Wheeler<sup>[45]</sup> 的决定性工作, 核大振幅集体运动的理论描述主要建立在绝热近似条件下。由

于假定集体运动的时间尺度远大于单粒子运动的时间尺度, 单个核子可以绝热可逆地调整自己的状态以适应平均场的变化, 因而, 系统波函数可以分离成  $\Phi(\mathbf{q}, \mathbf{r}) = \psi(\mathbf{q})\phi(\mathbf{r})$ 。这样, 单粒子态按集体坐标  $\mathbf{q}$  和时间相关的自洽平均场演化。在准交叉区域, 单粒子能级是排斥的, 两个绝热单粒子能级之间的交叉是禁止的。但是, 在低激发能情况下, 相邻单粒子能级在接近准交叉区域时呈现很强的耦合, 单粒子波函数剧烈地变化, 从而在计算上带来很大的困难。

当集体运动速度足够大时(如中低能区两核接触过程和裂变过程), 核子没有足够的时间绝热地调整自己的状态以适应平均场的变化。其结果是, 交叉之前占据低能级的核子将继续保持在同一非绝热能级上, 直至经过准交叉点而跃迁到高能级。这种非绝热运动从而导致了一对粒子-空穴态的激发<sup>[45]</sup>。其后的两体相互作用给出能量的耗散, 能量耗散过程通常是延迟的非马尔科夫过程。这就是耗散的非绝热动力学<sup>[33]</sup>的基本思想, 即: 非绝热的单粒子运动和两体碰撞引起的耗散过程。理论上, 耗散的非绝热动力学与扩展的时间相关的 Hartree-Fock(ETDHF) 相对应<sup>[46]</sup>。在时间相关的壳模型表象中, 可从 ETDHF 直接得到耗散的非绝热动力学。在引进了非绝热基矢之后, 整个动力学过程自然地分为单粒子状态沿非绝热基矢的运动和由于两体碰撞导致的核子非绝热能级上的重新分布。

非绝热的单粒子在能级准交叉点发生跃迁的几率为

$$J = e^{-\frac{1}{\Delta}}, \quad (4)$$

这里,  $\Delta$  为非绝热参数,

$$\Delta = \hbar \frac{\left| \frac{\partial(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{\partial q} \right| \left| \frac{dq}{dt} \right|}{2\pi |H'_{12}|^2}。 \quad (5)$$

很显然,  $J$ (也即  $\Delta$ ) 与两非绝热能级的斜率差、集体速度和两非绝热态的耦合强度有关。当  $\Delta \gg 1$ ,  $J \approx 1$ , 为非绝热极限; 相反的, 当  $\Delta \ll 1$ ( $\Delta \rightarrow 0$ ),  $J \approx 0$ , 为绝热极限。具体上, 单粒子运动非绝热近似适用的能量范围是<sup>[47]</sup>:

$$\frac{1}{40} \ll \frac{E_q}{\mu} \ll 40 \text{ (MeV)}, \quad (6)$$

这里:  $E_q$  为两碰撞核的相对动能;  $\mu$  为其约化质量。

一般来讲, 对垒下融合过程, 绝热近似是成立的<sup>[48-49]</sup>。而对于更快的碰撞过程, 耗散的非绝热动力学能够提供合理的描述。对于近垒和垒上碰撞过程, 情况就非常复杂。而这种情况对于讨论超重核合成中的融合过程非常重要。如果定义  $\tau_{sp}$  为对给定的集体变量、单粒子趋于平衡(“局域”平衡)的弛豫时间。那么相对于相对能量完全被耗散时的  $\tau_{sp} \approx 0.5 \times 10^{-21} \text{ s}$ , 在两核接触时,  $\tau_{sp}$  约为几个  $10^{-21} \text{ s}$ 。因此, 对于近垒和垒上碰撞过程应该考虑单粒子运动的弛豫。此时, 单粒子运动既不是完全绝热的、也不是完全非绝热的, 可以定义一个时间相关的动力学势来考虑单粒子运动的弛豫,

$$V_{\text{dyn}} = V_{\text{ad}} [1 - \mathcal{X}(t)] + V_{\text{dia}} \mathcal{X}(t), \quad (7)$$

这里,  $\mathcal{X}(t)$  写的是在  $\tau_{sp}$  时间间隔内, 非绝热势到绝热势的转换。微观上,

$$\mathcal{X}(t) = e^{-\frac{1}{\tau_{sp}} \int_0^t f(r(\tau)) d\tau}, \quad (8)$$

其中,  $f(r)$  通过计算两核重叠区的粒子密度得到。唯象上, 可简单地定义  $\mathcal{X}(t) = e^{-t/\tau_{sp}}$ 。当核子状态足够复杂(如重核中心碰撞),  $\tau_{sp}$  可在  $(0.5 \sim 10) \times 10^{-21} \text{ s}$  内调节。否则, 可通过平均两体相互作用势来估算

$$\overline{V_{ab}^2} \sim \frac{1}{\sqrt{\rho(\epsilon_a)\rho(\epsilon_b)}} e^{-\frac{(\epsilon_a - \epsilon_b)^2}{2\Delta^2}}, \quad \tau_{sp} \sim \frac{1}{\Delta}。 \quad (9)$$

这里应该澄清的一点是, 人们常把冻结核的突然近似势与非绝热势相混淆<sup>[48]</sup>。物理上, 这两种势是完全不同的。突然近似势中的排斥效应来源于两个碰撞核接触后的挤压过程, 而非绝热势中的排斥效应产生于非绝热的粒子-空穴激发<sup>[33]</sup>。计算上, 在两核接触之前, 突然近似势与绝热势是等价的。但对非绝热势却并非如此。由于绝热势的免交叉, 非绝热的粒子-空穴激发可以发生在两核接触之前。

综上所述, 单粒子运动在核集体输运过程中起着至关重要的作用。就超重核合成机制研究来说, 对复合核阶段及其后的退激发过程(超重碎块的存活)人们有着一定的共识, 即认为所有的核自由度都处于平衡态, 可用统计衰变模型描写。但对复合核形成之前的融合过程, 依然有着不同的观点(如溶解模型<sup>[50-52]</sup>和双核模型<sup>[53]</sup>)。因此, 如何合理地考虑单粒子运动并给出这一阶段真实的描述, 依然是超重核合成机制

研究中一个挑战性的课题。即便如此,特别在较高能区(如多重碎裂过程),复合核的形成依然存疑。实验<sup>[54]</sup>和理论<sup>[55-56]</sup>都表明,此时非平衡动力学是重要的。

因此有必要发展已有的原子核集体输运模型和方法,建立一套自治的微观输运理论。在不人为引入附加物理假定的条件下,以决定系统特征的 Hamilton 量为基础,根据第一性原理,给出描述原子核反应过程的动力学方程和原子核集体输运方程。其中包含诸如量子热涨落、耗散、转动、形变和能级等效应。这方面,我们(卓益忠<sup>[22-23]</sup>、坂田文彦<sup>[20,24]</sup>、吴锡真<sup>[57-58]</sup>和晏世伟等<sup>[39,59-61]</sup>)进行了长时间的努力和尝试。

### 3 微观理论

#### 3.1 时间相关的投影算符方法和耦合主方程

我们来考虑一个有限的 Hamilton 系统。一般地,这一系统可以从动力学上分成两个相互耦合的子系统。一个是所感兴趣的集体或称为有关子系统 $(\eta, \eta^*)$ ,另一个是不感兴趣的“内禀”,也即“无关”或“单粒子”子系统 $(\xi, \xi^*)$ 。一般情况下,人们认为,集体子系统代表着系统“宏观”层次上的运动形态,而内禀子系统代表着系统“微观”层次上的运动形态。系统的 Hamilton 量 $H(\eta, \eta^*; \xi, \xi^*)$ 联系着系统在宏观集体(形变等)和微观单粒子(激发和交换等)两种层次上的动力学特征。

按照 Boltzmann 的动力学理论<sup>[62]</sup>,集体子系统和内禀子系统具有完全不同的运动形态。其中,集体子系统表现为不可逆的和与耗散现象关联的统计行为,其动力学行为可以由唯象的输运方程来描写;而内禀子系统在动力学上是可逆的,其运动可以由经典力学的正则方程或量子力学的薛定谔方程来描写。如何从系统的 Hamilton 量 $H(\eta, \eta^*; \xi, \xi^*)$ 出发,推导出系统宏观层次上的统计动力学正是统计物理学和原子核输运理论所面临的一个重要课题。

把总系统 $\eta \otimes \xi$ 从动力学上分成两个耦合着的子系统,即集体系统 $\eta(\eta_a, \eta_a^* : a = 1, \dots)$ 和单粒子系统 $\xi(\xi_\alpha, \xi_\alpha^* : \alpha = 1, \dots)$ 。在核物理范畴内,通常要求集体运动的时间尺度 $\mathcal{T}_c$ 要远大于单粒子运动的时间尺度 $\mathcal{T}_{sp}$ (一般统计理论上,只有当单粒子自由度很小

时才要求)。这样,系统的 Hamilton 量 $H(\eta, \eta^*; \xi, \xi^*)$ 可以写成:

$$H(\eta, \eta^*; \xi, \xi^*) = H_\eta + H_\xi + H_{\eta\xi}。 \quad (10)$$

其中,耦合项是任意的,其具体形式由具体的系统和过程决定,不做线性假定。这样系统的动力学演化可以由下面的正则方程给出:

$$\begin{aligned} i\dot{\eta}_a &= \frac{\partial H}{\partial \eta_a^*}, & i\dot{\eta}_a^* &= -\frac{\partial H}{\partial \eta_a}, \\ i\dot{\xi}_\alpha &= \frac{\partial H}{\partial \xi_\alpha^*}, & i\dot{\xi}_\alpha^* &= -\frac{\partial H}{\partial \xi_\alpha}. \end{aligned} \quad (11)$$

应该指出的是,这样的变量分离,对于探讨宏观和微观两个层次上动力学的关系是十分重要的。这一点在后面的讨论中能够清楚地看出。

正则方程(11)对应的 Liouville 方程或 von Neumann 方程为

$$\dot{\rho}(t) = -i\mathcal{L}\rho(t), \quad \mathcal{L}^* \equiv i\{H, *\}_{PB}, \quad (12)$$

其中,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^* &\equiv i\{H, *\}_{PB}, \\ \rho(t) &= \rho(\eta(t), \eta(t)^*, \xi(t), \xi(t)^*), \end{aligned}$$

分别为 Liouville 算符和密度矩阵。

通过引入约化的密度矩阵

$$\rho_\eta(t) = \text{Tr}_\xi \rho(t), \quad \rho_\xi(t) = \text{Tr}_\eta \rho(t)。 \quad (13)$$

及相应的约化的 Liouville 算符 $\mathcal{L}_\eta$ 和 $\mathcal{L}_\xi$ ,并利用与时间相关的投影算符<sup>[63]</sup>

$$P(t) \equiv \rho_\eta(t)\text{Tr}_\eta + \rho_\xi(t)\text{Tr}_\xi - \rho_\eta(t)\rho_\xi(t)\text{Tr}_\eta\text{Tr}_\xi, \quad (14)$$

可以得到一组耦合主方程<sup>[24]</sup>:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_\eta(t) &= -i[\mathcal{L}_\eta + \mathcal{L}_\eta(t)]\rho_\eta(t) - \\ & i\text{Tr}_\xi[\mathcal{L}_\eta + \mathcal{L}_{\eta\xi}]g(t, t_1)\rho_c(t_1) - \end{aligned} \quad (15a)$$

$$\int_{t_1}^t d\tau \text{Tr}_\xi \mathcal{L}_\Delta(t)g(t, \tau)\mathcal{L}_\Delta(\tau)\rho_\eta(\tau)\rho_\xi(\tau),$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_\xi(t) &= -i[\mathcal{L}_\xi + \mathcal{L}_\xi(t)]\rho_\xi(t) - \\ & i\text{Tr}_\eta[\mathcal{L}_\xi + \mathcal{L}_{\eta\xi}]g(t, t_1)\rho_c(t_1) - \end{aligned} \quad (15b)$$

$$\int_{t_1}^t d\tau \text{Tr}_\eta \mathcal{L}_\Delta(t)g(t, \tau)\mathcal{L}_\Delta(\tau)\rho_\eta(\tau)\rho_\xi(\tau)。$$

这里, $g(t, t_1)$ 为传播子, $\mathcal{L}_\Delta(t)^* \equiv \{H_\Delta(t), *\}_{PB}$ 。

这里,需要说明以下几点:

(1) 在耦合主方程(15)的推导过程中, 没有引入任何物理的假定。理论上, 它和 Liouville 方程(12)、也即多体薛定谔方程式完全等价。因此, 可以作为讨论输运现象的一般理论框架。

(2) 由于采用了与时间相关的投影算符式(14), 耦合主方程(15)中包含了单粒子运动的全部物理信息。这与 Mori<sup>[30]</sup>、Nakajima<sup>[64]</sup> 和 Zwanzig<sup>[65]</sup> 的结果完全不同。这些工作中采用了一个与时间无关的投影算符, 并对单粒子部分采用了平衡态假定:

$$P(t) \equiv \rho_{\xi} \text{Tr}_{\xi}, \quad \rho_{\xi} = \frac{e^{-\beta \epsilon_{\xi}}}{\text{Tr}_{\xi} [e^{-\beta \epsilon_{\xi}}]}. \quad (16)$$

(3) 为了利用耦合主方程(15)讨论输运现象, (隐舍地)应对该方程做粗粒化 (coarse graining) 处理。这样, 对于一个给定的系统和初始条件, 通过求解耦合主方程(15)可以获得诸如相互作用势、粘滞性、不可逆性及涨落等的详细知识。

(4) 在粗粒化条件下, 单粒子波函数的重叠部分将给出两体耗散。有关单体和两体耗散的产生机制, 是一个人们长期争论的问题<sup>[66-70]</sup>。

### 3.2 输运方程

前面说过, 耦合主方程(15)是严格的, 与 Liouville 方程(12)完全等价。它的求解无异于求解多体薛定谔方程式。有必要对其作进一步的简化, 以得到与传统的输运方程相类似的紧致形式。为了实现这一点, 我们先来定义两个时间尺度:

(1) 系统的 Poincaré 回归时间  $\mathcal{T}_p$ , 即有限系统的任一动力学过程返回(抑或接近)它的初始状态所需时间。如对于一个两能级系统,  $\mathcal{T}_p$  即为 Rabi 周期

$$\mathcal{T}_p = \frac{2\pi}{\epsilon_+ - \epsilon_-}. \quad (17)$$

对于一个充分大的单粒子系统,  $\mathcal{T}_p \sim \frac{1}{D}$ ,  $D$  为平均能级间距。对于连续能级  $D \rightarrow 0$ , 则  $\mathcal{T}_p \rightarrow \infty$ , 这就是不可逆条件。

(2) 集体弛豫时间  $\tau_c$ 。  $\tau_c$  一般与  $H_{\eta\xi}$  的强度和集体能级的平均间距有关。  $H_{\eta\xi}$  越弱(集体能级的平均间距越小)  $\tau_c$  越大; 反之则反。

这样, 就有 5 个时间尺度,  $\mathcal{T}_p$ ,  $\mathcal{T}_c$ ,  $\tau_c$ ,  $\mathcal{T}_{sp}$  和  $\tau_{sp}$ 。假定这几个时间尺度满足如下条件:

(1)  $\mathcal{T}_{sp} \ll \mathcal{T}_c$ , 即可以从动力学上把集体和单粒

子有效地分离。集体运动为慢运动, 而单粒子为快运动。

(2)  $\mathcal{T}_{sp} \ll \tau_c$ , 即要求集体和单粒子之间是弱耦合。

(3) 我们感兴趣的时间尺度为  $\tau_{sp} \ll t \ll \mathcal{T}_p$ 。前一个不等式要求单粒子态之间的关联是有限的, 后一个不等式保证集体运动有一个统计的弛豫和极限 ( $\mathcal{T}_p \rightarrow \infty$  时可得热力学极限, 否则为定态)。

在以上条件下, 可以得到一个 Fokker-Planck 形式的输运方程<sup>[39]</sup>:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{\eta}(t) = & -i[\mathcal{L}_{\eta} + \mathcal{L}_{\eta}(t)]\rho_{\eta}(t) - \\ & i\text{Tr}_{\xi}[\mathcal{L}_{\eta} + \mathcal{L}_{\text{coupl}}]g(t, t_1)\rho_c(t_1) + \\ & \zeta \{A, (A - \langle A \rangle_t)\rho_{\eta}(t)\}_{\text{PB}} + \\ & \zeta \int_0^{\infty} d\tau c(\tau)\mathcal{D}_1(t, \tau) + \int_0^{\infty} d\tau \phi(\tau)\mathcal{D}_2(t, \tau), \end{aligned} \quad (18)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_1(t, \tau) = & \left\{ A, \frac{d}{d\tau} e^{-i\mathcal{L}_{\eta}^{\text{mf}}\tau} (A - \langle A \rangle_t) \rho_{\eta}(t) \right\}_{\text{PB}}, \\ \mathcal{D}_2(t, \tau) = & \left\{ A, \left\{ \exp(-i\mathcal{L}_{\eta}^{\text{mf}}\tau) A, \rho_{\eta}(t) \right\}_{\text{PB}} \right\}_{\text{PB}}. \end{aligned}$$

沿着上面的思路, 在相同的物理条件下, 可以进一步得到一个集体变量所满足 Langevin 形式的输运方程<sup>[71]</sup>:

$$\frac{d}{dt} B_{\eta}(t) = \text{Tr}_{\xi} \rho_{\xi}(t-t_0) G(t, t_0), \quad (19)$$

$$G(t, t_0) \equiv K^{\dagger}(t, t_0) W(t, t_0) K(t, t_0) = \sum_{n=0} G^{(n)}(t, t_0).$$

输运方程(18)和(19)中各物理量的含义可参阅相应的文献[39, 71]。

输运方程(18)中的第一项代表着平均场的贡献, 第二项为初始关联项, 后面三项代表着单粒子运动动力学涨落的贡献, 是诸如耗散、记忆效应 (Markovian/non-Markovian) 及不可逆性等的来源。同样, 方程(19)可按  $G^{(n)}(t, t_0)$  逐次展开, 从而获得平均场、初始关联和单粒子运动动力学涨落的贡献。物理上, 方程(18)基于 Schrödinger 表象, 而(19)方程基于 Heisenberg 表象。方程(18)和(19)等价性的意义在于它们在前面所给出的相同物理条件下, 描述了

相同的物理系统式(10), 并能给出相同的力学量平均值(实验可观测量)随时间的变化:

$$\langle B \rangle(t) \equiv \text{Tr} B \rho(t) = \text{Tr} \rho(0) B(t) \equiv \langle B(t) \rangle. \quad (20)$$

而且, 可以证明, 这两种描述可以提供相同的涨落-耗散关系<sup>[61]</sup>:

$$\gamma(t, t - \tau) = \frac{dA(q)}{dq} \mathcal{K}(t, t - \tau) \frac{dA[q(t - \tau)]}{dq(t - \tau)}. \quad (21)$$

所不同的是, 在方程(18)中, 单粒子运动动力学涨落反映在密度函数的宽度上, 而在方程(19)中, 单粒子运动动力学涨落由摩擦力和随机力来表征。

这里应该指出, 当  $H_{\eta\xi}$  采用线性耦合, 输运方程(18)和(19)可以退化为与线性响应理论相类似的形式。即使如此, 结果也与线性响应理论不同, 因为这里考虑了单粒子运动的动力学, 没有采用热浴这一统计近似。一般来说, 对原子核这样的有限系统, 单粒子相空间的 order-to-chaos phase transition 在集体运动非平衡过程的建立上起着十分重要的作用, 尽管理论上尚不能证明它是充分的<sup>[72]</sup>。

### 3.3 数值结果及讨论

为了更好地理解上述所得到的输运方程(18)和(19), 我们进行了数值方面的研究<sup>[39, 59-61]</sup>。利用 Fermi-Paste-Ulam- $\beta$  模型描写单粒子运动, 用一个谐振子来代表集体运动, 并且引进了非线性耦合, 研究在有限自由度下集体运动随时间演化的动力学过程。

结果表明<sup>[61]</sup>, 单粒子运动的涨落关联函数在非线形耦合情况下(特别在核子剧烈碰撞状态下)呈现与线性响应理论完全不同的形态。在小自由度情况下, 线性响应条件不能给出集体运动的弛豫(relaxation)和能量耗散过程。

集体运动的耗散过程应分为解相或退相干(dephasing/decoherence)、弛豫(relaxation)和定态(stationary state)3个阶段(如图1所示)。其中, 第1个阶段是系统 dephasing/decoherence 过程, 通过这一过程, 系统失去其量子特征, 转而遵循经典动力学规律, 描述系统动力学演化的 Liouvillian 方程高阶项消失, 低阶的 Liouvillian 方程可以用于描写系统的动力学过程。这与 Ehrenfest 定理所描述的图像是一致的。第2个阶段是能量耗散过程, 集体运动把能量耗散给单粒子运动。从图1可以看出, 当单粒子自由度很少时,

只有 decoherence 过程。系统能量在给定的能壳上振荡, 直至完全的混沌运动, 没有能量耗散。随着单粒子自由度数目增加, 第1阶段持续的时间越来越短, 第2阶段持续的时间越来越长, 出现明显的能量耗散过程。当单粒子自由度数目比较大时(如  $N_d = 16$ ), 第1阶段才不明显。从这个意义上讲, 能量耗散过程, 必然伴随着大量单粒子的激发。当仅有少量单粒子被激发时, 系统会给出一些规则运动的信号(如 Localization, GDR 等)。第3个阶段是一个定态过程, 仅当单粒子自由度数目很大时, 才可达到热力学平衡极限, 此时能量均分定理得到满足<sup>[59-60]</sup>, 可以引入一个统一的热力学温度来描写单粒子系统<sup>[73]</sup>。

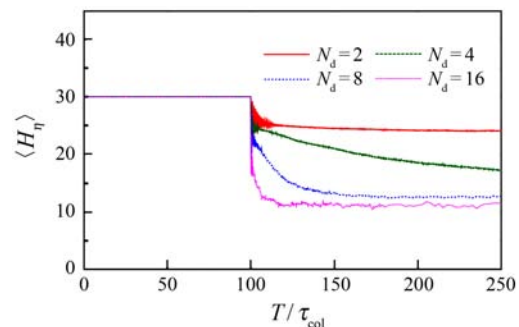


图1 (在线彩图) 平均集体能量随时间的演化<sup>[59]</sup>

在有限自由度下, 集体运动熵随时间演化的动力学过程, 应用非广延(Nonextensive)熵

$$S_{\alpha}(t) = \frac{1 - \int [\rho(t)]^{\alpha} dq dp \prod_{i=1}^{N_d} dq_i dp_i}{\alpha - 1} \quad (22)$$

来描写。这一熵形式不服从通常意义上广延熵(Extensive)的加法规则。只有当  $\alpha \rightarrow 1$  时,  $S_{\alpha}(t)$  才回到 Boltzmann-Gibbs 熵。

图2给出了集体熵随时间的演化过程。在小自由度下, 集体熵的演化同样呈现3个阶段, 这与上面讨

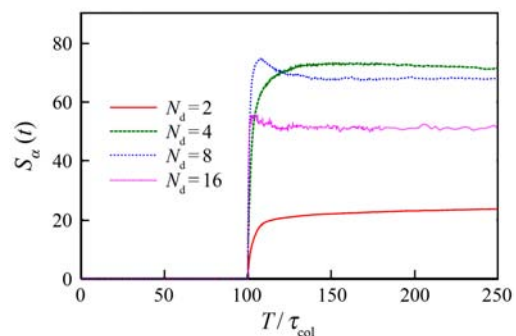


图2 (在线彩图) 集体熵能量随时间的演化<sup>[60]</sup>

论的能量演化过程是一致的, 也与文献 [74] 中的形式讨论一致。只不过文献 [74] 中  $\alpha \neq 1$  源于粒子之间的长程相互作用, 而在核物理范畴内,  $\alpha \neq 1$  起因于粒子之间短程的剩余相互作用, 因为通常情况下, 核物理中的长程相互作用 (如库仑力) 总可以归入平均场。

集体运动能量耗散过程的这种非广延性对应着能量在相空间的演化过程是一个反常的输运过程,

$$\sigma_q^2 = \langle q^2 - \langle q \rangle^2 \rangle^2 \sim t^\mu, \quad \mu \approx 0.6. \quad (23)$$

这些结果进一步支持了我们前面的思想, 即采用传统的输运方程来描写集体输运过程将是不适当的, 应该探索更为一般的理论框架。

### 4 从动力学到热力学

从非平衡态统计理论的发展上来看, 有关动力学与热力学关系的讨论, 从 Boltzmann<sup>[62]</sup> 的开创性工作开始, 在统计物理学的研究上经历了一个很长的历史过程。其中的基本问题是如何理解宏观的统计状态与微观的确定性运动、宏观的不可逆性与微观可逆性之间的关系。而核心的问题是如何合理地考虑内禀 (环境) 运动 (核物理上, 即单粒子运动)。

我们用图 3 来简略地说明非平衡态统计理论的发展上的主要方法, 详细内容可参阅相关文献 [72, 77-78]。

图 3 左侧虚线方框内是统计物理教课书中描写的、传统的平衡态统计物理方法, 其基本思想是认为孤立系统的平衡分布为微正则分布。这种微正则分布来源于人为的假定<sup>[77]</sup>或由混沌动力学产生 (即引入 random phase 或 mixing 近似, 因而引入各态历经假定)<sup>[78]</sup>。如果系统包含无穷多个自由度, 根据 Khinchin 定理, 便可自然地引入正则分布或玻尔兹曼关系, 进而得到热力学原理。因此, 这一方法的基础是系统包含无穷多个自由度和各态历经假定成立, 没有动力学推导。当然, 从现代物理学上讲, 系统的混沌运动并不意味着各态历经假定必然成立<sup>[72]</sup>。

推导热力学的第 2 条途径就是线性响应理论 (如图 3 中间虚线方框所示)。该方法首先把孤立 Hamilton 系统分成集体和内禀两个开放系统, 推导出集体运动的非平衡输运方程。作为平衡极限, 给出集体运动的正则平衡分布, 进而得到热力学原理。线性响应理论的核心是假定内禀系统包含很大数目的自由度, 处于完全混沌状态, 并采用时间无关的投影算符。据此假定集体系统线性响应内禀系统。也可在完全混沌假定下引入 random phase、mixing 和各态历经假定、进而对总系统引入微正则分布和线性响应关系。有关线性响应理论的评述已在前文给出。这里需要说明的是内禀系统有限关联时间的引入, 这是得到集体系统弛豫所要求的。

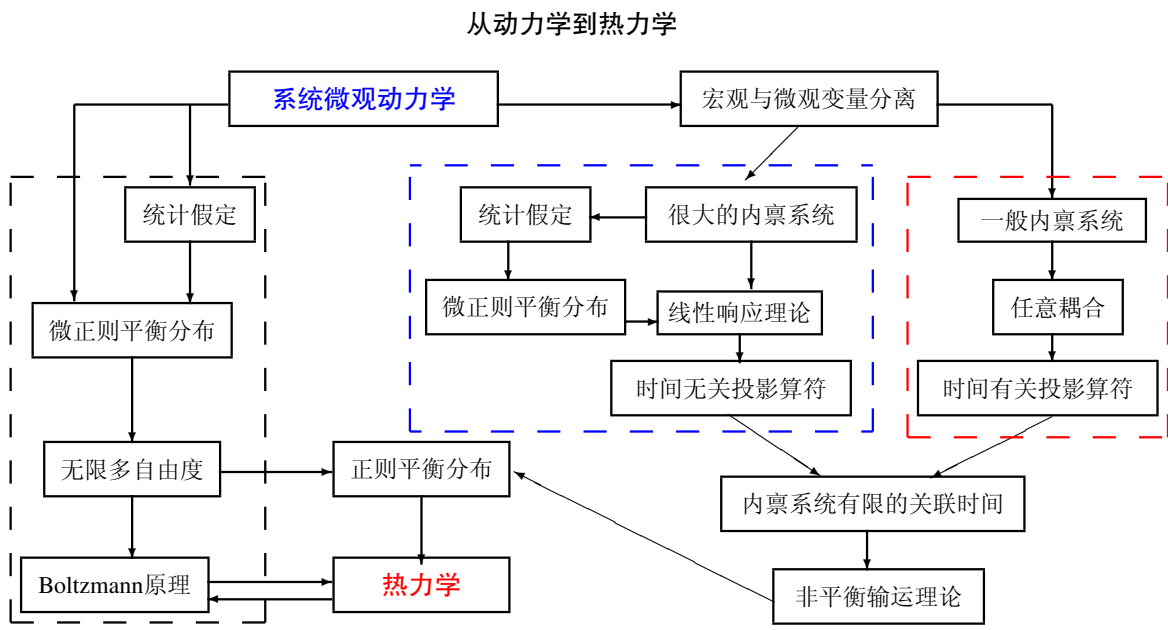


图 3 (在线彩图) 从动力学推导热力学的路径略图

推导热力学的第三条途径就是本文所介绍的、更广义的微观输运理论(如图 3 右侧虚线方框所示)。考虑的是一般内禀系统、可以是有限小系统。集体与内禀系统之间的耦合可以是复杂的非线性耦合。由于采用了时间有关的投影算符方法,平行考虑了集体和单粒子运动的动力学,整个系统的描写采用耦合主方程方法,充分考虑了单粒子运动的复杂性。因而所得到的是一般意义上的非平衡输运理论。

## 5 总结和展望

应该指出,迄今为止,上述工作仅限于形式上的讨论,或应用到一些简单的问题。当用于实际核系统的讨论时,必须做一些必要的简化。潜在的问题是,目前还没有一套行之有效的方法从实际的核多体系统自洽地分离出一组完备的集体变量,即在不引入任何物理假定的情况下,仅由核多体系统的 Hamilton 量自洽地决定集体路径。在核融合、裂变和超形变等情况下更是如此。

确定集体自由度的方法是核物理领域(特别是核结构领域)人们长期探索的一个基本课题。从 Bohr<sup>[75]</sup>的集体模型到 Kumar 和 Baranger<sup>[76]</sup>的四级自由度方法,以及后来的 SCC 方法<sup>[20]</sup>和绝热变量分离方法<sup>[36]</sup>,由于核多体系统及其动力学过程的极端复杂性,还难以做到从“一般”意义上自洽地确定一组完备的集体变量。

作为一种有益的尝试和今后努力的方向,可以考虑以下方法:(1)由 Hartree-Fock-Bogoliubov(HFB)平均场方法决定核的稳定(平衡)状态(诸如变形核的形状,能量等);(2)在此基础上,由 RPA 方法计算得到这些态的软模式;(3)对这些软模式进行自洽计算(这里,限制约束算符为局域非平衡 RPA 计算的解,并通过约束 HFB 寻找集体能量面上的新点);(4)每一新点的能量作为集体 Hamilton 量的势能,集体动能可以通过 RPA 计算得到;(5)对所得到的集体 Hamilton 量重新量子化,从而得到系统的量子力学描述和集体变量。

显而易见,实施的过程将是十分复杂的。正如本文开始所述,核单粒子运动的动力学机制及其与集体运动的相互作用,在描述核多体系统输运现象中起着十分重要的作用。本文试图为讨论这种输运现象提供一种物理图像清晰、理论基础合理可靠、计算简单易

行的方法。期望这种方法不仅能用于讨论原子核系统,而且可用于讨论诸如生物介质这样一些多层次的、高度非均匀、极端动态的体系<sup>[79-83]</sup>。在这些系统中,环境或单粒子运动的动力学起着重要的作用。

由于核多体系统及其动力学过程的极端复杂性,建立和发展基于这种复杂性上的非平衡输运理论是个基础性的理论工作。我们希望通过系统的理论分析和对实际问题的应用,使理论本身得到不断的完善和发展。

需要说明的是,讨论核多体输运现象的另一条途径是采用诸如时间相关的 Hartree-Fock (TDHF)<sup>[84]</sup>、Vlasov<sup>[85]</sup>、Vlasov-Ühling-Uhlenbeck(VUU)或 Boltzmann-Ühling-Uhlenbeck(BUU)<sup>[86-87]</sup>、Boltzmann-Langevin (BL)<sup>[88-89]</sup>、量子分子动力学(QMD)<sup>[90]</sup>等微观方法。这些方法关注于系统的平均场和单粒子密度分布。物理上,与本文讨论的内容属于不同的理论体系。由于篇幅所限,这里没有涉及。

## 参考文献(References):

- [1] EINSTEIN A. *Ann Phys (Leipzig)*, 1905, **17**: 549; *ibid*, 1906, **19**: 371.
- [2] KRAMERS H A. *Physica*, 1940, **7**: 284.
- [3] WU X Z, ZHUO Y Z. *Nucl Phys*, 1980, **2**: 257. (in Chinese)  
(吴锡镇, 卓益忠. *原子核物理*, 1980, **2**: 257.)
- [4] NIX J R, SIERK A J, HOFMANN H, *et al.* *Nucl Phys A*, 1984, **424**: 239.
- [5] SHLESINGER M, ZASLAVSKY G M, KLAFTER J. *Nature (London)*, 1993, **363**: 31.
- [6] SOKOLOV I, KLAFTER J, BLUMEN A. *Phys Today*, 2002, **55**: 48.
- [7] METZLER R, KLAFTER J. *Phys Repts*, 2000, **339**: 1.
- [8] ZASLAVSKY G M. *Phys Repts*, 2000, **371**: 461.
- [9] HAN Y, ALSAYED A M, NOBILI M, *et al.* *Science*, 2008, **314**: 626.
- [10] GHEORGHU S, COPPENS M O. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2004, **101**: 15852.
- [11] GHOSH P K, SEN M K, BAG B C. *Phys Rev E*, 2008, **78**: 051103.
- [12] LIU B, GOREE J. *Phys Rev Lett*, 2008, **100**: 055003.
- [13] LIPPIELLO E, CORBERI F, SARRACINO A, *et al.* *Phys Rev E*, 2008, **78**: 041120.
- [14] EGOLF D A. *Science*, 2000, **287**: 101.
- [15] RUELE D. *Nature*, 2001, **414**: 263.
- [16] BOHIGAS O, FLORES J. *Phys Lett B*, 1971, **34**: 261; *ibid*, 1971, **35**: 383.



- [17] FRENCH J B, WONG S S M. *Phys. Lett. B*, 1970, **33**: 447; *ibid*, 1971, **35**: 5
- [18] JOHNSON C W, BERTSCH G F, DEAN D J. *Phys Rev Lett*, 1998, **80**: 2749.
- [19] LUTZ E, WEIDENMÜLLER H A. *Physica A*, 1999, **267**: 354.
- [20] SAKATA F, MARUMORI T, HASHIMOTO Y, *et al.* *Suppl Prog Theor Phys*, 2001, **141**: 1.
- [21] DANIELEWICZ P, LACEY R, LYNCH W G. *Science*, 2002, **298**: 1592.
- [22] ZHUO Y Z, WU X Z. *High Energ and Phys Nucl Phys*, 1979, **3**: 501. (in Chinese)  
(卓益忠, 吴锡真. 高能物理与核物理, 1979, **3**: 501.)
- [23] ZHUO Y Z, ZHANG J S, WU X Z, *et al.* *High Energ and Phys Nucl Phys*, 1981, **5**: 584. (in Chinese)  
(卓益忠, 张竞上, 吴锡真, 等. 高能物理与核物理, 1981, **5**: 584.)
- [24] SAKATA F, MATSUO M, MARUMORI T, *et al.* *Ann Phys (NY)*, 1989, **194**: 30.
- [25] HOFMANN H, SIEMENS P J. *Nucl Phys A*, 1976, **257**: 165; *ibid* 1977, **275**: 464.
- [26] BROGLIA R A, DUSSO C M, WINTHER A. *Phys Lett B*, 1974, **53**: 301; *ibid* 1976, **61**: 113; *ibid* 1978, **73**: 405.
- [27] KO C M. *Z Phys A*, 1978, **286**: 405.
- [28] TAKIGAWA S. *Nucl Phys A*, 1979, **315**: 186.
- [29] KUBO R, TODA M, HASHITSUME N. *Statistical Physics II*, in: *Solid State Science[M]*. New York: Springer, 1985.
- [30] MORI H. *Prog Theor Phys*, 1965, **33**: 423.
- [31] HOFMANN H. *Phys Rep*, 1997, **284**: 137.
- [32] BIANUCCI M, MANNELLA R, WEST B J, *et al.* *Phys Rev E*, 1995, **51**: 3002.
- [33] NÖRENBERG W. *Phys Lett B*, 1981, **104**: 107.
- [34] AGASSI D, KO C M, WEIDENMÜLLER H A. *Ann Phys (NY)*, 1977, **107**: 140; *ibid*, 1979, **117**: 237.
- [35] GUHR T, MÜLLER-GROELING A, WEIDENMÜLLER H A. *Phys Rep*, 1998, **299**: 189.
- [36] DO DANG G, KLEIN A, WALET N R. *Phys Rep*, 2000, **335**: 93.
- [37] VAN KAMPEN N G. *Phys Nor*, 1971, **5**: 279.
- [38] BIANUCCI M, MANNELLA R, GRIGOLINI P. *Phys Rev Lett*, 1996, **77**: 1258.
- [39] YAN S W, SAKATA F, ZHUO Y Z, *et al.* *Phys Rev E*, 2001, **63**: 021116.
- [40] KO C M, PIRNER H J, WEIDENMÜLLER H A. *Phys Let B*, 1976, **62**: 248.
- [41] BULGAC A, DO DANG G, KUSNEZOV D. *Phys Rev E*, 1996, **54**: 3468.
- [42] IZRAILEV F M. *Phys Rep*, 1990, **129**: 299.
- [43] FLAMBAUM V V, IZRAILLEV F M. *Phys Rev E*, 1997, **55**: R13.
- [44] BORN M, OPPENHEIMER J R. *Ann Phys (Leipzig)*, 1927, **84**: 457.
- [45] HILL D L, WHEELER J A. *Phys Rev*, 1953, **89**: 1102.
- [46] WANG S J. *Commun in Theor Phys*, 1985, **4**: 827.
- [47] NÖRENBERG W. *Nucl Phys A*, 1983, **400**: 275.
- [48] ZAGREBAEV V I, GREINER W. *J Phys G*, 2005, **825**: 31.
- [49] TIAN J L, LI X, WU X Z, *et al.* *Eur Phys J A*, 2009, **42**: 105.
- [50] DENISOV V YU, HOFMANN S. *Phys Rev C*, 2000, **61**: 034606.
- [51] ZAGREBAEV V I. *Phys Rev C*, 2001, **64**: 034606.
- [52] ARITOMO Y, OHTA M. *Nucl Phys A*, 2004, **744**: 3; 2006, **764**: 149.
- [53] ANTONENKO N V, CHERPANOV E A, NASIROV A K, *et al.* *Phys Lett B*, 1993, **319**: 425; *Phys Rev C*, 1995, **51**: 2635.
- [54] GLÄISSEL P, HARRACH DV, SPECHT H J, *et al.* *Z Phys A*, 1983, **310**: 189.
- [55] LI X, TIAN J L, YAN S W, *et al.* *Mod Phys Lett A*, 2011, **26**: 449.
- [56] CHENG J X, JIANG X, YAN S W, *et al.* *J Phys G*, 2012, **39**: 055104.
- [57] WU X Z, SAKATA F, ZHUO Y Z, *et al.* *Phys Rev C*, 1993, **48**: 1183.
- [58] WU X Z, SAKATA F, ZHUO Y Z, *et al.* *Phys Rev C*, 1996, **53**: 1233.
- [59] YAN S W, SAKATA F, ZHUO Y Z. *Phys Rev E*, 2002, **65**: 031111.
- [60] YAN S W, SAKATA F, ZHUO Y Z. *Phys Lett A*, 2003, **319**: 60.
- [61] YAN S W, CHEN J, WANG R. *Physica A*, 2008, **387**: 1786.
- [62] BOLTZMANN L. *Wiss Ber*, 1968, **58**: 517; *ibid*, 1972, **66**: 275.
- [63] WILLIS C R. *Phys Rev A*, 1974, **9**: 1343.
- [64] NAKAJIMA S. *Prog Theor Phys*, 1958, **20**: 948.
- [65] ZWANZIG R. *Physica*, 1964, **30**: 721.
- [66] SMERZI A, BONASERA A, DI T M. *Phys Rev C*, 1991, **44**: 1713. 115.
- [67] BLASIO F V D, CASSING W, TOHYAMA M, *et al.* *Phys Rev Lett*, 1992, **68**: 1663.
- [68] AYIK S, RANDRUP J. *Phys Rev C*, 1994, **50**: 2947.
- [69] AYIK S, YILMAZ O, GOKALP A, *et al.* *Phys Rev C*, 1998, **58**: 1594.
- [70] BALD M, BURGIO G F, RAPISARDA A, *et al.* *Phys Rev C*, 1998, **58**: 2821.
- [71] SAKATA F, YAN S W, ZHAO E G, *et al.* *Prog Theor Phys*, 2011, **125**: 359.
- [72] ZASLAVSKY G M. *Physics of Chaos in Hamiltonian Systems[M]*. London: Imperial College Press, 1998.
- [73] YAN S W, WANG Q, LIU S J. *Physica A*, 2009, **388**: 4943.
- [74] LATORA V, BARANGER M. *Phys Rev Lett*, 1999, **82**: 520.
- [75] BOHR A. *Mat Fys Medd Dan Vid Selsk*, 1952, **26**(14): 18.

- [76] KUMAR K, BARANGER M. Nucl Phys A, 1968, **110**: 490.
- [77] HUANG K. Statistical Mechanics[M]. Singapore: Wiley, 1987.
- [78] REICHL L E. A Modern Course in Statistical Physics[M]. Austin: University of Texas Press, Addison-Wesley, 1991.
- [79] YAN S W, ZHUO Y Z. Physica D, 2006, **220**: 157.
- [80] YAN S W. J Bio Syst, 2007, **35**: 123.
- [81] LIU B, YAN S W, WANG Q. Mol Biosyst, 2011, **7**: 457.
- [82] LIU B, YAN S W, WANG Q. J Theor Biol, 2011, **269**: 104.
- [83] LIU B, YAN S W. PLoS One, 2011, **68**: e22487.
- [84] GOEKE K, REINHARD P G (Eds). TDHF and Beyond, Lecture Notes in Physics, Vol. **171**[M]. Berlin: Springer, 1982.
- [85] VLASOV A A. Zh Eksp Teor Fiz, 1938, **8**: 291.
- [86] UEHLING E A, UHLENBECK G E. Phys Rev, 1933, **43**: 552.
- [87] BERTSCH G F, DAS GUPTA S. Phys Rep, 1988, **160**: 190.
- [88] ABRIKOSOV A A, KHALATNIKOV I M. Sov Phys JETP, 1958, **34**: 135.
- [89] BIXON M, ZWANZIG R. Phys Rev, 1967, **187**: 267.
- [90] AICHELIN J. Phys Rep, 1991, **202**: 233.

## Microscopic Theory on Transport Phenomenon of Nuclear Many-body Systems

YAN Shiwei<sup>1)</sup>

(College of Nuclear Science and Technology, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

**Abstract:** In this article, I provide a simple review on conventional methods and models on the transport phenomenon of nuclear many-body systems. By exploiting the basic idea of time-dependent projection operator, I recommend a novel method to derive the transport equation for collective motion which is embedded on the microscopic dynamics of time-dependent single-particle motion. It is emphasized that the microscopic dynamics of single-particle motion should play an important role for understanding the dynamics of nuclear reaction and the synthesis mechanisms of new superheavy elements. The numerical results of energy dissipation and entropy production indicate that the collective motion passes through three stages, such as dephasing/decoherence, statistical relaxation and stationary state. The statistical relaxation is a complex anomalous diffusion process in general. With the aid of above analysis and results, a possible way to define the collective and single-particle variables for the realistic nuclear many-body systems is proposed.

**Key words:** single-particle motion; microscopic dynamics; transport equation

**Received date:** 25 Oct. 2012; **Revised date:** 5 Apr. 2013

**Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10975019); Foundation of Ministry of Personnel of China for Returned Scholars (MOP2006138); Fundamental Research Funds for Central Universities

1) E-mail: yansw@bnu.edu.cn

<http://www.npr.ac.cn>