



中能核—核碰撞动力学方法

葛凌霄

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 本文评述目前流行的几种描述中能区核—核碰撞动力学的方法,讨论了它们的特征和适用范围.

关键词 核—核碰撞, BUU方程, B-L方程, 量子分子动力学, 动力学涨落.

1 平均场和两体碰撞在中能核—核碰撞中的作用

核—核碰撞对产生和研究远离平衡、粒子数又是不变的多体费米子系统,提供了一个很好的机会.近年来,中能区很多核—核碰撞的实验结果更激励人们从理论上去发展碰撞动力学的处理方法.

入射能量低于 10MeV/u 的核—核碰撞,核子相对运动德布罗意波长同核的尺寸可以比较,因而可以把整个炮弹和靶核看成一个基本分量.当能量升高至 1GeV/u 时,波长小于典型的核子相互作用距离 ($d \sim 1.8\text{fm}$),可在靶核中分辨炮弹的核子,同时也可以分辨靶核的核子;因而,应该把核子考虑为一个基本分量.在低能区,核动力学的很多性质可用一体模型来描述,象 TDHF 或经典类似的 Vlasov 方程,因为剩余两体相互作用被末态核子轨道的泡里阻塞所抑制,这反映了有较长的核子平均自由程.因此,仅包含了一体密度矩阵,一体密度矩阵在一体场中传播,适合于研究相对低的激发能和研究一体观察量的变化.

当系统能量升高时,泡里阻塞将逐渐减弱,这反映了较小的平均自由程,核子之间的直接两体碰撞变得重要了.中低能过渡区的实验事实,正好反映了两体碰撞重要性的增加.

低能核—核反应占优势的平均场效应,可由大角动量转移、核的集体态强激发(不是核子)等来表征.当炮弹能量增加时,由集体激发消耗的反应总截面 σ_R 的那部分将会怎样变化?从实验提取了 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 非弹性散射激发 ^{12}C 中 $4.4\text{MeV}2^+$ 态的积分截面和 σ_R 之比,质心系能量从几个 MeV/u 到 50MeV/u 范围内,随着入射能量增加,这个比减小.核子—核子反应总截面 σ_R^N 反映了复杂核 σ_R 的能量依赖,几何尺寸不再能够确定 σ_R , σ_R 同核子的数目和精确的特殊分布相关.在质心能量几个 MeV/u 到 1GeV/u 范围内,实验观测到 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 反应 σ_R 的变化,在 $\sim 10\text{MeV/u}$ 以后随炮弹能量升高而下降,这一现象表现出与核子—核子反应截面 σ_R^N 相似的特征.理论计算也表明^[2],一体和两体碰撞过程在核—核碰撞中相互竞争,当温度小于 $2\text{MeV}(\text{Ca}+\text{Ca})$ 时,一体碰撞过程的贡献大于二体碰撞过程;随着温度升高,两体碰撞过程的贡献越来越大.高能核—核碰撞是核子—核子碰撞的叠加,核子—核子碰撞确定了高能核—核碰撞的基本反应机制.处于高低能过渡区的中能核—核碰撞,其反应机制应同时由平均场和核子—核子作用来确定;当然,在这个能区,泡里阻塞效应仍然会阻止很多核子之间的碰撞发生.因此,平均场、两体碰撞和泡里阻塞,成了中能区反应机制特征的确定性三要素.

这些年来,人们致力于把这几种效应包含在碰撞动力学中.一种道路是放弃了平均场近似,它是基于直接规定的两体哈密顿量而发展起来的量子分子动力学方法(QMD);另一种是 Vlasov 类型的模型加 Uehling-Uhlenbeck 形式的碰撞积分(VUU 或 BUU).这两种方法都已取得了很大成功,本文将评述已经建立起来的方法,并对它们进一步的发展做简单讨论.

2 BUU 方法和核物质状态方程

如何描述远离平衡的多体系统的动力学演化,是现代物理的一个很重要部分 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck(BUU 或 Vlasov-U-U)方法,提供了一个单粒子相空间分布 $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ 的半经典演化,它恰当地包含了支配反应机制的三个基本因素:平均场、两体碰撞和泡里阻塞.近年来,BUU 理论已经广泛地应用于核-核碰撞,成功地描述了一体观察量,应用最多的方程形式可以写为:

$$\begin{aligned} \frac{df(\vec{r}, \vec{p}, t)}{dt} + \frac{\dot{\vec{p}}}{m} \vec{\nabla}_{\vec{r}} f - \vec{\nabla}_{\vec{r}} U \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f \\ + \vec{\nabla}_{\vec{p}} U \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f = I_{\text{coll}}[f] \quad (1) \\ I_{\text{coll}}[f] = - \int \frac{d^3 p_2 d^3 p_1 d^3 p_2'}{(2\pi)^9} \sigma_{nn} v_{12} \\ \cdot [f f_2 (1 - f_1) (1 - f_2') - f_1' f_2' (1 - f) \\ \cdot (1 - f_2)] (2\pi)^3 \delta^3(P_1 + P_2 - P_1' - P_2') \end{aligned}$$

其中 $U[\rho(\vec{r}), \dot{\vec{p}}]$ 是平均场, $\rho(\vec{r})$ 是空间密度, $\rho(\vec{r}) = \int f(\vec{r}, \vec{p}, t) d\vec{p}$. σ_{nn} 是核子-核子碰撞截面, v_{12} 是碰撞核相对运动速度.当碰撞项 $I_{\text{coll}} = 0$ 时,方程(1)变为 Vlasov 方程,它是经典近似下的 TDHF 方程.当两体碰撞占优势时,它会发展到核内级联模型(INC),在矩展开近似下,它变为流体动力学方程.方程(1)的推导已有不少形式,感兴趣的读者可参阅文献^[3].

从方程(1)可看到,它包含了两个十分重要的量:平均场 U 和核子-核子碰撞截面 σ_{nn} .平均场来源于核的状态方程,因此状态方程自然包含在 BUU 之中.实验观察量的理论计算

值灵敏地和平均场的选取相关,这已从计算中应用各种有效核相互作用的结果得到证实.由于我们对原子核的非正常态的性质知之甚少,选择不同有效相互作用,以便启发我们对核力的不可压缩模量、非地域性和有限程影响的理解.方程(1)是考虑了核力的非地域性后的结果^[3],表示了平均场的动量和密度相关性.一些计算证明,相对于密度依赖,平均场对温度依赖并不是很重要的.当两个碰撞核相互逼近时,动量依赖贡献于排斥力,当入射能量低时这种排斥力较小,随着入射能量增加这种排斥力会变得越来越来.核-核碰撞的一些集体变量,象横动量,反映了在势场随时间的动力学发展中,平均场的短程排斥和长程吸引之间的竞争,在某个轰击能量时横动量消失正是排斥和吸引相互抵消而造成的^[4].核物质的不可压缩模量到底有多大,目前仍然是一个研究课题,理论和实验都正在探索,似乎是 380MeV.考虑动量相关后,硬势的早期结论已受到怀疑.

计算结果也十分灵敏地依赖于方程(1)中的另一个重要量,核子-核子碰撞截面 σ_{nn} .现已通过考虑核介质中 σ_{nn} 和自由的 σ_{nn} 来研究.碰撞项中包含了泡里阻塞因子,使自由核子-核子碰撞截面得到修正,但这还是不完全的.对于核介质中核子-核子碰撞截面的研究,考虑核介质对能量和相空间的影响以及包含中间态,是十分必要的.研究结果表明^[5],不管是核子-核子的弹性碰撞截面,还是非弹性碰撞截面,在入射动量小于 1GeV/c 时,都随核密度增加而减小,有效截面比自由核子截面小,对不同入射动量,减小程度不同.在入射动量接近于 0.9GeV/c 时, $n+n \rightarrow n+n$ 自由截面与有效截面接近.当入射动量小于 0.4GeV/c 时, $n+n \rightarrow n+n$ 截面很小,而 $n+n \rightarrow n+n$ 截面很大,随入射动量增加,前者的截面增加,而后者截面减小,因此,在入射动量小于 0.4 GeV/c 时,对介质效应的贡献主要是弹性道,而当较高入射动量时,非弹道和弹性道都有贡献.对集体观测量的计算,考虑介质中核子-

核子截面会得到与用自由核子-核子截面时不一致的结果,由于介质中 σ_m 和自由的 σ_m 有不同的能量关系,考虑介质后横动量不是所有能量下都会增大。

平均场和核子-核子碰撞是核动力学的基本方面,中能区核-核碰撞所引起的核-核相互作用是两种过程竞争的结果。低于10MeV/u的入射能量,反应动力学基本上是由平均场来支配的,它使融合反应道有大的宽度;入射能量高于10MeV/u,平均场的作用降低,核子-核子碰撞会造成更多的快粒子前平衡发射,从而阻止完全的复合核形成。同样,这两种机制之间的平衡会支配激发能,即贮藏到热核的能量。方程(1)需要平均场和核子-核子碰撞的知识,但这种知识仅仅从静态获取是不完全的;反之,通过求解方程(1)去获得从实验得到的一体观察量,会得到更多这方面的知识,是认识非正常态下原子核性质的一个有力工具。

近年来,次级束流线的成功,开辟了使用放射性束的重离子物理,这是一个完全新的研究领域,为认识远离 β 稳定线核的性质提供了条件。能否用方程(1)来描写这种动力学过程呢?由于放射性束特殊的 N/Z (中质比)特性,在有效力中包括同位旋依赖项是十分必要的。可以预料,由放射性束引起的反应动力学同用接近于 β 稳定线核束引起的反应动力学会有大的差别,相互作用的同位旋相关项将在反应动力学中起一定的作用。

3 B-L方法和核动力学涨落

BUU方法是在一体密度的时间演化中附加了两体碰撞的平均效应,它仍是一体处理的类型,而不是完全的多体。这种特点限制了BUU方法的实际应用,BUU只适用于具有小涨落的动力学过程。但中能区核-核碰撞,两体碰撞起了重要作用,开放了很多不同的道,当涉及多次碎裂过程时,涨落可能是很基本的。因此,必须发展BUU模型,使之包含涨落。

为了体现涨落,已采用了一些不同的方

法。Bauev等人^[6]提出了一种简单的图像性的方法,修改了他们平行系综的BUU程序,容纳了随机发展。Ayik等人^[7]作了更形式的研究,从量子统计得到了剩余相互作用的统计特性,从随机的Boltzmann-Langevin(B-L)方程开始,利用限制动力学变量到动量分布的局域四极张量,导出了易掌握的形式,在每一个时间步长,整个的相空间分布必须由四极张量重新建立。Randrup等人^[8]进一步发展了B-L类型方法,从输运理论的标准技术,导出一体相空间分布的一次和二次矩的方程,对应于一次矩导出的方程相应于BUU结果,二次矩方程是普遍的,在一体处理之内给出了一体观察量的方差(Variance)和协方差(Covariance)。总的来说,各种方法都扩充了由BUU方程表示的传输方程,加上了碰撞项涨落部分的随机项,这种扩充产生了类似于布朗运动的郎之万方程的随机传输方程,剩余两体碰撞效应的无规特性起了涨落郎之万力的作用。把随机的碰撞项 $I[f]$ 分为平均和涨落两部分:

$$I = \bar{I} + \delta I \quad (2)$$

平均部分 \bar{I} 类似于一般的BUU碰撞项,可以基于实际的一体分布来计算,而不是系综平均; δI 作为噪声的模拟。因此,系统发展可由下面方程支配,

$$\frac{\partial}{\partial t} f + \{H[f], f\} = \bar{I}[f] + \delta I \quad (3)$$

$H[f]$ 是自洽的平均场哈密顿量, $\{H(f), f\}$ 是标准的Poisson括号,方程(3)的左边是Vlasov部分,对于方程(3)可以把三个不同传播分开处理,即Vlasov传播、碰撞平均效应的漂移、涨落所产生的扩散。Burgio等人^[9]试验了可能求解方程(3)的方法,他们仍采用相空间网格化方法,用网点来表示所有量,每个网格尺寸为 $\Delta S = \Delta r \Delta p / h^D$, D 是物理空间的维度,对碰撞项,可以对合适的相格和适当的时间范围积分,产生在所考虑的相格中,从相空间子相格1和2到子相格1'和2'的基本两体跃迁数目

$$\bar{v}_{1,2,1',2'} = \Delta t \Delta S^4 f_1 f_2 \bar{f}_{1'} \bar{f}_{2'} \delta(\tau_1 - \tau_{1'}) \cdot \delta(\tau_2 - \tau_{2'}) \omega(p_1, p_2, p_{1'}, p_{2'})$$

$\omega(p_1, p_2, p_{1'}, p_{2'})$ 是基本跃迁比, 泡里阻塞因子 $\bar{f}=1-f, f_k$ 是沿着相格 K 、位置在 $S_k=(r_k, p_k)$ 的平均值; 方程(3)中的碰撞积分可以由加上所有可能的基本贡献 $\bar{v}_{1,2,1',2'}$ 来得到。

对于噪声 δI , 考虑到实际的碰撞数目 v 是随机变量, 类似于无规步行中的步长, 它由平均值 \bar{v} 和方差 $\sigma_v^2=\bar{v}$ 所特征的泊松分布来支配; 因此, $I[f]$ 的统计性质完全由平均跃迁比来确定. 在特殊的数值计算中, 也可以用具有 $\sigma_v^2=\bar{v}$ 的高斯分布来模拟 v 的分布. 也就是说, 噪声 δI 可以这样来模拟, 假定平均值 \bar{v} , 具有涨落 δv , 这种涨落是对具有方差等于 \bar{v} 的一个规格分布做无规选择. 引进涨落的这种方法保持了关联, 它的每一个跃迁都涉及到四个相空间位置。

目前, 正开始做些 B-L 方法的初步应用。

4 QMD 方法和多体关联

除了象 BUU 类型的方法外, 还有一种描述核-核碰撞的方法, 那就是量子分子动力学模型(QMD)^[10]. 它是在经典分子动力学模型(CMD)基础上发展起来的. 一个经典的 N 体系统可由 N 体的相空间密度来描写, 它的时间发展由刘维方程来支配. 随着蒙特-卡罗抽样技术的广泛应用, 刘维方程求解可由模型来完成, 它体现了完全的 N 体动力学, 可用来描述集团的形成. QMD 模型是一个结合经典分子动力学方法的优点和重要的量子特性的模型. 它假设一个核子为一个高斯波包, 可得到分布函数 $f_i(\vec{r}, \vec{p}, t)$, 选择这样的分布可以还原一体密度分布, 保证满足测不准关系. 事实上, 作了这样的选择与实验观察量一致, 并能得到可普遍接受的预言. 在此假定下, 系统总的维格纳分布函数为:

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \cdot \sum_i \exp\{-i(\vec{k}-\vec{r}_i(t))/2L - (i\vec{p}-p_i(t))/2L/\hbar^2\} \quad (4)$$

L 可以做为一个参数, 它不能太小, 否则由于测不准关系, 面临着一个不合理的高动量, 也

不能太大, 否则就不能得到物理的核表面; 一般把它固定为常数, 就是说不允许波函数弥散, 核只能做为整体在相空间中随时间弥散. 坐标空间中的密度和动量空间中的密度, 都可从方程(4)很方便地直接得到。

QMD 方法同 BUU 方法不同, 它放弃了平均场近似, 基于专门规定的哈密顿量来模拟. 对于任一粒子 i , 总能量 H_i 为:

$$H_i = T_i + \frac{1}{2} \sum_{j(j \neq i)} U_{ij}^{(2)} + \frac{1}{3} \sum_{j,k,(j \neq k, j,k \neq i)} U_{ijk}^{(3)} \quad (5)$$

就是说, 每个波包直接通过两体和三体作用同其它波包相互作用, 这些相互作用中有象 Skyrme 类型的短程相互作用和象 Yukawa 相互作用以及库仑相互作用等长程作用. 方程(5)中的两体和三体相互作用势部份, 可由方程(4)及两体和三体作用来计算. 同经典分子动力学方法相同, 每个波包的平均值是通过哈密顿方程来传播的, 因此, 高斯波包是在分别同其它 $(N-1)$ 体高斯波包相互作用影响下传播的, 体现了 N 体关联. 而采用波包, 不需要系综平均来确定密度分布, 就会自然地保留涨落. 目前, QMD 方法用来描述集团形成和碎裂过程等涉及多体关联的观察量。

QMD 的数值方法考虑了原子核的一些重要量子特征. 在相空间中, 它仅仅接受两核子距离至少有 1.5fm 的组态; 在组态空间中, 密度由炮弹和靶核所有波包的求和来得到. 同时动量和坐标要满足测不准关系. 和 BUU 相同, 在 QMD 中也考虑了核子的费米运动和泡里原理。

QMD 方法也需要核状态方程的知识, 地域和非地域相互作用以及其它相互作用都被采用, 以达到和实验较好一致的效果. 例如, 为保证波包传播过程的泡里效应, 假设了泡里势等. 不少计算证明, 同 BUU 方法一样, QMD 方法很好地描述了一体观察量, 同时也给出了多体观察量, 特别是碎裂过程中碎片的分布. 目前, QMD 方法也扩展到较低能区, 特别是中低能过渡区的核-核碰撞。

目前的 QMD 模型,是建立在经典分子动力学模型基础上的,已有一些研究,对其多体理论基础做了探索,但如何从 N 体时间相关的薛丁格方程导出 N 体密度矩阵的方程,特别是维格纳分布的时间发展,仍是一个正在研究的课题. BUU 方法是严格的一体密度矩阵理论,两体碰撞前一阶段,动力学是 Vlasov 方程,它的求解等效于求解经典动力学方程. 而 QMD 模型,目前尚不清楚,研究它和 BUU 的关系,对认识 N 体系统动力学有重要意义. 在较高能量下,由于相对论效应, BUU 和 QMD 都已表现为相对论形式,在使用中应加以注意.

参 考 文 献

- 1 Digiacomo N J, et al. Comments on Nucl. and Particle Physics, XII, 1984, 111
- 2 葛凌霄,刘建业,王顺金. 高能物理与核物理, 1987, 11: 695
- 3 葛凌霄,卓益忠. 高能物理与核物理, 1989, 13: 652
- 4 葛凌霄,张建明,张丰收,卓益忠. 高能物理与核物理, 1991, 15: 1041
- 5 Haar ter, et al. Phys. Rev., 1987, C36: 1611
- 6 Bacler W, et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 58: 863
- 7 Ayik S, et al. Phys. Lett., 1988, B212: 269
- 8 Randrup J, et al. Nucl. Phys., 1990, A514: 339
- 9 Burgio G F, et al. Nucl. Phys., 1991, A529: 157
- 10 Achelin J. Phys. Reports, 1991, 202: 1

Approaches for Nucleus—nucleus Collision Dynamic at Intermediate Energies

Ge Lingxiao

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou 730000)

Abstract The several current approaches for describing nucleus-nucleus collision dynamic at intermediate energy range have been reviewed. The features and limits of these approaches are discussed.

Key Words nucleus-nucleus collisions, BUU equation, B-L equation, QMD, dynamic fluctuation.