

极端条件下原子核性质研究——热核和多重碎裂*

张丰收 葛凌霄

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 对近年来本小组所研究的极端条件下原子核,即高温高密原子核性质及其可能出现的液汽相变和多重碎裂等进行了综述.

关键词 热核 状态方程 Spinodal 不稳定性 多重碎裂

分类号 O571.2

1 引言

随着现代加速器技术和探测技术的发展,人们能够研究极端条件下原子核的性质.所谓极端条件下的原子核,是指处于高温高密状态、高同位旋态和高自旋态的原子核.对这三方面的研究及对原子核物理与原子物理、分子物理和天体物理的交叉学科的研究,是当前原子核物理研究的前沿课题.

中能重离子碰撞时,在反应初期会形成热的和压缩的核物质.这种高温高密核与处于饱和状态(密度 $\rho_0 = 0.16 \text{fm}^{-3}$, 温度 $T = 0 \text{MeV}$)的原子核及其常规概念的复合核有完全不同的性质.对这种高温高密核的极限温度、它在膨胀过程中出现的液汽相变以及新的衰变方式多重碎裂的研究,是目前核物理研究的热点之一.比较公认的思想是,核液滴和水滴可类比,原子核状态方程 Equation of State (EOS) 有水滴一样的范德瓦耳斯形式.高温高密核在膨胀过程中,为保证体系处于束缚状态而限制了原子核所承受的温度.如果原子核系统在膨胀过程中能够进入原子核状态方程的力学不稳定相,动力学涨落会激发不稳定性从而最终导致灾变性事件发生,使核系统破裂成几个核碎片.本工作将对由中能重离子碰撞产生的远离平衡态的原子

核高温高密核性质,如液汽相变和临界现象,及其新的衰变机制多重碎裂进行研究.

2 状态方程和液汽相变

采用由推广的 Skyrme 相互作用,在 Hartree-Fock 近似下,得到密度、动量和温度相关的平均场.对有限核,考虑到库仑和表面效应,得到其单核子能量^[1,2]为

$$\begin{aligned}
\epsilon(\rho, T) = & a_s^0 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{T}{T_c}\right) \\
& \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{\frac{2}{3}} \rho_0^{\frac{3}{2}} A^{-\frac{1}{3}} \rho^{-\frac{1}{3}} \\
& + 0.348(1-a)^2 A^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{1}{3}} \\
& + \frac{1}{2} T \left[\frac{C_{\frac{3}{2}}(\mu_+)}{C_{\frac{1}{2}}(\mu_+)} (1+a)^{\frac{5}{2}} \right. \\
& \left. + \frac{C_{\frac{3}{2}}(\mu_-)}{C_{\frac{1}{2}}(\mu_-)} (1-a)^{\frac{5}{2}} \right] \\
& + \frac{1}{4} [a_+^{(1)}(1+a) + a_-^{(1)}(1-a)] \rho \\
& + \frac{1}{4} [a_+^{(2)}(1+a) + a_-^{(2)}(1-a)] \rho \\
& + \frac{1}{4} [a_+^{(3)}(1+a) + a_-^{(3)}(1-a)] \rho \\
& + \frac{1}{4} [a_+^{(4)}(1+a) + a_-^{(4)}(1-a)] \rho \quad (1)
\end{aligned}$$

其中,下标 \pm 分别表示中子和质子, μ_{\pm} 表示自由中子和质子的化学势. a, λ 和 $C_v(\mu_{\pm})$ 分别是非对称参数、热波长和 Fermi-Dirac 积

* 国家自然科学基金、中科院留学人员择优支持基金和国家教委留学回国人员科研基金资助课题,课题编号 19609033.
1997-05-26 收稿.

分. 上式中的 a_s^0 是液滴模型中表面项参数, T_c 是核物质的液汽相变临界温度, ρ_0 是基态密度. 对不同类型的 Skyrme 参数, 方程(1) 能给出许多有限核的基态性质. 本工作所选 SKM 类型的参数给出基态核物质的有效质量为 $m^*/m = 0.79$, 压缩系数 $K = 215.5\text{MeV}$. 图 1 表示了 ^{197}Au 的压强-密度等温曲线. 临界点按照热力学的定义, 极限点定义为压强为负值的最大的温度点, 对有限核, 其实正是其存在可忍受的最高温度. 对 ^{197}Au 核, 其临界点为 $T_c = 10.33\text{MeV}$, $\rho_c = 0.045\text{fm}^{-3}$, 极限点为 $T_l = 8.4\text{MeV}$, $\rho_l = 0.070\text{fm}^{-3}$.

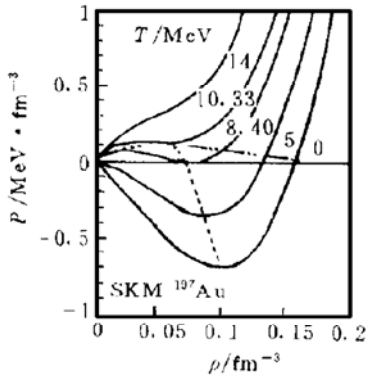


图 1 ^{197}Au 的压强-密度等温曲线
 — · — 表示液汽共存线
 - · - 表示力学不稳定线

3 Spinodal 不稳定性 and 多重碎裂

依据上节热力学平衡和力学不稳定性的定义, 对 ^{197}Au 核在 $T = 6\text{MeV}$ 时, 得知其力学不稳定区域为 $0.01 \sim 0.07\text{fm}^{-3}$ 、超热液相为 $0.08 \sim 0.11\text{fm}^{-3}$ 、热的液相为 $0.12 \sim 0.15\text{fm}^{-3}$. 选择温度 $T = 6\text{MeV}$ 是因为这条线比较典型的横跨了上面几个区域^[3].

测量带电粒子多重性是研究原子核多重碎裂的最一般的方法, 只有关联测量才能给出这个事件是否真的多重碎裂了. Z_{bound} 定义为所有电荷大于 2 的碎片电荷的和, IMF 在本文中定义为电荷处于 3 到 20 的碎片. 从图

2a 可以看出, 在中能重离子碰撞中的膨胀阶段可能产生 $\rho = 0.01 \sim 0.15\text{fm}^{-3}$ 的密度范围内有两个峰, 分别对应于重碎片和轻带电粒子碎片. 对力学不稳定相 $\rho = 0.01 \sim 0.07\text{fm}^{-3}$, 主要产物是 IMF. 相反, 对超热液体相 $\rho = 0.08 \sim 0.11\text{fm}^{-3}$ 和热液相 $\rho = 0.12 \sim 0.15\text{fm}^{-3}$, 主要产物是重碎片. 在本文中, 对 IMF ($3 \leq Z \leq 20$) 用指数分布 $M_Z \propto Z^{-\tau}$ 来拟合. 对 $\rho = 0.01 \sim 0.15\text{fm}^{-3}$ 、 $\rho = 0.01 \sim 0.07\text{fm}^{-3}$ 、 $\rho = 0.08 \sim 0.11\text{fm}^{-3}$ 和 $\rho = 0.12 \sim 0.15\text{fm}^{-3}$ 区域, 可得到 $\rho = 2.53 \pm 0.15$ 、 2.43 ± 0.16 、 1.64 ± 0.13 和 1.91 ± 0.20 . 对混合事件 $\tau = 2.53 \pm 0.15$, 力学不稳定相 $\tau = 2.49 \pm 0.16$ 和实验上得到的很接近.

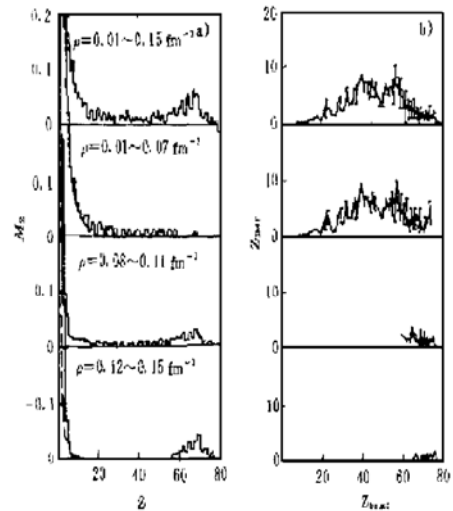


图 2 有限核 ^{197}Au 在温度 $T = 6\text{MeV}$ 时, 对力学不稳定相、超热液相、热液相及其这三个相的混合时, (a) 所有粒子的电荷分布; (b) 与其对应的中等质量碎片 IMF 和 Z_{bound} 的关联

看某个事件是否发生了多重碎裂, 需要关联分析. 小的 Z_{bound} 对应于最终的衰变产物中包含有许多轻碎片(象汽化), 而大的 Z_{bound} 对应于只少包含一个重碎片(象蒸发), 这时的 IMF 多重性很小, 都是常规的衰变方式. 从图 2b 看出, 对 $\rho = 0.01 \sim 0.15\text{fm}^{-3}$ 的混合区域, 当 $Z_{\text{bound}} = 22 \sim 65$ 范围内时, $M_{\text{IMF}} \geq 2$; 并且当 $Z_{\text{bound}} = 40$ 和 56 时, M_{IMF} 可为 9, 只是此时的统计不好. 如果把力学不稳定相 $\rho = 0.01 \sim 0.07\text{fm}^{-3}$ 、超热液相 $\rho = 0.08 \sim 0.$

11fm^{-3} 和热的液相 $\rho=0.12\sim 0.15\text{fm}^{-3}$ 同混合区域比较,可以看出,在 $Z_{\text{bound}}=22\sim 65$ 范围内,力学不稳定相和混合区域 M_{IMF} 曲线的行为完全一样,超热液体相和热的液体相对 $M_{\text{IMF}}\geq 2$ 的贡献只是在 $Z_{\text{bound}}\geq 66$ 范围内.由此可以认为,IMF 来自于力学不稳定相的贡献,多重碎裂仅仅是因为力学不稳定相引起的.

4 Boltzmann-Langevin 输运方程和冷多重碎裂类型

动力学方法能够描述重离子碰撞从初期到碎裂的整个过程,但目前所采用的模型如分子动力学模型和常规输运理论由于理论本身和求解方法的问题,还不能用于描述重离

子碰撞中碎裂的真实过程.近年发展的含动力学涨落效应的随机输运理论被认为是最有希望描述多重碎裂过程的动力学模型.下面将简要介绍 Boltzmann-Langevin (BL) 输运方程在描述重离子碰撞和多重碎裂中的一些具体应用^[4,5].另外,结合实验上建造的新一代 4π 探测器,提出了一种新的多重碎裂类型,即冷多重碎裂类型,并提出鉴别冷多重碎裂类型的方法.选择由于反应初期发射高能质子而损失很大部分能量的事件,在膨胀阶段这些事件能够进入力学不稳定区而发生多重碎裂.涨落的单粒子密度 $\hat{f}(\vec{r}, \vec{p}, t)$, BL 为

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\vec{p}}{m} \cdot \nabla_{\vec{r}} - \nabla_{\vec{r}} U(f) \cdot \nabla_{\vec{r}} \right] \hat{f}(\vec{r}, \vec{p}, t) = K(f) + \delta K(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (2)$$

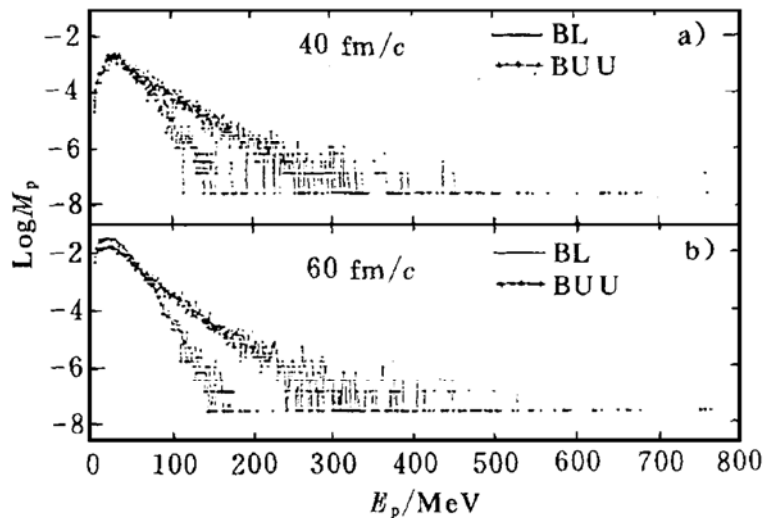


图 3 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 反应系统在轰击能量为 90MeV/u 的中心碰撞在(a) 40fm/c 和(b) 60fm/c 时发射质子的多重性能谱

方程的等号前描述了由平均场 $U(\hat{f})$ 决定的 Vlasov 传播,等号后是碰撞项 $U(\hat{f})$ 和碰撞项的涨落 $\delta K(\vec{r}, \vec{p}, t)$. 对平均场,采用的是软势,它给出基态核物质密度 ρ_0 时的压缩系数为 $K=200\text{MeV}$. 碰撞项和标准的 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) 采用的形式一样,但它是通过涨落的单粒子密度来表示.碰撞项的涨落来自于关联效应,并没有包

含在碰撞项中,可由关联函数来表征.采用投影法来模拟求解 BL 方程,涨落被投影到动量分布的区域多极矩上,即在动量空间展开时的第一和第二非零项、四极矩和八极矩.这些涨落最终以区域的形式被加入动量分布,它足以描述密度涨落.在本工作中,一个真实核子波包的试验粒子数取为 20,碰撞积分的求解是采用全系综技术来实现,事件数为 100.

对常规 BUU 方程的模拟,只是去掉 BL 模拟中的涨落碰撞项.

先计算高能非平衡质子的多重性.在未完全热化过程中的某个时间段,高能非平衡质子可以由几何和动力学条件来判别.选择的时间窗对应于动量分布的四极矩从初始值减小到零的时间,动量分布四极矩是表征核体系热化的一个典型参数量,对 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 在轰击能量为 90MeV/u 的中心碰撞,弹核和靶核是在 $20\text{fm}/c$ 联接,时间窗是 $20\sim 40\text{fm}/c$.由图3中BL和BUU的比较可以看出,BUU的计算不能给出高能质子.从 $40\text{fm}/c$ 和 $60\text{fm}/c$ 的比较看出,在 $60\text{fm}/c$ 时,只有低能($<200\text{MeV}$)的质子积累性增加,高能($>200\text{MeV}$)的质子没有发生变化.这就是说,高能质子只是在反应初期产生,它是非平衡的,这里可给出一个高能非平衡质子的能量下限.文中描述的系统,能量大于 200MeV 的质子是高能非平衡质子.

从总的发射质子带走的能量和发射单个非平衡高能质子带走的能量之间的关联可以看出,随着时间演化,不管对BL还是BUU,质子带走的能量平均值增加了一倍,这反映了逃逸质子流的连续性质,而围绕平均带走总能量的展宽变化不大,很明显在反应初期($40\text{fm}/c$ 以前)有发射高能质子的行为.另外,对给定的事件,发射的单质子能量越高,总的能量损失越大.这个现象对实验来说十分重要,它预示着可以从实验上选择由于在反应初期高能非平衡质子发射,带走了很大部分能量所导致的冷事件.这些事件在某种程度上,就是所说的冷传播.从计算可看出,BL计算中发射核子的总能量是BUU计算的3倍,而发射核子的总数相差不大,这当然是因为在BL计算中考虑了关联效应引起的动力学涨落的结果.从发射高能非平衡核子的总数和这些高能核子带走的总能量,能够计算出体系的热激发能.BL计算时体系的平均热激发能为 4.68MeV/u ,最小的热激发能为 2.24MeV/u ,而BUU计算时体系的平均热

激发能为 10.15MeV/u ,最小的热激发能为 8.73MeV/u ,两者相差两倍多.

在BL模拟时,所产生的冷事件是否会发生多重碎裂?对这个问题的研究是通过跟踪围绕质心半径为 2fm 的球内声速平方 v_s^2 ,并和静态费米气体模型在不同温度下的比较来进行的, v_s^2 正比于压强-密度等温线的斜率.当BL模拟时,在 $50\text{fm}/c$ 时, v_s^2 的平均值小于零,此时核体系进入力学不稳定相,密度为 0.082fm^{-3} .而BUU模拟时仅是 v_s^2 的涨落进入力学不稳定相.从BL和BUU的动力学模拟同均匀核子费米子系统的情况比较可看到,BL模拟轨道进入温度 $T=4\text{MeV}$ 附近,BUU模拟轨道进入温度 $T=10\text{MeV}$ 附近.从 v_s^2 涨落的下部可看出,对BL模拟,有些事件很接近于 $T=0\text{MeV}$;对高斯分布来说,其标准偏差以外的事件数在下部占了 7.8% ,这正是人们感兴趣的冷多重碎裂事件出现的几率.这些事件也正是由于在反应初期高能非平衡核子带走了体系大部分能量,体系的热激发被抑制到最小程度.尽管如此,体系由于平均场的作用,仍会膨胀进入力学不稳定相,在极低的热激发下发生多重碎裂.

4 结 论

对低激发态原子核所表现的原子核熔合、裂变和原子核的直接反应的研究有半个多世纪的历史,已有比较成熟的理论.而对高激发态原子核所表现的多重碎裂现象只有在中高能重离子加速器建成后才得以开展,至今不到二十年的时间.不仅仅原子核系统会发生碎裂现象,天体物理中的星球、大气物理中的云块和凝聚态物理中的原子分子系统也会出现碎裂现象.人们猜测碎裂现象可能反映了自然界的一般规律.而对原子核这一有限强束缚系统,其多重碎裂又有其自己的特点.原子核多重碎裂的研究为人们认识原子核极限状态的性质提供了一条可能的途径,是人们研究远离平衡态的量子多体系统的实

验室,对原子核多重碎裂的研究能够为人们提供研究碎裂现象的一般规律的知识,也对人们研究有限系统的相变和邻界现象有着重要的理论意义.由于这些原因,在目前和以后相当长的时间内,原子核多重碎裂在国内外是一个竞争十分强烈的研究方向.

参 考 文 献

1 张丰收,葛凌霄.重离子碰撞中的激发能问题.高能物理

与核物理,1992,16:666~669

2 Zhang F S. Phase Fransitions, Correlations and Fluctuations of Nuclear Multifragmentation. *Z Phys*, 1996, A356:163~170

3 张丰收,葛凌霄.高能质子发射和冷原子核多重碎裂类型.高能物理与核物理,1997,21:523~529

4 Zhang F S, Suraud E. Boltzmann-Langevin Equation, Dynamical Instability and Multifragmentation. *Phys Lett*, 1993, B319:35~40

5 Zhang F S, Suraud E. Analysis of Multifragmentation in a Boltzmann-Langevin Approach. *Phys Rev*, 1995, C51: 3201~3210

Properties of Nucleus at Extreme Conditions ——Hot Nuclei and Multifragmentation

ZHANG Fengshou GE Lingxiao

(*Institute of Modern Physics ,the Chinese Academy of Sciences , Lanzhou 730000*)

Abstract The recent studies in our group on the properties of nuclei at extreme conditions, i. e. nuclei at high densities and high temperatures, their possible liquid-gas phase transitions and the multifragmentation are reviewed.

Key Words hotnuclei EOS spinodal instability multifragmentation