

原子核多重碎裂的静态理论

I. 相变和多重碎裂

张丰收 葛凌霄

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

1996-03-12 收稿

摘 要

在温度、密度和动量相关的平均场下,对有限核 ^{197}Au ,得到了其状态方程的5个不同的相,即液相、汽相、超热液相、超冷汽相和力学不稳定相.当温度 $T=6\text{MeV}$ 时,在坐标和动量空间对这些相进行了模拟,并采用并合模型对形成的核碎片进行了分类.关联分析表明,多重碎裂只来自于力学不稳定相的贡献.

关键词 状态方程, 力学不稳定相, 多重碎裂.

1 引 言

中能重离子反应中所产生的高激发核,破裂成为多个电荷大于3的中等质量碎片(IMF)和多个粒子的衰变过程,称之为多重碎裂.为了更好地理解这一过程,近年来国际上对其进行了广泛的研究^[1-10],但其内在的本质仍不清楚.人们相信多重碎裂与自然界的某些根本规律(如标度性质)有关.

目前,理论上对多重碎裂的研究从两方面来进行,即微观的动力学方法^[7-10]和唯象的静态^[4-6]模型.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^[7]和常规输运理论^[8],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.近年来发展的包括了动力学涨落效应的随机输运理论^[9,10]被认为是最有希望描述多重碎裂过程的动力学模型,但由于其庞大的数值计算的需要,这方面的工作进展比较缓慢.与之相反,由于多重碎裂在反应后期的复杂性,唯象的静态模型^[4-6],如统计模型在描述多重碎裂的某些方面取得了成功.

本工作发展了一个描述多重碎裂的静态模型,本文和后继工作将对中能区重离子碰撞中所形成的热核和可能的相变、多重碎裂、临界现象以及间歇类型进行描述.

2 理论模型

2.1 状态方程和有限核 ^{197}Au 的液汽相变

从推广的密度、动量和温度相关的有效 Skyrme 相互作用^[11] 出发, 单粒子波函数采用平面波, 在温度为 T 时的单粒子分布函数取 Fermi-Dirac 分布:

$$f_{\pm}(r, p) = \frac{1}{1 + e^{\frac{p^2}{2m_{\pm}} - \mu_{\pm}} / T}} \quad (1)$$

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, 它由下式数值求解给出:

$$\rho_{\pm} = \frac{g}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{\infty} d^3p \frac{1}{1 + e^{\frac{p^2}{2m_{\pm}} - \mu_{\pm}} / T}} \quad (2)$$

g 是简并因子. 在 Hartree-Fock 近似下^[12], 得到密度、动量和温度相关的平均场^[13] 如下:

$$U_{\pm} = a_{\pm}^{(1)}\rho + a_{\pm}^{(2)}\rho^{\gamma+1} + a_{\pm}^{(3)}\rho^{\frac{5}{3}} + a_{\pm}^{(4)}\rho^{\gamma+\frac{5}{3}} \quad (3)$$

其中

$$\left\{ \begin{array}{l} a_{\pm}^{(1)} = \frac{1}{4} t_0 [3 \mp (2x_0 + 1)\alpha] , \\ a_{\pm}^{(2)} = \frac{1}{24} t_3 [3 \mp (2x_3 + 1)\alpha] , \\ a_{\pm}^{(3)} = \frac{1}{16\pi^2} [t_1(1-x_1) + 3t_2(1+x_2)] (1 \pm \alpha)^{\frac{5}{3}} \left(\frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda} \right)^5 C_{\frac{3}{2}}(\mu_{\pm}) \\ \quad + \frac{1}{8\pi^2} \left[t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2} \right) + t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2} \right) \right] (1 \mp \alpha)^{\frac{5}{3}} \left(\frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda} \right)^5 C_{\frac{3}{2}}(\mu_{\mp}) , \\ a_{\pm}^{(4)} = \frac{1}{16\pi^2} [t_4(1-x_4) + 3t_5(1+x_5)] (1 \pm \alpha)^{\frac{5}{3}} \left(\frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda} \right)^5 C_{\frac{3}{2}}(\mu_{\pm}) \\ \quad + \frac{1}{8\pi^2} \left[t_4 \left(1 + \frac{x_4}{2} \right) + t_5 \left(1 + \frac{x_5}{2} \right) \right] (1 \mp \alpha)^{\frac{5}{3}} \left(\frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda} \right)^5 C_{\frac{3}{2}}(\mu_{\mp}) . \end{array} \right. \quad (4)$$

这里 $\gamma = \frac{1}{6}$, $t_0 = -2635 \text{ MeV fm}^3$, $t_1 = 385 \text{ MeV fm}^5$, $t_2 = -120 \text{ MeV fm}^5$, $t_3 = 15595 \text{ MeV fm}^{3+3\gamma}$, $t_4 = 0 \text{ MeV fm}^8$, $t_5 = 0 \text{ MeV fm}^8$ 和 $x_0 = 0.09$, $x_1 = 0$, $x_2 = 0$, $x_3 = 0$, $x_4 = 0$, $x_5 = 0$ 是 Skyrme 中的 SKM 参数. α , λ 和 $C_{\nu}(\mu_{\pm})$ 分别是非对称参数, 热波长和 Fermi-Dirac 积分, 表示如下:

$$\alpha = \frac{\rho_+ - \rho_-}{\rho}, \quad (5)$$

$$\lambda = \hbar^2 \sqrt{\frac{2\pi}{mT}}, \quad (6)$$

$$C_v(\mu_{\pm}) = \int_0^{\infty} dx \frac{x^v}{1 + e^{x - \frac{\mu_{\pm}}{T}}}. \quad (7)$$

对有限核, 考虑到库仑和表面效应, 得到了有限核的单核子能量如下:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\rho, T) = & a_s^0 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{T}{T_c}\right) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{\frac{2}{3}} \rho_0^{\frac{3}{2}} A^{-\frac{1}{3}} \rho^{\frac{1}{3}} + 0.348(1-\alpha)^2 A^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{1}{3}} \\ & + \frac{1}{2} T \left[\frac{C_{\frac{3}{2}}(\mu_+)}{C_{\frac{1}{2}}(\mu_+)} (1+\alpha)^{\frac{5}{2}} + \frac{C_{\frac{3}{2}}(\mu_-)}{C_{\frac{1}{2}}(\mu_-)} (1-\alpha)^{\frac{5}{2}} \right] \\ & + \frac{1}{4} [a_+^{(1)}(1+\alpha) + a_-^{(1)}(1-\alpha)] \rho \\ & + \frac{1}{4} [a_+^{(2)}(1+\alpha) + a_-^{(2)}(1-\alpha)] \rho \\ & + \frac{1}{4} [a_+^{(3)}(1+\alpha) + a_-^{(3)}(1-\alpha)] \rho \\ & + \frac{1}{4} [a_+^{(4)}(1+\alpha) + a_-^{(4)}(1-\alpha)] \rho, \end{aligned} \quad (8)$$

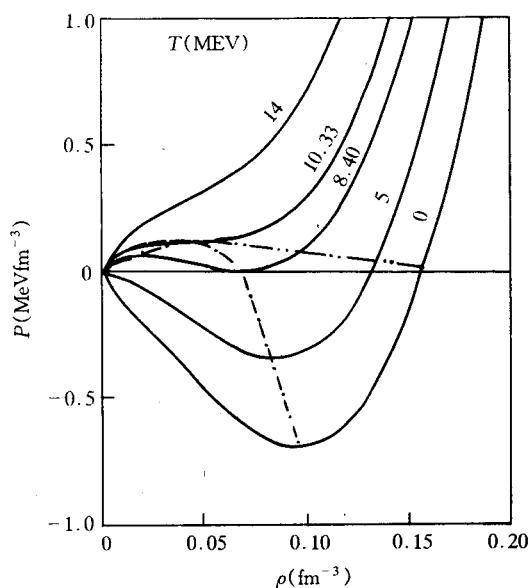


图1 有限核 ^{197}Au 的压强-密度等温曲线

--- 液汽共存线, ——— 力学不稳定线.

上式中的 a_s^0 是液滴模型中的表面项参数^[14], T_c 是核物质的液汽相变的临界温度, ρ_0 是基态密度. 对不同类型的 Skyrme 参数, 方程(8)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 $\frac{m^*}{m} = 0.79$, 压缩系数 $K=215.5\text{MeV}$. 图1给出了 ^{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, 这正是其可忍受的最高温度. 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 $T_l=8.4\text{MeV}$, $\rho_l=0.070\text{fm}^{-3}$. 类似的工作见文献[15—20].

2.2 数值模拟

从图1的压强-密度等温曲线可

以分辨 5 个不同的相, 即汽相、液相、超热液相、超冷汽相和力学不稳定相. 在 高能碰撞时, 对所有密度, 压力总保持正值, 这对应于瞬间汽化过程, 最终只能有相对小的复合粒子 (图 1 的高温部分); 对低温部分, 等温线处于负压强, 膨胀被减慢, 并且当集体动能全部转化为内能时膨胀停止, 体系围绕等温线振动. 这两种情形将不会出现相变. 当存在明显的液相和汽相时, 热力学过程变得很复杂. 通常的液汽相变是一级相变, 要建立穿过共存线的平衡需要很长时间, 相变时间尺度是蒸发时间的数量级, 但动力学膨胀要快得多. 考虑另一种可能性, 膨胀如此之快使两相平衡不能达到, 膨胀会沿着等温线进入力学不稳定相 (如图 1 所示). 这种暂态区域具有特别的意义, 它表现出负压强, 但要建立平衡态其熵将达到最大, 自由能达到最低. 在力学不稳定区体系将膨胀直到最小的 $P(\rho, T)$, 由于多体效应, 会形成复杂的核碎片而被平均场束缚.

真实的重离子碰撞在反应末期会进入 $P-\rho$ 相图的不同区域. 我们将对这些态进行真实

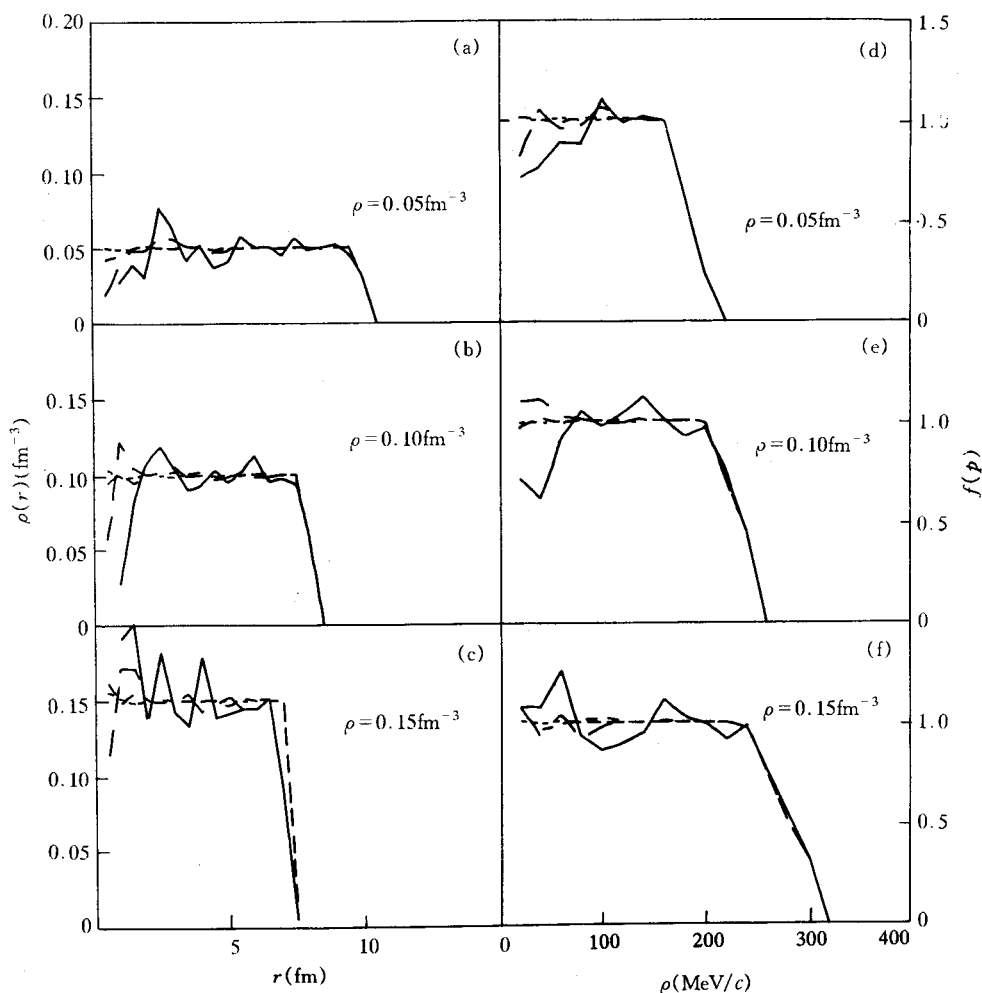


图 2 有限核 ^{197}Au 在温度 $T=0\text{MeV}$ 时坐标 (a—c) 和动量 (d—f) 空间的平均分布模拟

ρ 为密度, 模拟事件数为: ——— 10, - - - 100, - · - · - 1000, · · · · · 10000.

模拟并对其性质进行研究. 对 P - ρ 空间按照密度 ρ 和温度 T 进行划块并对每个 (ρ, T) 点进行模拟. 对不同点的选择和模拟按照下面两种情况进行:

(1) 当温度 $T=0\text{MeV}$ 时, 对 neutron、proton 在坐标和动量空间的模拟如下:

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \theta(R-r) \rho, \\ f(p) &= \theta(P_F - p), \end{aligned} \quad (9)$$

这儿 $R = \sqrt[3]{\frac{3A}{4\pi\rho}}$ 是球的半径, $P_F = \hbar \sqrt{\frac{3}{2} \pi^2 \rho}$ 是费米动量. 从图 2 可以看出, 模拟事件数为 100 时就可以给出比较真实的模拟结果.

(2) 当温度 $T > 0\text{MeV}$ 时, 对 neutron、proton 在坐标和动量空间的模拟如下:

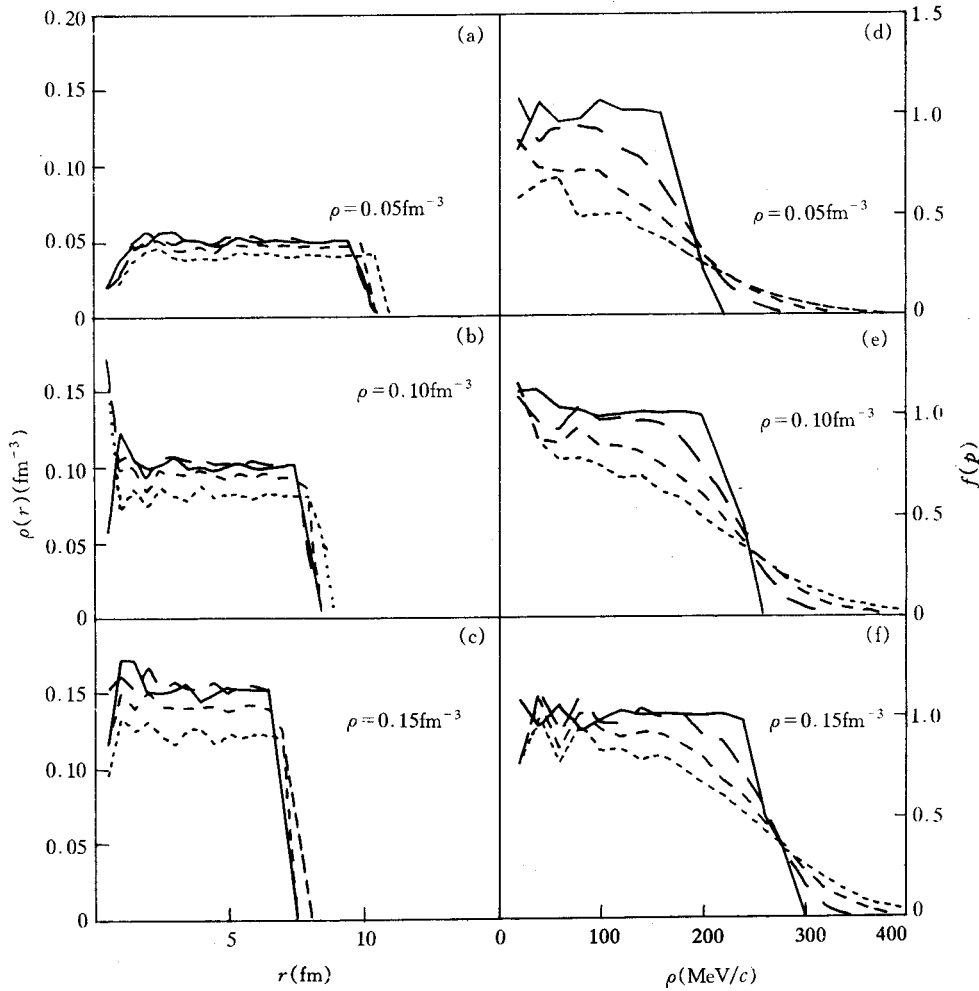


图 3 有限核 ^{197}Au 坐标(a—c)和动量(d—f)空间的分布模拟

ρ 为密度, 温度分别为: —— 0MeV , - - - 5MeV , - · - · - 10MeV , · · · · 15MeV .

$$\rho(r) = \theta(R(T) - r)\rho,$$

$$f(p) = \frac{1}{1 + e^{\frac{p^2 - \mu}{2m} - T}}, \quad (10)$$

这里的 $R(T) = \sqrt[3]{\frac{3A}{4\pi\rho}} (1 + 0.0005T^2)$ 是采用热的 Hartree-Fock 计算结果^[16], 可从(2)

式得到(见图 3).

应该指出的是, 实际是对反应后期在坐标和动量空间中的核子分布进行了模拟, 它是模型独立的. 通过对图 1 不同相区域的模拟, 采用 6 维并合模型^[21], 可确定不同相区域的所有核碎片. 在本工作中, 所采用的一组并合参数为 $r_0 = 3.0\text{fm}$ 和 $p_0 = 200\text{MeV}/c$.

3 多重碎裂及其分析

根据上面关于热力学平衡和力学不稳定线的定义, 有限核 ^{197}Au 在 $T = 6\text{MeV}$ 时, 其力学不稳定区域为 $0.01 - 0.07\text{fm}^{-3}$ 、超热液相为 $0.08 - 0.11\text{fm}^{-3}$ 、热的液相为 $0.12 - 0.15\text{fm}^{-3}$. 选择温度 $T = 6\text{MeV}$ 是因为这条线比较典型地横跨了上面几个区域. 对不同温度的情况将在后继工作中给出.

测量粒子的电荷多重性是研究原子核多重碎裂的最一般的方法, 只有关联测量才能确定这个事件是不是真正多重碎裂了. 图 4 给出了力学不稳定相、超热液相、热液相及其这三个相混合时, 所有粒子电荷的分布(a)及其对应的 IMF 与 Z_{bound} 的关联(b). 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 4(a) 可以看出, 中能重离子碰撞中在膨胀阶段可能产生 $\rho = 0.01 - 0.15\text{fm}^{-3}$ 的密度, 其 Z 分布有两个峰, 分别对应于重碎片和轻的带电粒子碎片. 力学不稳定相的 $\rho = 0.01 - 0.07\text{fm}^{-3}$, 主要产物是 IMF. 相反, 超热液体相 $\rho = 0.08 - 0.11\text{fm}^{-3}$ 和热液相 $\rho = 0.12 - 0.15\text{fm}^{-3}$, 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. 在 $\rho = 0.01 - 0.15\text{fm}^{-3}$ 、 $\rho = 0.01 - 0.07\text{fm}^{-3}$ 、 $\rho = 0.08 - 0.11\text{fm}^{-3}$ 和 $\rho = 0.12 - 0.15\text{fm}^{-3}$ 区域, 可分别得到 $\tau = 2.53 \pm 0.15$ 、 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 $\tau = 2.43 \pm 0.16$ 和实验上得到的数据很接近^[2].

正如上面提到的, 看某个事件是否发生了多重碎裂需要关联分析. 小的 Z_{bound} 对应的最终衰变体系包含有许多轻碎片(像汽化), 而大的 Z_{bound} 对应于只包含一个重碎片(像蒸发), 这时的 IMF 多重性很小, 都是常规的衰变方式. 从图 4(b) 看出, 在 $\rho = 0.01 - 0.15\text{fm}^{-3}$ 的混合区域, 在 $Z_{\text{bound}} = 22 - 65$ 范围内, $M_{\text{IMF}} \geq 2$. 并且当 $Z_{\text{bound}} = 40$ 和 56 时, M_{IMF} 可以达到 9. 如果把力学不稳定相 $\rho = 0.01 - 0.07\text{fm}^{-3}$ 、超热液相 $\rho = 0.08 - 0.11\text{fm}^{-3}$ 和热液相 $\rho = 0.12 - 0.15\text{fm}^{-3}$ 同混合区域比较可以看出, 在 $Z_{\text{bound}} = 22 - 65$ 范围内, 力学不稳定相和混合区域的 M_{IMF} 曲线的行为完全一样, 超热液体相

和热液体相对 $M_{\text{IMF}} \geq 2$ 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, 即多重碎裂仅仅是因为力学不稳定性引起的.

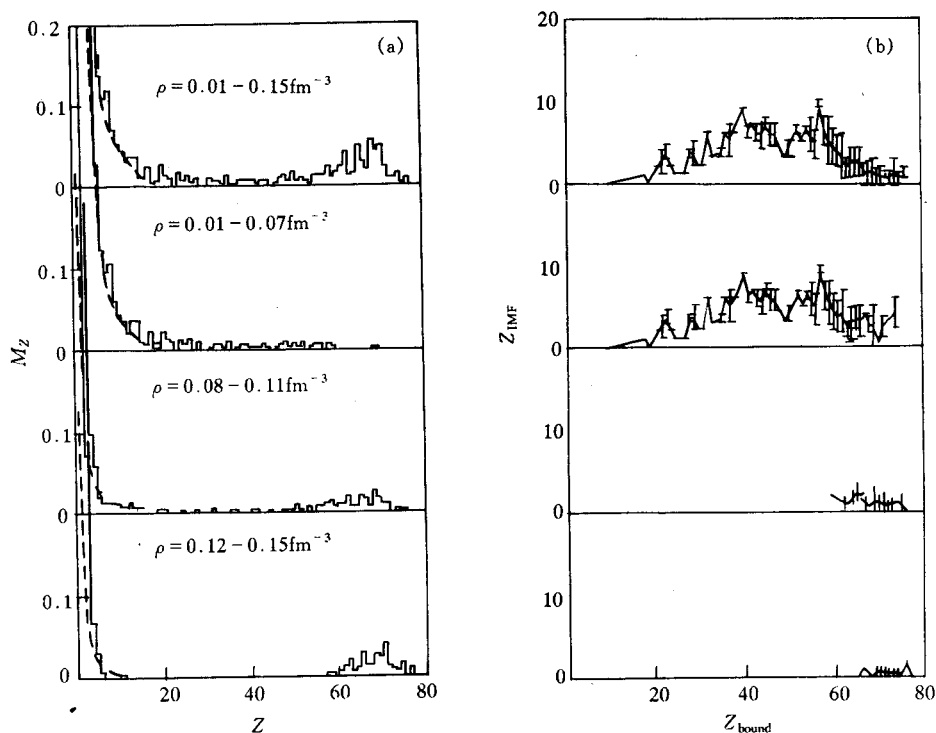


图4 有限核 ^{197}Au 在温度 $T=6\text{MeV}$ 时, 力学不稳定相、超热液相、热液相及其这三个相混合时, 出射的所有粒子的电荷分布(a)及其对应的IMF和 Z_{bound} 的关联(b)

4 小 结

本工作发展了一个描述多重碎裂的静态模型, 在温度、密度和动量相关的平均场下, 得到了有限核 ^{197}Au 的状态方程的5个不同的相, 即液相、汽相、超热液相、超冷汽相和力学不稳定相. 在典型的温度 $T=6\text{MeV}$ 时, 此等温线能够横穿力学不稳定相、超热液相和热液相. 在坐标和动量空间对这些相进行了模拟, 并采用并合模型对形成的核碎片进行了分类. 关联分析研究表明, 多重碎裂只来自于力学不稳定相.

近年来, 人们对多重碎裂所包含的自然界根本规律进行了许多探索, 本文所得出的中能区重离子碰撞时多重碎裂机制是由于在反应后期系统动力学轨道进入状态方程的力学不稳定区引起的. 这一结论是否也反映了自然界的一些基本规律, 如临界现象、间歇类型等, 将在后继工作中做些讨论.

参 考 文 献

- [1] D. R. Bowman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991) 1527.
- [2] C. A. Ogilvie *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991) 1214.

- [3] G. Bizard *et al.*, *Phys. Lett.*, **B302** (1993) 162.
- [4] M. Ploszajczak, A. Tucholski, *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990) 1539.
- [5] X. Campi, *Phys. Lett.*, **B208** (1988) 351.
- [6] D. H. E. Gross, Sa-Ben Hao, *Nucl. Phys.*, **A437** (1985) 643.
- [7] J. Aichelin, *Phys. Rep.*, **202** (1991) 233.
- [8] G. F. Bertsch, S. Das Gupta, *Phys. Rep.*, **160** (1988) 189.
- [9] F. S. Zhang, E. Suraud, *Phys. Lett.*, **B319** (1993) 35.
- [10] F. S. Zhang, E. Suraud, *Phys. Rev.*, **C51** (1995) 2301.
- [11] L. X. Ge, Y. Z. Zhuo, W. Norenberg, *Nucl. Phys.*, **A459** (1986) 77.
- [12] P. Ring, P. Schuck, *The Nuclear Many Body Problem*, (Springer-Verlag, 1980) Berlin.
- [13] 张丰收, 葛凌霄, *高能物理与核物理*, **16** (1992) 666.
- [14] W. D. Myers, W. J. Swiatecki, *Ann. of Phys.*, **55** (1969) 355.
- [15] G. F. Bertsch, P. J. Siemens, *Phys. Lett.*, **B126** (1983) 9.
- [16] G. Sauer, H. Chandra, U. Mosel, *Nucl. Phys.*, **A264** (1976) 221.
- [17] J. Randrup, E. L. Medeiros, *Nucl. Phys.*, **A529** (1991) 115.
- [18] E. Suraud, *Nucl. Phys.*, **A462** (1987) 109.
- [19] C. Ngo, H. Ngo, S. Leray *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A499** (1989) 148.
- [20] S. Shlomo, J. B. Natowitz, *Phys. Rev.*, **C44** (1991) 2878.
- [21] H. Kruse, B. Jacak, J. Molitoris *et al.*, *Phys. Rev.*, **C31** (1985) 1770.

Static Theory for Nuclear Multifragmentation I. Phase Transition and Multifragmentation

Zhang Fengshou Ge Lingxiao

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

Received 12 March 1996

Abstract

With a density-, temperature-, and momentum-dependent mean field, five different phases of nuclear equation of state: the gas, liquid, super heated liquid, super cooled gas and mechanical instability of spinodal phase for ^{197}Au are described. After performing a simulation in real space and in momentum space for these different phases at finite temperature $T=6\text{MeV}$, all kinds of nuclear clusters are sorted by using the coalescence model. Correlation analysis of the nuclear clusters demonstrates that multifragmentation pattern only comes from the mechanical instability of spinodal phase.

Key words equation of state, mechanical instability of spinodal phase, multifragmentation.