

非对称核物质的化学不稳定性与力学不稳定性^{*}

李文飞¹⁾²⁾ 张丰收¹⁾²⁾³⁾

¹⁾ 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 兰州 730000)

²⁾ 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

³⁾ 中国高等科学技术中心, 北京 100080)

(2001 年 2 月 5 日收到, 2001 年 5 月 14 日收到修改稿)

基于扩展的 Skyrme 有效相互作用, 在 Hartree-Fock 近似下对非对称核物质的化学不稳定性与力学不稳定性进行了研究, 并与简单的三参数势, 即所谓的软势与硬势的计算结果进行了比较. 结果发现两种模型给出的非对称核物质化学不稳定性与力学不稳定性之间的关系是完全不同的. 通过研究化学不稳定性在临界温度附近的行为发现, 对软势与硬势, 化学不稳定性可能出现在温度高于临界温度的气化(全爆炸)机制中. 而对于 SKM 势参数, 化学不稳定性不会出现在温度高于临界温度的气化(全爆炸)机制中. 这种差别也反映在压强-密度平面上力学不稳定区与化学不稳定区的位置关系上. 进一步的计算表明, 这种差别是由于两种模型给出的单粒子势的密度依赖形式的不同而导致的, 这必将体现在重离子碰撞的现象中, 从而可以作为提取核物质状态方程密度依赖形式的探针.

关键词: 非对称核物质状态方程, 化学不稳定性, 力学不稳定性

PACC: 2570, 2587

1 引 言

随着中能重离子加速器的兴建, 核物理界开辟了一个新的研究领域, 即中能重离子碰撞. 在中能重离子碰撞中, 出现了一种新的原子核退激发机制-多重碎裂^[1]. 进一步研究发现, 这种多重碎裂的反应机制主要是由力学不稳定性所导致的^[2-4]. 最近几年, 世界上又建成了几条次级束流线, 如 RIKEN 的 RIPS^[5], GSI 的 FRS^[6], GANIL 的 LISE、SISSI 和 SPIRAL^[7], MSU 的 A1200^[8]及 HIRFL 的 RIBL^[9], 由其提供的丰中子核所引起的反应可以产生高同位旋非对称核物质. 这样使人们有可能研究由于同位旋不对称所导致的不稳定性, 这称之为化学不稳定性. 这种化学不稳定性是否会影响到中能重离子碰撞中所发生的现象呢? 这是需要人们研究的一个问题. 实验上, MSU 实验组通过研究在入射能量 $E = 40$ MeV/u 时 $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 和 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 反应, 发现丰中子系统 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 产生的平均中等质量碎片多重性 N_{IMF} 系统地大于系统 $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 产生的平均中等质量碎片多重性 N_{IMF} , 从而表现出明显的同位旋

效应^[10]. 最近, 该实验组又研究了不同入射能量下的反应 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 和 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$, 发现当 $E = 75-105$ MeV/u 时多重碎裂的同位旋效应已经消失^[11]. 人们猜想这种同位旋效应产生与消失的机理可能与化学不稳定性直接相关. 所以有必要对化学不稳定性进行仔细研究. 事实上, Muller 和 Serot 曾利用相对论平均场(RMF)理论对此做过研究^[12]. 他们发现非对称核物质可以存在显著的化学不稳定性, 并且在压强-密度平面内, 化学不稳定区总是存在于力学不稳定区以外. 最近, Li 和 Ko 利用简化的三参数势(STPP), 即所谓的软势与硬势, 进一步研究了这一问题, 得到了相似的结论, 并指出随着温度的升高, 化学不稳定区逐渐消失^[13]. Baran 等人也对化学不稳定性进行了研究, 并提出了可能导致的实验现象^[14].

本文利用 Extended Skyrme Hartree-Fock (ESHF) 理论, 对非对称核物质的化学不稳定性与力学不稳定性做了研究, 并与 STPP 的计算结果作了比较. ESHF 的优点在于它是动量相关的, 并且其对称能部分是由 Skyrme 力自洽计算得到的. 而对于 STPP, 其对称能部分是人为加上的. 计算结果表明, 非对称核物

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 19875068, 19847002), 国家重点基础研究发展规划(批准号: G2000077407)和中国科学院基金资助的课题.

质可以发生强烈的化学不稳定性,并且这种化学不稳定性只能发生在力学不稳定区,这一点是和 STPP 的结果截然不同的.同时,这两种模型给出的化学不稳定性在临界点附近的行为以及化学不稳定区与力学不稳定区在压强-密度平面的位置关系也是完全不同的.所有这些差别都是由单粒子势的密度依赖形式的不同而导致的.

2 理论模型

在扩展的 Skyrme 有效相互作用下^[15],对核物质的波函数采用平面波近似,应用 Hartree-Fock 理论^[16],可以得到温度、密度、同位旋以及动量相关的单粒子势^[17]

$$U_{\tau_a}(\rho, T, \alpha) = a_{\tau_a}^1 \rho + a_{\tau_a}^2 \rho^{(\gamma+1)} + a_{\tau_a}^3 \rho^{5/3} + a_{\tau_a}^4 \rho^{\gamma+5/3}, \quad (1)$$

式中下标 $\tau_a = n(p)$, $-\tau_a = p(n)$, 对 neutron (质子) 取上(下)面符号. 系数 $a_{\tau_a}^1, a_{\tau_a}^2, a_{\tau_a}^3, a_{\tau_a}^4$ 是温度、同位旋以及动量相关的,其具体形式见文献[17]. γ 为 Skyrme 势参数, $\delta = (\rho_{\tau_a} - \rho_{-\tau_a})/\rho$ 为相对中子过剩.

对于密度为 ρ , 温度为 T 相对中子过剩为 δ 的无穷大非对称核物质,单核子能由下式给出:

$$\begin{aligned} \epsilon(\rho, T, \delta) = & \frac{1}{2} T \left[\frac{C_{3/2}(\mu_{\tau_a})}{C_{1/2}(\mu_{\tau_a})} \{1 + \delta\}^{5/3} \right. \\ & \left. + \frac{C_{3/2}(\mu_{-\tau_a})}{C_{1/2}(\mu_{-\tau_a})} \{1 - \delta\}^{5/3} \right] \\ & + \frac{1}{4} [a_{\tau_a}^1 (1 + \delta) + a_{-\tau_a}^1 (1 - \delta)] \rho \\ & + \frac{1}{4} [a_{\tau_a}^2 (1 + \delta) + a_{-\tau_a}^2 (1 - \delta)] \rho^{\gamma+1} \\ & + \frac{1}{4} [a_{\tau_a}^3 (1 + \delta) + a_{-\tau_a}^3 (1 - \delta)] \rho^{5/3} \\ & + \frac{1}{4} [a_{\tau_a}^4 (1 + \delta) + a_{-\tau_a}^4 (1 - \delta)] \rho^{\gamma+5/3}. \end{aligned} \quad (2)$$

(2) 式同时给出了温度、密度、同位旋以及动量相关的核物质状态方程. 核物质的压强 P 可通过下式得到:

$$P(\rho, T, \delta) = \rho^2 \left. \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right|_{T, N = \text{constant}}. \quad (3)$$

对具有密度 ρ 、温度 T 和中子过剩度为 δ 的非对称核物质,其稳定的充要条件可以表示为下列不等式:

$$\left. \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right|_{\rho, \delta} \geq 0, \quad (4)$$

$$\left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_{T, \delta} \geq 0, \quad (5)$$

$$\left. \frac{\partial \mu_n}{\partial \delta} \right|_{T, \rho} \geq 0, \quad (6)$$

其中 ϵ, P 和 μ_n 分别表示每核子能量、压强和中子的化学势. (4) 式保证了核物质的热力学稳定, (5) 式排除了由于密度涨落而导致的力学不稳定, (6) 式排除了由于中子的增加而导致的化学不稳定性. 如果在碰撞过程中 (5) 式被破坏, 则反应系统将进入力学不稳定性区, 而如果 (6) 式被破坏, 则反应系统将进入化学不稳定性区^[18].

中子的化学势可近似地写为^[13, 18-21]

$$\mu_n = \mu_n^{\text{FG}} + U_n, \quad (7)$$

其中 U_n 是中子的单粒子势, μ_n^{FG} 是费米气体的化学势. 在温度较高 ($T > 4$ MeV) 时, μ_n^{FG} 可以解析地表示为

$$\mu_n^{\text{FG}} = T \left[\ln \left(\frac{\lambda^3 \rho_n}{2} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n+1}{n} b_n \left(\frac{\lambda^3 \rho_n}{2} \right)^n \right], \quad (8)$$

式中 b_n 为维力展开系数^[18-21], $\lambda = \hbar \sqrt{2\pi/(mT)}$ 为核子的热波长, 在温度较低时 (8) 式可以写为

$$\begin{aligned} \mu_n^{\text{FG}} = & \frac{\hbar^2}{2m_n} \left[\frac{3\pi^2}{2} (1 + \delta) \rho \right]^{2/3} \\ & \cdot \left[1 + \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{T^2}{\frac{\hbar^2}{2m_n} \left(\frac{3\pi^2}{2} (1 + \delta) \rho \right)^{2/3}} \right)^2 \right]^{2/3}. \end{aligned} \quad (9)$$

这样可由下式计算化学不稳定性发生的条件:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \mu_n}{\partial \delta} \right|_{T, \rho} = & \left. \frac{\partial \mu_n}{\partial \delta} \right|_{T, \rho} - \left. \frac{\partial \mu_n}{\partial \rho} \right|_{T, \delta} \\ & \cdot \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)^{-1} \Big|_{T, \delta} \cdot \left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_{T, \rho}, \end{aligned} \quad (10)$$

在本文计算中使用了 SKM 势参数, 它给出核物质在饱和密度 $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ 时的不可压缩系数为 216 MeV.

3 结果与讨论

图 1 分别在 $\delta = 0, 0.2, 0.4$ 和 0.6 以及 $T = 0, 5, 10$ 和 12 MeV 时给出了 $(\partial P / \partial \rho)|_{T, \delta}$ (图 1 下半平面) 以及 $(\partial \mu_n / \partial \delta)|_{T, \rho}$ (图 1 上半平面) 随密度的变化. 可以发现, 对称核物质不会发生化学不稳定性, 但可以出现力学不稳定性. 随着核物质变得更丰中子, 化学不稳定性出现. 图中一个非常明显的现象是

在温度较高时(对 $\delta = 0.4, T = 12 \text{ MeV}$;对 $\delta = 0.6, T = 10$ 和 12 MeV),化学不稳定性消失了.这对解释中能重离子碰撞中同位旋效应在入射能量较高时消失的现象是很有意义的.如果认为中能重离子碰撞中的同位旋效应是由于化学不稳定性导致的,则高温时化学不稳定性的消失将会自然地导致入射能量较高时同位旋效应的消失.图中的另一个结论是随着温度以及相对中子过剩的增加,力学不稳定性发生的范围变得越来越窄(图 1 的下半平面).基于 STPP 也可以得到类似的结论.图 2 给出了在 $T = 10 \text{ MeV}, \delta = 0.0, 0.2, 0.4$ 和 0.6 时,采用 ESHF(SKM 参数)和 STPP(包括软势与硬势)计算得到的 $(\partial P/\partial \rho)|_{T,\delta}$ 以及 $(\partial \mu_n/\partial \delta)|_{T,\rho}$ 随密度的变化.可以看到 ESHF 与 STPP 给出的化学不稳定性与力学不稳定性的温度、同位旋依赖性是一致的,所不同的是化学不稳定性与力学不稳定性的关系.对于 ESHF,化学不稳定性只能发生在力学不稳定区内(如对 $\delta = 0.4, T = 10 \text{ MeV}$,力学不稳定区为 $0.031 \text{ fm}^{-3} < \rho < 0.058 \text{ fm}^{-3}$,化学不稳定性也在这一范围之内),即化学不稳定性与力学不稳定性是可以共存的.而对 STPP,化学不稳定性总是发生在力学稳定区(如对软势, $\delta = 0.4,$

$T = 10 \text{ MeV}$,力学不稳定区为 $0.03 \text{ fm}^{-3} < \rho < 0.068 \text{ fm}^{-3}$,化学不稳定区为 $0.068 \text{ fm}^{-3} < \rho < 0.082 \text{ fm}^{-3}$).

为了研究导致这种差别的原因,图 3 给出在不同的模型下,在 $T = 10 \text{ MeV}, \delta = 0.4$ 时(10)式右边各项的贡献,即 $(\partial \mu_n/\partial \rho)|_{T,\delta}, (\partial P/\partial \delta)|_{T,\rho}$ 和 $(\partial \mu_n/\partial \delta)|_{T,\rho}$ 和 $(\partial P/\partial \rho)|_{T,\delta}$ 随密度的变化.从图中可以看出,对这几种模型 $(\partial \mu_n/\partial \delta)|_{T,\rho}$ 和 $(\partial P/\partial \delta)|_{T,\rho}$ 都是大于 0 的(图 3(a)(c)).因此,若 $(\partial \mu_n/\partial \rho)|_{T,\delta} \cdot (\partial P/\partial \rho)|_{T,\delta}$ (图 3(b)(d))大于 0,由(10)式,非对称核物质可能进入化学不稳定区.对 ESHF $(\partial \mu_n/\partial \rho)|_{T,\delta}$ (图 3(b))在我们研究的大部分密度范围内是小于 0 的,特别是在 $(\partial P/\partial \rho)|_{T,\delta}$ 等于 0 附近,这一项总是小于 0.所以化学不稳定性只能发生在 $(\partial P/\partial \rho)|_{T,\delta}$ 小于 0 的密度范围内,即力学不稳定区内.而对 STPP,与 ESHF 结果完全不同.在软势下 $(\partial \mu_n/\partial \rho)|_{T,\delta}$ 总是正的;在硬势下 $(\partial \mu_n/\partial \rho)|_{T,\delta}$ 只在 $0.022 \text{ fm}^{-3} < \rho < 0.071 \text{ fm}^{-3}$ 范围内为负的(图 3(b)中实线).所以对于 STPP,化学不稳定性发生在力学稳定区内.注意到几种状态方程的动能部分是一样的(图 3(b)上半部分),所以 $(\partial \mu_n/\partial \rho)|_{T,\delta}$ 的不

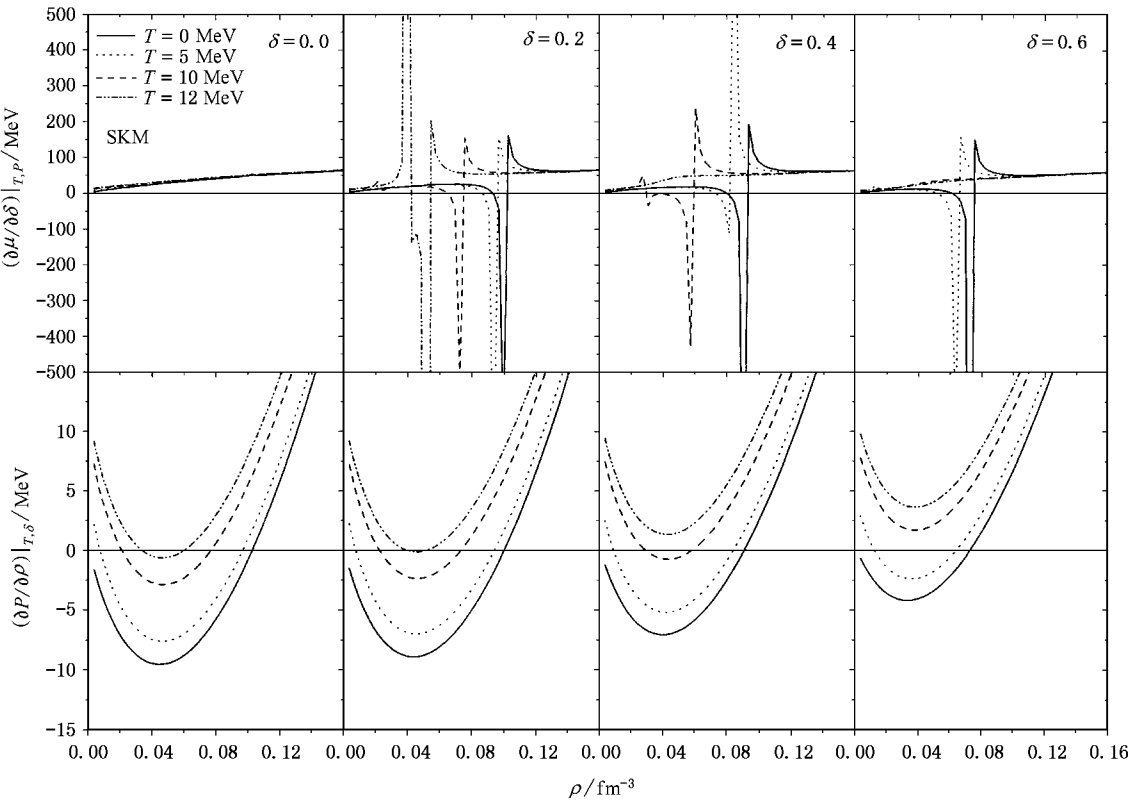


图 1 基于 ESHF 在 SKM 参数下对 $\delta = 0, 0.2, 0.4$ 和 0.6 以及 $T = 0, 5, 10$ 和 12 MeV 时给出的 $(\partial P/\partial \rho)|_{T,\delta}$ 以及 $(\partial \mu_n/\partial \delta)|_{T,\rho}$ 随密度的变化

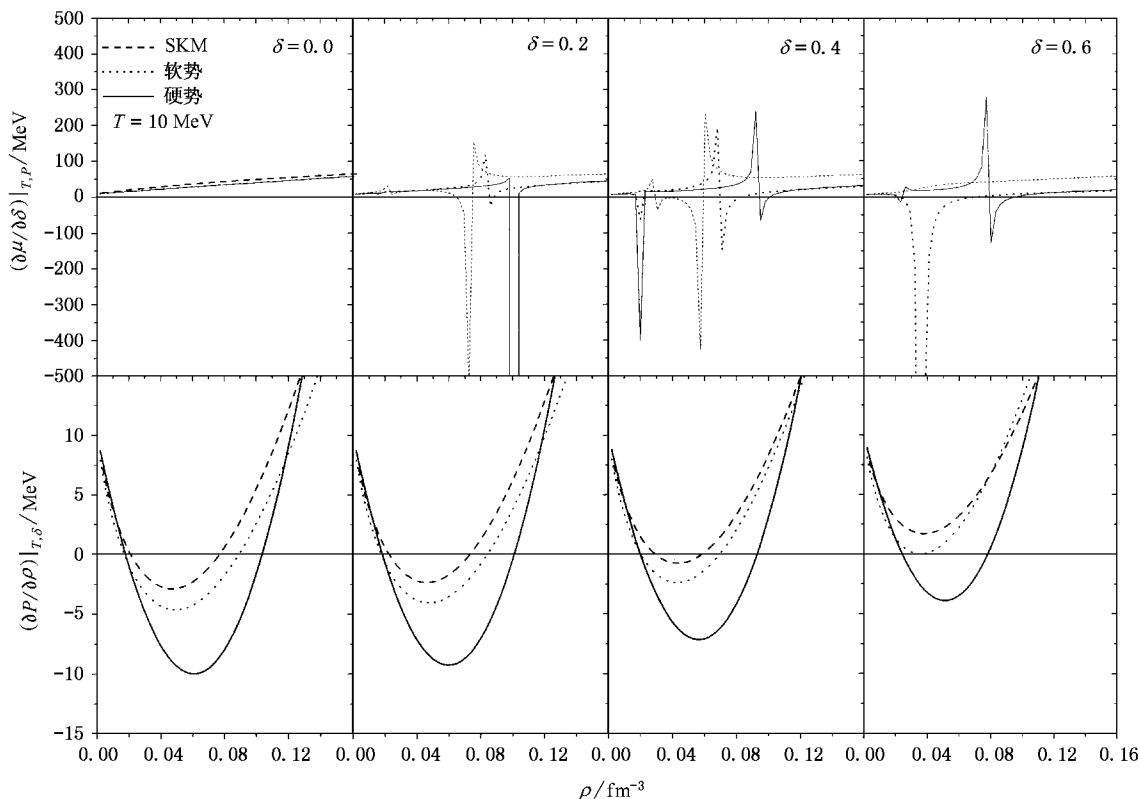


图2 与图1同,但在 $T = 10$ MeV 及 $\delta = 0.0, 0.2, 0.4$ 和 0.6 时基于 ESHF 在 SKM 参数下和基于 STPP 对软势与硬势的结果

同完全是由于单粒子势的密度依赖形式的不同导致的.从而,不同模型之所以给出不同的化学不稳定性与力学不稳定性的关系完全是由于这几种模型给出的单粒子势的密度依赖形式的不同而导致的.

在重离子碰撞中,核物质首先被压缩,然后在密度达到最大后开始膨胀.因为力学不稳定性与化学不稳定性只发生在正常核密度以下,所以化学不稳定性一定发生在体系膨胀的过程中.在图2中,我们选取密度减小的方向为反应方向.这样,图2告诉我们对 ESHF 非对称核物质的力学不稳定性与化学不稳定性是同时发生的(如对 $\delta = 0.4$, $\rho = 0.058 \text{ fm}^{-3}$ 时同时发生).而对于 STPP,不论在软势与硬势下总是先发生化学不稳定性(如在 $\delta = 0.4$ 下,对软势 $\rho = 0.0824 \text{ fm}^{-3}$ 时发生化学不稳定性, $\rho = 0.068 \text{ fm}^{-3}$ 时发生力学不稳定性,对硬势 $\rho = 0.099 \text{ fm}^{-3}$ 时发生化学不稳定性, $\rho = 0.092 \text{ fm}^{-3}$ 时发生力学不稳定性).这一差别必将在重离子碰撞的产物中体现出来.所以,在实验上通过分析重离子碰撞的产物来提取核物质状态方程的密度依赖形式是完全可行的.事实上,人们对偏离饱和点的核物质状态方程,特别是对称能项的知识还很缺乏.通过实验提取核物质

状态方程的密度依赖形式可以帮助人们将正常密度处的状态方程外推到高密或低密区.尤其是高密核物质状态方程对解释中子星的结构与演化以及超新星爆发是很有意义的.

图4给出了 $T = 0.5, 10$ 和 15 MeV , $\delta = 0, 0.2, 0.4$ 及 0.6 时压强-密度等温线.其中虚线以下为力学不稳定区,虚线与点线之间为化学不稳定区.从图中可以看到,化学不稳定区存在明显的同位旋效应.对于对称核物质($\delta = 0$),不存在化学不稳定区,随核物质变得越丰中子,这一区域出现并逐渐变宽,但高温处的化学不稳定性逐渐消失.图中的另一个特点是化学不稳定区总是位于力学不稳定区内部,这是与 STPP 以及 RMF 的计算结果所不同的^[13,18].正如上文所述,这是由于这几种模型给出的单粒子势的密度依赖形式不同而导致的.

在临界点附近,化学不稳定性将会表现出特殊的行为.在临界点处,由于 $(\partial P / \partial \rho)^{-1}|_{T,\delta}$ 是发散的,很小的压强涨落将会导致显著的密度涨落.所以这一点对研究中能重离子碰撞,特别是研究原子核的多重碎裂是十分有意义的^[21].因此有必要对临界点附近的化学不稳定性进行仔细研究.图5给出了 $\delta = 0.4$

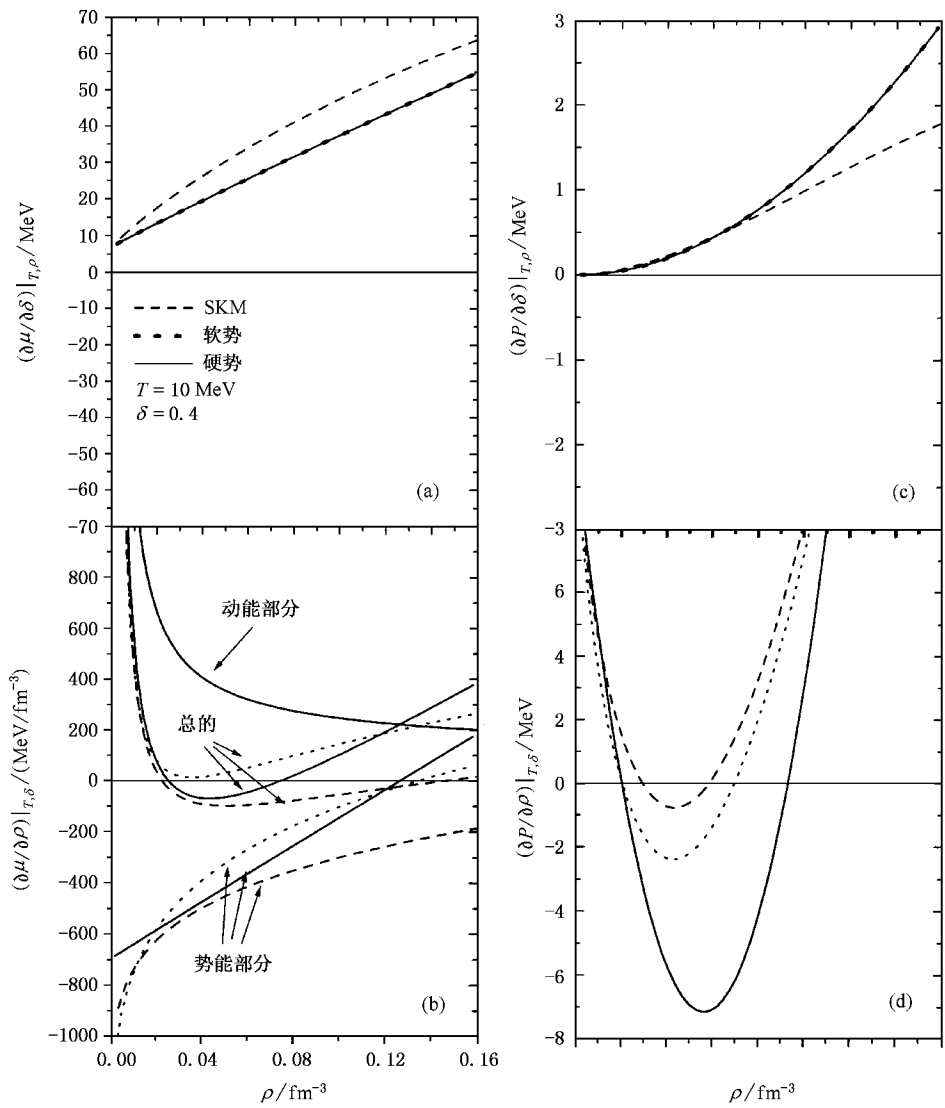


图 3 在 $T = 10 \text{ MeV}$ 及 $\delta = 0.4$ 时不同的模型给出的 $(\partial\mu_n/\partial\rho)|_{T,\delta}$ 、 $(\partial P/\partial\delta)|_{T,\rho}$ 、 $(\partial\mu_n/\partial\delta)|_{T,\rho}$ 和 $(\partial P/\partial\rho)|_{T,\delta}$ 随密度的变化



时临界温度附近的 $(\partial P/\partial\rho)|_{T,\delta}$ 以及 $(\partial\mu_n/\partial\delta)|_{T,\rho}$ 作为密度的函数. 可以发现, 对于 STPP, 不管在软势还是硬势下, 当温度大于临界温度时, 化学不稳定性仍然可以在较大的密度范围内存在, 而这时力学不稳定性已经消失了. 温度大于临界温度对应于反应体系的气化 (全爆炸). 所以, 对于简化的三参数势, 化学不稳定性可以发生在全爆炸反应机制中. 相反地, 对于 ESHF, 当温度大于临界温度时, 体系总是化学稳定的, 这说明全爆炸的反应机制中是不会发生化学不稳定性.

4 总 结

利用温度、密度、同位旋以及动量相关的核物质

状态方程对非对称核物质的化学不稳定性与力学不稳定性作了研究, 并与 STPP 计算结果做了比较. 结果表明, 非对称核物质可以发生显著的化学不稳定性, 并且这种化学不稳定性强烈地依赖于温度与同位旋. 在较高的温度或相对中子过剩下, 化学不稳定性将会消失. 通过与 STPP 的计算结果进行比较发现, 不同的单粒子势的密度相关形式给出的化学不稳定性与力学不稳定性的关系是截然不同的. 对于 ESHF, 化学不稳定性只能发生在力学不稳定区内. 而对于 STPP, 化学不稳定性总是发生在力学不稳定区以外. 这一差别的直接后果是, 在重离子碰撞中对 ESHF, 体系若能够发生化学不稳定性, 则它是和力学不稳定性同时发生的. 而对于 STPP, 体系若能够

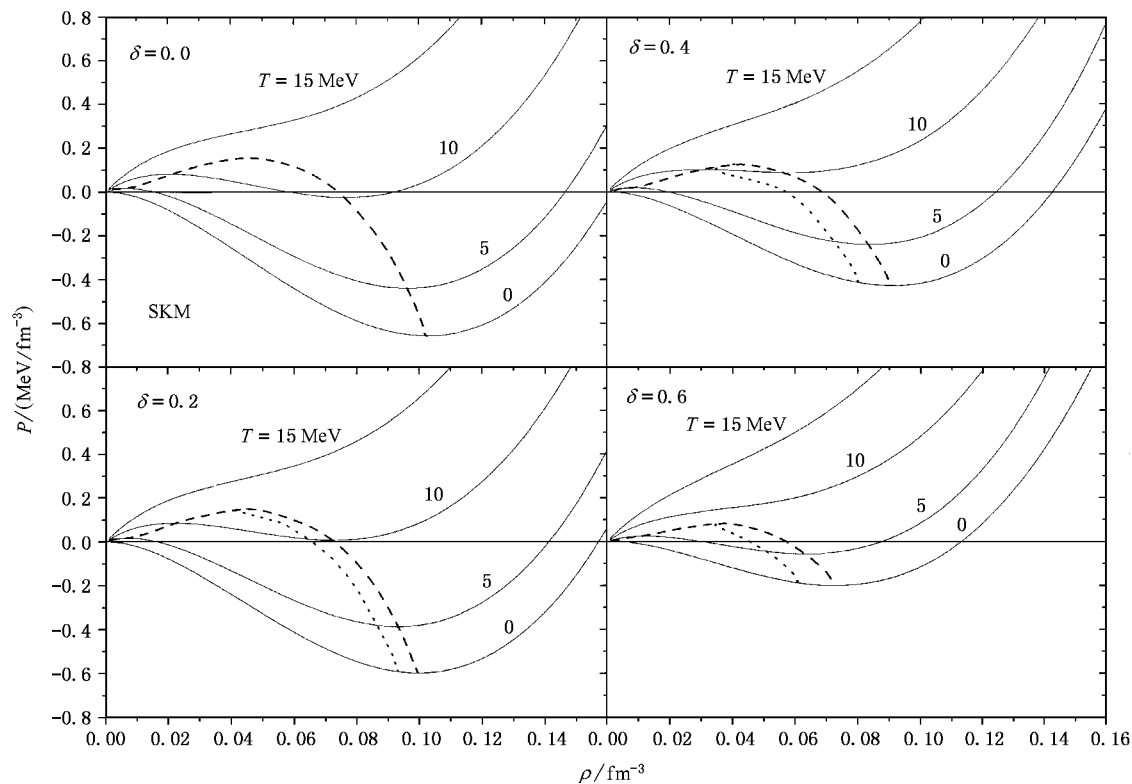


图 4 基于 ESHF 在 SKM 势参数下, $T=0, 5, 10$ 和 15 MeV , $\delta=0, 0.2, 0.4$ 及 0.6 时压强-密度等温线及力学与化学不稳定线

发生化学不稳定性,则它总是先于力学不稳定性的.同时还发现,对于 ESHF,化学不稳定线总是位于力学不稳定线的外侧,而对于 STPP,情况正好相反.通过研究化学不稳定性在临界点附近的行为发现,对 ESHF,化学不稳定性是不能发生在全爆炸的反应机

制中,而对于 STPP,化学不稳定性可以发生在全爆炸的反应机制中.所有这些差别都是由于两种模型给出的单粒子势的密度依赖形式的不同而导致的.这些差别使得人们有可能通过中能重离子碰撞来提取核物质状态方程的密度依赖形式.

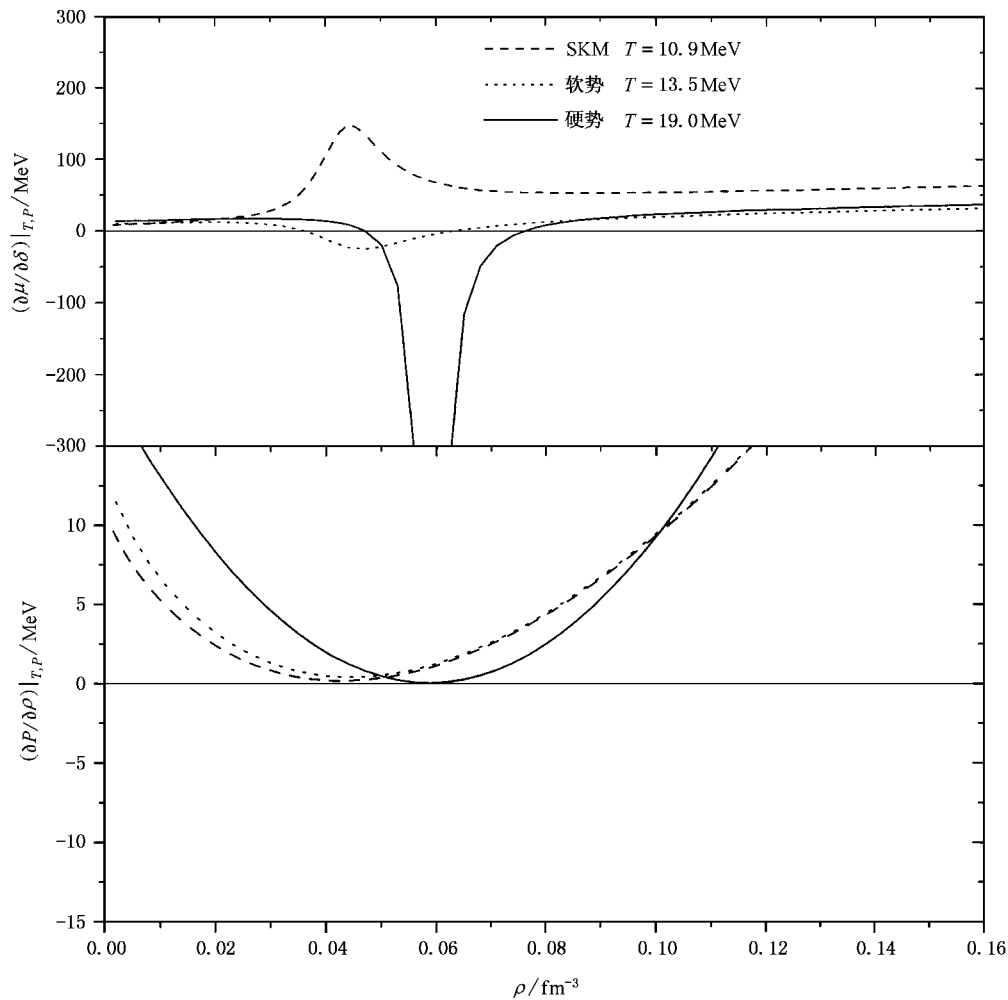


图 5 $\delta = 0.4$ 时不同模型给出的临界温度附近处 $(\partial P/\partial \rho)|_{T,\delta}$ 以及 $(\partial \mu_n/\partial \delta)|_{T,P}$ 随密度的变化

[1] F. S. Zhang , L. X. Ge , Nuclear Multifragmentation (Science Press , Beijing , 1998 [in Chinese] 张丰收、葛凌霄 , 原子核多重碎裂 科学出版社 北京 , 1998)].

[2] D. Hann , H. Stocker , *Nucl. Phys.* , **A495** (1998) , 303 .

[3] L. G. Moretto , G. J. Wozniack , *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* , **43** (1993) , 123 .

[4] F. S. Zhang , E. Suraud , *Phys. Lett.* , **B319** (1993) , 35 .

[5] T. Kubo *et al.* , *Nucl. Phys. Instrum. Methods In Phys. Res.* , **B70** (1992) , 309 .

[6] H. Geissel *et al.* , *Nucl. Phys. Instrum. Methods In Phys. Res.* , **B70** (1992) , 286 .

[7] A. C. Mueller , R. Anne , *Nucl. Phys. Instrum. Methods In Phys. Res.* , **B56/57** (1991) , 559 .

[8] B. Sherrill *et al.* , *Nucl. Phys. Instrum. Methods In Phys. Res.* , **B56/57** (1992) , 1106 .

[9] W. L. Zhan *et al.* , *Science in China* , **54** (4) (1998) , 21 .

[10] G. J. Kunde , S. J. Gaff , C. K. Gelbke , *Phys. Rev. Lett.* , **77** (14) (1996) , 2897 .

[11] M. L. Miller , O. Bjawki , D. J. Magestro , *Phys. Rev. Lett.* , **82** (7) , (1999) , 1399 .

[12] H. Muller , B. D. Serot , *Phys. Rev.* , **C52** (1995) , 2072 .

[13] B. A. Li , C. M. Ko , *Nucl. Phys.* , **A618** (1997) , 498 .

[14] V. Baran , M. Colonna , M. Di toro , Talk at Bologna 2000 - Structure of the Nucleus at the Dawn of the Century , May 29 - Jun 3 , Bologna , Italy , 2000 , nucl-th/0009080 .

[15] L. X. GE , Y. Z. Zhuo , W. Norenberg , *Nucl. Phys.* , **A459** (1986) , 77 .

[16] P. Ring , P. Schuck , The nuclear many body problem (Springer-Verlag , Berlin , 1980) .

[17] F. S. Zhang , *Z. Phys.* , **A356** (1996) , 131 .

[18] B. A. LI , C. M. Ko , W. Bauer , *J. Int. Mod. Phys.* , **7** (2) , (1998) , 147 .

[19] M. Brack , C. Guet , H. B. Hakansson , *Phys. Rep.* , **123** (1985) , 275 .

[20] H. R. Jaqman , A. Z. Mekjian , L. Zmick , *Phys. Rev.* , **C27** (1983) , 2782 ; *Phys. Rev.* , **C29** (1984) , 2067 .

[21] H. R. Jaqman , *Phys. Rev.* , **C39** (1988) , 169 ; *Phys. Rev.* , **C40** (1989) , 1677 .

[22] Y. G. Ma *et al.* , *Acta Physics Sinica* , **47** (4) (2000) , 1839 [in Chinese] 马余刚等 *物理学报* **47** (4) (2000) , 1839] .

CHEMICAL INSTABILITY AND MECHANICAL INSTABILITY IN

ASYMMETRIC NUCLEAR MATTER^{*}

LI WEN-FEI^{1 2)} ZHANG FENG-SHOU^{1 2 3)}

¹⁾(Center of Theoretical Nuclear Physics , National Laboratory of Heavy Ion Accelerator , Lanzhou 730000 , China)

²⁾(Institute of Modern Physics , Chinese Academy of Sciences , Lanzhou 730000 , China)

³⁾(CCAST (World Laboratory) , Beijing 100080 , China)

(Received 5 February 2001 ; revised manuscript received 14 May 2001)

ABSTRACT

Using a temperature , density , isospin and momentum dependent equation of state of nuclear matter obtained within the framework of Extended Skryme Hartree-Fock theory , we study the chemical and mechanical instabilities of nuclear matter at different temperatures , density and relative neutron excess , and compare them with the results of the simplified three-parameter potentials , namely soft and hard potentials in which the symmetry energy part is added by hand . It is found that the asymmetric nuclear matter has remarkable chemical instability in the mechanically stable region . The relationship between the mechanical and chemical instabilities is different from the result of soft and hard potentials , which is shown to result from the difference of the density dependence form of single particle potentials . We also provide the chemical and mechanical spinodal regions in pressure-density plane , and their isospin dependence is discussed . In particular , the behaviours of chemical instability around the critical temperature and the possible consequences in heavy-ion collisions at intermediate energy are investigated .

Keywords : equation of state of asymmetry nuclear matter , chemical instability , mechanical instability

PACC : 2570 , 2587

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 19875068 , 19847002) , by the Major State Basic Research Development Program (Grant No. G2000077407) and by the Science Foundation of the Chinese Academy of Sciences .