

重离子碰撞中的激发能问题

张丰收 葛凌霄

(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

摘 要

在 Hartree-Fock 近似下, 对无穷大核物质和有限核 Pb^{208} 得到了不同密度下激发能与温度的关系, 并做了讨论.

现代加速器技术能够产生偏离正常状态的原子核 ($\rho \geq \rho_0, T > 0$. 其中 ρ 为密度, ρ_0 为基态时的密度, T 为温度). 实验上已经证明, 中能区重离子碰撞会形成高温、高压压缩的高激发态原子核^[1]. 研究非正常状态下原子核激发能与温度的关系, 对进一步认识重离子碰撞中形成的热核, 具有重要的意义. 这方面的研究目前在国际上已引起很大的兴趣^[2].

复合核模型作为一种成功的理论使我们对受激发的原子核有了一些认识. 它可以给出反映激发能与温度关系的单核子能级密度参数 $a = \frac{1}{8} - \frac{1}{12} \text{ MeV}^{-1}$, 但非正常密度下原子核激发能与温度的关系我们知道甚少, 需要通过模型去探索.

在扩展的 Skyrme 相互作用下^[3], 对核物质的波函数采用平面波近似, 应用 Hartree-Fock 理论, 得到温度、密度相关的平均场^[4]:

$$U_{\tau\alpha}(\rho, T) = a_{\tau\alpha}^1 \rho + a_{\tau\alpha}^2 \rho^{7+1} + a_{\tau\alpha}^3 \rho^{\frac{5}{3}} + a_{\tau\alpha}^4 \rho^{7+\frac{5}{3}}, \quad (1)$$

$$a_{\tau\alpha}^1 = \frac{1}{4} t_0 [3 \mp (2x_0 + 1)\alpha],$$

$$a_{\tau\alpha}^2 = \frac{1}{24} t_3 [3 \mp (2x_3 + 1)\alpha],$$

$$a_{\tau\alpha}^3 = \frac{1}{16\pi^2} [t_1(1 - x_1) + 3t_2(1 + x_2)](1 \pm \alpha)^{\frac{5}{3}} \left(\frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda}\right)^5 C_{\frac{3}{2}}(\mu_{\tau\alpha}) \\ + \frac{1}{8\pi^2} \left[t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) + t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \right] (1 \mp \alpha)^{\frac{5}{3}} \left(\frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda}\right)^5 C_{\frac{3}{2}}(\mu_{-\tau\alpha}),$$

$$a_{\tau\alpha}^4 = \frac{1}{16\pi^2} [t_4(1 - x_4) + 3t_5(1 + x_5)](1 \pm \alpha)^{\frac{5}{3}} \left(\frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda}\right)^5 C_{\frac{3}{2}}(\mu_{\tau\alpha}) \\ + \frac{1}{8\pi^2} \left[t_4 \left(1 + \frac{x_4}{2}\right) + t_5 \left(1 + \frac{x_5}{2}\right) \right] (1 \mp \alpha)^{\frac{5}{3}} \left(\frac{2\sqrt{\pi}}{\lambda}\right)^5 C_{\frac{3}{2}}(\mu_{-\tau\alpha}). \quad (2)$$

$\tau\alpha = n$ 、 $-\tau\alpha = p$, 对中子取上边符号,对质子取下边符号。 $\gamma, \tau_0, \tau_3, x_0, x_3$ 为 skyrme 参数^[3], α 为中子、质子非对称参数, λ 为核子平均热波长, $C_l(\mu_{\tau\alpha})$ 为 Fermi-Dirac 积分:

$$\alpha = \frac{\rho_{\tau\alpha} - \rho_{-\tau\alpha}}{\rho}, \quad (3)$$

$$\lambda = \hbar^2 \sqrt{\frac{2\pi}{mT}}, \quad (4)$$

$$C_l(\mu_{\tau\alpha}) = \int_0^\infty \frac{x^l}{1 + e^{(x - \frac{\mu_{\tau\alpha}}{T})}} dx, \quad (5)$$

$\mu_{\tau\alpha}$ 为自由核子(质子或中子)气体的化学势参数,由下式给出:

$$\rho_{\tau\alpha} = \frac{g}{(2\pi)^3} \int_0^\infty d^3k \frac{1}{1 + e^{(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\tau\alpha}} - \mu_{\tau\alpha})/T}}, \quad (6)$$

g 为简并度.

对非对称参数为 α 的无穷大核物质,取势(1)时的单核子能量为:

$$\begin{aligned} e_\infty(\rho, T) = & \frac{1}{2} T \left[\frac{C_{\frac{3}{2}}(\mu_{\tau\alpha})}{C_{\frac{1}{2}}(\mu_{\tau\alpha})} (1 + \alpha)^{\frac{5}{2}} + \frac{C_{\frac{3}{2}}(\mu_{-\tau\alpha})}{C_{\frac{1}{2}}(\mu_{-\tau\alpha})} (1 - \alpha)^{\frac{5}{2}} \right] \\ & + \frac{1}{4} [a_{\tau\alpha}^1 (1 + \alpha) + a_{-\tau\alpha}^1 (1 - \alpha)] \rho \\ & + \frac{1}{4} [a_{\tau\alpha}^2 (1 + \alpha) + a_{-\tau\alpha}^2 (1 - \alpha)] \rho^{\tau+1} \\ & + \frac{1}{2} [a_{\tau\alpha}^3 (1 + \alpha) + a_{-\tau\alpha}^3 (1 - \alpha)] \rho^{\frac{5}{2}} \\ & + \frac{1}{2} [a_{\tau\alpha}^4 (1 + \alpha) + a_{-\tau\alpha}^4 (1 - \alpha)] \rho^{\tau+\frac{5}{2}}. \end{aligned} \quad (7)$$

对有限核,根据液滴模型^[5],其总能量由体积能、表面能和库仑能组成.近似原子核是一个各向同性的球形液滴,对体积能部份采用核物质结果,对表面能和库仑能采用半经验公式,可得到核子数为 A , 非对称参数为 α 有限核的单核子能量:

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

$$+ \frac{1}{2} [a_{\text{ra}}^4(1 + \alpha) + a_{\text{ra}}^4(1 - \alpha)] \rho^{\gamma + \frac{5}{3}}, \quad (8)$$

其中 a_0^0 为液滴模型中表面能项参数, T_c 为发生液汽相变的临界温度, ρ_0 为基态时密度, 上式在基态时可回到液滴模型的结果^[5], 在温度达到和超过临界温度时表面能项自然消失. 对确定的 Z , 当质量数 $A \rightarrow \infty$ 时, 表面能项, 库仑能项趋于零, (8)式变成(7)式.

在不同的 Skyrme 参数下^[3], 方程(7)和(8)会完全再现原子核的基态性质^[4], 但给出不同的有效质量 $\frac{m^*}{m}$ 和压缩系数 K . 在我们的计算中选用了 SKM 参数, 它给出的压缩系数为 214.7 MeV, 这与由原子核的呼吸模式提取的压缩系数 $K = 220$ MeV 很接近^[6].

由(7)、(8)式我们可得到无穷大核物质和有限核 Pb^{208} 在状态 (ρ, T) 时的平均热激发能:

$$E_T^*(\rho, T) = E(\rho, T) - E(\rho, T = 0). \quad (9)$$

图1是不同密度下无穷大核物质和 Pb^{208} 核的单核子热激发能随温度的变化关系. 由图(a)可见, 对于无穷大对称核物质, 当 $T < 12.6$ MeV 时, 单核子热激发能与温度满足 $\frac{E_T^*(\rho, T)}{A} = aT^2$, 其中 a 为单核子能级密度参数, 对不同密度其值也不同. $\rho = 0.05 \text{ fm}^{-3}$

时, $a = \frac{1}{11.0} \text{ MeV}^{-1}$; $\rho = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ 时, $a = \frac{1}{14.0} \text{ MeV}^{-1}$. 此区域实际上相当于液汽

相图上的液相区^[4]. $T > 12.6$ MeV 时, 单核子热激发能与温度近似成直线关系, 并与自由核子情况下激发能与温度组成的直线平行. 其差距是由于密度分别为 0.05 fm^{-3} 和 0.16 fm^{-3} 时汽相核子之间仍有相互作用所致. 因此, 在 SKM 参数下的无穷大对称核物质, 其极限温度为 12.6 MeV, 在密度为 $0.05 - 0.16 \text{ fm}^{-3}$ 之间, 其极限激发能为 $14.4 \text{ MeV} - 11.3 \text{ MeV}$. 由于核物质存在于天体的内部, 因此对这一结果的检验需要对天体进行观察.

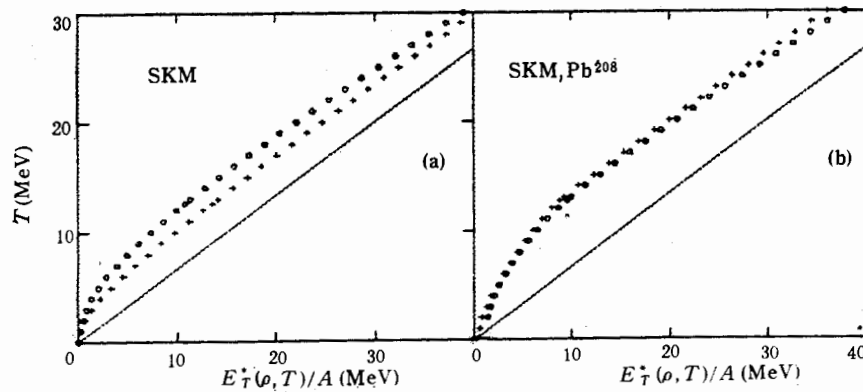


图1 不同密度下无穷大对称核物质和有限核 Pb^{208} 的单核子热激发能随温度的变化.

(a) $\rho(\text{fm}^{-3})$ 0.05++++ 0.16oooo 自由核子——
 (b) $\rho(\text{fm}^{-3})$ 0.05oooo 0.16 ++++ 自由核子——

由图 (b) 可见, 对于 Pb^{208} 核, 当 $T < 10.4 \text{ MeV}$ 时, $\frac{E_T^*(\rho, T)}{A} = aT^2$. 由于表面能的影响, 单粒子能级密度参数 a 与密度的变化不灵敏, 在 $\rho = 0.05 \text{ fm}^{-3}$ 时,

$$a = \frac{1}{16.8} \text{ MeV}^{-1};$$

在 $\rho = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ 时, $a = \frac{1}{15.8} \text{ MeV}^{-1}$. 当 $T > 10.4 \text{ MeV}$ 时, 对应于汽相的核子. 因此, SKM 参数下 Pb^{208} 核的极限温度为 10.4 MeV , 在密度为 $0.05\text{--}0.16 \text{ fm}^{-3}$ 之间, 其极限激发能为 $6.4\text{--}6.8 \text{ MeV}$. 这比中能区重离子碰撞中根据非完全融合消失的实验和碎裂实验结果粗糙计算的极限温度、极限激发能要高^[7], 这是因为我们只做了静态计算.

总之, 在我们的模型下, 得到了无穷大对称核物质和有限核 Pb^{208} 的单核子激发能与温度的关系. 对 Pb^{208} 核所预言的极限温度 $T_{\text{lim}} = 10.4 \text{ MeV}$, 单核子的极限激发能为 $6.4\text{--}6.8 \text{ MeV}$. 由于实际重离子碰撞过程是一个动力学过程, 采用静态计算得到激发能与温度的关系是一个大的近似, 需要用量子输运理论来处理. 另外, 对 Skyrme 参数和液滴模型中各项参数的温度依赖性已有很多工作^[8,9]进行了研究, 以后的静态计算应考虑这些因素. 用 BUU 理论研究重离子碰撞中激发能的工作正在进行之中.

参 考 文 献

- [1] G. Auger et al., *Z. Phys.*, **A321**(1985), 243.
- [2] M. Gonin et al., *Nucl. Phys.*, **A495**(1989), 139c.
- [3] Ge Lingxiao, Zhuo Yizhong, W. Norenberg, *Nucl. Phys.*, **A489** (1986), 77.
- [4] 张丰收, 葛凌霄, 张建明, 非正常状态原子核性质研究, 高能物理与核物理, 待发表.
- [5] Myers, W.D and W. J. Swiatecki, *Nucl. Phys.*, **8**(1966), 1.
- [6] J. P. Blaizot et al., *Nucl. Phys.*, **A265** (1976), 325.
- [7] E. Suraud, *Nucl. Phys.*, **A462** (1987), 109.
- [8] M. Baldo, *Nucl. Phys.*, **A519** (1990), 243c.
- [9] G. Sauer, H. Chandra, U. Mosel, *Nucl. Phys.*, **A264** (1976), 221.

Excitation Energy in Heavy Ion Collisions

ZHANG FENGSHOU GE LINGXIAO

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

ABSTRACT

With Hartree-Fock approximation, the relation between excitation energy and temperature has been obtained and discussed for both infinite nuclear matter and finite nucleus Pb^{208} .