

# 热核的热稳定曲线<sup>\*</sup>

欧立<sup>1,2;1)</sup> 刘敏<sup>1</sup> 李祝霞<sup>1,3,4;2)</sup> 柳继锋<sup>2</sup>

1(中国原子能科学研究院 北京 102413)

2(广西师范大学物理与信息工程学院 桂林 541004)

3(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

4(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

**摘要** 从核极限温度的角度研究了热核的热稳定性.采用 Skyrme 相互作用力计算热核同位素的极限温度,得到的极限温度的同位素分布呈现出倒置抛物线的趋势,与中能重离子反应多重碎裂中同位素产额分布的实验结果具有一致的行为表现.系统地计算了从轻到重的一系列元素极限温度的同位素分布,并从中抽取出热核的热稳定曲线.与  $\beta$  稳定线相比,热核的热稳定线更加偏丰中子.

**关键词** 热核 极限温度 热稳定性

## 1 引言

高温高密核物质的性质的研究是目前核物理研究的一个重要方面.实验<sup>[1]</sup>和理论<sup>[2-4]</sup>发现核子蒸汽围绕的热核,由于有限尺寸及库仑势相互作用,在远低于核物质临界温度  $T_c$  时,热核就不能与周围核子蒸汽共存而碎裂成核子蒸汽或更小的核,这一温度称为有限核的极限温度  $T_{lim}$ .极限温度是热核能够与周围核子蒸汽共存的最大温度.热核的这种不稳定性,称为热核的库仑不稳定性.相对于核物质临界温度而言,极限温度似乎能够更直接地反映中高能重离子反应中形成的热核的稳定性,并与其产物的分布有一定的联系.不同元素的极限温度是不一样的,并且同一元素的不同同位素的极限温度也不一样.从极限温度的角度来看,极限温度高的同位素比极限温度低的同位素热稳定性要好一些.类似于  $\beta$  稳定线,我们可以通过系统地计算从轻到重的一系列元素极限温度的同位素分布,将各元素热稳定性最好的同位素标绘在  $N-Z$  平面上,得到一条类似  $\beta$  稳定线的曲线,我们称之为热核的热稳定线.

本文的目的是得到此曲线.

## 2 理论框架

文献[3,4]使用了 SLy7, SIII 和 Skm\* 3 套 Skyrme 参数分别做了计算,并在计算中分别使用了两种不同形式的表面张力,其中一组组合计算得到的极限温度能更好地符合实验数据.因此这里也采用与文献[3,4]同样的 Skyrme 和表面张力的参数组合.

单粒子能量为

$$\epsilon_q = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_q^*} + u_q + \delta_{q,p} \epsilon_{Coul}, \quad (1)$$

其中  $m_q^*$ ,  $u_q$  分别是第  $q$  种成分的有效质量和单粒子势能,第三项是库仑能.引入不对称度参数  $y = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$ , (其中  $\rho = \rho_n + \rho_p$ ), 采用文献[5,6]同样的方法,将温度  $T$  时核体系第  $q$  种成分的化学势  $\mu_q$  写为

$$\mu_q(T, \rho, y) = u_q(T, \rho, y) + \epsilon_{Coul}(\rho) \delta_{q,p} + T \ln \frac{\lambda_T^3}{g_{s,l}} \rho + T \ln(1 \pm y) + T \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n+1}{n} b_n (1 \pm y)^n \left( \frac{\lambda_T^3}{g_{s,l}} \rho \right)^n, \quad (2)$$

2004-04-09 收稿

\* 国家自然科学基金(10175093, 10235030, 10147202), 广西自然科学基金(9714005), 国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400)资助

1)E-mail: only@iris.ciae.ac.cn

2)E-mail: lizwux@iris.ciae.ac.cn

其中  $g_{s,l}=4$  是自旋、同位旋简并度. 核子的有效热波长  $\lambda_T$  定义为

$$\lambda_T = \left( \frac{2\pi\hbar^2}{m_q^* T} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

$b_n$  是理想 Fermi 气体的维里系数, 这里我们取到第 6 项.

采用 Skyrme 力形式的有效相互作用,  $u_q$  可写成:

$$u_q = A_1\rho + \frac{1}{2}(1 \pm y)A_2\rho + A_3\tau + A_4\tau_q + A_5(\alpha + 2)\rho^{\alpha+1} + \frac{1}{2}A_6\alpha\rho^{\alpha+1}(1+y^2) + (1 \pm y)A_6\rho^{\alpha+1}, \quad (4)$$

符号  $\pm$  分别对应中子和质子.  $A_1$ — $A_6$  分别为:

$$\begin{aligned} A_1 &= t_0(1 + \frac{1}{2}x_0), \\ A_2 &= -t_0(x_0 + \frac{1}{2}), \\ A_3 &= \frac{1}{4}[t_1(1 + \frac{1}{2}x_1) + t_2(1 + \frac{1}{2}x_2)], \\ A_4 &= \frac{1}{4}[t_2(x_2 + \frac{1}{2}) - t_1(x_1 + \frac{1}{2})], \\ A_5 &= \frac{1}{12}t_3(1 + \frac{1}{2}x_3), \\ A_6 &= -\frac{1}{12}t_3(x_3 + \frac{1}{2}), \end{aligned} \quad (5)$$

$t_0, t_1, t_2, t_3, x_0, x_1, x_2$  和  $x_3$  是 Skyrme 相互作用的参数. 我们计算中采用的是 SLy7 参数.  $m_q^*$  是有效质量:

$$m_q^* = m \left[ 1 + \frac{2m}{\hbar^2} (A_3\rho + \frac{1}{2}A_4(1 \pm y)\rho) \right]^{-1}, \quad (6)$$

$\tau_q$  是第  $q$  种成分的动能密度, 并有  $\tau = \tau_n + \tau_p$ ,

$$\tau_q = \frac{g_s}{(2\pi)^3} \int d^3k n_q(k) k^2 = \frac{g_s}{(2\pi)^3} \int d^3k \left\{ 1 + \exp[(\epsilon_q - \mu_q)/T] \right\}^{-1} k^2 = \frac{3}{2} T \frac{m_q^*}{\hbar^2} \rho \sum_{n=0}^{\infty} b_n (1 \pm y)^{n+1} \left( \frac{\lambda_T^3}{g_{s,l}} \rho \right)^n, \quad (7)$$

$g_s=2$  是自旋简并度. 假设核是核子均匀分布、具有锐边界的球形液滴, 则库仑能为

$$\epsilon_{\text{Coul}} = \frac{6Ze^2}{5R} - \left( \frac{3}{2\pi} \right)^{2/3} \frac{Z^{1/3}e^2}{R}, \quad (8)$$

其中第二项是交换项的贡献,  $R$  是原子核半径, 其与核子密度具有如下关系:

$$R = \left( \frac{3A}{4\pi\rho} \right)^{1/3}. \quad (9)$$

压强可以通过 Gibbs-Duhem 关系积分得到:

$$\frac{\partial \tilde{P}}{\partial \rho} = \rho_n \frac{\partial \mu_n}{\partial \rho} + \rho_p \frac{\partial \mu_p}{\partial \rho}, \quad (10)$$

$$\tilde{P}(T, \rho, y) = \frac{1}{2}(1 \pm y) \sum_{q=p,n} \int_0^\rho \rho \frac{\partial \mu_q}{\partial \rho} d\rho. \quad (11)$$

对于核液滴, 要考虑表面张力对压强的贡献. 本文采用如下形式的表面张力<sup>[7]</sup>:

$$\gamma(T) = \gamma(0) \left( \frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right)^{5/4}, \quad (12)$$

$$\gamma(0) \approx 18 \text{ MeV} / 4\pi r_0^2, \quad r_0 = 1.12 \text{ fm}. \quad (13)$$

不同的 Skyrme 力计算得到的  $T_c$  是不一样的, 采用的 SLy7 参数计算得到  $T_c = 13 \text{ MeV}$ . 表面张力对压强的贡献为

$$P_{\text{surf}} = -2\gamma(T)/R, \quad (14)$$

液滴总的压强为

$$P(T, \rho, y) = \tilde{P}(T, \rho, y) + P_{\text{surf}}. \quad (15)$$

根据多元复相系平衡条件, 核液滴和周围核子蒸汽平衡共存时, 必须满足温度相等, 压强相等及各组分化学势相等 3 个条件, 由此可以得到液气平衡的共存态方程组为:

$$\mu_p(T, \rho_L, y_L) = \mu_p(T, \rho_V, y_V), \quad (16)$$

$$\mu_n(T, \rho_L, y_L) = \mu_n(T, \rho_V, y_V), \quad (17)$$

$$\tilde{P}(T, \rho_L, y_L) + P_{\text{surf}}(T, \rho_L) = P(T, \rho_V, y_V), \quad (18)$$

方程中的下标 L 代表液相, V 代表气相.

在实际中高能重离子碰撞多重碎裂过程中, 液滴周围的核子蒸汽包含两部分: 一是碎裂过程中产生的小的碎块, 二是液滴自身蒸发的核子, 两者共同构筑了液滴的蒸汽环境, 因此液气两相体系的核子总数应该是一个守恒的量. 但要确定这个核子总数是十分困难的. 为便于与实验比较, 我们考虑两个极端的情况: 一是蒸汽环境完全由多重碎裂提供, 并且蒸汽核子数不受任何限制, 这样对于一定温度  $T$  下的确定的核, 共存方程组是以  $\rho_L, \rho_V, y_V$  为变量的三元方程组, 由于蒸汽部分密度稀薄, 这样误差不会太大. 找到某一温度  $T_{\text{lim}}$ , 当温度低于  $T_{\text{lim}}$  时, 方程组有解, 液汽共存条件得到满足; 当温度高于  $T_{\text{lim}}$  时, 方程组无解, 原子核此时不能与周围核子蒸汽共存而破裂, 由此得到极限温度. 此方法称为模型 1; 二是蒸汽环境完全由液滴自身蒸发形成, 共存方程组是以  $\rho_L, \rho_V, y_L, y_V$  为变量的四元方程组. 受到蒸汽核子数与液滴核子数之和守恒的条件约束,  $y_L, y_V$  相互关联而不是独立的变量. 这样下面 4 个方程作为约束条件加入共存方程组:

$$Z_L = \frac{(y_L - 1)(A_n y_V + 2Z_n - A_n)}{2(y_L - y_V)}, \quad (19)$$

$$N_L = \frac{(-y_L - 1)(A_n y_V + 2Z_n - A_n)}{2(y_L - y_V)}, \quad (20)$$

$$N_V + N_L = N_n, \quad (21)$$

$$Z_V + Z_L = Z_n. \quad (22)$$

当  $Z_L + N_L \geq 0.8A_n$  时,我们认为液滴肯定存在,把所有满足此条件的  $\rho_L, \rho_V, \gamma_L, \gamma_V$  代入共存方程组,找到共存方程组有解的最高温度称为  $T_{\min}$ ;当  $Z_L + N_L \leq 0.2A_n$  时,我们认为液滴已经不存在了,同样将所有的满足此条件的  $\rho_L, \rho_V, \gamma_L, \gamma_V$  代入共存方程组,找到共存方程组有解的最低温度称为  $T_{\max}$ .在温度由  $T_{\min}$  到  $T_{\max}$  的过程中,核子不断从液滴中蒸发出来,极限温度就介于两者之间,我们取其平均值为极限温度  $T_{lim}$ .此方法称为模型 2.

### 3 结果与讨论

我们先计算了几个较轻的核素极限温度的同位素分布,结果如图 1,图 2 所示.

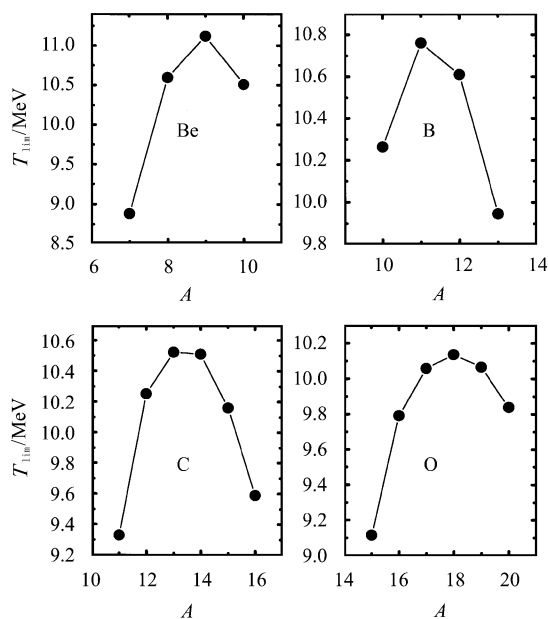


图 1 轻核极限温度同位素分布(模型 1)

可以看到,两个模型结果都表现出极限温度的同位素分布呈现类似倒置抛物线的趋势:随中子数的增加(即中子、质子不对称度的增大)极限温度逐渐升高,达到某一极大值后下降.极限温度低的同位素在较低的温度时已不稳定,因而其在多重碎裂过程中的产额相对较小.

图 3 给出了  $^{112,114}\text{Sn} + ^{112,114}\text{Sn}$  (入射能量为  $E/A = 50 \text{ MeV}$ ) 反应中 Li—O 的同位素分布的实验测量结果<sup>[8]</sup>.通过我们的计算结果与实验数据的比较,可以看到同种元素的极限温度和产额分布具有相同的趋势.极限温度对同位素分布有很重要的影响,即极

限温度高的同位素,在多重碎裂过程中的产额也高.

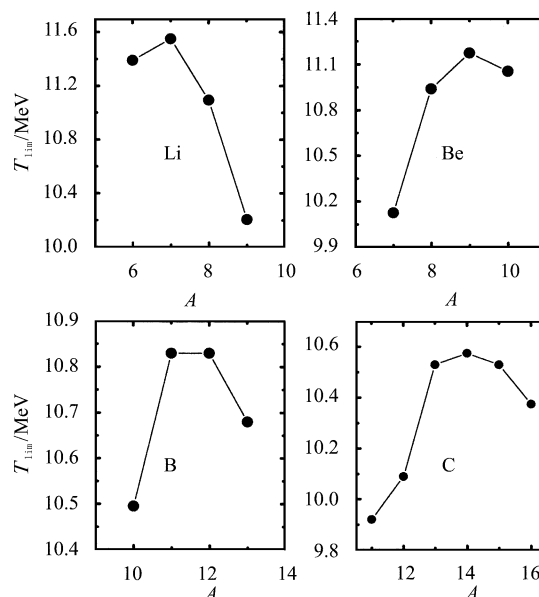


图 2 轻核极限温度同位素分布(模型 2)

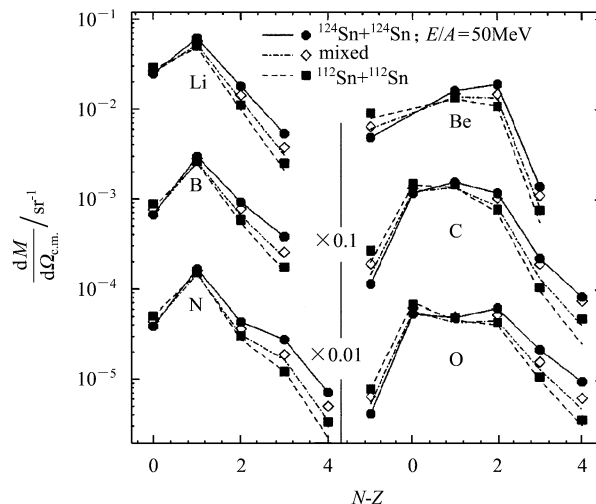


图 3  $^{112,114}\text{Sn} + ^{112,114}\text{Sn}$  反应中 Li—O 的同位素分布

轻核极限温度的同位素分布计算结果与实验数据的比较间接证明了理论的合理性,因此可以推广到重核的极限温度的同位素分布的计算,这样就能够对所有元素的热稳定性有大致地了解.随后我们用模型 1 进一步计算了一系列重元素的极限温度的同位素分布,结果如图 4 所示.

将各元素极限温度最高的同位素标绘在  $Z-N$  平面上,得到一条类似于原子核  $\beta$  稳定线的曲线,我们称之为热核的热稳定线.如图 5 所示,图中点虚线的斜率  $K = 1$ ,长虚线是  $\beta$  稳定线.由于有些相邻同位素的极限温度相差很小,不易确切地认定最稳定

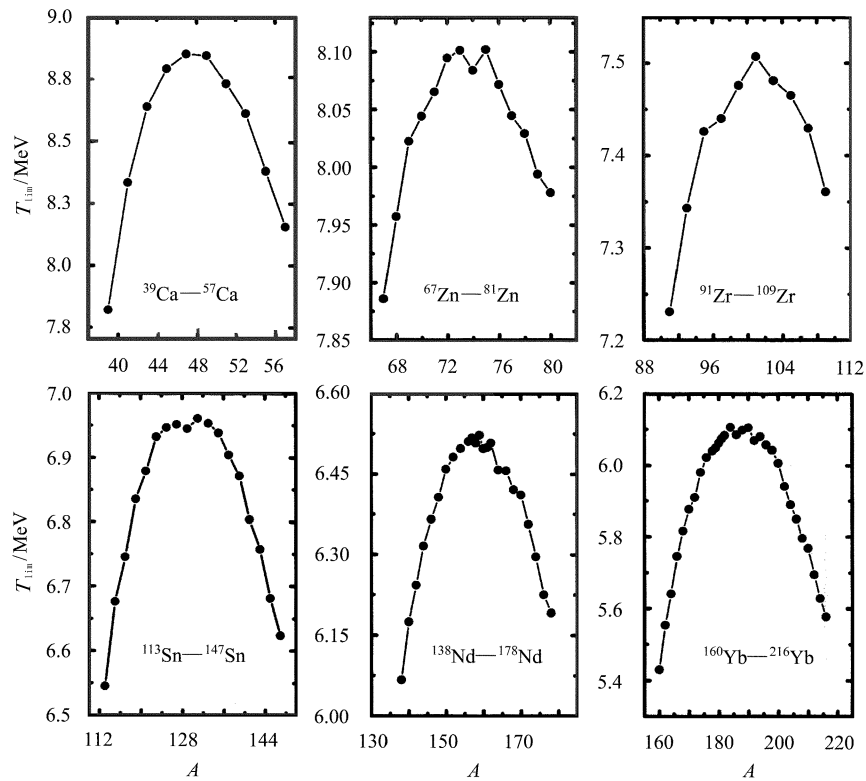


图 4 重核极限温度同位素分布(模型 1)

的同位素,所以允许误差的存在.从图中可以看到,热核的热稳定线相对  $\beta$  稳定线要加更丰中子.

分析其中的原因,我们认为:有限核体系的  $\beta$  稳定性受到库仑能和对称能两者的共同作用影响.我们使用的模型中,同位旋相关的对称能是与温度直接相关的,而库仑能与温度并无直接联系,这个差异导致了冷核与热核之间对称能 - 库仑能相对的平衡关系不同,因此出现了  $\beta$  稳定线与热稳定线的差别.进一步的研究正在进行之中.

### 4 小结

本文研究了极限温度的同位素分布,发现极限温度的同位素分布与中能重离子碰撞过程中的同位素产额分布趋势极为相似,都呈现出倒置抛物线的形状.我们系统地计算了从轻到重不同元素的极限

温度的同位素分布,并得到了热核的热稳定曲线.我们发现热核稳定曲线比  $\beta$  稳定线更加丰中子.由于目前所用的模型比较简单,只考虑了液相的库仑作用,没有考虑气相与液气之间的库仑作用,因而还不够精确,模型的进一步改进正在进行中.

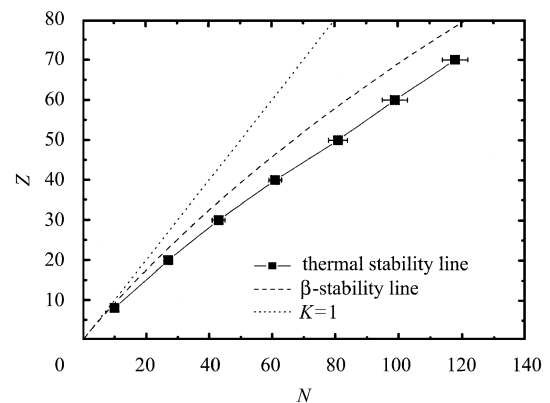


图 5 热核的热稳定线

### 参考文献 (References)

1 Natowitz J B et al. Phys. Rev., 2002, **C65**:034618  
 2 ZHANG L L, SONG H Q, WANG P et al. Phys. Rev., 1999, **C59**:3292  
 3 LIU Min, LI Zhu-Xia, LIU Ji-Feng. Chin. Phys. Lett., 2003, **20**(10): 1706  
 4 ZHUXIA Li, MIN Liu. Phys. Rev., 2004, **C69**:34615

- 5 Jaqaman H R. Phys. Rev. , 1989, **C39**:169  
6 Jaqaman H R. Phys. Rev. , 1989, **C40**:1677  
7 Bondorf J P et al. Nucl. Phys. , 1985, **A443**:321  
8 LIU T X, Goethem M J, van LIU X D et al. Phys. , Rev. , 2004, **C69**:  
014603

### Thermal Stability Line for Hot Nuclei<sup>\*</sup>

OU Li<sup>1,2;1)</sup> LIU Min<sup>1</sup> LI Zhu-Xia<sup>1,3,4;2)</sup> LIU Ji-Feng<sup>2</sup>

1(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

2(College of Physics & Information Technology, Guangxi Normal University, Guilin 541004, China)

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

4(Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**Abstract** The thermal stability for hot nucleus is investigated based on limiting temperatures. We calculate the isotope distributions of limiting temperatures for finite nuclear systems by using Skyrme interaction. The isotope distribution of limiting temperatures appears to be an upside-down parabolic shape, which looks very similar with the isotope distribution of the products of multifragmentation in intermediate energy heavy ion collisions. We systematically calculated the isotope distributions of limiting temperatures for a series of nuclei from light to heavy nuclei, and obtain a thermal stability line for hot nuclei. The thermal stability line is more neutron-rich compared with the  $\beta$ -stability line.

**Key words** hot nuclei, limiting temperature, thermal stability line

---

Received 9 April 2004

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (10175093, 10235030, 10147202), the Science Foundation of Guangxi (9714005), and Major State Basic Research Development Program (G2000077400)

1)E-mail: only@iris.ciae.ac.cn

2)E-mail: lizwux@iris.ciae.ac.cn