

高激发态核的多重碎裂

李君清

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 中能重离子反应后期高激发态核的多重碎裂可用量子统计模型来处理. 不稳定的中等质量碎片将再次衰变成新的碎片多重性分布. 由反应所发射的各种带电粒子数目间的比率所标志的碎裂度可确定系统的熵, 而由粒子不稳定碎片衰变的产额, 可确定核系统的温度.

关键词 多重碎裂, 量子统计, 衰变, 熵.

在中能重离子反应后期, 碰撞所形成的高压缩、高密度、高温度的核物质体系开始膨胀, 膨胀到一定程度时, 由于核子-核子吸引力而形成各种质量大小不同的集团, 再由于集团本身的动能及集团间的库仑排斥作用, 集团相互分离, 造成体系的解体. 这一过程称之为中能重离子反应的多重碎裂现象. 由于在这个阶段, 激发能已被分配到各个自由度, 核物质的分解程度取决于内部激发能, 系统已接近或达到统计平衡. 现有的描述中能重离子碰撞过程的动力学模型, 如 BUU 方程、QMD(量子分子动力学)模型及郎之万方程等, 都是有关描述核子运动的动力学方程, 因而都只能描述反应过程的非平衡态阶段, 还不能自动地过渡到对平衡态的描述. 重离子反应后期核物质的碎裂程度与内部激发能的关系可用量子统计模型来描述, 其基础建立在膨胀过程中系统已部分地达到或完全地达到热平衡和化学平衡^[1,2]. 假如从孤立系统能量守恒出发, 可将系统看成是微正则系综^[3]. 例如, 认为系统已确定了相对恒定的温度 T , 并达到经典化学平衡, 可把系统看成是巨正则系综^[1]. 在实际的膨胀过程中, 快 π 介子已在早期发射出去了, 如果膨胀过程是等熵的, 则密度和温度从膨胀初期的高值大大下降, 远低于实验上由测 π 介子所确定的温度, 是碎片形成时的温度. 使用量子统计方法, 每种不同类型的集团的产额满足以下分布:

对玻色子

$$n_i = \frac{g_i}{e^{-\mu_i/T} - 1} + 2\pi g_i V \left(\frac{2m_i T}{h^2}\right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\sqrt{x} dx}{e^{x-\mu_i/T} - 1} \quad (1)$$

对费米子

$$n_i = 2\pi g_i V \left(\frac{2m_i T}{h^2}\right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\sqrt{x} dx}{e^{x-\mu_i/T} + 1} \quad (2)$$

式中, μ_i 是第 i 个集团空间的化学势, g_i 为相应的统计权重, m_i 为集团质量, V 是有效体积. 处于平衡的第 i 个集团的化学势由它的组成成分的化学势及结合能 E_i 给出

$$\mu_i = Z_i \mu_p + N_i \mu_n + E_i$$

$$E_i = Z_i m_p c^2 + N_i m_n c^2 - m_i c^2 \quad (3)$$

式中, Z_i 、 N_i 分别为第 i 个集团空间的质子数和中子数. 核子可被看成是具有固定体积的硬球, 总体积为有效体积和排斥体积之和

$$V_T = V + V_{\text{excl}} = V + A/\rho_0 \quad (4)$$

所以密度
$$\rho = \frac{A}{V_T} = \frac{\rho_{pp}}{1 + \rho_{pp}/\rho_0} \quad (5)$$

其中
$$\rho_{pp} = \rho_{\text{点核子}} = A/V \quad (6)$$

原则上, 对确定系统应考虑所有可能的核态, 但这是不可能的, 只能尽可能的包含最大数目的核态. D. Hahn 和 H. Stöcker^[1] 的考虑中包含了质量数一直到 130 的近 100 个稳定核, 及 $A < 20$ 的约 500 个稳定的轻核, 所涉及的实验数据, 如统计权重、每个碎片的结合能和激发能等可在 Aigenberg-Selove 表^[4]

中查出. 系统的熵由下式确定

$$S = \sum_i \frac{P_i V + U_i - \mu_i n_i}{T}$$

$$= \sum_i \frac{\frac{5}{3} U_i - \mu_i n_i}{T} \quad (7)$$

其中, U_i 是第 i 空间的热能. 不稳定碎片将继续衰变, 碎片产额分布则再次变化. 衰变的穿透位垒几率用 WKB 方法近似计算

$$P_{l,E} = \begin{cases} \sqrt{E} & \text{无位垒} \\ \sqrt{E} \exp\{2[kRX - \eta(\frac{\pi}{2} + \arcsin \frac{\eta - kR}{\eta^2 + (l + \frac{1}{2})^2})] - (l + \frac{1}{2}) \cdot \log \frac{x(l + \frac{1}{2} + \eta + (l + \frac{1}{2})^2/k^2 R^2)}{\sqrt{\eta^2 + (l + \frac{1}{2})^2}}\} & \end{cases} \quad (8)$$

其中: $R = (1.25A^{1/3} + 1.3)\text{fm}$ 势半径
 E : 跃迁能量

$$\eta: Z_1 Z_2 \frac{e^2}{hc} \sqrt{\frac{mc^2}{2E}}$$

$$k: \sqrt{2mc^2 E}/hc$$

$$x: \left[\frac{2\eta}{kR} + \frac{(l + \frac{1}{2})^2}{k^2 R^2} - 1 \right]^{1/2}$$

具有确定角动量 l 值的跃迁的相空间因子, 要对 l 和发射粒子的自旋耦合成总自旋 j 的所有可能性求和. 因此在父核和子核之间是存在竞争的, 最后对所有可能的 l 求和就得到这个所考虑能态衰变到新核态的相对几率. 为了确定衰变时到底衰变到子核的哪个能级, 得对发射粒子的每个轨道角动量计算衰变到某能级的跃迁几率, 可能的 l 值由父核、子核及发射粒子的三角形关系给出, 可能的衰变道可在文献[4]表中查出. γ 不稳定态总是衰变到基态.

重离子反应后期核系统碎裂, 碎片质量分布与系统熵值密切相关. 物理上, 这正是反映了熵的定义: 熵是系统不规则度的度量, 如

果系统中仅有少数重碎片, 其规则度肯定大于系统中有许多轻碎片独立运动的情况.

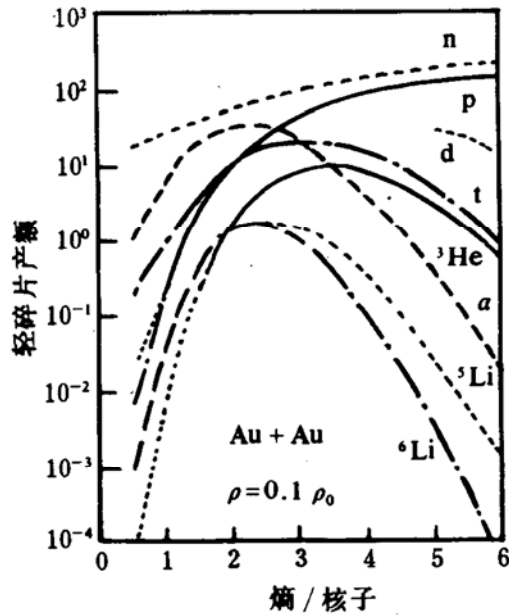


图 1 对丰中子的 Au+Au 系统, 在不稳定集团衰变之后轻的、稳定的各种碎片的产额与每核子熵的关系. 碎裂密度取为 $0.1 \rho_0$.

在图 1 中可看到, 在反应道 Au+Au 中从中子到 ${}^6\text{Li}$ 的各种碎片产额与系统熵的关系. 可观察到, 对任何熵值, 中子的产额都是最高的, 受量子效应的影响也最大. 但是, 质子的产额在 $S/u < 2$ 时的值很小, 因为在低激发能情况下质子不容易从碎片逸出而多存在于集团之中. α 粒子、氘(d)、氚(t)的产额都比质子的产额高, 而且不仅 n/p 比值远大于 1, 还有 $t/{}^3\text{He} > 1$, 因为在 Au+Au 系统中中子过剩.

图 2a 和 2b 给出质量数 $A=1, A=2\sim 4$ 及 $A>4$ 的碎片与系统总核子数的比值与每核子熵的关系. a) 给出衰变前的比值分布, b) 给出不稳定碎片衰变后的分布. 在 $S/u > 2$ 时, 处于 $A=2\sim 4$ 的轻复合碎片的核子数占大多数. 对 $S/u < 2$, 中等质量碎片占主要地位, 仅对 $S/u > 4.5$ 的情况, 自由核子是占支配地位的衰变道. Siemens 和 Kapusta 曾给出的一测量熵的公式为: $S/u = 3.95 - \ln R_{dp}$.

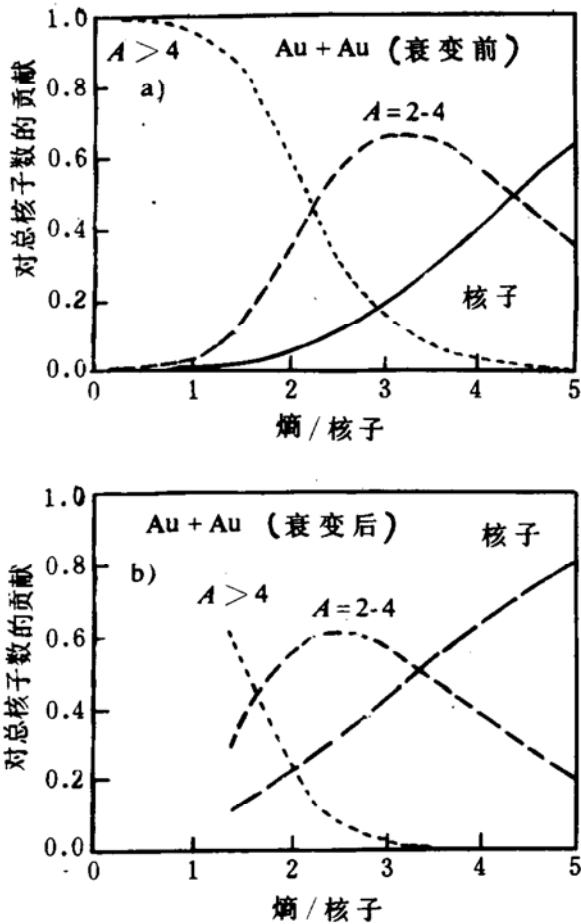


图 2 a) 在 Au+Au 系统中, 自由核子(实线)、质量数 $A=2\sim 4$ 的轻复合碎片(虚线)及 $A>4$ 的中等质量碎片(点线)衰变前的产额与系统总核子数的比值随每核子熵的分布, 碎裂密度 $\rho=0.1\rho_0$, b) 情况同 a), 但是对不稳定碎片衰变后的情况

式中 R_{dp} 为 d 产额和质子产额之比. 这个公式的理论基础是在化学平衡空间中中子和质子所占的空间比所有其它集团粒子所占有的空间总和还要大得多, 并忽略了碎片的结合能和激发能. 从图 2 中显然可见, 这个公式用于低熵范围是不合适的. 重的不稳定集团, 其结合能和激发能及因此而必然发生的衰变, 大大地改变了 R_{dp} 值. 而且仅用 R_{dp} 值来确定系统的熵, 我们丢失了被发射的各种各样碎片空间的信息. 一般带电碎片的总多重性与 S/u 有较好的线性关系. 例如, 对 Au+Au 系统中心碰撞的计算结果进行分析, 可以看到: 系统的总参与质子数为 $N_p=158$, 如带电粒子多

重性为 M_c , 则 M_c 在高熵时接近 N_p , 在低于 $S/u \approx 3$ 时, M_c 随 S/u 线性下降, 而 $N_p=158$ 保持不变. 在 $S/u=2$ 时, $M_c=1/2N_p$; 而当 $S/u \rightarrow 0$ 时, $M_c \rightarrow 1$, 这再一次反映了熵的物理意义: 当不规则度最大的时候, 熵最高, 其时, 就是系统最大限度地被分解的情况.

处于高激发态的碎裂温度可由处于激发态的粒子产额和处于基态的粒子产额之比来确定. 因为这个比率应该满足玻尔兹曼分布

$$R \propto \exp(-\Delta E_i/T)$$

式中, ΔE_i 是激发态与基态之间的能量间隔. 人们首先想像的一般是通过测量 γ 不稳定碎片的产额与它衰变到基态的产额比来测定温度. 但实验上发现对相同的轰击能量, 对于 γ 不稳定系统如 ${}^7\text{Be}^*(478\text{keV})/{}^7\text{Be}(\text{gs})$ 给出了 $T \approx 0.5\text{MeV}$, 而对粒子不稳定系统例如 ${}^5\text{Li}(16.66\text{MeV})/{}^5\text{Li}(\text{gs})$ 给出 $T \approx 5\text{MeV}$, 而后者更符合所预期的结果. 仔细地研究表明, 由于级联衰变而造成各种程度不同的对这些道的馈送大大地影响了所预期的产额. 因此, 在 $T > 2\text{MeV}$ 的情况下, γ 不稳定态的产额之比不能用来确定核物质的温度. 在较高的温度, 馈送可能是非常强的, 以至于随着温度的升高, 激发态到基态的 γ 产额比甚至可能稍有下降. 但是, 某些特殊的粒子不稳定态的衰变比率在 $T < 10\text{MeV}$ 的情况几乎不受馈送的影响, 而显示了与温度的线性关系. 图 3 中给出了 Li 和 Be 核的激发态与基态的(或对低激发态的)粒子产额比率与温度的关系. 实线给出了理想的玻尔兹曼分布, 各种虚线相对于不同的碎裂密度下计及了衰变馈送的比率与核温度的关系. 由下左图可见, 在 $T \sim 2\text{MeV}$ 时, ${}^7\text{Be}$ 的粒子不稳定态的馈送就很强; $T > 3$ 时, 比率 $R \sim 0.2$, 与温度无关, 所以这个比率不能用来测量温度. 图的上部是对 ${}^5\text{Li}$ 和 ${}^6\text{Li}$ 的粒子不稳定态的产额比, 可见衰变仅造成很小的畸变. 在 $T < 10\text{MeV}$ 时, 玻尔兹曼分布是个很好的近似. 对 Ar(60MeV/u)+Au 系统, 应用这种方法由这个比值可确定 $T \approx 5\text{MeV}$. 这个温度与轻碎片发射的 4π 数据所

得到的结果,还是比较符合的. 但是应该注意,对右下图,两个⁸Be 的粒子不稳定态的比率由于从其它态的馈送而产生了很强的畸

变. 因此,用这种思想来提取碎裂温度必须十分小心. 可注意到对较小的碎裂密度,馈送所造成的畸变较小.

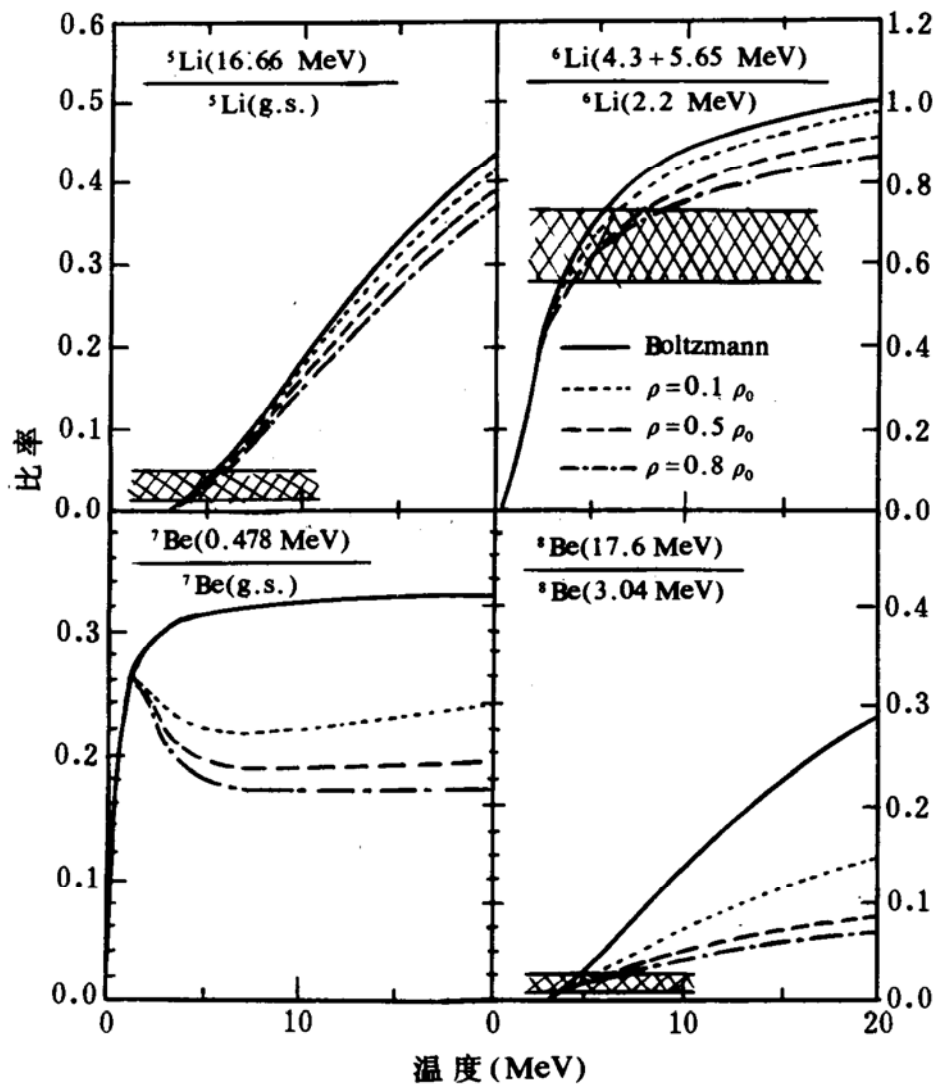


图 3 对 Ar+Ar 系统粒子不稳定 Be 和 Li 激发态到基态(或到另外稍低的激发态如右上图所示)的比率与核温度的关系(相对三种不同的碎裂密度),实线给出了纯玻尔兹曼分布情况的比率. 阴影部分给出了实验测量的比率

所以,中能重离子反应后期的碎裂程度可以用量子统计方法描述,不稳定碎片可能再次衰变. 碎裂程度给出了对系统的熵和温度的测量. 稳定的和不稳定的中等质量碎片在确定温度和熵(S/u)时起了重要的作用,它们大大改变了 $S/u(R_{dp})$ 关系,并通过馈送畸变了可由玻尔兹曼分布确定的简单温度测量关系. 此量子统计模型与描述非平衡态过

程的动力学方程相耦合将进一步提供有关核物质态方程和中能核反应后期的碎裂机制,以及中等质量碎片形成机制的信息.

附录:

公式 $S/u = 3.95 - \ln R_{dp}$ 的推导

从式 $S = (u + PV - \mu N)/T$ 出发,对理想气体我们知道,内能 $u = (3/2)NT$, $PV = NT$, 则 $S/N = 2.5 - \mu/T$ 由玻尔兹曼-麦克

斯韦分布

$$N_i = \frac{(2\pi m_i T)^{3/2}}{h^3} g_i V e^{\mu_i/T}$$

$$R_{dp} = \frac{N_d}{N_p} = \frac{g_d}{g_p} \left(\frac{m_d}{m_p}\right)^{3/2} e^{(\mu_d - \mu_p)/T}$$

式中, g_d, g_p 分别为氘核和质子的自旋统计因子, m_d, m_p 为相应质量, 而 μ_d, μ_p 为相应的化学势. $\frac{g_d}{g_p} = \frac{3}{2}, \left(\frac{m_d}{m_p}\right)^{3/2} = 2^{3/2}, \mu_d = \mu_p + \mu_n + E_d^B, \mu_n$ 为中子化学势, E_d^B 为中子和质子结合为氘的结合能. 假如取近似: $\mu_p \sim \mu_n \gg E_d^B$, 则核子化学势近似取为 $\mu_d - \mu_p = \mu$, 所以 $R_{dp} = 3\sqrt{2} e^{\mu/T}$, 而 $-\mu/T = \ln(3\sqrt{2}) - \ln R_{dp} = 1.45 - \ln R_{dp}$, 所以 $S/N = 3.95 - \ln R_{dp}$.

参 考 文 献

- 1 Hahn D, Stocker H. Nucl. Phys., 1988, A476 : 718
- 2 Mekjian M. Nucl. Phys., 1978, A312 : 491
- 3 Iljinov A S. I. N. Mishustin, Nucl. Phys., 1987, A475 : 663
- 4 Jzenberg-Selove F A. Nucl. Phys., 1981, A360 : 1; 1982, A375 : 1; 1983, A392 : 1; 1984, A415 : 1; 1985, 433 : 1
- 5 Randrup J, Koonin S E. Nucl. Phys., 1981 A356 : 223
- 6 Siemens P, Kapusta J I. Phys. Rev. Lett., 1979, 43 : 1486

Multifragmentation of Highly Excited Nucleus

Li Junqing

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

Abstract Multifragmentation in the late stages of intermediate-energy heavy ion collisions can be described with the quantum statistical model. Instable medium fragments undergo decay subsequently, and which would redistribute multifragment yields. The degree of dissociation, which can be measured by ratios of various charged particles emitted, is proposed as a measure of the entropy of the system. From the yields of the decay of partial-instable fragments to extract the temperature of the system is discussed.

Key Words multifragmentation, quantum statistics, decay, entropy.

(上接 64 页)

Latest Achievement in Medical Physics

—— Proton Therapy

Jiang Xihong

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

Abstract The development in the medical physics in the Institute of Theoretical Experimental Physics (ITEP) is introduced. The achievements of over 20 years in proton therapy, which have been obtained in ITEP are mainly reported. The recent research work in ITEP on developing the new Treatment and Diagnostic Facility (TDF) is briefly discussed.

Key Words proton irradiation, cancer, treatment and diagnostic facility, positron emission tomography.