

中能重离子碰撞中的能量储存和 核内部性质

曾祥华 葛凌霄

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

1993年10月12日收到

摘 要

在研究中能重离子碰撞中能量储存和入射道动力学关系的基础上,考虑不同有效质量(m^*/m)和不可压缩系数(K)对能量储存的影响,发现 m^*/m 会强烈影响中能重离子碰撞过程中的能量储存和热化过程,而 K 的影响并没有 m^*/m 那样强烈。

关键词 重离子碰撞,能量储存, BUU 模型,有效质量,不可压缩系数。

1 引 言

中能重离子碰撞过程所产生的激发能大小,无论在理论上,还是实验上都是一个十分重要的问题。因为它不仅相连于热核形成方法,而且相连于极端条件下原子核的性质。在重离子碰撞过程中,不能忽略由入射道产生的大的动力学效应,这意味着,热分量和大的振幅集体模式(象压缩)之间有一个可利用激发能的重新分配问题。入射道效应要求碰撞过程的完全动力学描述。

文献[1]中在 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU)理论框架下研究了入射道动力学和激发能储存的关系,并分别仔细地计算了轰击能量,炮靶组合和碰撞参数对热能储存的影响,结果是:

(1) 对于一个碰撞系统,存在一个极限激发能。极限激发能大小同入射道动力学有紧密关系。

(2) 入射道碰撞系统的非对称性对能量储存起了很大的作用,对称系统达到激发能极限的入射能量一般要早于非对称系统。

(3) 在较高入射能量时,周边碰撞形成热核趋于可能。

由于入射道动力学参数(轰击能量、炮靶组合和碰撞参数)强烈影响了能量储存,所以有人认为^[2]能量储存完全由动力学效应决定,似乎和核内部性质关系不大。我们知道,不同核状态方程对集体流有强烈影响^[3,4],表示动量相关的有效质量 m^*/m , 在碰撞过程中起了非常重要的作用。有效质量越小,横动量越大。同时,不可压缩系数 K 也起作用。但

是 K 对集体流的改变并没有 m^*/m 那样强烈。那么,核内部性质对能量储存影响不大吗?希望通过计算来回答这个问题。

用不同的 Skyrme 参数确定的平均场来确定核的内部性质。它们给出了近乎相同的基态饱和密度、费米动量、结合能,十分不同的 m^*/m 和 K ,这两个量特征了核的状态方程,人们希望通过中能重离子碰撞来探索它们,但直到目前,还未得到一个确切的答案。本文在不同 m^*/m 和 K 标志的平均场下,计算了单粒子激发能和它随时间及能量的演化过程,发现 m^*/m 会强烈影响中能重离子碰撞过程中的能量储存和热化过程,而 K 的作用在我们研究的能区影响并没有 m^*/m 那样强烈。

2 理论方法

在相互作用的非局域近似下, BUU 方程为^[4]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m^*} \cdot \nabla_r - \nabla_r \cdot \Sigma^{\text{HF}} \cdot \nabla_p\right) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = I_{\text{coll}}, \quad (1)$$

I_{coll} 是 Uehling-Uhlenbeck 形式的碰撞项

$$I_{\text{coll}} = - \int \frac{d^3 p_2 d^3 p_{1'} d^3 p_{2'}}{(2\pi)^9} \sigma_{\text{nn}} v_{12} [f f_2 (1 - f_{1'}) (1 - f_{2'}) - f_{1'} f_{2'} (1 - f) (1 - f_2)] (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{p} + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_{1'} - \mathbf{p}_{2'}), \quad (2)$$

其中 v_{12} 是碰撞核子的相对速度, σ_{nn} 是核子-核子碰撞截面。由于相互作用的非局域性,有效质量定义为

$$m^*/m = \left(1 + \frac{m}{\mathbf{p}} \cdot \nabla_p U\right)^{-1}. \quad (3)$$

它表示了平均场的动量依赖特征。Hartree-Fock 自能 Σ^{HF} 在 Skyrme 相互作用下已经有了计算结果^[3,5]。下面用 Hartree-Fock 平均场来表示:

$$\begin{aligned} U_{\tau a}(\rho, \mathbf{p}) = & \left(\frac{m_{\tau a}^*}{m_{\tau a}}\right) \left\{ t_0 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_0\right) \rho(\mathbf{R}, t) - \left(x_0 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau a}(\mathbf{R}, t) \right] \right. \\ & + \frac{1}{6} t_3 \rho^\alpha(\mathbf{R}, t) \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_2\right) \rho(\mathbf{R}, t) - \left(x_3 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau a}(\mathbf{R}, t) \right] \\ & + \frac{1}{8\pi^2} \left[t_1 (1 - x_1) + t_4 \rho^\alpha(\mathbf{R}, t) (1 - x_4) + 3t_2 (1 + x_2) \right. \\ & \left. + 3t_5 \rho^\alpha(\mathbf{R}, t) \left(1 + \frac{1}{2} x_4\right) \right] \times \int p^4 d p f_{\tau a}(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t) \\ & + \frac{1}{4\pi} \left[t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1\right) + t_4 \rho^\alpha(\mathbf{R}, t) \left(1 + \frac{1}{2} x_4\right) t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2\right) \right. \\ & \left. + t_5 \rho^\alpha(\mathbf{R}, t) \left(1 + \frac{1}{2} x_5\right) \right] \times \int p^4 d p f_{-\tau a}(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t) \\ & \left. + \left[\left(\frac{m_{\tau a}}{m_{\tau a}^*} - 1\right) \left(\frac{p^2}{2m} - V_c\right) \right] \right\}. \quad (4) \end{aligned}$$

有效质量 $\frac{m_{\tau\alpha}^*}{m_{\tau\alpha}}$ 为

$$\begin{aligned} \frac{m_{\tau\alpha}^*}{m_{\tau\alpha}} = & 1 + \frac{2m_{\tau\alpha}}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{4} \left\{ \left[t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2} \right) \rho(\mathbf{R}, t) - \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) \rho_{\tau\alpha}(\mathbf{R}, t) \right] \right. \\ & + t_4 \rho^\alpha(\mathbf{R}, t) \left[\left(1 + \frac{x_4}{2} \right) \rho(\mathbf{R}, t) - \left(x_4 + \frac{1}{2} \right) \rho_{\tau\alpha}(\mathbf{R}, t) \right] \\ & + t_2 \left[\left(1 + \frac{x_2}{2} \right) \rho_{\tau\alpha}(\mathbf{R}, t) + \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) \rho_{\tau\alpha}(\mathbf{R}, t) \right] \\ & \left. + t_3 \rho^\alpha(\mathbf{R}, t) \left[\left(1 + \frac{x_3}{2} \right) \rho(\mathbf{R}, t) + \left(x_3 + \frac{1}{2} \right) \rho_{\tau\alpha}(\mathbf{R}, t) \right] \right\}^{-1}. \quad (5) \end{aligned}$$

在(4)和(5)中, 同位旋符号 $\tau\alpha$, 分别表示中子和质子部分.

$$\rho_+ + \rho_- = \rho_n + \rho_p = \rho. \quad (6)$$

α, x, t_0-t_5 和 α 为 Skyrme 力参数^[6]. 激发能计算采用下面简单模型^[1,7], 我们知道, 系统的总能量可以表示为内能 E_{int} 和集体能 E_{coll} 的贡献

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{int}} + E_{\text{coll}}. \quad (7)$$

其中集体动能可通过集体流 $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ 来表示.

$$E_{\text{coll}} = \frac{1}{2} m \int \frac{\mathbf{j}^2(\mathbf{r})}{\rho(\mathbf{r})} d^3r, \quad (8)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \int \frac{\mathbf{p}}{m} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d^3p, \quad (9)$$

这时, 激发能可由内能和基态时动能和势能得出:

$$E^* = E_{\text{int}} - E(T=0, \rho), \quad (10)$$

其中

$$E(T=0, \rho) = \int [\tau(\mathbf{r}) + \omega(\mathbf{r})] d\mathbf{r}. \quad (11)$$

基态动能密度 $\tau(\mathbf{r})$ 取零温托马斯分布作为近似.

$$\tau(\mathbf{r}) = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \right)^{2/3} \rho^{2/3}. \quad (12)$$

势能密度 $\omega(\mathbf{r})$, 由(4)式对密度积分而得到.

3 核内部性质和激发能关系

为了探索核内部性质对中能重离子碰撞过程中的能量储存的影响, 采用在饱和密度下, 由有效质量和不可压缩系数特征的不同相互作用形式. 在此目的下, 选择了两类平均场. 一类是 SGO I 和 SGO II Skyrme 参数, 它们有相同的 m^*/m , 不同的 K , 另一类是 SKA 和 SKM, 它们有不同的 m^*/m , 接近的 K 值, 同时也选择了硬的 Skyrme 参数^[4]. 不同参数的 $K, m^*/m$ 列在表 1 中.

表 2 列出了用表 1 中给出的势计算的不同入射能量下 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 对称系统单粒子

表 1 不同 Skyrme 参数值

	SGO I	SGO II	SKA	SKM	Hard
m^*/m	0.614	0.614	0.614	0.8	1
$K(\text{MeV})$	359	251	260	214	380

表 2 在不同势下计算的 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 系统的单核子激发能

激发能	SGO I	SGO II	SKA	SKM	Hard
$\varepsilon^*(E_{lab}=20\text{MeV/u})$	2.6	2.6	2.5	2.4	3.7
$\varepsilon^*(E_{lab}=30\text{MeV/u})$	3.7	3.55	3.65	3.55	4.2
$\varepsilon^*(E_{lab}=40\text{MeV/u})$	3.7	4.1	3.8	4.3	4.5
$\varepsilon^*(E_{lab}=50\text{MeV/u})$	3.5	3.7	3.65	4.2	5.1
$\varepsilon^*(E_{lab}=60\text{MeV/u})$	3.6	3.8	3.56	5.5	4.7
$\varepsilon^*(E_{lab}=70\text{MeV/u})$	3.7	3.75	3.8	4.7	3.5
$\varepsilon^*(E_{lab}=80\text{MeV/u})$	3.87	3.9	4.3	4.9	2.31

的激发能 ε^* ，它是时间步长在 150—200fm/c 间的平均结果。

硬势 ($m^*/m = 1$) 计算得到在入射能量为 50—60MeV/u，有一个极限激发能。当超过这一能量后，激发能下降。SKM 参数 ($m^*/m = 0.8$) 在入射能量为 60MeV/u，有一个极限激发能，但高于极限激发能的入射能量后，激发能下降远比 Hard Skyrme 参数要缓慢。SKA, SGO II 和 SGO I 参数都有相同的有效质量 ($m^*/m = 0.614$)。尽管它们压缩系数不同，但随能量演化有相同的趋势，并且其单核子激发能大小也近乎一致。同 SKM 参数相比，极限值不出现。大于 30MeV/u 以后，随着入射能量升高，增长很缓慢，似乎有达到饱和的趋势，同时 $m^*/m = 0.614$ 所计算激发能小于 $m^*/m = 0.8$ 的结

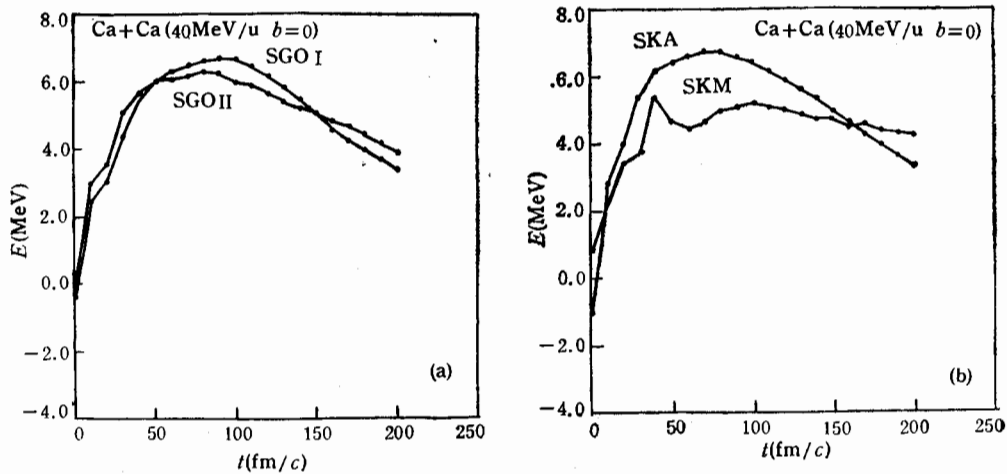


图 1 40MeV/u 入射能量时，分别用 SGOI, SGOII (a) 和 SKA, SKM (b) 计算的 Ca + Ca 系统激发能随时间的演化

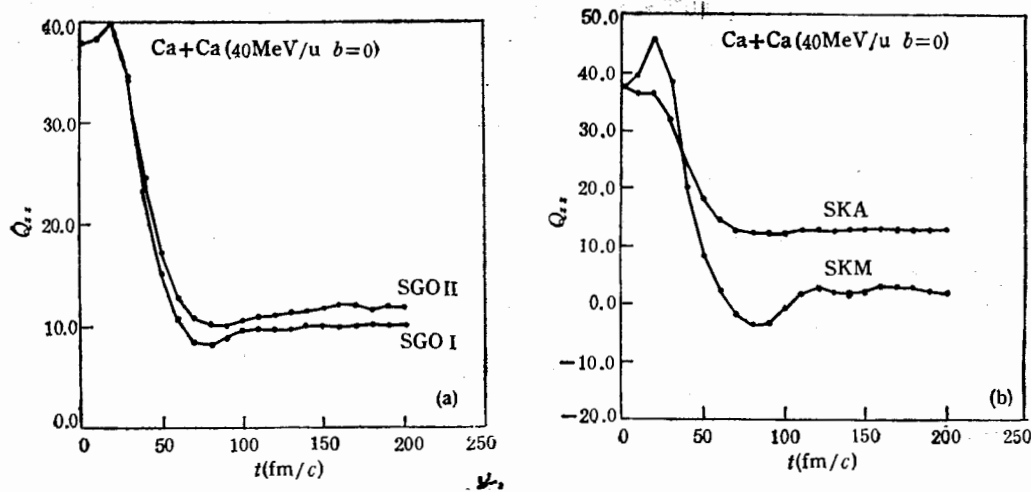


图2 40MeV/u 入射能量时,分别用 SGOI, SGOII (a) 和 SKA, SKM (b) 计算的 Ca + Ca 系统动量分布四极矩随时间的演化

果。硬 Skyrme 参数和 SGO I 参数给出的 $K > 300\text{MeV}$ 都很硬,但结果由于 m^*/m 不同,而单核子激发能差别很大。可以认为,有效质量 m^*/m 强烈影响中能重离子碰撞过程中的能量储存。遗憾的是,目前还没有系统的能量储存的实验数据。可以预料,它是从实验提取有效质量大小的工具之一。相比于 m^*/m 对能量储存的影响,不可压缩系数 K 要弱的多。图 1 是 40MeV/u 入射能量时,分别用 SGO I 和 SGO II (图 1a) SKA 及 SKM (图 1b) 计算的 Ca + Ca 系统激发能随时间的演化, m^*/m 的作用明显可以得到。图 2 是 40MeV/u 入射能量时,分别用 SGO I 和 SGO II (图 2 a) SKA 及 SKM (图 2b) 计算的 Ca + Ca 系统动量分布四极矩,

$$\langle Q_{xx} \rangle = \int (2p_x^2 - p_y^2 - p_z^2) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{p}$$

随时间的演化。它反映了热化的发展趋势,同样看到了 m^*/m 的明显作用。

m^*/m 表示了动量相关的相互作用,正如已知道的,当两核相互逼近和相互重叠时,动量相关的力贡献为排斥力,随着入射能量增加,排斥力变得愈来愈大,小的 m^*/m 导致了大的排斥力。 $m^*/m = 0.614$ (SKA) 比 $m^*/m = 0.8$ (SKM) 相互作用有更大的排斥性,这种排斥作用不仅妨碍系统的融合,会使核子之间的重叠减小,而且要阻止纵动量向横动量方向的转移。因而,会导致集体动能增加,单核子激发能减小(表 2)。这是可利用的激发能在不同自由度之间分配(方程(7))的必然结果。同时,这种排斥效应,会严重影响热化过程。因此造成了 SKA 参数在入射能量 40MeV/u 时并未达到热化,而 SKM 参数,在同样能量下已经达到热化(图 2b)。

4 总 结

中能重离子碰撞产生激发能问题是一个十分复杂的问题。入射道产生的大的动力学效应意味着热分量和大的振幅集体模式之间有一个可利用激发能分配问题。这种动力学

影响是很大的,已经由实验和理论计算证明。并不能说,能量储存完全由动力学效应来决定。核内部性质的影响是不能低估的。如果核内部性质对能量储存影响很小,那么标志核状态方程的不同因素不会引起能量储存的改变,但事实上并不是这样。本文用不同的不可压缩系数 K 和有效质量 m^*/m 来表征不同的平均场,计算了单核子激发能和它随时间及能量的演化,发现不同的 m^*/m 和 K 会得出不同的计算结果。

1) m^*/m 的改变强烈影响单核子激发能随入射能量演化的趋势和大小, m^*/m 变小会降低激发能。

2) m^*/m 的改变会影响碰撞的热化过程,小的 m^*/m 似乎不易达到热化。

3) 不可压缩系数 K 的影响在目前研究的能区,并不是十分明显。

因此,激发能的实验观测和理论研究会为探索非正常状态下原子核状态方程提供一个新的信息。

参 考 文 献

- [1] 曾祥华、葛凌霄、左维,中能重离子碰撞中的能量储存和入射道动力学效应,高能物理与核物理,待发表。
- [2] D. Guerreau, GANIL (1992)91.
- [3] 张建明、葛凌霄、张丰收、卓益忠,高能物理与核物理,15(1991)457,844.
- [4] 葛凌霄、卓益忠,高能物理与核物理,13(1989)652.
- [5] Ge Lingxiao et al., International Symposium on Heavy Ion Physics and Its Application ed. by Shen et al., World Scientific (Singapore) 1991 p.505.
- [6] Ge Lingxiao, Zhuo Yizhong and W. Norenberg, *Nucl. Phys.*, **A489**(1986) 77.
- [7] S. Leray et al., *Nucl. Phys.*, **A495**(1988) 283.
- [8] 周洪波、李祝霞、卓益忠,用相对论 VUU 研究平均场和核子-核子截面对高能和集体流的影响,高能物理与核物理,待发表。

The Energy Storage and the Intrinsic Properties of Nucleus in HIC at Intermediate Energies

Zeng Xianghua · Ge Lingxiao

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

Received on October 12, 1993

Abstract

The relation between the intrinsic properties of nucleus and the energy storage in HIC at intermediate energies has been discussed on the basis of BUU model. The calculated results show that the effective mass m^*/m influences strongly the energy storage and the thermalization process, and the effect of incompressibility coefficient K on the energy storage is not strong than that of m^*/m .

Key words heavy ion collision, energy deposition, BUU model, effective mass, incompressibility coefficient.