

中高能质子与核碰撞反应机制的研究

卢光启 李祝霞

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1993 年 2 月 14 日收到

摘 要

用量子分子动力学模型,在质子能量为 200MeV、585MeV 和 1000MeV 的情况下,对 $p + {}^{56}\text{Fe}$ 的碰撞反应机制进行了研究,并计算了核子能谱、碎块质量分布随时间的演化以及中子发射的双微分截面等,得到了合理的结果。

关键词 量子分子动力学模型,核子能谱,碎块质量分布,中子发射双微分截面。

1 引 言

高能质子与核以及核-核碰撞是当今原子核物理及粒子物理最活跃的研究领域之一。各国相继建成或正在建造各种类型的重离子加速器,以期通过重离子碰撞在更深的层次上观察到新的物理现象和发现物质的新性质。在理论研究方面也先后建立起了相应的模型和方法。我们曾经用统计模型和 Monte Carlo 方法计算了重离子碰撞反应中碎块的质量分布^[1]和电荷分布^[2]等,并且得到了符合实验的结果。但是在这个模型中需人为地引入某些参数,例如平衡温度以及膨胀体积(半径)等。由于统计模型不能给出反应过程的动力学问题,因而很难确定这些参数在物理上的合理性。为此这里采用了量子分子动力学模型(QMD)^[3]。这个模型在研究高能重离子反应中已经取得了很大的成功。该模型不但可以给出碰撞反应的动力学发展全过程,而且由于每个核子由一个波包来表示,因而无需像 BUU 方程等那样做系综平均,从而保留了涨落和关联,这对于研究重离子碰撞反应过程中集团的形成和碎裂是非常必要的。此外,在我们使用的 QMD 模型中,采用了平均场与核内级联相结合的做法,这使计算结果比单纯的核内级联方法更符合实验。

2 QMD 模型

在 QMD 模型中^[3],一个核子由相空间的双高斯波包来表示

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \exp\{-\frac{1}{2L}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2 - \frac{1}{2\sigma}(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i)^2\}, \quad (1)$$

式中 L 和 σ 分别是坐标空间和动量空间的分布宽度,它们满足测不准关系 $L\sigma = \hbar^2/4$ 。

波包的中心位置按正则方程传播

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{r}}_i &= \frac{\partial H_i}{\partial \mathbf{p}_i}, \\ \dot{\mathbf{p}}_i &= -\frac{\partial H_i}{\partial \mathbf{r}_i}, \\ i &= 1, \dots, A. \end{aligned} \quad (2)$$

其中 H_i 是第 i 个粒子的哈密顿量, 相互作用为

$$V = V^{\text{loc}} + V^{\text{Yuk}} + V^{\text{Coul}} + V^{\text{MDI}} + V^{\text{Pauli}}, \quad (3.1)$$

$$V^{\text{loc}} = \epsilon_1 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \epsilon_2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3), \quad (3.2)$$

$$V^{\text{Yuk}} = \epsilon_3 \frac{\exp\{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|/a\}}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}, \quad (3.3)$$

$$V^{\text{MDI}} = \epsilon_4 \ln^2[\epsilon_5 (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 + 1] \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (3.4)$$

$$V^{\text{Pauli}} = \nu_p \left(\frac{\hbar}{p_0 q_0}\right)^3 \exp\{-(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2/2q_0^2\} \exp\{-(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2/2p_0^2\}. \quad (3.5)$$

式中 V^{loc} 是定域 Skyrme 相互作用。 V^{Yuk} 是 Yukawa 相互作用, 它可以改善相互作用的表面性质, 这对于碎块的形成是重要的。 V^{MDI} 是与动量有关的相互作用项。 V^{Coul} 是通常的库仑相互作用。 V^{Pauli} 是泡利势。 $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_5$ 是参数。

3 结果与讨论

3.1 质量分布

图 1 给出了质子能量 $E_p = 1000 \text{ MeV}$ 时, 平均每一次 $p + {}^{56}\text{Fe}$ 中心碰撞反应(碰撞

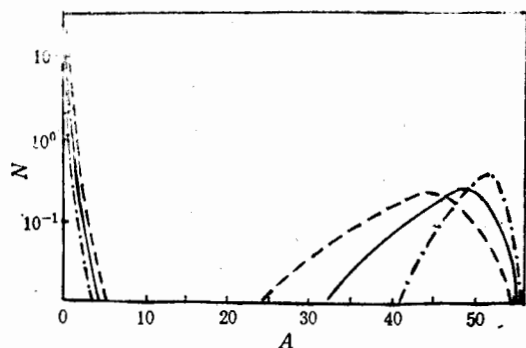


图 1 平均发射粒子数和剩余碎块质量分布

参数 $b = 0$) 的粒子发射和剩余靶核的质量分布随时间的演化过程。为了图形的简洁明了, 仅选取了质子打到靶核后经历的三个时间段 $t = 50$ 、 250 和 $450 \text{ fm}/c$ 。它们分别对应于图中的点画线、实线和虚线。图的左半部分是平均发射粒子数, 可以看出, 在这段时间里, 发射粒子数随时间的延续而增加 ($t = 50 \text{ fm}/c$, $\bar{N} = 6.77$; $t = 250 \text{ fm}/c$, $\bar{N} = 9.49$; $t = 450 \text{ fm}/c$, $\bar{N} = 13.40$), 而且发射粒子的质量

数也随时间的延长略有增加。图 1 的右边是剩余靶核的质量分布, 在质子打到靶核的初始阶段 ($t = 50 \text{ fm}/c$), 剩余碎块的质量分布较窄(质量数 $A = 41-56$), 且接近原来靶核的质量; 说明这时靶核只发射出少量核子或轻粒子(平均发射 7 个核子左右)。随着时间的推移, 剩余碎块的质量分布逐渐展宽, 且质量数越来越远离原来靶核的质量, 说明在这段时间里热的靶核还有足够的剩余能量使其继续发射出粒子。但是数值结果表明, 在

每一次 $p + {}^{56}\text{Fe}$ 的碰撞反应过程中,重的碎块始终只有一块,其余都是轻粒子 ($A \leq 5$),这表明 $E_p = 1000\text{MeV}$ 的 $p + {}^{56}\text{Fe}$ 碰撞反应尚未发生核的多重碎裂现象。

3.2 核子发射

我们还计算了核子发射与碰撞参数的关系及其随时间的演化,以及核子能谱等。

3.2.1 核子发射与碰撞参数及时间的关系

平均每次 $p + {}^{56}\text{Fe}$ 碰撞反应中发射核子多重数与碰撞参数 b 以及碰撞后所经历时间 t 的关系如图 2 所示,其中 4 条实线代表 $E_p = 1000\text{MeV}$ 的质子入射。它们自下而上分别对应于 $t = 200, 300, 400$ 和 $500\text{fm}/c$ 。可以看出对于 $E_p = 1000\text{MeV}$ 的质子入射,平均发射核子多重数随碰撞参数增大而迅速下降,这是因为随着碰撞参数的增大,入射质子瞄准的靶核区域内的核子密度下降,对高能质子来说靶核变得越来越透明,所以能够比较容易地穿过靶核,而与靶核的能量交换减少,发射出的粒子数目也就相应地减少。因而对于高能质子,粒子发射多重数往往可以成为碰撞参数的度量。另外,比较 4 条实线可以看出,在 $t = 200-500\text{fm}/c$ 这段时间里,核子发射多重数随时间的延长而增加,这说明热的剩余靶核仍有足够的剩余能量来维持粒子的继续发射。图 2 中的虚线代表 $E_p = 200\text{MeV}$ 的质子入射,碰撞后经历的时间 $t = 400\text{fm}/c$ 的情况。我们看到在这种情况下,发射核子数随碰撞参数的变化比 $E_p = 1000\text{MeV}$ 时缓慢得多,在碰撞参数小时 ($b < 3.7\text{fm}$), 200MeV 的质子入射时的核子发射多重数远低于 1000MeV 的质子入射时的情况,而当 $b > 3.7\text{fm}$ 时,核子发射多重数反而比 1000MeV 质子入射时的多重数高。这是因为当能量降低时描述短程相互作用的两体碰撞项的作用越来越小,而长程部分则仍在起作用。另外,能量越低入射质子与靶核中核子的相互作用时间越长,因而即使靶核在核子密度比较低的核表面仍能从低能质子那里获得比较多的能量,从而能够发射出较多的核子。这说明在低能情况下,粒子发射多重数作为碰撞参数的度量是不敏感的。

3.2.2 核子能谱

图 3 是 $E_p = 1000\text{MeV}$ 质子入射的发射核子能谱,横坐标是发射核子的能量 E ,纵坐标是平均每次 $p + {}^{56}\text{Fe}$ 碰撞反应单位能量的发射核子多重数 \bar{N} 。其中图 (a) 是碰撞参数 $b = 0$, 即中心碰撞的核子能谱,可以看出图 (a) 中的矩形曲线出现两个较大的台阶,它们将整个曲线分为三部分,分别对应于高能、中能和低能三个能量区段。从反应机制上分析,它们应该对应于直接、级联和蒸发三种反应模式。其中下面一个较大台阶 ($E = 270-370\text{MeV}, \bar{N} = 0.00168$) 是由于直接反应与级联碰撞反应之间的竞争与转化造成的。上面一个较大台阶 ($E = 20-70\text{MeV}, \bar{N} = 0.04$), 是由级联与蒸发模式的竞争与转化过程所产生的。图 3(b) 是碰撞参数 $b = 3\text{fm}$ 时的发射核子能谱,当 $E =$

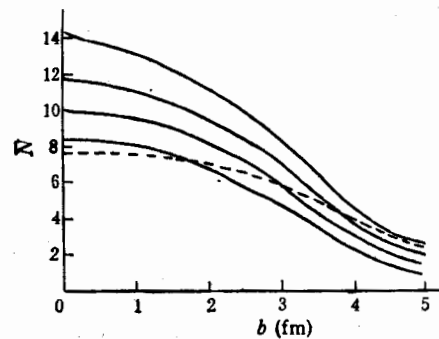


图 2 平均发射核子多重数与碰撞参数及时间的关系

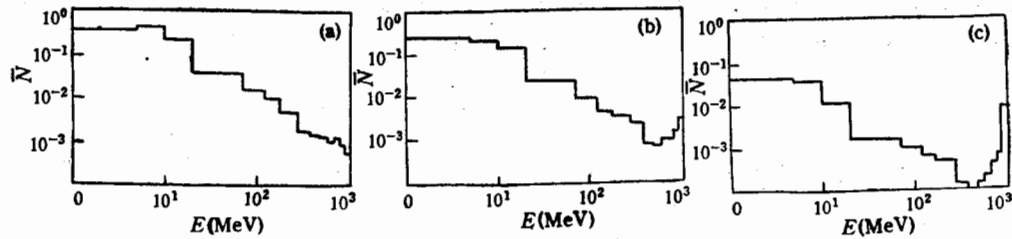


图3 发射核子能谱

$E_p = 1000\text{MeV}$, (a),(b),(c) 分别为碰撞参数 $b = 0, 3, 5\text{fm}$.

470—500MeV 时, 平均发射核子多重数 \bar{N} 达到最低点, 然后开始上升以至出现一个上翘的尾部。这是因为在碰撞参数 b 变大时, 核内的核子密度变得较低, 高能质子比较容易穿过去, 在穿行过程中很少与核内的核子发生直接碰撞, 主要是与核子发生库仑散射而损失少量能量。因此当入射质子跑出核外后仍旧带有较高的能量, 从而形成图 3(b) 中高能端上翘的尾部。图 3(c) 与图 3(b) 类似, 所不同的是, 尾部上翘的更高些, 这是由于当碰撞参数 $b = 5\text{fm}$ 时, 核的密度更低, 入射质子更容易穿过, 损失能量更少。

对于入射质子能量 $E_p = 200\text{MeV}$ 的发射核子能谱(图略), 当 $b = 0$ 时, 和图 3(a) 类似, 也出现三个部分, 分别对应于直接、级联和蒸发三种反应模式。所不同的是, 当碰撞参数 $b = 3\text{fm}$ 时, 高能端并不像 $E_p = 1000\text{MeV}$ 时那样出现上翘的尾部。原因是

$E_p = 200\text{MeV}$ 的入射质子的波长比 $E_p = 1000\text{MeV}$ 时长得多, 不容易从核的这一部分穿过。当 $b = 5\text{fm}$ 时, 核的密度进一步降低, 这时 200MeV 的入射质子能够比较容易地穿过, 从而出现高能端上翘的尾巴。

3.2.3 核子发射多重数随时间的变化

图 4 是 $E_p = 1000\text{MeV}$ 、碰撞参数 $b = 0$ 时, 平均发射核子数 \bar{N} 随时间 t (从质子打到靶核开始计时) 的变化。图中曲线出现两个谷, 把曲线分成三部分。这和

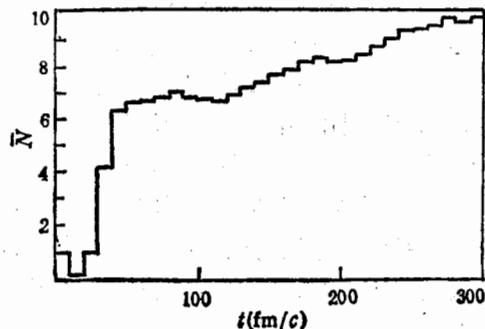


图4 平均发射核子多重数随时间的变化

在前面核子能谱中所阐明的一样, 三个部分对应于直接、级联和蒸发三种反应模式。而两个谷则对应于核子能谱中图 3(a) 的两个较大台阶。它们分别表示由直接到级联以及由级联到蒸发模式的竞争与转化过程。

3.2.4 中子发射的双微分截面

为了和实验比较, 还计算了 $E_p = 585\text{MeV}$ 的 $p + {}^{56}\text{Fe}$ 碰撞反应中子发射的双微分截面。图 5 给出了用 QMD 计算的在实验室系 $\theta_{lab} = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ 时的双微分截面和实验结果^[9]的比较。其中虚线是硬的核态方程计算结果, 实线对应于动量相关的软的核态方程的结果。总的来说, 理论计算和实验结果符合较好, 我们的结果显然比 D.Filges 等用核内级联-蒸发模型的计算结果^[9]有所改进, 而且计算不需要引入很多参数。但是我们的结果在高端的中子数较实验值低, 这是 QMD 模型有待改进的。

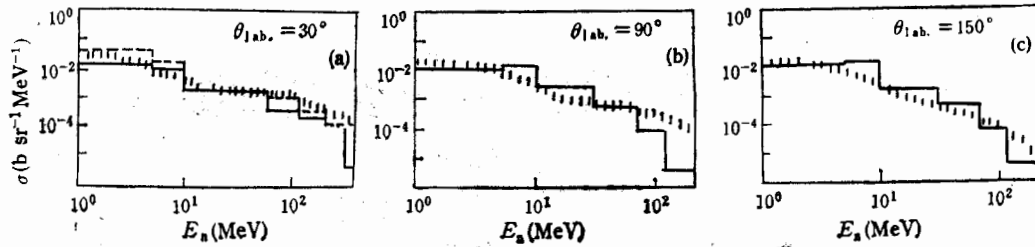


图 5 发射中子双微分截面

4 小 结

从上述计算结果可以看出, QMD 模型可以给出重离子反应随时间演化的全过程, 同时还能自动地给出反应过程中出现的直接、级联和蒸发三种模式, 而不必像其它模型那样, 例如级联-蒸发型, 需将级联和蒸发过程分别输入分段计算。另外, 从 $E_p = 585 \text{ MeV}$ 质子入射的双微分中子截面的结果可以看出, 理论计算与实验结果符合较好。这些都说明 QMD 模型在描写重离子反应方面有其明显的优点。但是计算结果也反映出该模型的某种不足之处, 例如发射中子双微分截面在高端端较实验值低, 这是有待于进一步研究和改进的。

参 考 文 献

- [1] Lu Zhaoqi, Zhang Xiaoze and Sa Benhao, *Chinese Phys. Lett.*, **5**(1988)13.
- [2] 卢兆启等, 高能物理与核物理, **12**(1989)75.
- [3] C. Hartnack, Li Zhuxia and L. Neise et al., *Nucl. Phys.*, **A495**(1989)303; J. Aichlin, *Phys. Rep.*, **202**(1991)233; A. Ono, H. Hriuchi, T. Maruyama and A. Ohnishi, *Prog. Theor. Phys.*, **87**(1992) 1185.
- [4] S. Cierjacke and Y. Hino et al., *Phys. Rev.*, **C36**(1987) 1976.
- [5] D. Filges and P. Cloth et al., *Phys. Rev.*, **C36**(1987)1988.

A Study of Reaction Mechanism in Intermediate Energy Proton-Nucleus Collisions

Lu Zhaoqi Li Zhuxia

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Received on February 14, 1993

Abstract

The reaction mechanism in $p+^{56}\text{Fe}$ collisions with $E_p = 200, 585$ and 1000 MeV is investigated by Quatum Molecular Dynamics model. The spectra of emitted nucleons, double differential cross sections of emitted neutrons and time evolution of mass distribution of residual fragments are calculated and reasonable results obtained.

Key words quantum molecular dynamics model, nucleon spectrum, mass distribution of fragments, double differential cross sections of emitted neutrons.