

核结构效应对重离子阻尼碰撞中核子 交换过程的影响

刘建业 谭南虹 乔卫民

(中国科学院近代物理研究所,兰州)

摘 要

本文基于核子交换模型,其中包括不同原子核之间的核子交换和同一个原子核内的粒子空穴激发,同时考虑了能量自由度与质量自由度之间的耦合。目的是研究原子核碰撞中形状的动力学变化过程特别是颈自由度和原子核的壳层结构对于核子交换过程以致对于碎片质量和电荷的一次矩,二次矩,中子质子关联函数以及能量耗散的影响。并将计算结果与实验数据进行了比较和讨论。

一、前 言

在重离子阻尼碰撞中,双核系统的动力学特点主要与两个原子核之间的粒子交换过程密切相关^[1,2],这种粒子交换过程伴随着质量,电荷的交换导致能量,动量和角动量的交换。显然这是一种多种因素相互交织的,极为复杂的过程。在这些过程中原子核的动力学形变过程,原子核壳层结构,质量不对称自由度,驱动势以及能量、质量自由度之间的耦合等对核子交换过程有着重要的影响。从实验上和理论上对这些问题进行深入研究一直是低能重离子碰撞机制研究中的一个重要课题。

在低能重离子碰撞中体耗散起主导作用,故我们借用 H·Feldmeier 等人根据核子交换模型用统计物理方法导出的墙摩擦和窗摩擦公式^[6]求解耗散动力学方程,可以得到在确定轨道角动量下碰撞系统的动力学形变过程,出射碎片质量、电荷、反应系统激发能和相互作用时间。将这些物理量作为输入量代入主方程,基于核子交换模型计算主方程的跃迁几率求解主方程,最后可计算碎片电荷,质量的一次矩和二次矩。我们计算了两个质量对称反应系统 $^{144}\text{Sm}(1000\text{MeV}) + ^{144}\text{Sm}$ 和 $^{154}\text{Sm}(970\text{MeV}) + ^{154}\text{Sm}$ 的出射碎片电荷和质量的一次矩、二次矩和中子质子关联函数,同时计算了质量不对称反应系统 $^{86}\text{Kr}(705.2\text{MeV}) + ^{166}\text{Er}$ 的出射碎片电荷的一次矩和二次矩。计算结果与实验数据比较表明核壳结构对单闭壳核反应系统 $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$ 的碎片质量、电荷二次矩的有明显影响。在质量不对称碰撞系统 $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$ 中,动力学形变过程是控制碎片电荷一次矩不漂现象的主要因素;而驱动势则主要控制电荷漂移的方向。同时也可以看出粒子空穴激发对于耗散过程的有重要作用,对于碰撞初期理论与实验符合不好的原因也进行了讨论。

本文第二部份详细叙述了计算所采用的模型和方法;第三部份叙述并分析结果;第四部份是结论.

二、理论模型

1. 耗散动力学方程

对重离子碰撞过程中宏观自由度的定义及形变动力学过程的描述请参看 H·Feldmeier 的文章^[4,6]和我们以前的文章^[8]. 总的采用三个形状参量, 即两原子核之间的距离 s , 颈自由度 σ 和质量不对称自由度 Δ . 同时采用三个转动自由度 θ_1 , θ_2 和 θ 分别表示两个末端球独立转动和相对转动. 共有 6 个集体自由度 $q \equiv \{q_1, q_2, \dots, q_6\} = \{s, \sigma, \Delta, \theta_1, \theta_2, \theta\}$.

碰撞系统势能采用 Yukawa 加指数折叠函数的双体积积分

$$V_N = - \frac{C_s}{8\pi^2 r_0^2 a^3} \int d^3r d^3r' \left[\frac{1}{a} - \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right] \exp \left[- \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{a} \right], \quad (2.1)$$

$$C_s = a_s \left[1 - K_s \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right], \quad (2.2)$$

库仑势采用均匀电荷分布 ρ_c .

$$V_c = \frac{\rho_c^2}{2} \int d^3r d^3r' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (2.3)$$

宏观自由度的耗散动力学方程如下:

$$\dot{p}_i = - \sum_j R_{ij} \dot{q}_j - \frac{\partial T}{\partial q_i} - \frac{\partial V}{\partial q_i}, \quad (2.4)$$

$$\dot{q}_i = \frac{\partial T}{\partial p_i} = \sum_j (M^{-1})_{ij} p_j, \quad i, j = 1, \dots, 6 \quad (2.5)$$

$$\text{其中 } T = \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^6 M_{ij} \dot{q}_i \dot{q}_j, \quad (2.6)$$

$$\text{能量耗散率 } \dot{Q} = \dot{Q}^{\text{wall}} + \dot{Q}^{\text{window}}, \quad (2.7)$$

$$\dot{Q}^{\text{wall}} = \sum_{i,j=1}^3 R_{ij}^{\text{wall}} \dot{q}_i \dot{q}_j, \quad (2.8)$$

$$\dot{Q}^{\text{window}} = \sum_{i,j=1}^6 R_{ij}^{\text{window}} \dot{q}_i \dot{q}_j, \quad (2.9)$$

$$E_{\text{耗}} = \int_0^t \phi(t') dt'. \quad (2.10)$$

摩擦张量的墙公式和窗公式为 R^{wall} 和 R^{window} 和质量张量 M 都是集体自由度 q 的函数.

2. 主方程

在主方程中^[11,12]我们近似地将反应系统的总道空间分为若干子空间

$$\mathcal{H} = \sum_{\mu} \mathcal{H}_{\mu}, \quad \mu \equiv (A_1(Z_1, N_1), E_x),$$

其中 A_1, Z_1, N_1 和 E_x 分别是出射碎片 1 的质量, 电荷, 中子数和反应系统的激发能. 在 t 时刻, 每个子空间的占有几率用 $P(\mu, t)$ 表示, 其主方程是

$$\frac{dP(\mu, t)}{dt} = \sum_{\nu} \bar{W}_{\mu\nu} [d_{\mu}P(\nu, t) - d_{\nu}P(\mu, t)]. \quad (2.11)$$

其中 $\bar{W}_{\mu\nu}$ 是从宏观态 μ 到 ν 的跃迁几率. 根据不同的模型有不同的计算跃迁几率的方法, 这里我们采用了壳模型统计谱方法^[7].

$$\begin{aligned} \bar{W}_{\mu\nu} &= \bar{W}_{\nu\mu} \\ &= \frac{\tau_{mem}(\nu, \mu)}{\hbar^2 d_{\mu} d_{\nu}} \{ [W_{11}(\nu, \mu) + W_{22}(\nu, \mu)] \delta_{A_1 A'_1} + W_{12}(\nu, \mu) \delta_{A_1, A'_1+1} \\ &\quad + W_{21} \delta_{A_1, A'_1-1} \} \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\tau_{mem} = (2\pi)^{1/2} \hbar [\langle V^2 \rangle_{\mu} + \langle V^2 \rangle_{\nu}]^{-1/2}$$

其中 $\langle \quad \rangle_{\mu}$ 表示对确定的子空间 μ 求平均, d_{ν} 表示在子空间 ν 的维度. (2.12) 式中第一项表示原子核 1 和 2 中粒子空穴激发, 后两项表示原子核 1 和 2 之间的核子交换. 并假定每次只交换一个核子, 每次交换两个以上核子的几率很小. 上面主方程具体化后而写为

$$\begin{aligned} \frac{dP_1(A_1, E_x, t)}{dt} &= \sum_{E'_x} \{ W_{A'_1+1, E'_x \rightarrow A_1, E_x} d_{A_1} P_1(A'_1 + 1, E'_x, t) \\ &\quad + W_{A'_1, E'_x \rightarrow A_1, E_x} d_{A_1} P_1(A'_1, E'_x, t) + W_{A'_1-1, E'_x \rightarrow A_1, E_x} d_{A_1} P_1(A'_1 - 1, E'_x, t) \\ &\quad - [W_{A_1, E_x \rightarrow A'_1+1, E'_x} d_{A'_1+1} + W_{A_1, E_x \rightarrow A'_1, E'_x} d_{A'_1} \\ &\quad + W_{A_1, E_x \rightarrow A'_1-1, E'_x} d_{A'_1-1}] P_1(A_1, E_x, t) \}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

这里 $A_1 \equiv A_1(Z_1, N_1)$.

在解主方程中通过同时对 A'_1 和 E'_x 求和就考虑了质量自由度和能量自由度的耦合.

3. 耗散动力学方程与主方程联合求解

本文首先解耗散动力学方程求得每个确定轨道角动量 l (即不同时间) 的碰撞系统的动力学形变, 如图 1 给出反应 $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$ 在 $l = 175$ 时的动力学形变过程出射碎片的质量、电荷、激发能和相互作用时间.

在耗散动力学方程中, 内部激发能 E_x 由表达式 $E_x = \int_0^t \dot{Q}(t') dt'$ 给出. 同样也可将 E_x 表示如下

$$E_x = E_{cm} + Q_{gg} - T - V_N - V_c. \quad (2.14)$$

其中 E_{cm} 为质心系入射动能, T, Q_{gg}, V_N 和 V_c 分别为质心系入射动能, 反应前后基态质量差, 核势和库仑势. 在考虑核子交换中的壳效应后的 E_x 有个相应的改变

$$E'_x = E_x + \Delta Q_{壳},$$

在(2.14)式的 Q_{gg} 没有考虑壳修正, 现在利用实验给出的质量过剩计算 $Q_{gg实}$, 再利用不包括壳修正的液滴质量公式计算 $Q_{gg液}$, 然后计算两者之差, 即 $\Delta Q_{壳} = Q_{gg实} - Q_{gg液}$ 为壳

修正,最后将 E'_z 作为真实激发能以及碎片质量、电荷和相互作用时间代入主方程求解分布几率 $P_l(A_1(Z_1, N_1), E_x, t)$. 再对各种轨道角动量 l 求平均后就可计算得到出射碎片质量和电荷的一次矩,二次矩和中子-质子关联系数等。

三、计算结果和分析

1. 原子核壳层结构对核反应中核子交换过程的影响

为研究核子交换中壳效应的影响^[10],本文对两个质量对称系统 $^{144}\text{Sm}(1000\text{MeV}) + ^{144}\text{Sm}$ 和 $^{154}\text{Sm}(970\text{MeV}) + ^{154}\text{Sm}$ 出射碎片质量,电荷的一次矩,二次矩和中子-质子关联系数进行了计算并与实验比较在图 2—图 4 中。

图 2 中是 $\sigma_{A_1}^2/\sigma_{Z_1}^2$ 随 TKEL 的变化,实心圆点和空心圆点分别是两个反应系统的实验值,实线和虚线分别是相应的理论值。实验上比值 $\sigma_{A_1}^2/\sigma_{Z_1}^2$ 对 $^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}$ 随 TKEL 增加而稍有下降,对 $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$, 这比值随 TKEL 变化而上升,但始终保持 $\sigma_{A_1}^2/\sigma_{Z_1}^2(^{144}\text{Sm}) > \sigma_{A_1}^2/\sigma_{Z_1}^2(^{154}\text{Sm})$, 当 TKEL 很大时两者接近。这现象说明,对系统 $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$, 交换中子比交换质子困难,这是为了保持中子数在闭壳 $N=82$ 附近因而有利于丰质子流。而非满壳的系统 $^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}$ 中子交换对质子交换不存在丰质子流的优势。

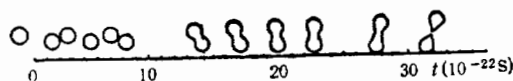


图 1 $^{144}\text{Sm}(1000\text{MeV}) + ^{144}\text{Sm}$ 反应在 $l=175$ 时碰撞系统形状随时间的变化
 $E_l/A = 6.94\text{MeV}$

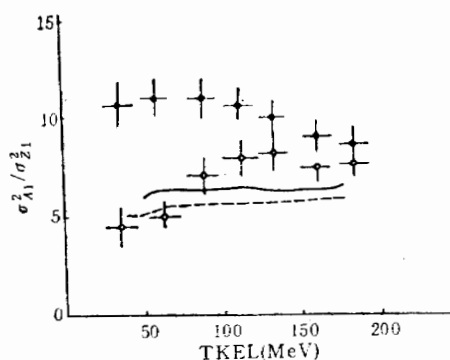


图 2 $\sigma_{A_1}^2/\sigma_{Z_1}^2$ 作为 TKEL 的关系曲线
实心圆点和空心圆点分别表示 ^{154}Sm 系统和 ^{144}Sm 的实验值,实线和虚线分别表示相应的理论值。

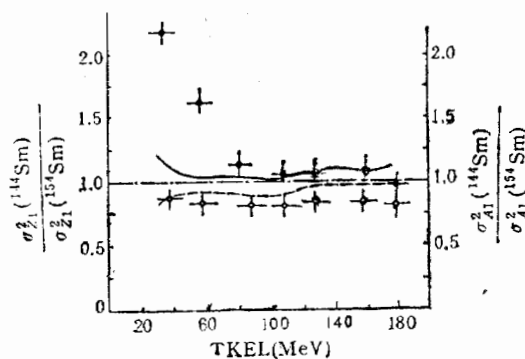


图 3 两个反应系统电荷二次矩之比和质量二次矩之比对 TKEL 关系图
实心圆点和空心圆点为实验值,实线和虚线为相应的计算值

图 3 中比值 $\sigma_{A_1}^2(^{144}\text{Sm})/\sigma_{A_1}^2(^{154}\text{Sm})$ 大约为 0.8 且几乎不随 TKEL 变化,而另一比值 $\sigma_{Z_1}^2(^{144}\text{Sm})/\sigma_{Z_1}^2(^{154}\text{Sm})$ 却表现出不同特点,TKEL 较小时比值为 2,然后随 TKEL 的增

加下降到 1, 这表明当 TKEL 较小时中子单闭壳碰撞系统 $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$ 交换的核子是丰质子流, 其质子流强度是非幻核碰撞系统 $^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}$ 质子流强度的两倍. 文献[9]从势能面角度讨论了上述情况, 他们利用加壳修正的基态液滴能量给出了两个碰撞系统的势能面, 其中 $N = 82$ 的中子壳导致系统 $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$ 在势能面上极小值位置发生强烈的变化; 而系统 $^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}$ 的势能面没有这种变化.

图 4 中实心圆点和空心圆点分别表示中子质子关联函数 $\rho_{NZ}(^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm})$ 和 $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$, 随着 TKEL 变化实验值从 $\rho_{NZ} \approx 0.6$ 上升为 $\rho_{NZ} \approx 1$, 这表明随着 TKEL 增大中子质子关联发展由弱到强, 此外在几乎整个 TKEL 测量范围内

$$\rho_{NZ}(^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}) > \rho_{NZ}(^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}),$$

这也表明 $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$ 系统中子质子关联受到中子闭壳的束缚, 因而比 $^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}$ 系统中相应关联弱, TKEL 很大时壳效应影响削弱, 两个系统的中子质子关联趋于相等.

在文献[8]中, 由于未考虑粒子空穴激发及质量自由度与能量自由度的关联, 计算的中子质子关联比实验值小, 如图 4 中曲线 A、B 所示, 本文给出的结果曲线 a、b 有了明显的改进, 这说明考虑同一原子核本身的粒子空穴激发和能量、质量自由度耦合后加快了粒子扩散过程, 有利于加强中子质子关联.

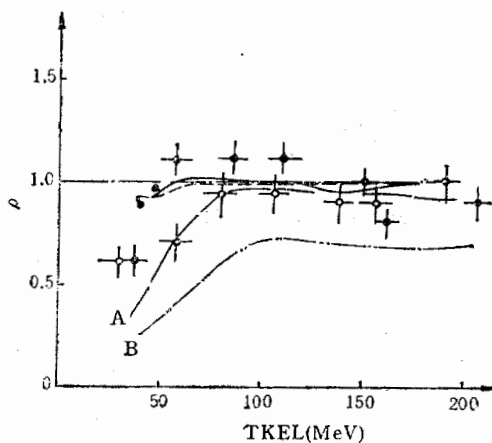


图 4 曲线 A、B 由文献[8]给出, 曲线 a、b 由本文给出, 圆点为实验点.

实心圆点为实验点. 实线和点线分别为考虑粒子-空穴激发和无粒子空穴激发的计算值.

图 5 表明, 在 $\text{TKE} > 300\text{MeV}$ 前, 类弹碎片电荷一次矩保持在入射点附近, 几乎没有漂移, 当 $\text{TKE} < 300\text{MeV}$ 后才开始向大 $\langle Z \rangle$ 方向漂移, 本文认为这种现象是由于原子核碰撞系统颈自由度随时间的动力学变化过程及驱动势效应的竞争和交织造成的. 由于质量不对称自由度和颈自由度是过阻尼自由度, 随时间变化较慢, 在 $\text{TKE} < 300\text{MeV}$ 前, 碰撞系统的颈还未形成, 两核之间的窗未打开, 核子交换很少, 致使质量不对称自由度几乎冻结, 因而没有平均电荷漂移. 但随着激发能继续增加, 双核系统的颈逐渐形成, 窗被打开从而发生大量的核子交换, 产生了粒子流、动量流和熵流, 两个碎片温度逐渐趋于平衡, 平均电荷 $\langle Z_i \rangle$ 向大的方向漂移. 激发能较小时漂移与否受颈自由度控制; 而激发

在 TKEL 很小的区域, 本文的计算结果与实验值吻合较差. 这主要与两个原因有关, 一是输运理论在激发能较小的碰撞初期不适用. 另一原因正如文献[10]中认为集体激发机制如表面振动和巨共振至少在耗散碰撞初期段是主要的激发模式, 而本文未考虑引入这类激发模式. 故碰撞初期耗散过程需进一步研究.

2. 质量不对称阻尼碰撞中的电荷弛豫

在图 6、7 中给出了对反应系统 ^{86}Kr (705MeV) + ^{166}Er 类弹碎片电荷一次矩和二次矩的计算结果与实验数据, 图 5、6 中

能很大时漂移方向主要受驱动势的制约, 这种现象是一般的输运理论所难以给出的.

图 6 中 $\sigma_{Z_1}^2$ 随 TKE 下降而增大, 说明在颈未形成前, 尽管大量核子交换过程没有发生, 但在驱动势作用下随激发能增加核子扩散不断增强的过程仍在进行, 整个过程与通常扩散理论得出的结果一致. 同样看出粒子-空穴激发加快了扩散过程.

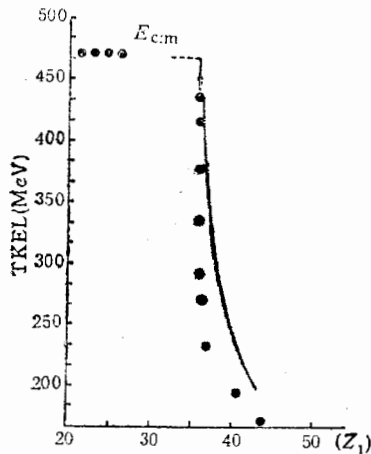


图 5 反应系统 $^{86}\text{Kr}(705\text{MeV}) + ^{166}\text{Er}$ 的电荷一次矩

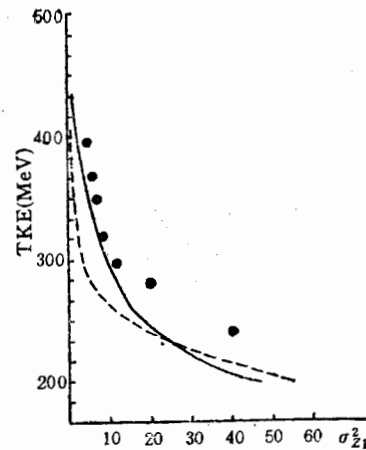


图 6 反应系统 $^{86}\text{Kr}(705\text{MeV}) + ^{166}\text{Er}$ 的电荷二次矩 虚线由文献[8]给出

四、结 论

重离子碰撞过程中, 反应系统势能面的壳效应和单粒子能级分布的壳结构对碰撞系统的激发能和填充几率产生明显影响, 从而对与激发能和填充几率敏感的物理量如质量、电荷的二次矩等产生明显影响, 当系统激发能增加时, 壳效应被逐步洗掉. 同一原子核内的粒子空穴激发和不同原子核之间的核子交换过程均对质量、电荷的二次矩和中子质子关联有贡献, 粒子空穴激发加快了核子的扩散过程和中子与质子的关联.

质量不对称系统的阻尼碰撞中, 电荷平均值的漂移主要由形状自由度随时间的动力学变化过程及驱动势的交织作用所决定. TKEL 较小时平均电荷的不漂现象主要由形状自由度特别是颈自由度的动力学变化过程所决定; TKEL 很大时, 驱动势对电荷平均值的漂移方向起主导作用. 这种漂移现象是一般输运理论难以描述的, 这种情况下质量、电荷的扩散仍然服从扩散模型描述的规律.

参 考 文 献

- [1] W. U. Schröder and J. R. Huizenga, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 27(1979), 465.
- [2] A. Gobbi and W. Nörenberg, *Heavy Ion Collisions*, Vol. 2, ed. R. Bock, North-Holland, Amsterdam, (1980), p127.
- [3] R. A. Broglia, C. H. Dasso and Winther, *Phys. Lett.*, 53B(1974), 301; 61B(1976), 113 and Nordita-80/16.
- [4] H. Feldmeier and H. Spangenberg, *Nucl. Phys.*, A435(1985), 229; A435(1985), 267.
- [5] L. G. Morretto et al., *Z. Physik*, A310(1983), 61; *Proc. Int. Conf. Nucl. Phys.*, Florence 1983, Vol. III,

- p385.
- [6] H. Feldmeier, ANL-PHY-85-2.
- [7] J. P. Draayer and J. B. French et al., *Ann. Phys.*, **106**(1977), 472; S. S. M. Wong, Lecture Notes for the International Winter School in Nuclear Physics, Held at Beijing, No. 1(1980).
- [8] 刘建业等, 高能物理与核物理, **12**(1988), 701.
- [9] E. C. Wu et al., *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 1874; *Nucl. Phys.*, **A405**(1983), 179.
- [10] H. Freiesleben and J. V. Kratz, *Phys. Rep.*, **106**, Nos. 1-2(1984), 1.
- [11] W. Nörenberger et al., *Phys. Lett.*, **52B**(1974), 289; *Z. Phys.*, **A274**(1975), 241; **A277**(1976), 299; **A279**(1976), 145; **A286**(1978), 263.
- [12] 王肖明, 萨本豪等 原子核物理, **2**(1980), 97.

THE ROLE OF NUCLEAR STRUCTURE EFFECTS ON THE NUCLEON EXCHANGE PROCESS IN DISSIPATIVE HEAVY-ION COLLISIONS

LIU JIANYE TAN NANHONG QIAO WEIMIN

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

ABSTRACT

Based on the model of nucleon exchange, including the nucleon exchange between two nuclei and the particle-hole excitation in a nucleus, this paper discuss the role of the dynamical evolution in nuclear deformation and the shell effects on the nucleon exchange process in dissipative heavy-ion collision. A nice agreement between theoretical results and experimental data has been gotten.