

重离子耗散碰撞中的角动量关联系数

李君清* 唐学田**

(西德海德堡马克斯-普朗克核物理研究所)

盖·沃辛

(西德海德堡大学理论物理研究所)

摘 要

本文利用福克-普朗克方程研究了重离子深度非弹性散射中两个碎片的角动量分布之间的关联。我们发现,驱动势中的离心部分造成很强的反关联,关联角随着质量对称性的增加而增加,在对称碎裂时等于负 45° 。

一、引 言

近来,运用输运方程研究了重离子深度非弹性碰撞中质量和角动量的转移^[1],得到了与实验现象令人满意的符合。已有的实验数据揭示了关联的重要性^[2],比如碎片中质量与电荷分布的关联。我们知道质量与电荷分布的关联来自于驱动势中的对称能量项。而驱动势中离心项的存在,造成了碎片内禀角动量分布之间的关联。以往的关于低能重离子物理中角动量耗散问题的处理^[3-5]没有考虑内禀角动量分布的关联。本文的目的在于描绘一个关于角动量耗散的模型,从而研究这种关联。其中部分结果已经在一篇通信^[6]中介绍过了,我们在本文中给出详细的结果和主要的推导步骤。

在第二节中,我们将给出角动量由相对运动向内禀态转移的耗散过程的基本方程,推导出内禀角动量一次和二次矩满足的方程,并得到其解析解。在第三节中,我们把这些理论模型运用到几个重离子反应。第四节总结全文。

二、短方程的推导与求解

与以往的理论处理方法^[3,4]不同,我们把两个碎片的角动量 $I_k (K = 1, 2)$ 当成两个独立变量,以便于描写相应的分布函数的关联。描写内禀角动量Z分量 I_1, I_2 的分布函数 $P(I_1, I_2; t)$ 随时间变化的方程是福克-普朗克方程^[1,4]

本文1981年7月17日收到。

* 原工作单位:中国科学院近代物理研究所。

** 原工作单位:中国科学院原子能研究所。

$$\frac{\partial P}{\partial t} = - \sum_{k=1,2} \frac{\partial}{\partial I_k} (v_k P) + \sum_{k,j} \frac{\partial^2}{\partial I_k \partial I_j} (D_{kj} P), \quad (1)$$

这里,没有直接对相对运动进行处理,但相对运动隐含在时间变量中.我们略去扩散系数张量的非对角分量,因为它们的效应很小.角动量漂移系数矢量的两个分量 θ_k 可以同扩散系数 $D_{kk} \equiv D_k (k=1, 2)$ 联系起来:

$$\theta_k = - \frac{D_k}{T} \frac{\partial U_l}{\partial I_k}, \quad (2)$$

其中 $T = \sqrt{E_i^*}/a$ 是核温度, E_i^* 是激发能, $a \approx \frac{A}{10}$ 是能级密度参数. U_l 是驱动势的离心项. U_l 可以表示成:

$$U_l = \frac{I_1^2}{2\mathcal{I}_1} + \frac{I_2^2}{2\mathcal{I}_2} + \frac{(l - I_1 - I_2)^2}{2\mathcal{I}_{rel}}, \quad (3)$$

其中 \mathcal{I}_k , \mathcal{I}_{rel} 分别为两个碎片的内禀和相对转动惯量, $l = (0, 0, l)$ 是初始的相对运动角动量,我们取 l 的方向为 Z 方向.由于我们的主要兴趣在于内禀角动量分布中关联造成的物理效应,我们不妨略去内禀角动量的重新取向,假定内禀角动量始终平行于 l .

从方程(1)可得到一个关于平均值 $\langle I_k \rangle$ 、均方偏差 $\sigma_k^2 \equiv \langle I_k^2 \rangle - \langle I_k \rangle^2$ 和协变量 $\sigma_{12}^2 \equiv \langle I_1 I_2 \rangle - \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle$ 的联立微分方程组,解出这些量(作为时间的函数)可确定下面的高斯分布:

$$P(I_1, I_2) = \frac{1}{2\pi(\sigma_1^2\sigma_2^2 - \sigma_{12}^2)^{1/2}} \exp \left\{ - \frac{1}{2(\sigma_1^2\sigma_2^2 - \sigma_{12}^2)} \cdot [\sigma_2^2(I_1 - \langle I_1 \rangle)^2 + \sigma_1^2(I_2 - \langle I_2 \rangle)^2 - 2\sigma_{12}^2(I_1 - \langle I_1 \rangle)(I_2 - \langle I_2 \rangle)] \right\}, \quad (4)$$

平均值满足的矩方程是:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle I_1 \rangle &= a_1 \langle I_1 \rangle + b_1 \langle I_2 \rangle + c_1, \\ \frac{d}{dt} \langle I_2 \rangle &= a_2 \langle I_2 \rangle + b_2 \langle I_1 \rangle + c_2, \end{aligned} \quad (5)$$

均方偏差满足的方程是:

$$\frac{d}{dt} \sigma^2 = M \sigma^2 + d, \quad (6)$$

其中:

$$\sigma^2 = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 \\ \sigma_2^2 \\ \sigma_{12}^2 \end{pmatrix}, \quad M = \begin{pmatrix} 2a_1 & 0 & 2b_1 \\ 0 & 2a_2 & 2b_2 \\ b_2 & b_1 & a_1 + a_2 \end{pmatrix}, \quad d = \begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\begin{cases} a_k = - \frac{D_k}{T} \left(\frac{\mathcal{I}_{rel} + \mathcal{I}_k}{\mathcal{I}_{rel}\mathcal{I}_k} \right), \\ b_k = - \frac{D_k}{T} \frac{1}{\mathcal{I}_{rel}}, \\ c_k = \frac{D_k}{T} \frac{l}{\mathcal{I}_{rel}}. \end{cases} \quad (8)$$

我们用拉普拉斯变换方法求解这些互相耦合的微分方程, 得到:

$$\langle I_k \rangle = \frac{\mathcal{F}_k}{\mathcal{F}_{\text{tot}}} l - A_K \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - B_K \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right), \quad (9)$$

其中:

$$\begin{cases} A_{1,2} = \left[\frac{D_{2,1}}{\lambda_1 \mathcal{F}_{2,1} T} + 1 \right] \frac{D_{1,2}}{(\lambda_2 - \lambda_1) \mathcal{F}_{\text{rel}} T} l, \\ B_{1,2} = \left[\frac{D_{2,1}}{\lambda_2 \mathcal{F}_{2,1} T} + 1 \right] \frac{D_{1,2}}{(\lambda_1 - \lambda_2) \mathcal{F}_{\text{rel}} T} l, \\ \lambda_{1,2} = \frac{1}{2T \mathcal{F}_{\text{rel}}} \left\{ -\frac{D_1}{\mathcal{F}_1} (\mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_{\text{rel}}) - \frac{D_2}{\mathcal{F}_2} (\mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_{\text{rel}}) \right. \\ \left. \pm \left[\frac{D_1^2}{\mathcal{F}_1^2} (\mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_{\text{rel}})^2 + \frac{D_2^2}{\mathcal{F}_2^2} (\mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_{\text{rel}})^2 \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{2D_1 D_2}{\mathcal{F}_1 \mathcal{F}_2} (\mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_{\text{rel}})(\mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_{\text{rel}}) + 4D_1 D_2 \right]^{1/2} \right\} \end{cases} \quad (10)$$

总的转动惯量为 $\mathcal{F}_{\text{tot}} = \mathcal{F}_{\text{rel}} + \mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2$, 弛豫时间 $\tau_{1,2} = -\frac{1}{\lambda_{1,2}}$, 均方偏差为:

$$\begin{cases} \sigma_1^2 = \frac{\mathcal{F}_1(\mathcal{F}_{\text{rel}} + \mathcal{F}_2)}{\mathcal{F}_{\text{tot}}} T + E_1 \exp\left[\frac{-2t}{\tau_1}\right] - F_1 \exp\left[\frac{-2t}{\tau_2}\right], \\ \sigma_2^2 = \frac{\mathcal{F}_2(\mathcal{F}_{\text{rel}} + \mathcal{F}_1)}{\mathcal{F}_{\text{tot}}} T + E_2 \exp\left[\frac{-2t}{\tau_1}\right] - F_2 \exp\left[\frac{-2t}{\tau_2}\right], \end{cases} \quad (11)$$

其中:

$$\begin{aligned} E_{1,2} &= \frac{D_{1,2}[\lambda_1 \mathcal{F}_{\text{rel}} \mathcal{F}_{1,2} T + D_{2,1}(\mathcal{F}_{\text{rel}} + \mathcal{F}_{2,1})]}{\lambda_1(\lambda_1 - \lambda_2) \mathcal{F}_{\text{rel}} \mathcal{F}_{2,1} T}, \\ F_{1,2} &= \frac{D_{1,2}[\lambda_2 \mathcal{F}_{2,1} \mathcal{F}_{\text{rel}} T + D_{2,1}(\mathcal{F}_{2,1} + \mathcal{F}_{\text{rel}})]}{\lambda_2(\lambda_1 - \lambda_2) \mathcal{F}_{\text{rel}} \mathcal{F}_{2,1} T}, \end{aligned}$$

最后, 协变量为:

$$\begin{aligned} \sigma_{12}^2 &= -\frac{\mathcal{F}_1 \mathcal{F}_2}{\mathcal{F}_{\text{tot}}} T - \frac{D_1 D_2}{\lambda_1(\lambda_1 - \lambda_2) \mathcal{F}_{\text{rel}} T} \exp\left[-\frac{2t}{\tau_1}\right] \\ &+ \frac{D_1 D_2}{\lambda_2(\lambda_1 - \lambda_2) \mathcal{F}_{\text{rel}}} \exp\left[-\frac{2t}{\tau_2}\right]. \end{aligned} \quad (12)$$

对于任何时刻 t , σ_{12}^2 都为负, 这表明两个碎片的内部角动量的分布是反关联的. 然而分布的总的平均值实际上并不受反关联的影响. 在两个碎片中, 平均值都指向初始角动量的方向. 平衡时的结果由粘合极限给出:

$$\langle I_K \rangle_{\text{equ}} = l \mathcal{F}_K / \mathcal{F}_{\text{tot}}, \quad (13)$$

平均值的总和与以往的结果^[4]相同:

$$\langle I \rangle_{\text{equ}} = \langle I_1 \rangle_{\text{equ}} + \langle I_2 \rangle_{\text{equ}} = \frac{l(\mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2)}{\mathcal{F}_{\text{tot}}}, \quad (14)$$

由公式(11)、(12), 复合体系角动量分布的均方差为

$$\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + 2\sigma_{12}^2, \quad (15)$$

均方偏差趋向平衡值的速度要比平均值本身快一倍, 其平衡值为:

$$\sigma_{\text{equ}}^2 = \frac{\mathcal{F}_{\text{rel}}(\mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2) T}{\mathcal{F}_{\text{tot}}} \quad (16)$$

与文献[4]相一致,但那里,没有把 I_1, I_2 分开. 重要的区别在于,在我们这里,角动量分布是反关联的. 这一点是因为协变量

$$(\sigma_{12}^2)_{\text{equ}} = -\frac{\mathcal{F}_1 \mathcal{F}_2}{\mathcal{F}_{\text{tot}}} T \quad (17)$$

具有负号. 关联角 α 则直观地反映了协变量的效应,

$$\alpha = \frac{1}{2} \text{arctg} \left(+ \frac{2\sigma_{12}^2}{\sigma_1^2 - \sigma_2^2} \right) \quad (18)$$

对于等质量碎裂, $\sigma_1 = \sigma_2$, α 达极大值 -45° . 或者,也可以定义关联系数

$$\chi = \frac{\sigma_{12}^2}{\sigma_1 \sigma_2} \quad (19)$$

χ 为负,这相应于反关联. 当平均转移角动量主要是由统计涨落决定时,且当碎片是对称碎裂时,反关联的效应最为显著. 对于任何小碰撞参数的深度非弹性散射,只要体系足够重,因而低 l 的分波不熔合,第一个条件就得到满足. 对于对称的入射道,或者对于有相当大的几率导致对称碎裂的耗散反应,第二个条件就得到满足. 看来近来一些实验中探测到的 γ 多重性随着碎裂对称性的增加而增加的现象^[8],其原因之一是由于反关联效应. 然而, γ 多重性的平均值是与 $\langle |L_1| \rangle + \langle |L_2| \rangle$ 相联系的^[4],要彻底解释对称碎裂时的 γ 多重性实验数据,就要再考虑 XY 平面内的涨落,这超出了本工作的范围.

三、数值结果

显然,从实验上探测两碎片角动量分布之间的关联要比探测质量分布与电荷分布^[1]之间的关联困难得多. 为了研究角动量分布中的关联效应,我们计算了核反应 $^{86}\text{Kr}(7\text{MeV}/n) + ^{154}\text{Sm}$, $^{132}\text{Xe}(8\text{MeV}/n) + ^{166}\text{Er}$ 和两个对称系统 $^{165}\text{Ho}(8.5\text{MeV}/n) + ^{165}\text{Ho}$ 及 $^{208}\text{Pb}(8\text{MeV}/n) + ^{208}\text{Pb}$, 对相对运动的处理与文献^[4,9]中相同. 我们还考虑了碎片的椭球形变. 我们用刚性球模型来计算转动惯量. 唯一的两个自由参数是角动量扩散张量的相应于两个碎片的两个分量 D_K . 可调节 D_K 以符合实验结果,也可以从理论上计算 D_K . 对于反应 $\text{Kr} + \text{Sm}$, 我们取 $D_1 = 5.4 \times 10^{22}\text{S}^{-1}$, $D_2 = 9.6 \times 10^{22}\text{S}^{-1}$, 这与平均 γ 多重性的实验数据^[10]相一致. 我们引入了一个与 l 相关的形式因子^[9]来压低大 l 值时的扩散系数. 带有关联的分布函数在 $I_1 + I_2$ 和 $I_1 - I_2$ 两个方向的宽度比为

$$\frac{\Gamma_+}{\Gamma_-} = \left[\frac{\sigma_1^2 \cos^2 \alpha + \sigma_2^2 \sin^2 \alpha + 2\sigma_{12}^2 \sin \alpha \cos \alpha}{\sigma_1^2 \sin^2 \alpha + \sigma_2^2 \cos^2 \alpha - 2\sigma_{12}^2 \sin \alpha \cos \alpha} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (20)$$

对于对称系统, $\alpha = 45^\circ$, 此式给出平衡态时宽度比约为 $(5/7)^{1/2}$. 所以,反关联造成的分布函数椭圆压偏效应太小,还难于从实验上测量到.

图3给出了角动量分布函数对于能量损失的依赖关系. 所考虑的重离子反应是 $^{86}\text{Kr}(7\text{MeV}/n) + ^{154}\text{Sm}$, $^{132}\text{Xe}(8\text{MeV}/n) + ^{166}\text{Er}$, 和 $^{165}\text{Ho}(8.5\text{MeV}/n) + ^{165}\text{Ho}$. 随着能量损失的增加,平均值先增加,然后减少. 涨落总是随着 ΔE 的增加而增加. 反关联效应也随着 ΔE 的增加而越来越显著. 关联角随着质量对称性的增加而增大,对于 $\text{Ho} + \text{Ho}$, 达到 -45° .

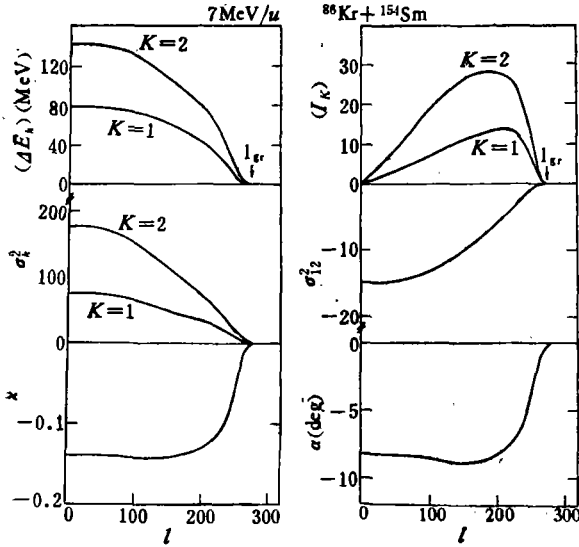


图 1 $^{86}\text{Kr}(7\text{MeV}/n) + ^{154}\text{Sm}$ 反应中耗散在两个碎片的能量和角动量, 均方差 σ_k^2 ($K=1, 2$), 协变量 $\sigma_{l_2}^2$, 关联系数 χ , 关联角 α

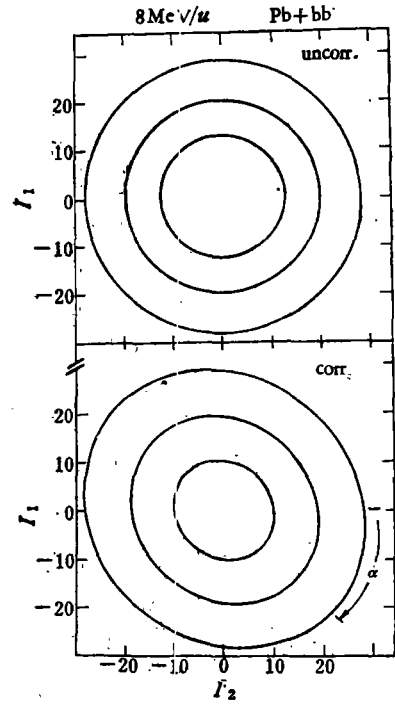


图 2 $^{206}\text{Pb}(8\text{MeV}/n) + ^{206}\text{Pb}$ 反应中等质量碎片的角动量分布函数中最大平均能量损失 $\langle \Delta E \rangle = 420\text{MeV}$ 处的反关联效应, 关联角为 -45°

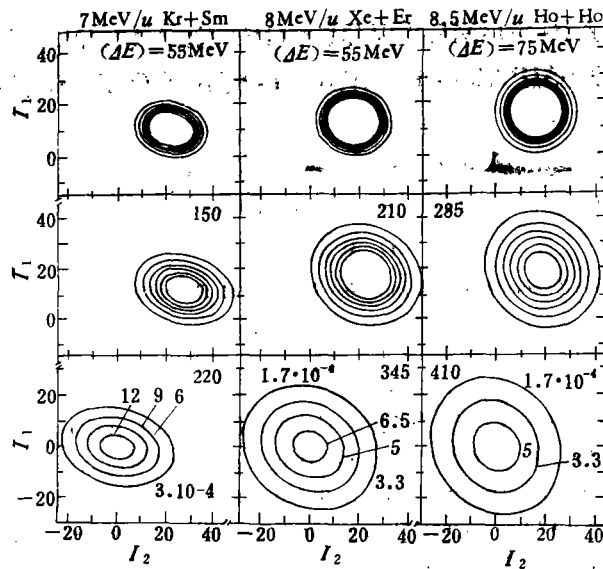


图 3 $^{86}\text{Kr}(7\text{MeV}/n) + ^{154}\text{Sm}$ $^{132}\text{Xe}(8\text{MeV}/n) + ^{166}\text{Er}$ 和 ^{165}Ho ($8.5\text{MeV}/n$) + ^{165}Ho 三个反应中不同的平均能量损失相应的分布函数 $P(l_1, l_2, \tau_{in})$ 等高图. 反关联效应随着 ΔE 的增加而增加

四、总 结

我们提出了一个输运模型来描写低能重离子碰撞中两个碎片的内部角动量分布函数 $P(I_1, I_2; t)$, 并由此得到了矩方程, 用解析方法得到了它们的解, 研究了驱动势中离心力部分造成的分布函数中的关联。我们发现, 存在着强的反关联效应, 关联角随着质量对称性的增加而增大, 对于对称碎裂, 达到极大值 -45° 。然而, 关联角越大, 分布函数就越接近各向同性, 因此反关联效应目前很难从实验上确定。

我们感谢与 A. Gobbi, F. Hachenberg 和 J. R. Nix 的有意义的讨论。

参 考 文 献

- [1] H. A. Weidenmüller, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **3**(1980), 49.
- [2] B. Gatty et al., *Nucl. Phys.*, **A253**(1975), 511; J. V. Kratz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 984; H. Breuer et al., *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 191.
- [3] M. Lefort and C. Ngô, *Rivista Del Nuovo Cimento*, **2**(1979), 1.
- [4] G. Wolschin, *Fizika*, **9**(1977), 513; *Nucl. Phys.*, **A316**(1979), 146; S. Ayik et al., *Z. Phys.*, **A286**(1978), 271; G. Wolschin and W. Nörenberg, *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 691.
- [5] L. G. Moretto and R. P. Schmitt, *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 204.
- [6] J. Q. Li, X. T. Tang and G. Wolschin, submitted to *Phys. Lett. B*.
- [7] R. J. Puigh et al., *Nucl. Phys.*, **A336**(1980), 279.
- [8] R. Bock et al., GSI Preprint 1981, submitted to *Nucl. Phys.*; M. Berlinger et al., Preprint Orsay IPNO RC81-03.
- [9] G. Wolschin, *Proc. Int. School Physics Varenna/Italy 1979*; *Phys. Lett.*, **88B**(1979), 35.
- [10] P. R. Christensen et al., submitted to *Phys. Rev. Lett.*

THE ANGULAR-MOMENTUM CORRELATION COEFFICIENT IN DISSIPATIVE HEAVY-ION COLLISIONS

LI JUN-QING* TANG XUE-TIAN**

(Max-Planck-Institute für Kernphysik, Heidelberg, F. R. Germany)

G. WOLSCHIN

(Institute für Theoretische Physik der Universität Heidelberg, F. R. Germany)

ABSTRACT

Based on a transport equation of the Fokker-Planck type the correlations in the angular-momentum distributions of binary fragments in deeply inelastic heavy-ion collisions are investigated. A strong anticorrelation is found due to the centrifugal part of the driving potential. The correlation angle increases towards mass symmetry and reaches 45° for symmetric fragmentation.

* Permanent address: Institute of Modern Physics, Lanchow, China.

** On Leave From Institute of Atomic Energy, Peking, China. Supported by DAAD, Bonn.