

# $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}, ^{40}\text{Ca}$ 耗散碰撞的扩散模型分析

沈文庆 乔卫民 诸永泰 詹文龙

(中国科学院兰州近代物理研究所)

## 摘 要

在扩散模型的框架内,用假定中间组合系统以一个统计的寿命衰变的方法分析了  $68\text{MeV}^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$  和  $68.6\text{MeV}^{12}\text{C} + ^{40}\text{Ca}$  的耗散碰撞中产生的产物的三重微分截面  $d^3\sigma/dZdEd\theta$  的一般趋向. 导出了中间组合系统的半衰期及产生全阻尼深部非弹性产物的平均相互作用半径. 简单地对计算的角分布及 Wilczynski 图与实验测量结果进行了比较,讨论了产生二者之间的差异的可能原因.

## 一、引 言

近年来对轰击能量大于相互作用位垒(库仑位垒)几个 MeV/核子的重离子反应作了广泛研究. 这类反应的一个重要特征是它们涉及一个很大的相对运动角动量范围. 根据相对运动角动量的初始值,反应可以粗略地分成三类: I, 相对运动角动量在擦边角动量  $l_{gr}$  附近时,碰撞对沿着擦边轨道运动的准弹性反应; II, 相对运动角动量在零到全熔合临界角动量  $l_{cr}$  之间时,碰撞对可以熔合在一起产生全熔合反应; III, 相对运动角动量在  $l_{cr}$  和  $l_{gr}$  之间时,碰撞对通过一个中间组合系统阶段,但还未完全熔合在一起就分开了,发生耗散重离子碰撞<sup>[1]</sup>. 第 IV 类反应是介于准弹性的直接相互作用与复合核形成之间的一种中间反应过程. 在反应过程中碰撞对基本上保持其个性,即保留了对入射道的部份记忆,但相对运动动能被逐渐耗散到内部激发能;中质比自由度、质量不对称自由度、角动量等也都逐渐弛豫,最后达到平衡<sup>[2,3]</sup>. 随着阻尼深度的增加系统的反应时间逐渐变长,相互作用的碰撞对的相互穿透也逐渐变深,即最接近距离可从准弹性的互作用距离逐渐减小到全熔合发生的临界距离,也就是说反应逐步从准弹性碰撞通过深部非弹性碰撞,变到全熔合反应.

近十几年来对中重和重系统的深部非弹性碰撞产生的碎片的电荷分布、质量分布、动能分布、角分布以及它们之间的相互关联进行了大量实验测量. 对反应过程中的中质比自由度的弛豫,轻粒子发射和  $\gamma$  射线发射也做了一些实验探讨. 与此同时,理论工作也取得了很大成就,例如半经典动力学理论,非平衡态的统计输运理论,时间有关的哈屈里-福克方法及流体力学方法等. 理论和实验两方面的探索对深部非弹性碰撞有了更深的了解,而且目前正把它作为强相互作用下有限元素的平衡态问题进行广泛的探讨. 但是无论在实验上还是理论上对轻系统入射能量不太高时的深部非弹性碰撞研究还不多,其原

因是多方面的。从实验角度上说,由于深部非弹性组份截面较小,测量比较困难,而且比较难于把深部非弹性组份和准弹性转移组份分开,因此有的作者就把它称作深部非弹性转移<sup>[4]</sup>。从理论角度上说,轻系统涉及的核子数太少了,要把基于大量核子的非平衡态统计输运理论用于这种情况,计算结果会和实验结果有较大偏差。同时由于入射粒子和靶核的核子数少,发射轻粒子会产生很大的影响<sup>[5]</sup>,奇偶效应、结构效应、深部非弹性碎片碎裂都给分析带来了困难。但是在这种实验条件下的数据还是明显地表现出耗散碰撞的一般性倾向。因此以较为成功地解释了中重和重系统的扩散模型作框架<sup>[6]</sup>,用假定中间组合系统以一个统计的寿命衰变的方法<sup>[7]</sup>来分析较低入射能下的轻系统的数据,导出其深部非弹性分量的一般倾向,扩散和漂移系数,中间组合系统的半衰期及产生全弛豫深部非弹性组份的平均相互作用半径是有意义的。把它们和重系统的深部非弹性碰撞的这些参量进行比较也是有意义的。同时上述计算得出的角分布、Wilczynski 图和实验测量结果之间的差异给进一步分析奇偶效应、结构效应、深部非弹性碎片碎裂及深部非弹性碎片发射轻粒子带来的影响提供了线索。

本文分析的实验数据<sup>[8]</sup>是在中国科学院近代物理研究所 1.5 米迴旋加速器上取得的。该实验用由薄电离室作  $\Delta E$ ,金硅面垒探测器作  $E$  组成的计数器望远镜测量了  $68\text{MeV } ^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$  和  $68.6\text{ MeV } ^{12}\text{C} + ^{40}\text{Ca}$  的单举类弹碎片。对  $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$  反应它给出了 Li、Be、B、N 反应产物的能谱;对  $^{12}\text{C} + ^{40}\text{Ca}$  反应给出了 Li、Be、B、N、O 反应产物的能谱,以及角分布和 Wilczynski 图。本文在第二节中将描述计算方法;在第三节中给出计算的角分布、Wilczynski 图及中间组合系统的半衰期和产生全阻尼深部组份的平均相互作用半径;第四节中对计算结果和实验结果之间的差异进行一个简单的讨论。

## 二、计算方法

根据 Nörenberg 的扩散理论<sup>[6]</sup>,在时间  $t$  观察变量  $x$  的分布几率  $P(x, t)$  满足福克-普朗克方程,假定扩散系数  $D$  和漂移系数  $v$  是常数,此时分布几率是高斯型的:

$$P(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp[-(x - vt)^2/4Dt].$$

上述理论中并没有涉及关于中间组合系统的寿命,实际上假设在任何时间  $t$  中间组合系统的存活几率总是等于 1。这似乎不大符合实际情况。有的作者<sup>[9]</sup> 计算中间组合系统寿命和入射角动量的关系,再对给定的人射角动量引入寿命的涨落,但这样就使计算相当复杂了。文献 [7] 中把寿命随入射角动量变化及固定角动量下寿命的涨落用一个中间组合系统的统计衰变几率  $\lambda = 0.693/t_{1/2}$  来代替,其中  $t_{1/2}$  是中间组合系统的寿命(半衰期)。和放射性衰变类似,在  $t$  时刻,中间组合系统存活几率为  $e^{-\lambda t}$ ,这样三重微分截面  $d^3\sigma/dz dE d\theta$  可以表示成:

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{dz dE d\theta} &= N[P(Z, \theta, E)_p + P(Z, \theta, E)_r] \\ &= N \sum_{n=1}^K [P(Z, t_n) \cdot P'(E, t_n) e^{-\lambda t_n} + P(Z, t'_n) \cdot P'(E, t'_n) e^{-\lambda t'_n}] \end{aligned}$$

式中  $N$  是归一化常数, 第一项和第二项分别相应于产生同一种产物的类弹和类靶碎片的贡献.  $t_n, t'_n$  分别是类弹和类靶碎片通过不同的转动方式到达观察角所需的时间:

$$t_1 = \frac{\theta_{gr} - \theta}{\omega}, t_2 = \frac{\theta_{gr} + \theta}{\omega}, t_3 = \frac{\theta_{gr} - \theta + 2\pi}{\omega} \dots$$

$$t'_n = t_n + \pi/\omega$$

求和上标  $K$  取自条件  $t_K < 10 t_{1/2}$ , 即忽略了作用时间大于中间组合系统寿命 10 倍以上的分量. 实际上主要贡献来自于  $t_1$  和  $t_2$  的分量, 它们分别相应于准弹的正角出射分量和负角偏转为深部非弹性分量. 在计算中  $t_{1/2}$  是一个可调参数, 通过和实验数据的拟合得出中间组合系统的寿命  $t_{1/2}$ .

假定认为深部非弹性分量发生在平均角动量为  $l = \frac{1}{2}(l_{gr} + l_{cr})$  附近的角动量区域中, 其中  $l_{gr}$  用 W. W. Wilcke 等<sup>[10]</sup> 的相互作用半径算得对  $68 \text{ MeV}^{12}\text{C} + {}^{27}\text{Al}$  和  $68.6 \text{ MeV}^{12}\text{C} + {}^{40}\text{Ca}$  分别为  $33 \hbar$  和  $36 \hbar$ ,  $l_{cr}$  用液滴模型饱和值的  $7/5$  值算得分别为  $26 \hbar$  和  $32 \hbar$ <sup>[10]</sup>. 同时假定在发生深部非弹性过程中系统从相互作用半径处的入射道系统逐步发生能量弛豫, 核子交换过程, 最后在半径  $R_f = rd(A_3^{1/3} + A_4^{1/3})$  处碰撞对最后分离. 因此用  $\omega = \hbar l / \bar{I}$  计算中间组合系统平均转动角速度, 其中转动惯量  $\bar{I}$  采用刚体和粘住假设 (取  $r_0 = 1.5$ ) 计算, 并对入射道和出射道求平均. 因此对不同的出射道  $\bar{I}$  和  $\omega$  也不同. 对  ${}^{12}\text{C} + {}^{27}\text{Al}$  出射  ${}^{12}\text{C}$  的  $\bar{I}$  和  $\omega$  分别为  $1.32 \times 10^{-47} (\text{g} \cdot \text{cm}^2)$ ,  $0.234 \times 10^{22} (\text{rad}/\text{sec})$ , 出射碎片由 Li 变到 N,  $\bar{I}$  增加 10%,  $\omega$  减小 10%. 对  ${}^{12}\text{C} + {}^{40}\text{Ca}$  出射  ${}^{12}\text{C}$  的  $\bar{I}$  和  $\omega$  分别为  $1.86 \times 10^{-47} (\text{g} \cdot \text{cm}^2)$ ,  $0.192 \times 10^{22} (\text{rad}/\text{sec})$ , 出射碎片由 Li 变到 O,  $\bar{I}$  增加 11%,  $\omega$  减小 11%.  $rd$  作为一个调节参数, 从拟合实验数据可以得到  $rd$ . 电荷的漂移和扩散以入射粒子和靶核的电荷数  $Z_P$  和  $Z_T$  开始. 系统可弛豫的动能为  $E_0 = E_{cm} - (E_C + E_{rot} + E_N) + Q_{gg}$ , 一旦这部份能量全部转化成激发能时, 终止能量的耗散过程, 此时出射道的全弛豫动能为  $E_f$ . 其中  $Q_{gg}$  是出射道的反应基态  $Q$  值,  $E_f$  为:

$$E_f = E_N + E_{rot} + E_C$$

式中  $E_N$  是剩余核势<sup>[11]</sup>,  $E_{rot}$  是离心能<sup>[12]</sup>,  $E_C$  是出射道库仑能, 它们分别为:

$$E_N = -50 \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4} \exp \left[ -\frac{R_f - (R_3 + R_4)}{Q} \right] (\text{MeV})$$

$$R_i = 1.233 A_i^{1/3} - \frac{0.978}{A_i^{1/3}} (\text{fm}), \quad a = 0.63 (\text{fm})$$

$$E_{rot} = 20.9 \frac{l(l+1)}{I_i} \cdot \frac{\mu_f R_f^2}{I_f} (\text{MeV})$$

式中  $I_i, I_f$  分别是入射道和出射道的刚体在粘住假设下计算的转动惯量,  $\mu_f$  为出射道的约化质量.

$$E_C = \frac{Z_3 Z_4 e^2}{R_f}$$

$D_Z, D_E, V_Z, V_E$  相应为电荷和动能的扩散系数和漂移系数. 根据文献 [6] 给出的方法计算上述系数, 其中势能面是用 H. Freiesleben 的程序计算的<sup>[13]</sup>. 拟合实验数据得到的扩散和漂移系数和上述计算得出的这些系数基本上是一致的.

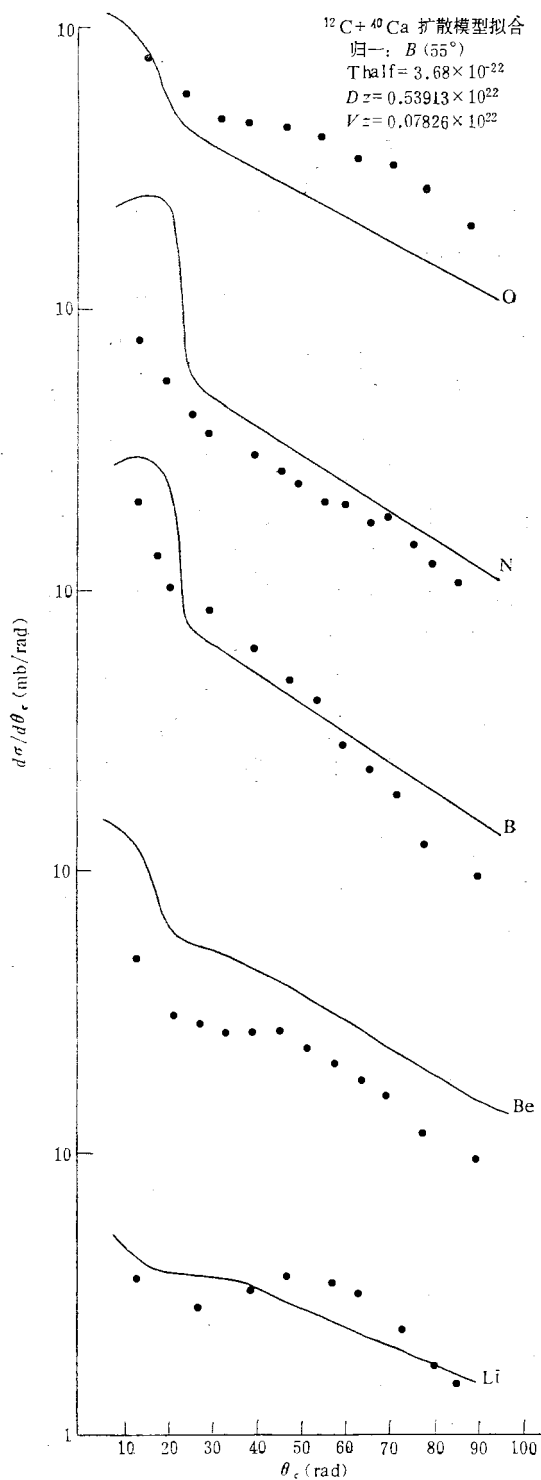


图 1 68.6 MeV  $^{12}\text{C} + ^{40}\text{Ca}$  实验和计算的各种产物的角分布

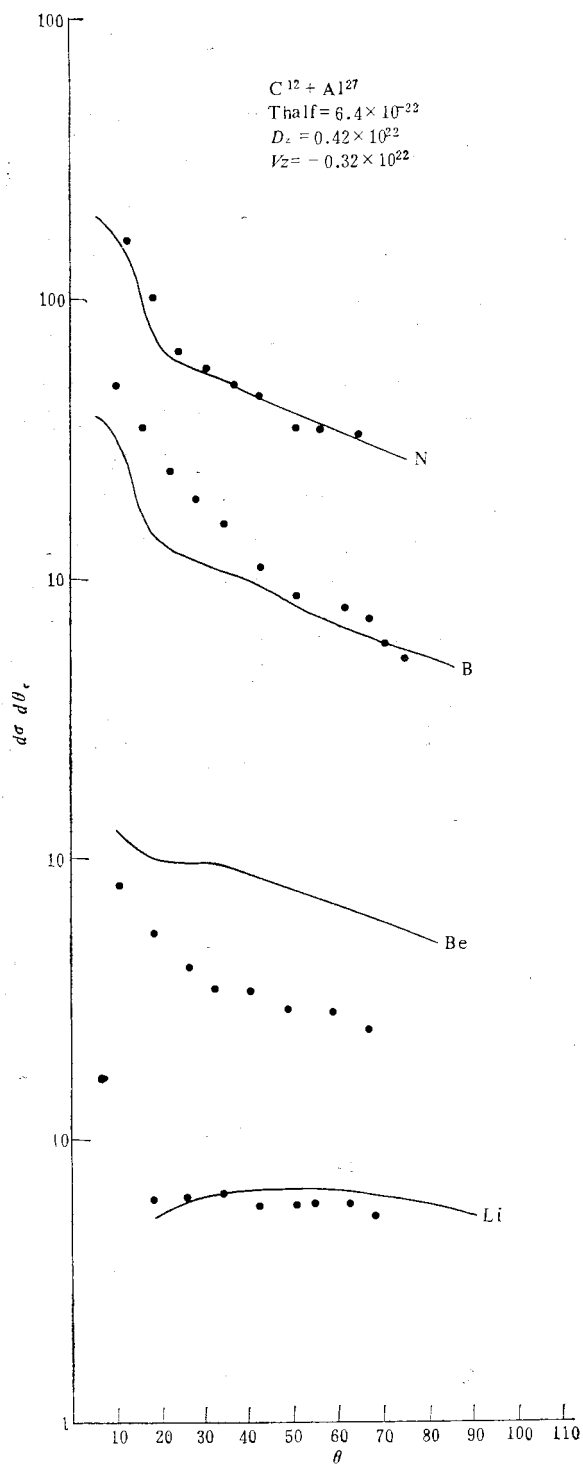


图 2 68 MeV  $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$  实验和计算的各种产物的角分布, · 实验点 — 计算值

## 三、计算结果

由于文献 [13] 中势能面的计算是基于液滴模型之上的,它假设二个相互作用核是一个薄皮系统,核物质密度在内部是一常数,而在表面很快下降到零,对很轻的核可能会对上述假设有较大的偏离。而且转动动能部份对轻系统随角动量的变化比重系统时要强,采用深部非弹性发生的平均角动量处的势能曲线求出的电荷漂移系数  $\nu_Z$  会和实际情况有较大的偏离。尽管这样,拟合实验数据得到的漂移和扩散系数和上述计算得出的这些系数还是基本一致的。对  $68.6 \text{ MeV } ^{12}\text{C} + ^{40}\text{Ca}$  计算的  $D_Z, \nu_Z, D_E, \nu_E$  分别为:  $0.305 \times 10^{22} \text{ Z}^2/\text{sec}$ ;  $0, 5.96 \times 10^{22} \text{ MeV}^2/\text{sec}$ ;  $2.91 \times 10^{22} \text{ MeV}/\text{sec}$ ; 拟合实验数据的值为:  $0.539 \times 10^{22} \text{ Z}^2/\text{sec}$ ;  $0.078 \times 10^{22} \text{ Z}/\text{sec}$ ;  $4.6 \times 10^{22} \text{ MeV}^2/\text{sec}$ ;  $2.9 \times 10^{22} \text{ MeV}/\text{sec}$ 。对  $68 \text{ MeV } ^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$  计算值为:  $0.2 \times 10^{22} \text{ Z}^2/\text{sec}$ ;  $-0.042 \times 10^{22} \text{ Z}/\text{sec}$ ;  $2.96 \times 10^{22} \text{ MeV}^2/\text{sec}$ ;  $2.14 \times 10^{22} \text{ MeV}/\text{sec}$ ; 拟合实验数据的值为:  $0.42 \times 10^{22} \text{ Z}^2/\text{sec}$ ;  $0.3 \times 10^{22} \text{ Z}/\text{sec}$ ;  $4.0 \times 10^{22} \text{ MeV}^2/\text{sec}$ ;  $3.19 \times 10^{22} \text{ MeV}/\text{sec}$ 。拟合实验数据时先从角分布出发,对  $^{12}\text{C} + ^{40}\text{Ca}$  在  $B$  的角分布  $55^\circ$  处对实验数据绝对归一,对  $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$  用  $N$  的角分布  $55^\circ$  处对实验数据归一。调节  $D_Z, \nu_Z, T_{1/2}$  使各产物的计算角分布尽量和实验结果一致。计算和实验的角分布可见图 1 和图 2。从角分布图可见计算拟合了实验数据的一般倾向,例如在小角度有部份阻尼分量,随着出射粒子  $Z$  值远离入射粒子的  $Z$  值,部份阻尼分量减小;而在大角度有深部非弹性分量,随着出射粒子的  $Z$  值远离入射粒子的  $Z$  值该分量的角分布逐渐

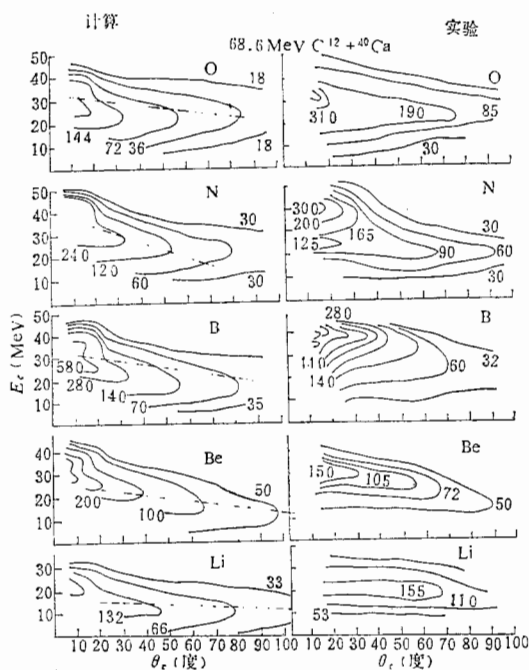


图 3  $68.6 \text{ MeV } ^{12}\text{C} + ^{40}\text{Ca}$  计算和实验的 Wilczynski 图。图中虚线是考虑了质量转移的影响和动力学模型的计算结果

变平坦。但对 O、Be 计算值和实验值有较大的差异,其可能原因在下一节讨论。

在拟合角分布的基础上,再调节  $D_E$ 、 $V_E$  及  $rd$  来拟合实验得到的 Wilczynski 图。计算和实验的各种出射产物的 Wilczynski 图显示在图 3 和图 4 上,图上同时算出了用考虑了质量转移的影响的动力学模型计算出来的平均出射能和  $\theta_c$  的关系曲线<sup>[14]</sup>。由图可以看出计算反映了实验结果的一般趋势:随着  $\theta_c$  增加,平均出射能减小,即随时间增加动能逐渐弛豫,且和考虑了质量转移的影响的动力学计算结果基本一致。计算结果明显显示出随弛豫能量增加,产物从正偏转角到负偏转角的演变,实验测量的结果显示出对某些出射产物,这种倾向是很明显的,但对有些出射产物这种倾向不明显,其原因也将在下一节讨论。

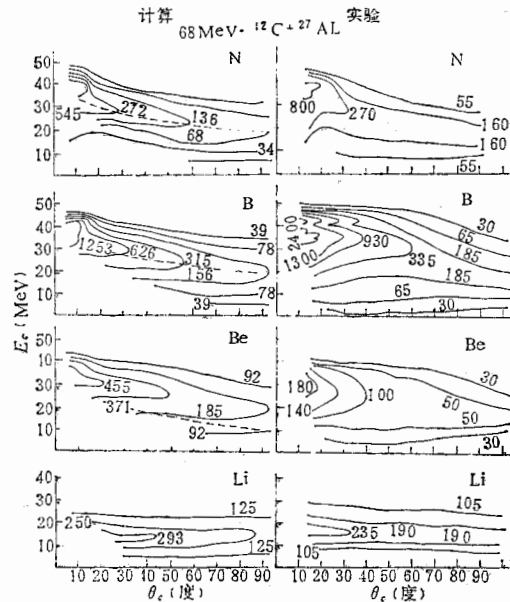


图 4  $68 \text{ MeV } ^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$  计算和实验的 Wilczynski 图。图中虚线是考虑了质量转移的影响的动力学模型计算结果

## 四、讨 论

实验和理论计算的一般倾向都表明在较低入射能下的轻系统:  $68.6 \text{ MeV } ^{12}\text{C} + ^{40}\text{Ca}$ 、 $68 \text{ MeV } ^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$  的产物中有部份阻尼和深部非弹性二组成份。虽然我们不能在能谱或角分布上把它们截然分开,但随着作用时间的增长,相对运动动能逐步弛豫;电荷数  $Z$  偏离入射粒子电荷数  $Z_p$  的产物,深部非弹性组份对于部份阻尼组份的比例也逐步增多,显现出深部非弹性的特征。

拟合实验数据得到的中间组合系统的平均寿命和产生全弛豫深部非弹性的半径对  $68.6 \text{ MeV } ^{12}\text{C} + ^{40}\text{Ca}$  分别为  $3.68 \times 10^{-22}$  秒及  $rd = 1.27 \text{ fm}$ ; 对  $68 \text{ MeV } ^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$  分别为  $6.4 \times 10^{-22}$  秒及  $1.3 \text{ fm}$ 。这个时间和从考虑了质量转移影响的动力学计算导出的平均相互作用时间在数量级上是一致的。它比远距离碰撞的互作用时间大,但大大小于形成

复合核所需要的作用时间。拟合实验数据得出的发生全弛豫深部非弹性的半径参数  $rd$  的数值也是合理的。这两点也支持了我们测到的低入射能轻系统的各种产物中存在深部非弹性组份的分析。

由于所用模型较为简单和粗糙,除了数据的一般倾向外,显然不能拟合实验数据的细节。但从计算和实验结果的差异上我们也可分析出一些产生这些差异的因素,为今后进一步的计算提供了一些线索。

计算角分布是对某一奇  $Z$  元素进行绝对归一的,计算中奇  $Z$  元素 B、N 和实验符合较好。偶  $Z$  元素 O 的实验角分布比计算结果高(最大可差 1 倍),这可能来自奇偶效应。但偶  $Z$  元素 Be 的实验角分布却比计算结果低,这是由于  ${}^8\text{Be}$  裂开形成两个  $\alpha$  粒子,使 Be 元素的截面大大降低造成的。这些差别说明对轻系统的反应产物由于奇偶效应、结构效应及易于裂开等因素造成计算的深部非弹性的一般倾向和实验结果在细节上有差别,要去掉这种差别必须在模型中考虑上述因素。

计算的 Wilczynski 图对每种元素都明显地显示出正角和负角分支,但实验结果及在出射 N 核的图上有较明显的这种倾向。在其它产物的图上没有明显的这种迹象。可能对出射 B 元素的实验 Wilczynski 图上由于垒上了很强的孤立态的准弹分量而把正角部份的部份阻尼分量淹没了。而对交换核子较多的出射 O、Li、Be 的产物的部份阻尼组份实验和计算的差异可能来自模型本身。由于扩散模型是基于统计基础上的,对反应早期阶段的部份阻尼组份的解释要差一些。另外由于强烈弹性散射的影响,小角度的实验测量精度也相对差一些。改善小角度实验精度,考虑孤立态的扭曲波玻恩近似的计算可能会是有意义的。

拟合实验数据的扩散和漂移系数和理论计算值大致上是一致的。但是没有考虑这些系数随时间的变化,而是用发生深部非弹性的平均角动量为  $l$  时的驱动势  $U_l$  计算  $V_z$  的。这显然是很粗糙的。由于随着时间的演变,角动量逐渐耗散而变小,因而  $U_l$  也发生变化。对  ${}^{12}\text{C} + {}^{40}\text{Ca}$  在发生深部非弹的平均  $l$  处  $U_l$  变化不太强烈;但对  ${}^{12}\text{C} + {}^{27}\text{Al}$ ,  $U_l$  变化很大,  $\left. \frac{\partial U_l}{\partial A} \right|_{A=A_1}$  从负的很快变成正的,这是造成对  ${}^{12}\text{C} + {}^{27}\text{Al}$  固定  $l$  下的  $V_z$  理论值是负的,而拟合实验数据的  $V_z$  是正的原因。考虑漂移和扩散系数随时间而变化,同时耦合进角动量耗散可能会得出更为合理的漂移和扩散系数,拟合实验数据也可能好一些。

### 参 考 文 献

- [1] M. Lefort, Heavy ion collision Vol. 2, p. 47, edit by R. Bock.
- [2] A. G. Artukh, G. F. Gridnev, V. L. Mikheev, V. V. Volkov, J. Wilczynski, *Nucl. Phys.*, A215 (1973), 91.
- [3] M. Lefort, C. Ngô, J. Peter and B. Tamain, *Nucl. Phys.*, A216 (1973), 166.
- [4] T. Mikumo, M. Sasagase, M. Sato, T. Ooi, Y. Higashi, Y. Nagashima, Y. Yamanouchi, *Phys. Rev.*, C21(1980), 620.
- [5] T. Fukada, M. Tanaka, M. Ishihara, H. Ogata, I. Mivra, H. Kamitsubo, *Phys. Lett.*, 99B (1981), 317.

- [6] A. Gobbi, G. Nörenberg, Heavy ion collision, Vol. 2, p. 128 edit by R. Bock.
- [7] S. Agarwal, *Z. Physik*, A297(1980), 41.
- [8] 谢元祥等,中国科学院近代物理研究所 1981 年年报, p. 44, p. 47.
- [9] C. Riedel, W. Nörenberg, *Z. Physik*, A290(1979), 385.
- [10] W. W. Wilcke, J. R. Birkelund, A. D. Hoover, J. R. Huizenga, W. U. Schröder and H. J. Woltershei, UR-NSRL, 221 (1980).
- [11] P. K. Christensen and A. Winther, *Phys. Lett.*, 65B (1976), 19.
- [12] M. F. Rivet et al., *Nucl. Phys.*, A276(1975), 157.
- [13] H. Freiesleben, Private Communication.
- [14] 葛凌霄, 近物所内部资料.

## DIFFUSION MODEL ANALYSES OF THE EXPERIMENTAL DATA OF $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}, ^{40}\text{Ca}$ DISSIPATIVE COLLISIONS

SHEN WEN-QING QIAO WEI-MEN

ZHU YONG-TAI ZHAN WEN-LONG

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

### ABSTRACT

Assuming that the intermediate system decays with a statistical lifetime, the general behaviour of the threefold differential cross section  $d^3\sigma/dZdEd\theta$  in the dissipative collisions of 68 MeV  $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$  and 68.6 MeV  $^{12}\text{C} + ^{40}\text{Ca}$  system are analysed in the diffusion model framework. The lifetime of the intermediate system and the separation distance for the completely damped deep inelastic component are obtained. The calculated results and the experimental data of the angular distributions and Wilczynski plots are compared. The probable reasons of the differences between them are briefly discussed.