

$^{19}\text{F} + ^{93}\text{Nb}$ 耗散反应产物不重复截面的分析*

王琦¹⁾ 董玉川 李松林 田文栋

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

李志常 路秀琴 赵葵 符长波 刘建成 姜华 胡桂青

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

摘要 完成了 $^{19}\text{F} + ^{93}\text{Nb}$ 耗散反应产物激发函数的两次独立测量,入射束流的能量从 102MeV 到 108MeV,步长 250keV. 实验结果在一些相同能量点两次测量的截面不能重复. 分析表明:能量自关联函数的离散程度大约相当于随机计数率引起的离散程度的 3 倍;激发函数曲线相对于能量平均本底的几率分布,有大约 21% 超出了标准高斯分布宽度的 3 倍;两次测量得到的截面之差的几率分布大约有 18% 也超出了标准高斯分布宽度的 3 倍. 可见,两次测量的 $^{19}\text{F} + ^{93}\text{Nb}$ 耗散反应产物激发函数的截面不重复性具有明确的统计意义,其来源不是计数率的随机涨落.

关键词 耗散碰撞 独立测量 不重复性 几率分布

1 引言

近年来,重离子耗散反应产物激发函数的研究引人注目,发现了传统理论所不能预期的一些实验现象^[1-13],对这些新的实验现象的解释促进了理论、特别是核反应统计理论的发展^[14-22]. 出乎人们意料的新实验现象之一是在两次独立的耗散反应产物的激发函数测量中,截面及其涨落不重复^[12,13]. 这两次测量有相同的反应系统 $^{19}\text{F} + ^{93}\text{Nb}$,测量中所用的加速器、探测器、电子学、数据获取系统以及这些设备的参数都保持不变,惟一的区别是两次测量中分别使用了具有相同标称厚度 $(70 \pm 5)\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的两块靶.

相同条件下两次实验的结果不重复,是不是实验测量过程或者实验数据的处理出了问题? 比如,由于两块靶子厚度的归一不正确而使截面产生了系统性的偏差? 或者是测量中束流靶点的移动使探测器的接收角度发生了变化? 或者是实验期间靶上积累的 C 元素沾污的影响? 等等. 事实上,为了保证

结果的可靠,在实验期间以及实验数据的处理之中,采取了很多有效的措施:(1) 每改变一次入射能量时,都要重新校准束流靶点的位置.(2) 在束流方向两侧对称的两个小角度各安置了一个半导体监测器,实时监测这两个对称角度弹性散射计数的比值. 通过两个监测器的弹散计数与法拉第筒收集的束流电荷积分计数的比较,表明实验中束流靶点位置的变化对结果没有大的影响.(3) 实验期间做了 $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ 的对比测量. 测量表明,与反应运动学的估算结果相一致, $^{19}\text{F} + ^{93}\text{Nb}$ 反应的耗散产物 N 元素和 O 元素中,不存在靶上积累的 C 元素的沾污.(4) 对其中一次实验进行了激发函数的重复测量,同一块靶各个能量点两次测量的截面及其涨落在实验误差的范围之内是完全重复的.(5) 排除了两块靶厚度归一不正确的可能. 靶厚归一不正确的后果只能是其中一次测量的截面系统地偏大或者系统地偏小,这与实验测量的实际结果不相符合.

人们之所以对两次不重复的实验结果产生疑虑,原因之一是这一结果不能被传统的理论所预期.

2003-01-15 收稿

* 国家自然科学基金(10175083,19775057)和国家重点基础研究发展规划(G2000077401)资助

1) E-mail: wangqi@ns.lzb.ac.cn

我们知道,分析核反应中截面涨落的基础是 Ericson 的统计理论^[14],它适用于已经达到统计平衡状态的复合核系统;对于高激发的多体系统,随机矩阵理论得到了成功的应用^[23],其条件是这个多体系统各态历经,处于平衡状态.就是说,现有理论的适用条件都是系统处于平衡状态.而重离子耗散反应的重要特点是反应所形成的中间双核系统始终处于非平衡态,所以,其结果是 Ericson 理论和随机矩阵理论都难以预期的.可喜的是,新近发展了核反应统计理论^[17-21],引入了角动量相干效应、缓慢的相位无规化过程和反应截面对初始条件的极端敏感性,可以用来解释两次独立测量的、处于非平衡态的重离子耗散反应产物截面及其涨落的不重复现象^[22].

关于¹⁹F + ⁹³Nb 耗散反应产物激发函数的两次独立测量中截面及其涨落不重复的实验结果我们已经有过报道^[12,13].本文着重从三个方面深入分析截面不重复的统计意义,并对“不同靶环境”这种初始条件的微小差异可能造成截面不重复的实验结果进行理论探讨.

2 实验结果的统计意义

图 1 是两次独立测量的¹⁹F + ⁹³Nb 耗散反应产物 N 和 O 的激发函数,横轴是入射束流的能量,从 102MeV 到 108MeV,步长 250keV;纵轴是反应产物的相对截面,取任意单位;误差棒仅取统计误差.实心点和空心方框分别是两次独立测量的结果,显示了激发函数的不平滑振荡以及在一些相同能量点两次测量的截面的不重复性^[12,13].

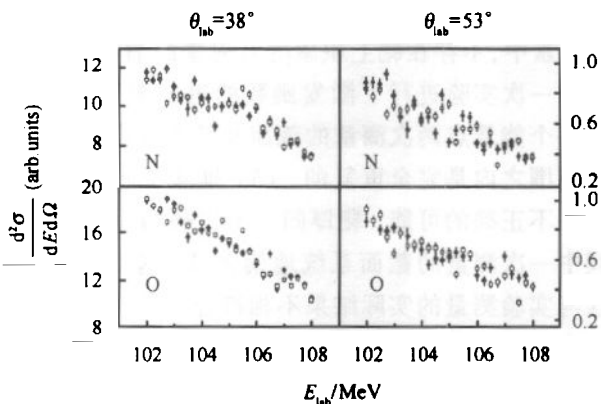


图 1 两次独立测量的¹⁹F + ⁹³Nb 耗散反应产物 N 和 O 的激发函数
●靶 1 70μg/cm², □靶 2 71μg/cm².

首先,让我们来看激发函数中截面振荡起伏的

离散程度 $C(\epsilon = 0)$,借以判断截面的振荡起伏是无规的统计涨落还是一种真正的能量振荡结构.这里, $C(\epsilon) = \langle \Delta\sigma(E + \epsilon)\Delta\sigma(E) \rangle$ 是激发函数中截面的能量自关联函数, $\langle \sigma(E) \rangle$ 是按能量取的平均截面, $\Delta\sigma(E) = \sigma(E)/\langle \sigma(E) \rangle - 1$ 是相对的振荡起伏程度.表 1 列出了两次独立测量的¹⁹F + ⁹³Nb 耗散反应产物 N 和 O 截面振荡起伏离散程度 $C(\epsilon = 0)$ 的计算结果.表中作为比较量的 r 是平均计数率, $1/r$ 是由于计数率有限而引起的统计不确定性 $C(\epsilon = 0)$.结果表明,实验中测量的截面的振荡起伏离散程度 $C(\epsilon = 0)$ 大约是有限计数率引起的离散程度的 3 倍.这说明¹⁹F + ⁹³Nb 耗散反应激发函数中截面的振荡起伏不是有限计数率引起的无规的统计涨落,而是一种真正的能量振荡结构.

表 1 ¹⁹F + ⁹³Nb 耗散反应产物截面振荡的离散程度

探测角度	出射产物	截面振荡的离散程度		
		理论计算值 $1/r$	实验测量值 $C(\epsilon = 0)$	
			靶 1	靶 2
38°	N	0.0008	0.0024 ± 0.0006	0.0028 ± 0.0007
	O	0.0007	0.0024 ± 0.0006	0.0022 ± 0.00055
53°	N	0.004	0.015 ± 0.0035	0.017 ± 0.004
	O	0.0035	0.016 ± 0.0037	0.012 ± 0.003

图 2 给出¹⁹F + ⁹³Nb 耗散反应产物的测量截面 σ_i 相对于能量平均的本底 $\langle \sigma(E) \rangle$ 的偏差 $(\sigma_i/\langle \sigma_i \rangle - 1)$ 的几率分布 P .其中, $\sigma_i = \sigma(E_i)$, E_i 是入射束流的能量, $\langle \sigma_i \rangle = \langle \sigma(E_i) \rangle$ 是对所测能区的能量求平均之后的截面本底.为了增加统计,将两个探测角度 38° 和 53°、两个反应产物 N 元素和 O 元素、两个靶子 70μg/cm² 和 71μg/cm² 8 种情况的结果进行了相加,相加结果和单独每一种情况的结论是一致的.作为例子,图 2 给出的仅仅是相加的结果.按照误差理论,如果截面的涨落来源于有限的计数率,那么, $(\sigma_i/\langle \sigma_i \rangle - 1)/(1/N_i)^{1/2}$ 就应该呈现为期望值等于零而具有标准偏差宽度的高斯型几率分布.这里, N_i 是入射能量为 E_i 时反应产物的计数率.这就是说,测量截面相对于能量平均本底来说,其偏差有 99.7% 的几率应该分布在 3 倍标准偏差 ($3\sigma'$) 的范围之内,如图 2 中的实线所示.然而,这一几率分布的实验结果比理论预期要宽得多,其中,超过 $3\sigma'$ 的几率高达约 21%,如图 2 虚线所示.这一结果再次表明,¹⁹F + ⁹³Nb 耗散反应产物激发函数中截面的振荡起伏并非来源于有限计数率引起的无规的统计涨落,而是具有统计意义的、不平滑的能量振荡结构.

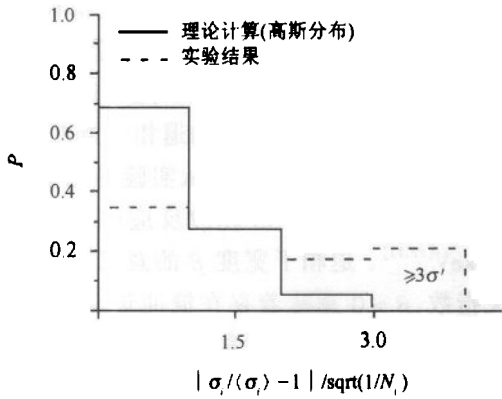


图 2 ¹⁹F + ⁹³Nb 耗散反应产物的截面相对于能量平均本底的几率分布

为了分析两次独立测量的截面之差的统计意义,我们先计算两次¹⁹F + ⁹³Nb 耗散反应测量的产物之间的关联系数 ξ .

$$\xi = (1/n) \sum_{i=1}^n (\sigma_i^{(1)} / \langle \sigma_i^{(1)} \rangle - 1) (\sigma_i^{(2)} / \langle \sigma_i^{(2)} \rangle - 1) / [C^{(1)}(\epsilon = 0) C^{(2)}(\epsilon = 0)]^{1/2}, \quad (1)$$

这里, $C^{(1,2)}(\epsilon = 0) = (1/n) \sum_{i=1}^n (\sigma_i^{(1,2)} / \langle \sigma_i^{(1,2)} \rangle - 1)^2$
 $\sigma_i^{(1,2)} = \sigma^{(1,2)}(E_i)$, $\langle \sigma_i^{(1,2)} \rangle = \langle \sigma^{(1,2)}(E_i) \rangle$, $\langle \rangle$ 表示对能量求平均, n 是能量变化的步数,角标(1,2)分别对应第一次(第一块靶)和第二次(第二块靶)测量. 计算得到,在 38°, N 元素之间的关联系数 $\xi = 0.24 \pm 0.06$, O 元素之间的关联系数 $\xi = 0.23 \pm 0.06$; 在 53°, N 元素之间的关联系数 $\xi = 0.09 \pm 0.022$, O 元素之间的关联系数 $\xi = 0.06 \pm 0.015$. 结果表明,从统计的角度来看,这两次测量是独立的,彼此之间没有强烈的关联.

现在考虑两次实验测量截面的差值的几率分布

$$[\sigma_1(E) - \sigma_2(E)] / (\delta\sigma_1^2 + \delta\sigma_2^2 + 2\rho\delta\sigma_1\delta\sigma_2)^{1/2}, \quad (2)$$

其中 $\delta\sigma_{1,2}^2 = (1/n) \sum_{i=1}^n (\sigma_i^{(1,2)} - \langle \sigma_i^{(1,2)} \rangle)^2$, (3)

$$\rho = (1/n) \sum_{i=1}^n (\sigma_i^{(1)} - \langle \sigma_i^{(1)} \rangle) \times (\sigma_i^{(2)} - \langle \sigma_i^{(2)} \rangle) / (\delta\sigma_1\delta\sigma_2), \quad (4)$$

如果说两次激发函数测量中截面的不重复性来源于有限的计数率,那么,按照误差理论,应该有

$$\delta\sigma_{1,2}^2 = (1/n) \sum_{i=1}^n \langle \sigma_i^{(1,2)} \rangle^2 / N_i^{(1,2)}, \quad (5)$$

就是说,两次实验测量截面的差值应该呈现为期望值等于零,而且具有标准偏差宽度的高斯型几率分

布. 这里的 $N_i^{(1,2)}$ 表示束流能量为 E_i 时第一次测量和第二次测量的计数率. 图 3 给出两次独立测量的截面之差的几率分布结果(点线)和理论预期值(实线). 与测量截面相对于能量平均本底的结果相类似,两次独立测量截面之差的几率分布结果比理论预期要宽得多,其中,超过 $3\sigma'$ 的几率高达 17%. 对于把同一次实验的数据分成两部分的情况,其截面之差的几率分布(虚线)则接近高斯分布的理论预期. 分析再次表明,在两次宏观条件相同的、独立的¹⁹F + ⁹³Nb 重离子耗散反应产物的激发函数测量中,截面的不重复性具有统计意义,但其来源不是有限的计数率.

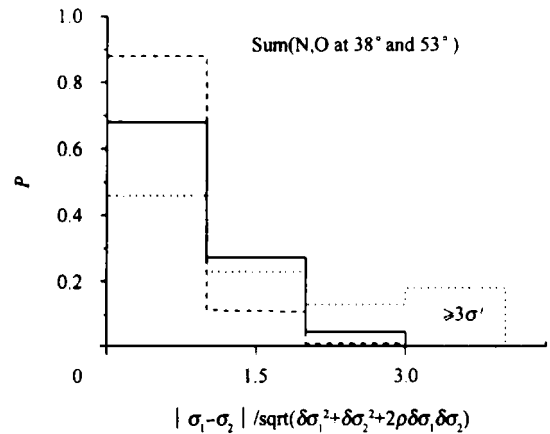


图 3 ¹⁹F + ⁹³Nb 耗散反应产物两次独立测量截面之差的几率分布

—理论计算(高斯分布); ---实验结果(一个靶做两次测量);实验结果(两个靶).

3 可能的理论解释

解释统计涨落的 Ericson 理论^[14] 以及随机矩阵理论^[23] 都不考虑微观的道与道之间的关联,其结论是激发函数中没有不可平滑的振荡结构,不同靶的两次激发函数独立测量中产生的截面是重复的. 这一结论与本文给出的¹⁹F + ⁹³Nb 耗散反应产物的实验结果不相符合.

新近发展的核反应统计理论^[17-21] 在高激发的、强相互作用的有限多体系统中,考虑微观的道与道之间的关联,认为相位的无规化过程进行得非常缓慢,中间系统的演化过程具有对初始条件的极端敏感性. 该模型能够解释耗散反应产物激发函数中不平滑的能量结构,也能够理解两次独立的激发函数测量中截面的不重复现象. 下面,我们用该模型的主要思想诠释¹⁹F + ⁹³Nb 激发函数测量中截面不重

复的实验结果.

对一个固定的出射道 \bar{b} , 单独一个靶核的测量截面 $\sigma_{\bar{b}}(E, \theta) = (1/\mathcal{N}) \sum_{j=1}^{\mathcal{N}} \sigma_{\bar{b}}^{(j)}(E, \theta)$. 这里, $\sigma_{\bar{b}}^{(j)}(E, \theta) = |f_{\bar{b}}^{(j)}(E, \theta)|^2$, j 是各个靶核的标记, 碰撞振幅 $f_{\bar{b}}^{(j)}(E, \theta)$ 包含了 (j) 个靶核, 被轰击的靶内有 $\mathcal{N} \gg 1$ 个原子核. 由于靶的不均匀分布, 即所谓“靶环境”不同, 不同 (j) 对应的碰撞振幅 $f_{\bar{b}}^{(j)}(E, \theta)$ 之间存在差异. 假设碰撞中形成的高激发核的哈密顿量为 H , 那么, 碰撞中对不同的靶核 ($j \neq i$) 会产生不同的局域性微扰 $V_j \neq V_i$. 参照文献[22], 应用微扰理论分解碰撞振幅 $f_{\bar{b}}^{(j)}(E, \theta) = f_{\bar{b}}(E, \theta) + \delta f_{\bar{b}}^{(j)}(E, \theta)$, 其中 $f_{\bar{b}}(E, \theta)$ 是不存在靶环境微扰影响的振幅. 同时, 忽略不相干的求和项 $(1/\mathcal{N}) \sum_{j=1}^{\mathcal{N}} |\delta f_{\bar{b}}^{(j)}(E, \theta)|^2$, 其大小仅相当于 $\sigma_{\bar{b}}(E, \theta)$ 的 10^{-14} , 对微观道之间的关联没有贡献. 而只有关联才能造成激发函数的不平滑结构以及对于截面测量的极端敏感性, 于是有 $\sigma_{\bar{b}}(E, \theta) = |F_{\bar{b}}(E, \theta)|^2 - \left| (1/\mathcal{N}) \sum_{j=1}^{\mathcal{N}} \delta f_{\bar{b}}^{(j)}(E, \theta) \right|^2 \rightarrow |F_{\bar{b}}(E, \theta)|^2$, 其中的 $\left| (1/\mathcal{N}) \sum_{j=1}^{\mathcal{N}} \delta f_{\bar{b}}^{(j)}(E, \theta) \right|^2 \leq 10^{-14} |F_{\bar{b}}(E, \theta)|^2$, $F_{\bar{b}}(E, \theta)$ 是哈密顿量 ($H + \nu$) 对应的碰撞振幅, $(1/\mathcal{N}) \sum_{j=1}^{\mathcal{N}} V_j$. 可以假定在整个靶里面局域性靶环境微扰 V_j 是随机的, 那么, 不同 (j) 对应的 $\delta f_{\bar{b}}^{(j)}(E, \theta)$ 具有无规的相位. 于是有 $|F_{\bar{b}}(E, \theta) - f_{\bar{b}}(E, \theta)| \approx (1/\mathcal{N})^{1/2} |\delta_{\bar{b}}^{(j)}(E, \theta)| \approx (1/\mathcal{N})^{1/2} 10^{-7} |f_{\bar{b}}(E, \theta)|$, 其中的估算 $|\delta_{\bar{b}}^{(j)}(E, \theta)| \approx 10^{-7} |f_{\bar{b}}(E, \theta)|$ 引自参考文献[22]. 对于两个不同靶的两次独立测量, 靶环境微扰 V_j (第一块靶) 与 \bar{V}_j (第二块靶) 不同, 决定截面大小的振幅 $F_{\bar{b}}(E, \theta)$ 与 $\bar{F}_{\bar{b}}(E, \theta)$ 、哈密顿量 ($H + \nu$) 与 ($H + \bar{\nu}$) 也不同. 在我们的实验中, $\mathcal{N} \approx 10^{18}$, $|F_{\bar{b}}(E, \theta) - \bar{F}_{\bar{b}}(E, \theta)| \approx 10^{-16} F_{\bar{b}}(E, \theta)$. 这就是说, 对于一个出射道, 在没有道道关联的条件下, 像我们那样的两块不同靶环境所产生的截面是重复的, 它们之间的微小差异, 在实验误差范围之内根本不可能测量出来.

问题的关键是我们测量中有数量相当巨大的出射道的贡献, 模型中引入不同跃迁振幅之间自发的、无限小的非对角的道道关联, 情况就有了根本性的

变化. 理论指出, 不是随便什么核反应都能够产生自发的道道关联, 或者说, 产生不同跃迁振幅之间自发的、无限小的非对角的道道关联是有条件的, 那就是: $0 < \beta < \Gamma$. 这里, β 是系统的退相干宽度, Γ 是系统的衰变宽度. β 和 Γ 都可以从实验的能量自关联函数中提取. 在 $^{19}\text{F} + ^{93}\text{Nb}$ 耗散反应中, $\beta \approx 50\text{keV}$, $\Gamma \approx 200\text{keV}$ ^[12,13]. 退相干宽度 β 的意义相当于李亚普诺夫指数, $\beta > 0$ 意味着存在混沌运动, 意味着会产生自发的、无限小的非对角的道道关联, 系统具有对初始条件的极端敏感性; $\beta < \Gamma$ 意味着反应系统自始至终都达不到统计平衡, 意味着缓慢的相位无规化过程. 跃迁振幅中这种无限小的非对角的道道关联是解释复杂的量子碰撞系统中自发相干、不平滑振荡结构以及极端敏感性的关键. 文献[22]的结论是, 自发的微观道道关联能够导致耗散反应中不平滑的截面振荡成分相差 100%. 跃迁振幅彼此耦合, 由于无限维希尔伯特空间的补偿作用, 物理上不同跃迁振幅的耦合形成了中间复合系统复杂的多体组态, 存在无序相位和有序相位两种不同状态的衰变. 其中, 无序相位的衰变对应 $\Delta S'_J$ 矩阵^[17], J 是中间复合系统的总自旋, 其振幅 $\Delta F_{\bar{b}}(E, \theta)$ 是具有不同自旋 J 的 $\Delta S'_J$ 的线性组合. 因为 $\bar{b} \neq \bar{b}'$ 的 $\Delta F_{\bar{b}}(E, \theta)$ 之间没有关联, 所以无序相位对微观道道之间的关联没有贡献, 它只能形成平滑的激发函数, 产生稳定而重复的截面. 而有序相位的衰变, 其对应 $\delta S'_J$ 矩阵^[20,22] 和振幅 $\delta F(E, \theta)$. 有序相位的振幅 $\delta F(E, \theta)$ 是如此之灵敏, 以至于能够自发产生微观道道关联, 微观道又是如此之多, 以至于这种无限小的非对角的道道关联最终造成可以观测的不平滑的能量振荡结构和不重复的截面, 即 $|\delta F(E, \theta) - \delta \bar{F}(E, \theta)| \approx |\delta F(E, \theta)| \approx |F_{\bar{b}}(E, \theta)|$. 这里的 $\delta F(E, \theta)$ 和 $\delta \bar{F}(E, \theta)$ 分别对应不同的靶, 而不同的靶具有不同的靶环境微扰分布. 就是说, 截面不重复的来源不是不同微观道道之间的差别, 而是不同微观道道之间的差别所产生的不同的靶环境微扰.

感谢中国原子能科学研究院提供的品质优良的加速器束流, 感谢与理论家 S. Y. Kun 博士以及杨亚天教授的有益讨论.

参考文献 (References)

- 1 De Rosa A, Inghima G, Russo V et al. *Phys. Lett.*, 1985, **B160**: 239—242
- 2 Glaesner A, Dunnweber W, Hering W et al. *Phys. Lett.*, 1986, **B160**: 153—156
- 3 Suomijarvi T, Berthier B, Lucas R et al. *Phys. Rev.*, 1987, **C36**: 181—186
- 4 Pappalardo G. *Nucl. Phys.*, 1988, **A488**: 395c—408c
- 5 Cardella G, Papa M, Pappalardo G et al. *Nucl. Phys.*, 1988, **A482**: 235c—244c
- 6 WANG Qi, LI Song-Lin, LU Jun et al. *Chin. Phys. Lett.*, 1993, **10**: 656—659
- 7 Rizzo F, Cardella G, De Rosa A et al. *Z. Phys.*, 1994, **A349**: 169—175
- 8 WANG Qi, LI Jun, XU Hu-Shan et al. *Phys. Lett.*, 1996, **B388**: 462—467
- 9 Berceauu I, Andronic A, Duma M et al. *Phys. Rev.*, 1998, **C57**: 2359—2369
- 10 WANG Qi, LI Song-Lin, TIAN Wen-Dong et al. *Chin. Phys. Lett.*, 1999, **16**: 876—878
- 11 Papa M, Amorini F, Cardella G et al. *Phys. Rev.*, 2000, **C61**: 044614(1—16)
- 12 WANG Qi, TIAN Wen-Dong, LI Song-Lin et al. *High Energy Physics and Nuclear Physics*. 2000, **24**: 1060—1065 (in Chinese)
(王琦, 田文栋, 李松林等. 高能物理与核物理, 2000, **24**: 1060—1065)
- 13 WANG Qi, TIAN Wen-Dong, LI Song-Lin et al. *High Energy Physics and Nuclear Physics*. 2002, **26**: 141—147 (in Chinese)
(王琦, 田文栋, 李松林等. 高能物理与核物理, 2002, **26**: 141—147)
- 14 Ericson T. *Ann. Phys.*, 1963, **23**: 390—414
- 15 Brink D M, Dietrick K. *Z. Phys.*, 1987, **A326**: 7—20
- 16 Pappalardo G, Papa M. in: *Proc. Inter. Conf. on Nucl. Reaction Mechanisms*, Varena, Italy, June 10, 1991, 89—114
- 17 Kun S Y. *Z. Phys.*, 1997, **A357**: 255—269
- 18 Kun S Y. *Z. Phys.*, 1997, **A357**: 271—281
- 19 Kun S Y. *Z. Phys.*, 1997, **A357**: 367—375
- 20 Kun S Y, Abbondanno U, Bruno M et al. *Z. Phys.*, 1997, **A359**: 137—140
- 21 Kun S Y, Denisov V Y, Vagov A V et al. *Z. Phys.*, 1997, **A359**: 145—148
- 22 Kun S Y. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**: 423—426
- 23 Guhr T, Muller-Groeling A, Weidenmuller H A. *Phys. Rep.*, 1998, **299**: 189

Analysis of the Probability Distribution of the Non-reproducibility of the Cross Sections in the Two Dissipative Collisions of $^{19}\text{F} + ^{93}\text{Nb}$ *

WANG Qi¹⁾ DONG Yu-Chuan LI Song-Lin TIAN Wen-Dong

(Institute of Modern Physics, CAS, Lanzhou 730000, China)

LI Zhi-Chang LU Xiu-Qin ZHAO Kui FU Chang-Bo LIU Jian-Cheng JIANG Hua HU Gui-Qing

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

Abstract Two independent measurements with different target foils of nominally the same thickness have been performed for the $^{19}\text{F} + ^{93}\text{Nb}$ dissipative heavy ion collision. The beam $^{19}\text{F}^{8+}$ energies were from 102 MeV to 108 MeV in steps of 250 keV. The probability distribution of the differences of the cross sections in the two measurements and the probability distribution of the measured cross section relative deviations from the energy smooth background are analyzed. These distributions indicate that the non-reproducibility of the cross sections is of a statistical significance but not resulted from the insufficient statistics counting rates.

Key words dissipative collision, independent measurement, non-reproducibility, probability distribution

Received 15 January 2003

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10175083, 19775057) and Major State Basic Research Development Program (G2000077401)

1) E-mail: wangqi@ns.lzb.ac.cn