

$^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}$ 耗散反应中能量相干 宽度的角度相关性*

卢俊 王琦 徐珊珊 李松林 诸永泰

殷旭 范恩杰 张玉虎

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

李志常 赵葵 路秀琴

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

胡晓庆

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1995-12-06 收稿

摘 要

报道了 102.25—109.25 MeV $^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}$ 耗散反应激发函数的振荡现象, 用统计学方法分析了截面涨落的能量相干, 振荡结构表现出很强的出射道相关性. 能量相干宽度 Γ 随出射产物的原子序数和质量数而变化. 讨论了双核系统的角速度阻尼与转动能耗散之间的关系.

关键词 双核系统, 截面涨落, 能量相干宽度, 角速度.

1 引 言

自从 D. A. Rose^[1] 发现了深部非弹性反应中激发函数的振荡结构以来, 人们开展了一系列的实验研究^[2-5] 和理论研究^[6-8], 以探索核反应中截面振荡的物理本质. D. M. Brink 推广了 T. Ericson 的统计理论^[9], 使其适用于分析出射道间存在的关联较强的激发函数, 从中提取相应的能量相关宽度 Γ , 并由测不准关系 $\tau = \hbar / \Gamma$, 得到相对应的反应时间 τ . 因而激发函数的测量为在实验上研究耗散反应的时间演变提供了新的途径.

众所周知, 耗散反应经历了一个多步过程. 入射炮弹和靶核相互作用, 形成了一个亚稳的双核系统. 在入射能量足够高的情况下, 如 $E = 1.5V_B$ (V_B 为库仑位垒), 双核系统的激发能很高, 此时中间双核系统处于能级的连续区中, 能级的宽度远远大于能级间距 D , 能级间存在着重叠, 这些相互重叠的能级间的相干引起了截面的涨落. 同时, 双核系统

* 国家自然科学基金、中国科学院留学基金资助.

以角速度 ω 做转动运动. 因而, 能量相干宽度既与中间能级的平均宽度有关, 又包含了双核系统转动的信息.

本文研究了 $^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}$ 深部非弹性碰撞产物的激发函数, 用谱密度方法提取了相应于各种类弹产物的能量相干宽度 Γ . 观察到 Γ 不仅随出射产物 Z 的不同而变化, 同时还表现出与出射角的相关性. 分析结果表明, 双核系统的转动导致了相互作用时间与出射角呈线性变化的关系, 转动能的耗散使双核系统的平均转动角速度出现较强的阻尼.

2 实验测量和数据处理

实验是在中国原子能科学研究院 HI-13 串列静电加速器上完成的, 使用的束流为 $^{19}\text{F}^{8+}$, 无衬 ^{51}V 靶的厚度为 $70\mu\text{g}/\text{cm}^2$. 实验装置和探测器性能在文献[9]中有详细报道. 实验数据由 JUHU 数据获取系统以逐个事件的方式记录在磁带上, 离线分析是在中国科学院近代物理研究所的 VAX-8350 上进行的. 分析中, 对各路探测器考虑了半靶厚修正和入射粒子在探测器窗中的能量损失修正. 用精密脉冲发生器刻度了各路探测器电子学的线性, 而且还采用 42.17, 77.17, 102.0MeV 的 ^{19}F 在 ^{197}Au 靶上的弹性散射进行能量刻度. 截面的归一一是用法拉第筒的计数进行的.

3 实验结果及分析

深部非弹性碰撞微分截面是通过对应于耗散部分产物能谱的积分得到的. 图 1 是 Li, Be, B, C, N, O, F 和 Ne 各元素在实验室系 36.1° 和 40.5° 的激发函数. 激发函数的振荡十分明显, 远大于纯粹的统计误差. 用统计方法计算了不同 Z 出射道间涨落结构的互关联系数, 互关联系数基本上大于 0.5, 表明各出射道的振荡结构存在着较强的道-道关联. 很显然, 这种关联在同一 Z 的出射道的不同末态道之间也应该存在. 这一点既不同于复合核激发函数的 Ericson 涨落, 也与孤立能级的共振存在着明显的差别. 由于实验上无法把各个连续末态道的贡献区别开来, 测量的激发函数是这些相关末态道截面涨落的平均贡献, 因而只有在较轻的碰撞系统中, 才能观测到耗散反应截面的振荡结构. 目前积累的有关实验数据都是在质量数 $A_1 + A_2 \leq 100$ 的弹靶组合的实验中得到的, 为理论预言提供了可靠的依据.

在推广的统计理论中^[8], 能量自关联函数具有 Lorentzian 的形式.

$$C(\epsilon) = \frac{1}{N} \cdot \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \epsilon^2}, \quad (1)$$

式中 N 是某个宏观出射道包含的末态道总数, Γ 为能量相干宽度, ϵ 是能量增量. 把能量自关联函数作傅利叶展开, 得到相应的谱密度函数^[10]

$$w(\alpha) = \frac{\pi}{N} \cdot \frac{\Gamma}{\Delta E} e^{-\frac{\Gamma}{\Delta E} \alpha}, \quad (2)$$

其中 $\alpha = m\pi/l$, l 是激发函数在所测能量区间中的实验数据点个数, $0 \leq m \leq l$, ΔE 是激发函数的能量间隔. 显然 $\ln w(\alpha)$ 是 α 的线性函数. 从直线的斜率 $\frac{d}{d\alpha} \ln w(\alpha) = -\frac{\Gamma}{\Delta E}$ 就可

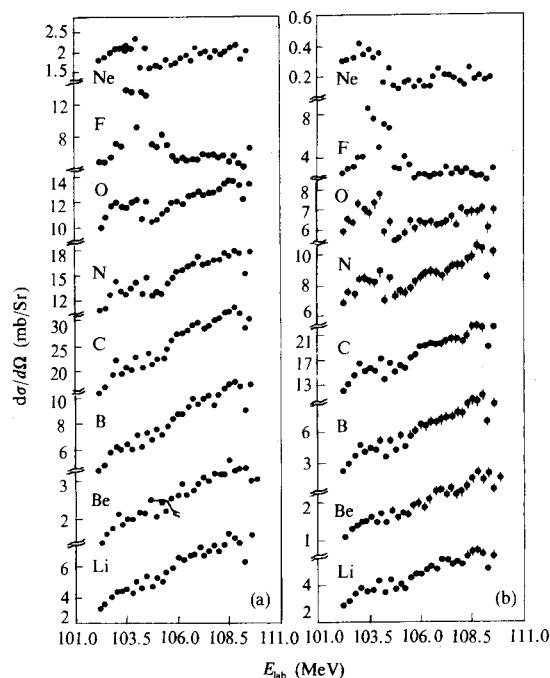


图 1 实验测量的 $^{19}\text{F}+^{51}\text{V}$ 反应中各元素的激发函数
(a)和(b)分别为实验室系 36.1° 和 40.5° 的激发函数.

以直接得到能量相干宽度 Γ 的数值.

根据能量自关联函数的定义

$$C(\varepsilon) = \frac{\langle \sigma(E+\varepsilon) \cdot \sigma(E) \rangle^2}{\sigma(E)^2} - 1, \quad (3)$$

可以得到谱密度函数的实验值

$$w(\alpha) = \sum_k C(k\Delta E) \cos(k\alpha), \quad (4)$$

其中 $\varepsilon = k\Delta E$. 用式(2)拟合式(4)的结果, 就能够得到能量相干宽度 Γ . Γ 的误差主要来源于有限的激发函数数据点个数的限制.

用谱密度方法分析图 1 中的激发函数, 得到每个元素的激发函数只有一个能量相干宽度. 图 2 是 3 个角度的能量相干宽度 Γ 随出射粒子的原子序数 Z 变化的情况. 这三组数据的能量相干宽度都在类弹碎片附近 ($Z=9$) 取最大值, 并随着出射产物与入射弹核差别的增大, 而逐渐减小. 在以往的实验中也观察到类似的现象. 一般解释为: 在耗散反应过程中, 双核系统交换的核子数越多, 系统的构形与初始状态的差别越大, 耗散反应的程度就越深而逐渐趋向于平衡, 所需的反应时间也就越长.

从图 2 中还可以看出, 各产物的能量相干宽度与探测角有关. 远离弹核的产物变化比较明显, 类弹碎片的变化相对地不太显著. 基本趋势是随着出射角的增大能量相干宽度逐渐减小. 这种变化可以归因于双核系统的转动运动.

对于双核系统的宏观转动, 可以做如下的估算. 双核系统的转动惯量

$$I_{\text{rel}} = \mu(R_1 + R_2)^2, \quad (5)$$

其中 μ 是弹核和靶核的约化质量, $R_i = r_0 A_i^{1/3}$, 取 $r_0 = 1.3 \text{ fm}$. 对 $^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}$ 碰撞体系, 有 $I_{\text{rel}} = 9.93 \times 10^{-42} \text{ MeV} \cdot \text{s}^2$. 相应地, 双核系统的转动角速度

$$\omega = \hbar L_{\text{rel}} / I_{\text{rel}}, \quad (6)$$

取相对运动角动量 L_{rel} 为擦边角动量 l_{gr} , 则转动角速度 $\omega = 3.68 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$, 转动一周所需的时间 $T = 1.71 \times 10^{-21} \text{ s}$. 假设 Γ 的差别 $\Delta\Gamma = \Gamma(\theta_2) - \Gamma(\theta_1)$ 是由于双核系统转动 $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$ 需要一定的转动时间造成的, 相应的转动角速度

$$\omega_{\text{exp}} = \frac{\theta_2 - \theta_1}{\hbar \left[\frac{1}{\Gamma(\theta_2)} - \frac{1}{\Gamma(\theta_1)} \right]}. \quad (7)$$

因而, 在双核系统以 ω_{exp} 做匀速转动的条件下, $\Gamma(\theta)$ 与出射角 θ 有如下关系

$$\Gamma(\theta) = \left[\frac{\theta - \theta_0}{\hbar\omega} - \frac{1}{\Gamma(\theta_0)} \right]^{-1}. \quad (8)$$

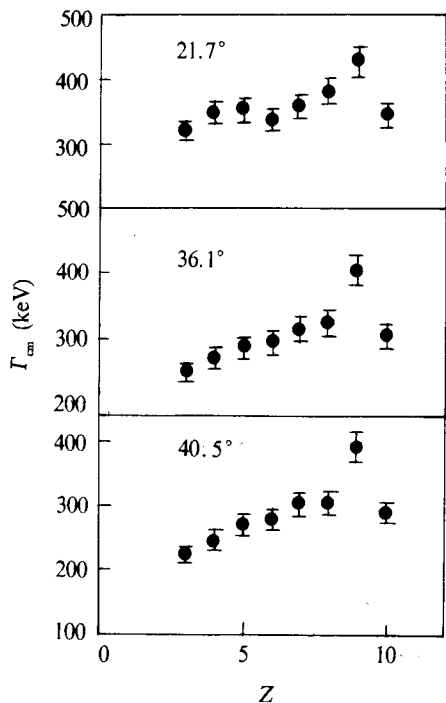


图2 实验室系 21.7° 、 36.1° 和 40.5° 测量的能量

相干宽度与出射产物的关系图

联系的相互作用时间和转动角 θ 之间呈线性变化. 图 3(a) 给出了 $Z=3-10$ 的类弹碎片的能量相干宽度 T 随出射角 θ_{cm} 变化的关系图. 由测不准关系可以得到相应的相互作用时间, 如图 3(b) 所示. θ_{cm} 是质心系的出射角. 在假设两体反应的条件下, 即忽略了出射碎片蒸发轻粒子和跟随发射的影响, 把实验室系的能谱转换到质心系. 在所测的能量区间对每一出射道的角度求平均, 得到平均出射角 θ_{cm} .

表1 实验提取的各元素的角速度

反应产物	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne
$\omega_{\text{exp}} \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$	0.53 ± 0.03	0.62 ± 0.04	0.85 ± 0.06	1.25 ± 0.08	1.31 ± 0.09	1.32 ± 0.09	3.97 ± 0.21	1.65 ± 0.09

用直线拟合这些数据, 如图 3(b) 中的实线所示, 得到的转动角速度列在表 1 中. 转动角速度的阻尼十分明显. 当出射粒子与弹核元素相同时, 双核系统的角速度与式 (6) 的估算相一致, 转动周期 $T = 1.58 \times 10^{-21} \text{ s}$, 与双核系统的平均寿命相当, 因而转动运动对 $Z=9$ 的 T 造成的影响很小. 对于类弹附近的出射粒子, 如 N、O 和 Ne 元素, 转动角速度发生较大的耗散, 转动周期已经比体系的平均寿命长得多, 双核系统的转动足以造成 T 随出射角的增大而减小的趋势. 那些远离弹核的产物, 如 Li、Be、B 和 C 元素, 角速度的阻尼非常大, 此时 T 与出射角的依赖关系比前面两种情况都要强. 总的趋势是出射粒子越远离弹核, 转移的核子数越多, 角速度的弛豫就越深. 这个趋势表明耗

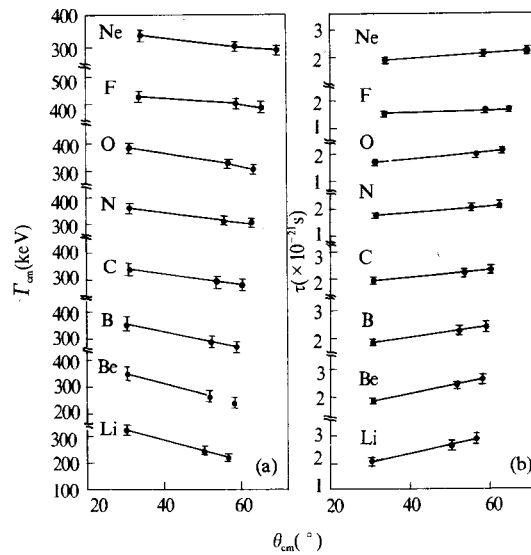


图3 各元素能量相干宽度和反应时间随出射角变化

散反应的过渡特性, 即从非平衡的直接反应向平衡的复合核反应逐渐演变的过程. 角速度的耗散是与相对运动动能的耗散过程相联系的. 就 $^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}$ 反应而言, 平均作用时间为 $2 \times 10^{-21} - 3 \times 10^{-21}\text{s}$ 量级, 在反应所涉及的时间里, 一些集体自由度的平衡还远远没有达到, 转动能的耗散也在进行中. 双核系统的转动能 $E_{\text{rot}} = \frac{L_{\text{rd}}^2}{2I_{\text{rd}}}$, 根据相粘极限, $L_{\text{rd}} = L(1 - I_{\text{int}}/I_{\text{tot}})$, 其中 $I_{\text{tot}} = I_{\text{int}} + I_{\text{rd}}$, $I_{\text{int}} = \frac{2}{5} r_0 A_i^{5/3}$. 从出射粒子的所有双核构型得到角动量耗散最多为 30%, 而角速度的阻尼接近一个量级, 所以角速度的耗散主要取决于双核系统的形状, 而对角动量耗散的依赖不很大. 需要指出的是, 实验上得到的能量相干宽度 Γ 不仅反映了中间系统的能级宽度还包括了双核系统转动的相关信息. 也就是说, 在耗散反应中存在两个时间基准: 一个是双核系统中间能级的平均寿命, 另一个是与转动角速度 ω 相联系的转动时间, 这两者共同决定反应的时间演变进程. 而在复合核反应中只有能级的寿命在起作用.

4 结 束 语

在入射能为 $E \sim 2.5V_B$ 的 $^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}$ 耗散反应激发函数的测量中, 观察到了激发曲线的振荡结构, 这种振荡结构表现出较强的出射道关联. 用统计学理论分析了截面的涨落结构, 提取相应的能量相干宽度 Γ . 能量相干宽度随出射碎片 Z 的不同而表现出明显的差异. Γ 还与产物的出射角相关, 这是由于双核系统的转动运动的缘故. 在假设转动时间与出射角呈线性的前提下, 得到了双核系统的转动角频率. 随着出射产物与入射弹核差别的增大, 角速度显示出较强的阻尼. 这一现象与相对转动能的耗散密切相关. 总之, 通过研究能量相干宽度随角度变化的特性, 可以加深对核反应机制的了解, 获得反应体系随时间演变的信息.

参 考 文 献

- [1] A. De. Rosa, G. Inglima, V. Russo *et al.*, *Phys. Lett.*, **160**(1985)239.
 [2] A. Glaesner, W. Dunnweber, W. Hering *et al.*, *Phys. Lett.*, **169B**(1986)153.
 [3] T. Soumijarvei, B. Berthier, R. Lucas *et al.*, *Phys. Rev.*, **C36**(1987)181.
 [4] G. Cardella *et al.*, *Z. Phys.*, **336A**(1990)387.
 [5] G. Pappalardo, *Nucl. Phys.*, **A488**(1988)395c.
 [6] S. Yu. Kun, W. Norenberg, M. Papa, *Phys. Lett.*, **B298**(1993)273.
 [7] G. Pappalardo, A. Bonasera, G. Cardella *et al.*, *Perspectives in Heavy Ion Physics*, ed. M. Di Toro, E. Migneco (SIF, Bologna, 1993).
 [8] D. M Brink, K. Dietrich, *Z. Phys.*, **326A**(1987)7.
 [9] Xu Hushan, Wang Qi, Lu Jun *et al.*, *Chin. Jour. of Nucl. Phys.*, **17**(1995)225.
 [10] A. De. Rosa, G. Inglima, V. Russo *et al.*, *IL Nuovo Cimento*, **68A**(1982)205.

The Angular Dependence of the Coherence Energy in Dissipative Reaction of $^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}$

Lu Jun Wang Qi Xu Hushan Li Songlin Zhu Yongtai
 Yin Xu Fan Enjie Zhang Yuhu

(*Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000*)

Li Zhichang Zhao Kui Lu Xiuqin

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

Hu Xiaoqing

(*Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039*)

Received 6 December 1995

Abstract

Excitation function fluctuations for projectile-like fragments from $^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}$ dissipative reaction within the energy region of 102.25—109.50 MeV are reported. The statistical method is applied to the analysis of energy coherence in the cross section fluctuations and the strong cross correlation between exit channels is obtained. The dependences on charge number and on mass number are presented. The relation between angular velocity damping and the rotational energy dissipation is discussed.

Key words dinuclear system, cross section fluctuation, coherence energy, angular velocity.