

# 耗散反应产物的电荷扩散与能量相干\*

卢俊 王琦 诸永泰 徐珊珊 李松林 张玉虎

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

1996-08-08 收稿

## 摘 要

在输运理论的框架内研究了  $^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}$  耗散反应中能量相干宽度  $\Gamma$  随出射产物中质子数  $N/Z$  变化的关系, 得到了反应系统已经达到电荷平衡的结论, 提取了相应的电荷扩散系数. 分析表明电荷扩散过程造成了  $\Gamma$  的分布宽度随反应时间线性增大的现象. 还探讨了各个同位素出射道的相关对激发函数振荡结构涨落幅度的作用.

**关键词** 能量相干宽度  $\Gamma$ , 分布宽度, 扩散系数, 涨落幅度.

## 1 引 言

自 60 年代初, T. Ericson<sup>[1]</sup> 在理论上预言了核反应激发函数振荡结构现象以来, 人们进行了大量的物理实验工作. 近年来, 几个实验室相继开展了耗散反应激发函数的研究工作<sup>[2-6]</sup>. 结果表明: 这种振荡是由双核系统重叠能级的相干引起的, 它既不同于孤立能级的共振, 也不是复合核反应的 Ericson 涨落, 而是耗散反应特有的现象. 对于  $A_1 + A_2 \leq 100$  和入射能约为库仑位垒 2 倍的轻系统, 耗散反应截面的涨落是普遍存在的. 概括起来, 重离子耗散反应激发函数的振荡结构主要有以下特点:

- (1) 微分截面的激发函数存在明显的振荡结构, 这种涨落表现出较强的出射道关联.
- (2) 能量相干宽度随出射碎片的电荷数  $Z$  和出射角而发生变化. 前者是由于转移的核子数越多所需的反应时间越长造成的; 后者是因为出射角越大双核系统的转动时间就越长的缘故.
- (3) 能量关联函数不再是标准的 Lorentz 型, 存在周期性的结构. 这是双核系统多圈转动波函数相干的结果.
- (4) 由于不同角动量入射波函数的量子干涉, 角分布不是各向同性.

以前, 耗散反应激发函数的测量实验仅仅鉴别了出射产物的电荷数  $Z$ , 研究了反应时间随  $Z$  变化的行为. 由于各出射道之间的关联, 某一元素的截面涨落是它的同位素共同

\* 国家自然科学基金和中国科学院留学经费择优支持基金资助.

作用的结果. 因而从实验上鉴别出射产物的质量数  $A$  和电荷数  $Z$ , 分别在  $A$  和  $N/Z$  ( $N$  是原子核的中子数) 两个自由度上研究截面的涨落现象, 讨论同位素之间质量相干的影响, 对获得反应系统时-空演变的信息具有特殊的意义.

在 102.25—109.5 MeV 的  $^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}^{[7]}$  实验测量中, 采用  $(\Delta E-E) +$  飞行时间 (TOF) 测量技术, 同时鉴别出射产物的  $A$  和  $Z$ , 测量耗散反应的激发函数, 使我们能够研究同位素的质量相干对截面涨落的影响, 首次在同量异位素 ( $A$  为常数) 和同位素区分的耗散反应产物激发函数中观察到振荡结构.

## 2 $^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}$ 各个同位素产物能量相干宽度分布特性的理论分析

元素 C, N, O 和 F 各个同位素耗散反应的激发函数的振荡十分明显, 其幅度远远大于统计误差. 互关联计算表明, 各同位素的激发函数之间存在较强的关联. 能量自关联函数 (EAFs) 和谱密度 (SDM)<sup>[8]</sup> 方法分析表明, 其能量自关联函数呈 Lorentz 型, 双核系统出射各碎片的几率为指数下降型  $e^{-\Gamma/\hbar}$ .

表 1 各个同位素的能量相干宽度

产物	$\Gamma_{\text{auto}}$ (keV)	$\Gamma_{\text{SDM}}$ (keV)	$\tau = \hbar/\Gamma_{\text{SDM}}$ ( $\times 10^{-21}$ s)	产物	$\Gamma_{\text{auto}}$ (keV)	$\Gamma_{\text{SDM}}$ (keV)	$\tau = \hbar/\Gamma_{\text{SDM}}$ ( $\times 10^{-21}$ s)
$^{11}\text{C}$	214±42	225±20	2.92	$^{15}\text{O}$	147±29	145±12	4.53
$^{12}\text{C}$	287±57	330±21	2.00	$^{16}\text{O}$	262±52	268±13	2.46
$^{13}\text{C}$	219±43	259±17	2.54	$^{17}\text{O}$	275±55	346±15	1.90
$^{14}\text{C}$	296±59	281±20	2.34	$^{18}\text{O}$	270±54	320±14	2.06
$^{13}\text{N}$	195±39	185±17	3.56	$^{19}\text{O}$	205±41	269±14	2.45
$^{14}\text{N}$	264±53	272±15	2.42	$^{17}\text{F}$	195±38	160±11	4.12
$^{15}\text{N}$	294±60	315±13	2.09	$^{18}\text{F}$	327±65	230±15	2.86
$^{16}\text{N}$	228±45	291±15	2.26	$^{19}\text{F}$	349±70	388±17	1.70
$^{17}\text{N}$	197±43	208±11	3.16	$^{20}\text{F}$	221±45	291±15	2.26

表 1 给出了  $\Gamma_{\text{auto}}$ 、 $\Gamma_{\text{SDM}}$  的大小和相应的反应时间. 能量相干宽度与出射道有很显著的依赖关系.

为了研究  $\Gamma$  随各同位素碎片变化的关系, 在中子过剩自由度  $N/Z$  坐标中给出了  $\Gamma_{\text{SDM}}$  的变化关系, 如图 1 所示.  $\Gamma$  与  $N/Z$  值的变化关系既不同于  $\Gamma$  随电荷数  $Z$  变化的情况, 也不同于  $\Gamma$  与  $A$  的变化关系, 后两者的  $\Gamma$  均在弹核的  $A$  和  $Z$  附近成峰并随产物与弹核差别的增大逐渐减小. 除了元素 C 的各同位素存在一些偏离外, 其它同位素分布在误差范围内基本上呈高斯型分布. C 元素的这种偏离可能是由于核的结构效应引起的.

在耗散反应中, 中子过剩自由度  $N/Z$  的弛豫是个快过程. 在双核系统形成的早期阶段,  $N/Z$  值的平衡便可以达到. C, N, O 和 F 的各同位素  $\Gamma$  分布的高斯拟合参数列在表 2 中, 各元素的最可几  $N/Z$  值介于弹核的  $(N/Z)_P = 1.1$  和靶核的  $(N/Z)_T = 1.22$  之间, 在

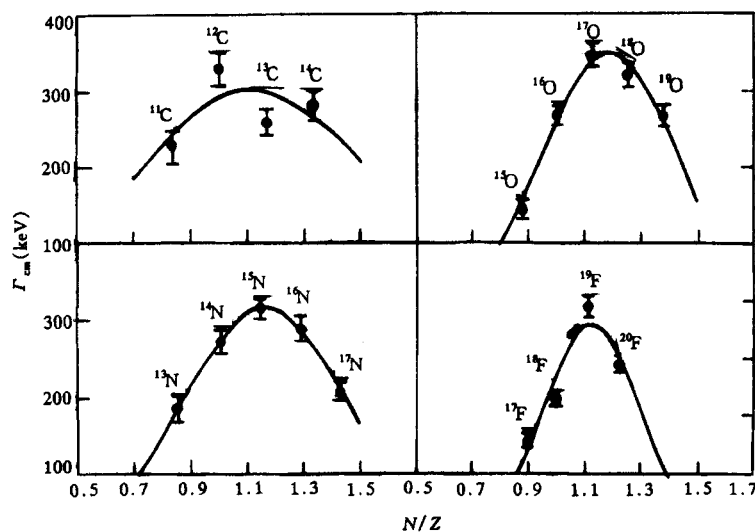


图 1 能量相干宽度与中质比的关系

实线为高斯曲线拟合的结果。

误差范围内与双核系统  $(N/Z)_c = 1.19$  相接近, 尤其是元素 N 和 O 的最可几  $N/Z$  值更接近复合系统的中质比  $(N/Z)_c$ 。对元素 F, 由于直接成份的贡献, 其最可几  $N/Z$  值更加接近弹核的  $(N/Z)_p$  值 1.11。对于元素 C, 出射碎片的核结构效应比较显著, 分布在  $^{12}\text{C}$  附近成峰, 使得最可几  $N/Z$  值偏离  $N/Z$  平衡的预期值。总的来说,  $\Gamma$  随  $N/Z$  分布的平均值有向平衡体系  $(N/Z)_c$  变化的趋势, 在误差范围内基本上不变。说明在这个反应中, 虽然我们在接近擦边角附近测量耗散产物的激发函数, 耗散反应处于早期阶段, 很多集体自由度还远未达到平衡, 但  $N/Z$  自由度的平衡已经达到, 这与耗散反应中电荷平衡是快过程的结论相一致。

表 2 图 1 中各分布高斯拟合参数

$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right]$	$\bar{\Gamma}$	$\bar{x}$	$\sigma$
C	$300 \pm 15$	$1.13 \pm 0.06$	$0.44 \pm 0.14$
N	$317 \pm 10$	$1.16 \pm 0.01$	$0.29 \pm 0.02$
O	$349 \pm 11$	$1.18 \pm 0.01$	$0.24 \pm 0.01$
F	$358 \pm 14$	$1.13 \pm 0.01$	$0.18 \pm 0.01$

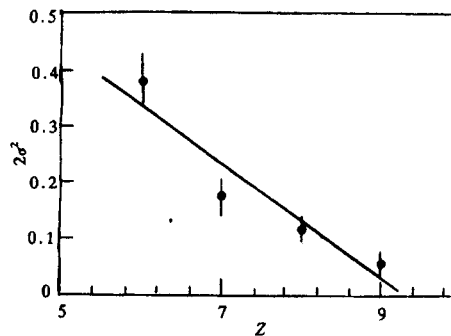


图 2 分布宽度与出射粒子电荷数的关系

$\Gamma$  的分布宽度随着同位素电荷数  $Z$  的减小有显著的增大, 反应时间越长, 交换的核子数越多, 其分布宽度也就越宽。图 2 给出了分布宽度随出射碎片电荷数变化的关系,  $\Gamma$  的分布宽度随电荷数  $Z$  基本上呈线性变化。这反映了扩散过程的存在。

在输运理论框架中<sup>[9]</sup>, 一个物理量  $x$  的几率分布函数  $P(x, t)$  的福克-普朗克方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} P(x, t) = -\frac{\partial}{\partial x} [v(x, t)P(x, t)] + \frac{\partial^2}{\partial x^2} [D(x, t)P(x, t)], \quad (1)$$

$v(x, t)$  为漂移系数,

$$v(x, t) = 2\mu_2(x, t)\frac{\partial}{\partial x}\rho(x, t) + \rho(x, t)\frac{\partial}{\partial x}\mu_2(x, t), \quad (2)$$

$D(x, t)$  为扩散系数,

$$D(x, t) = \mu_2(x, t)\rho(x, t), \quad (3)$$

而 
$$\mu_2(x, t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(x, x', t)(x' - x)^2 dx', \quad (4)$$

其中  $\lambda(x, x', t)$  为单位时间内由组态  $x'$  到组态  $x$  的跃迁几率,  $\rho(x, t)$  为  $P(x, t)$  的统计权重, 假设漂移速度  $v$  和扩散系数  $D$  为常数, 式(1)的解析解为:

$$P(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left[-\frac{(x - x_0 - vt)^2}{4Dt}\right], \quad (5)$$

变量  $x$  的平均值  $\langle x \rangle$  和均方差  $\sigma_x^2$  由下式给出:

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} xP(x, t)dx = x_0 + vt,$$

$$\sigma_x^2 = \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} (x - x_0 - vt)^2 P(x, t)dx = 2Dt, \quad (6)$$

式(6)表明, 分布的平均值随时间移动的速度为  $v$ , 分布的宽度随时间线性增大, 并与扩散系数  $D$  成正比.

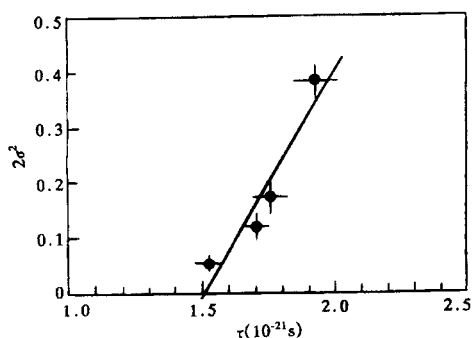


图 3  $\Gamma$  分布宽度与反应时间的关系

实线为直线的拟合结果.

各元素的  $\Gamma$  随  $N/Z$  值呈高斯型的分布, 在误差范围内其平均值的变化很小, 可以认为漂移速度为零. 分布宽度有较大的变化, 说明扩散过程是明显存在的. 图 3 给出了分布宽度  $2\sigma^2$  与平均作用时间  $\tau$  的变化关系,  $\tau$  根据测不准关系  $\tau = \hbar / \Gamma$  计算得到, 用表 2 中的  $\bar{\Gamma}$  得到了各个元素的平均作用时间  $\tau$ . 分布宽度与反应时间呈线性变化的关系. 根据式(6), 直线斜率即为扩散系数  $2D$ , 其大小为  $(0.81 \pm 0.34) \times 10^{21} \text{s}^{-1}$ , 可见在图 1 的分布中, 由于扩散过程的存在,

分布宽度随  $Z$  的减小而有明显的增大, 其分布特性与式(5)和(6)所预期的一致.

### 3 截面振荡幅度与出射道相干关系的研究

在统计分析中, 用标准偏差来衡量一个变量偏离其期望值的幅度大小<sup>[10]</sup>. 为了描述激发函数的振荡幅度, 定义截面的标准偏差为:

$$C(0, \theta) = \frac{\langle \sigma(E, \theta) \sigma(E, \theta) \rangle - \langle \sigma(E, \theta) \rangle^2}{\langle \sigma(E, \theta) \rangle^2} \quad (7)$$

其中  $\langle \sigma(E, \theta) \rangle$  为截面的平均变化趋势,  $\langle \rangle$  表示对所测能量区间求算术平均.

在 D. M. Brink 的理论中, 能量自关联函数的幅度与截面中末态道的总数  $N_{\text{eff}}$  成反比: 即  $C(\varepsilon = 0, \theta) = 1 / N_{\text{eff}}$ . 由于耗散反应产物的能谱是连续分布的, 在实验测量的精度内不可能把处于不同末态的微观出射道区分开来, 所以实验测量的截面不可避免地包含了许多末态的贡献. 标度一个“微观出射道”的参量有很多, 如粒子的能量、质量、电荷、自旋、宇称等物理量. 实验中能够区别耗散反应, 反应道的参量主要是质量数  $A$ 、电荷数  $Z$  和粒子的能量  $E$ . 不同的区别方法得到的截面中所包含的微观出射道是有差别的, 反映在标准偏差  $C(0, \theta)$  的大小也是不同的. 另外, 由于激发的耗散产物通过出射  $\gamma$  射线、中子和轻粒子等方式退激, 使得出射道的确定变得更为复杂.

在  $^{19}\text{F}+^{51}\text{V}$  耗散反应产物中, 元素 C、N、O 和 F 的截面是它们各个同位素截面的总和, 各个元素的“有效微观出射道数”理应大于它的各自同位素截面中的“有效微观出射道数”, 换言之, 用  $Z$  区别的反应道中包含了不同  $A$  的反应道, 用  $Z$  和  $A$  区别显然比只用  $Z$  区分的截面要细致一些.

表 3 不同元素及其同位素截面的标准偏差

元素 同位素	标准偏差	元素 同位素	标准偏差	元素 同位素	标准偏差	元素 同位素	标准偏差
C	0.096±0.013	O	0.087±0.014	N	0.093±0.012	F	0.179±0.039
$^{11}\text{C}$	0.187±0.037	$^{15}\text{O}$	0.310±0.092	$^{13}\text{N}$	0.120±0.017	$^{17}\text{F}$	0.236±0.075
$^{12}\text{C}$	0.098±0.011	$^{16}\text{O}$	0.091±0.013	$^{14}\text{N}$	0.090±0.013	$^{18}\text{F}$	0.125±0.029
$^{13}\text{C}$	0.099±0.014	$^{17}\text{O}$	0.094±0.014	$^{15}\text{N}$	0.095±0.012	$^{19}\text{F}$	0.297±0.064
$^{14}\text{C}$	0.132±0.017	$^{18}\text{O}$	0.089±0.017	$^{16}\text{N}$	0.126±0.021	$^{20}\text{F}$	0.137±0.028
		$^{19}\text{O}$	0.306±0.054	$^{17}\text{N}$	0.214±0.032		

具体地说, 元素 F 的  $C(0, \theta)$  应该比  $^{17-20}\text{F}$  的标准偏差都小, 结果在表 3 中列出. 对于元素 C、N、O 和 F 的  $C(0, \theta)$  它们各自同位素的标准偏差, 与产额最高的同位素的标准偏差相接近, 但远远偏离统计理论的预言值. 如对元素 F, 其标准偏差的大小为  $0.179 \pm 0.039$ , 元素 F 的标准偏差的倒数应为  $^{17-20}\text{F}$  各产物激发函数标准偏差倒数之和, 计算出的标准偏差为 0.043, 测量值和计算值的差别十分明显. 可见由于出射末道态之间存在相干, 使得激发函数涨落结构的振荡幅度与计算预期值之间存在明显的差别. 正是这种相干的作用, 才可以观测到激发函数的振荡结构, 一个元素的涨落幅度与它的各个同位素的涨落幅度总和之间存在着很大的区别; 而微观出射道数也不像想象的那样大, 达到成百个, 实际上仅仅为十几到几十个.

本文研究了  $\Gamma$  随出射产物  $N/Z$  值的变化关系, 观察到  $\Gamma$  在  $N/Z$  坐标中呈高斯型分布的实验结果, 其分布宽度随出射道的电荷数不同而变化. 在输运理论的框架内分析了高斯型分布的特性, 从最可几  $N/Z$  值的大小得出已达到电荷平衡的结论, 用扩散过程解释了分布宽度随出射道电荷数变化的现象. 讨论了截面涨落幅度与末道相关之间的关系,

分析表明末态道的相关使得耗散反应激发函数表现出十分明显的振荡结构。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] T. Ericson, *Ann. Phys.*, **23**(1963)390.
- [ 2 ] D. A. Rose *et al.*, *Phys. Lett.*, **160B**(1985)239.
- [ 3 ] G. Pappalardo, *Nucl. Phys.*, **A448**(1988)395c.
- [ 4 ] T. Soumijarvei *et al.*, *Phys. Rev.*, **C36**(1987)181.
- [ 5 ] G. Cardella *et al.*, *Phys. Rev.*, **C44**(1991)747.
- [ 6 ] G. Cardella *et al.*, *Z. Phys.*, **336A**(1990)387.
- [ 7 ] 王琦等, 高能物理与核物理, **20**(1996)289.
- [ 8 ] 卢俊等, 高能物理与核物理, **21**(1997)15.
- [ 9 ] W. U. Schroder, J. R. Huizenga, *Treatise on Heavy-Ion Science*, Vol.2, ed. D. A. Bromley, New York and London, 1984, p226 and References Therein.
- [ 10 ] M. Papa *et al.*, *Z. Phys.*, **A353**(1995)205.

## Energy Coherence and Charge Diffusion in Dissipative Reactions

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

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

Received 8 August 1996

### Abstract

In the framework of transport theory, the variation of coherence energy width  $\Gamma$  with neutron-charge ratio  $N/Z$  for the  $^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}$  dissipative reaction is comprehensively discussed. It can be concluded that the charge equilibrium is reached in the present colliding system. The charge diffusion coefficient is also extracted from the analysis. The proportional relation between  $\Gamma$  distribution width and average interaction time is ascribed to the charge diffusion process. The effects of cross correlation between different isotopes on fluctuation amplitude are also discussed.

**Key words** coherence energy width, distribution width, diffusion coefficients, fluctuation amplitude.