

## $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ 反应全熔合激发函数的测量

王素芳 郑纪文 刘国兴 陈克良 白兴平 于暹 郑平子

(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

张焕乔 许谨诚 刘祖华 徐侃 阮明 吕俊

(中国原子能研究院, 北京 102413)

### 摘 要

我们用位置灵敏的  $\Delta E-E$  望远镜系统测量了入射能量为 50—90 MeV 范围内的  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  反应全熔合截面, 发现全熔合激发函数是不平滑的, 存在着一些结构, 其峰位约在 26.0, 31.0 和 36.4 MeV. 对实验结果进行了分析和讨论, 并与前人的工作进行了比较.

### 一、前 言

全熔合反应的研究是重离子核反应中最早开展的研究内容之一. 现在在低能区全熔合激发函数的测量已经积累了相当丰富的数据, 特别是对于许多比较轻的体系, 在较宽能量范围内得到了比较完整的激发函数. 同时, 在轻体系全熔合激发函数的测量中发现了一个重要现象, 即某些体系的全熔合激发函数存在着能量相关的类共振结构, 这些结构迭加在可以用经典势模型描写的光滑曲线上.  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  和  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  三个反应体系是最早在全熔合激发函数上观测到这种结构的体系. 这些结构的宽度约为几个 MeV, 几乎是周期性振荡, 称之为粗结构. 对于全熔合激发函数上的结构, 至今还没有定量的理论描写. 对于  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  这个反应体系, 全熔合激发函数的测量已经做过不少工作, 主要的能量范围 ( $^{16}\text{O}$  离子) 在  $E_L = 65\text{MeV}$  以下. 在这些实验中观测到全熔合激发函数存在着明显的粗结构. Sperr 等人测量<sup>[1]</sup>了  $E_{\text{CM}} = 13-27\text{MeV}$  的激发函数, 观测到的结构峰位分别在  $E_{\text{CM}} = 13.7, 17.0, 21.0$  和  $25.0\text{MeV}$ . Kolata 等人<sup>[2]</sup>测量了  $E_{\text{CM}} 17.5-27.5\text{MeV}$  的激发函数, 得到的结构峰位分别在  $E_{\text{CM}} = 18.0, 21.0$  和  $25.0\text{MeV}$ . 还有 Kuehner 等人<sup>[3]</sup>在  $E_{\text{CM}} < 18\text{MeV}$  的低能量的激发函数上也观测到粗结构, 其峰位在  $E_{\text{CM}} = 9.3, 11.1$  和  $13.9\text{MeV}$ . 这些实验结果已经充分地肯定了  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  反应的全熔合激发函数从近位垒 ( $V_B \approx 8.1\text{MeV}$ ) 到 3 倍位垒的能量, 都存在着明显的粗结构. 然而, 直到现在更高能量的实验工作还很少. 对于  $E_{\text{CM}} > 27\text{MeV}$ , 只有 Fernandez 等人<sup>[4]</sup>在  $E_{\text{CM}} = 25.7-34.3\text{MeV}$  ( $E_L(^{16}\text{O}) = 60-80\text{MeV}$ ) 做了熔合截面测量. 他们得到的截面

值与 Sperr 等人的截面值相符,激发函数在  $E_{CM} = 25-34\text{MeV}$  范围内是光滑的,没有观测到振荡结构。

在本实验中,我们选择 $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ 体系,在  $E_L = 50-90\text{MeV}$  ( $E_{CM} = 21.4-38.6\text{MeV}$ ) 的能量范围内测量全熔合激发函数。其目的是进一步研究在  $E_{CM} > 25\text{MeV}$  能量区域全熔合激发函数的性质,确定是否存在类共振结构。我们采用  $\Delta E-E$  望远镜鉴别  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  全熔合反应的反冲余核,测量了全熔合激发函数,发现在  $E_{CM} > 25-38.6\text{MeV}$  的能量区,激发函数仍然存在振荡结构,其峰位约在  $E_{CM} = 26, 31, 36.4\text{MeV}$  处。

## 二、实 验

本实验是在北京原子能研究院的  $13\text{MeV}$  串列静电加速器上进行的。束流能量的变化范围为  $50-90\text{MeV}$ , 能量步长为  $1\text{MeV}$ 。

实验中使用的靶子是用真空方法制备的自支撑的天然碳靶,靶厚为  $30\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。实验使用的照射靶室直径为  $38\text{cm}$ 。靶室束流上方有一直径为  $16\text{cm}$  的窗孔,束流经准直管道由此引入,这样靶室可绕中心在平面内相对于束流准直器转动  $\pm 10^\circ$ 。束流下方有两个直径为  $7\text{cm}$  的窗孔,每个窗孔对中心张角  $18^\circ$ 。测量余核的  $\Delta E-E$  望远镜系统接在一个窗孔上,位于靶室外面。在另一窗孔接一斜管,内安装一半导体探测器,用以测量从金靶来的散射粒子。靶子位于靶室中心。在靶子后面  $9.5\text{cm}$  处安置一散射金靶,利用它的库仑散射来监测束流强度。靶室内放一小法拉第筒,收集照射积分束流。

用  $\Delta E-E$  望远镜系统作为熔合蒸发余核的探测器。 $\Delta E$  探测器为气流式屏栅电离室<sup>[4]</sup>,其入射窗距离靶室中心  $30\text{cm}$ 。前面入射窗为排列成一直线的  $10$  个分离小孔,相邻入射孔中心距为  $1.25\text{cm}$ , 角度差为  $2.4^\circ$ , 其测量角度为  $5^\circ-22^\circ$  之间的  $8$  个角

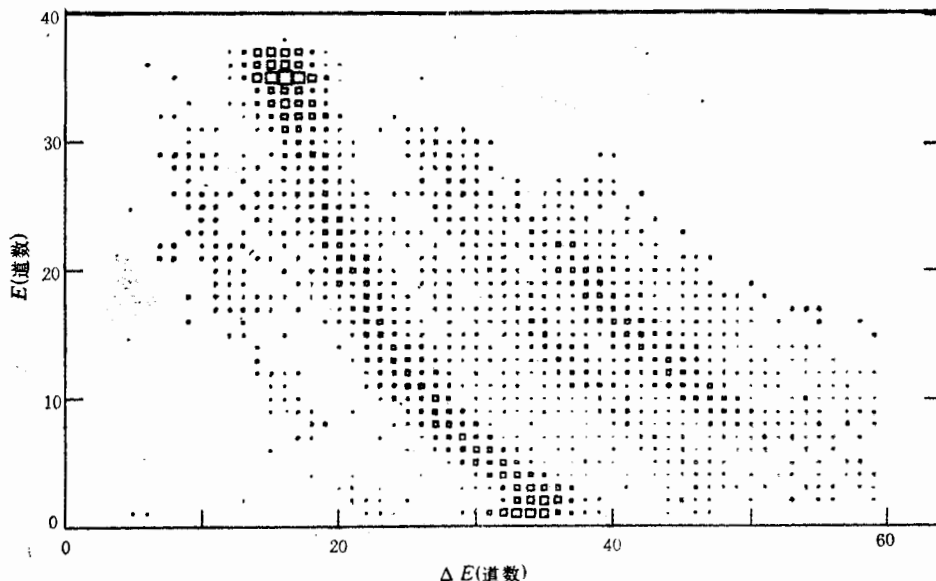


图1  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  全熔合反应  $\Delta E-E$  能谱。  $E_L = 75\text{MeV}$ ,  $Q_L = 12.3^\circ$

度。这样既保证了立体角不太大,又增加了窗膜的耐压强度。入射窗为  $100\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$  的 Mylar 膜。电离室内充的气体是  $90\% \text{Ar} + 10\% \text{CH}_4$ , 有效气体柱长度约为  $6\text{cm}$ , 气压为  $2.7 \times 10^3\text{Pa}$ , 气体流量和气压由前后两个针阀控制。为了使电离室的气流和气压稳定,采用了笛卡儿沉浮子式的气体密度稳压计,气压在 3—4 小时内的变化小于  $3\%$ 。望远镜系统的  $E$  探测器是 8 个金硅面垒探测器,在电离室的后部也排成一直线。探测器的有效直径为  $8\text{mm}$ , 外壳直径为  $15\text{mm}$ 。

数据获取系统是用该实验室的 8 参数数据获取系统,7 个参数用于半导体探测器 ( $E$  探测器)信号,1 个参数用于电离室 ( $\Delta E$  探测器)信号。 $E$  和  $\Delta E$  信号的一维及二维符合谱分别记录在 VAX-11 计算机的 1024 道和  $64 \times 64$  矩阵内。图 1 给出了  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  反应中  $E_L = 75\text{MeV}$ ,  $\theta_L = 12.3^\circ$  的  $\Delta E-E$  等高图。由图可见不同的  $Z$  产物。 $\Delta E$  探测器对于  $5.41\text{MeV}\alpha$  粒子,能损的能量分辨为  $13\%$ ,通过实验中记录的氧带的弹散峰得到的  $\Delta E$  探测器的  $Z$  分辨约为  $6\%$ 。

本实验在入射能为 55、70、85 MeV 时测量了完整的角分布,测量角度范围为  $5^\circ - 40^\circ$ 。在其它能量点,测量角度范围为  $5^\circ - 22^\circ$ 。

### 三、实验结果和讨论

实验数据的处理工作是在近物所的 VAX-8350 计算机上进行的。对于  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  反应的熔合反冲余核,在我们的轰击能量范围内, $\Delta E-E$  望远镜系统能够区分不同的元素,但不能区分不同的同位素。图 1 给出了测量的  $\Delta E-E$  二维谱例子,这样对于每个轰击能量,在每个测量角度  $\theta_L$ ,得到了从  $Z = 9$  到  $Z = 13$  的余核能谱。对于氧元素,由于可能有来自转移反应事件的干扰,我们未能分出蒸发余核部分。实验截面的归一一是利用法拉第筒测量的积分束流进行的,并由金靶的弹性散射计数对积分束流做了检验。

#### 1. 余核分布特性的统计模型分析

为了研究轻复合核的统计蜕变性质,我们应用 Monte-Carlo 方法跟踪复合核的统计蒸发过程,计算了余核的分布特性。在计算中对不同角动量的复合核形成截面  $\sigma(J_0)$  使用全熔合反应的势模型进行计算。参与竞争的蜕变类型包括  $n$ 、 $p$ 、 $\alpha$  粒子和  $\gamma$  射线。对于能级密度使用包括角动量效应的指数公式,这样使得蜕变宽度可以由积分得到显式。也考虑角动量对蜕变的影响,对于一个粒子发射的全部无规选择参数包括: 1) 蜕变类型, 2) 发射粒子轨道角动量, 3) 发射粒子动能, 4) 余核角动量  $J_1$ , 5)  $l$  (或  $J_1$ ) 的方位角, 6) 在以  $l$  为极轴的坐标系中粒子发射方位角。在计算中能级密度参数取  $a = A/13$ , 对于带电粒子发射的位垒参数取  $r_0 = 1.5\text{fm}$ , 在计算球形核的转动惯量时取  $R_0 = 1.3\text{fm}$ 。计算结果在图 3、4 中给出。

#### 2. 余核能谱

图 2 给出了  $85\text{MeV}^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  反应在  $\theta_L = 5.1^\circ$  时测量的余核能谱。根据运动学关系,余核反冲动能的平均值为

$$E_R = E_L \cdot \frac{A_P \cdot A_R}{A_{CN}^2} \cos^2 \theta_L, \quad (1)$$

其中  $E_L$  为实验室系入射能量,  $\theta_L$  为实验室系测量角度,  $A_P$ 、 $A_{CN}$ 、 $A_R$  分别为弹核、复合核和余核的质量数。在图中我们可以看到,对于不同  $Z$  的余核,其能谱中心的能量与反冲余核的计算能量是相符的,并随  $Z$  的减小向低能方向移动,能谱宽度则随蒸发粒子数的增加而变宽了。显然, Si 和 Al 都是只由核子蒸发形成的余核,能谱宽度很小; Mg 的谱形与 Al 相近;而 Na 的谱形发生很大变化。这表明 Mg 主要产生于  $(2p, 2\alpha)$  反应

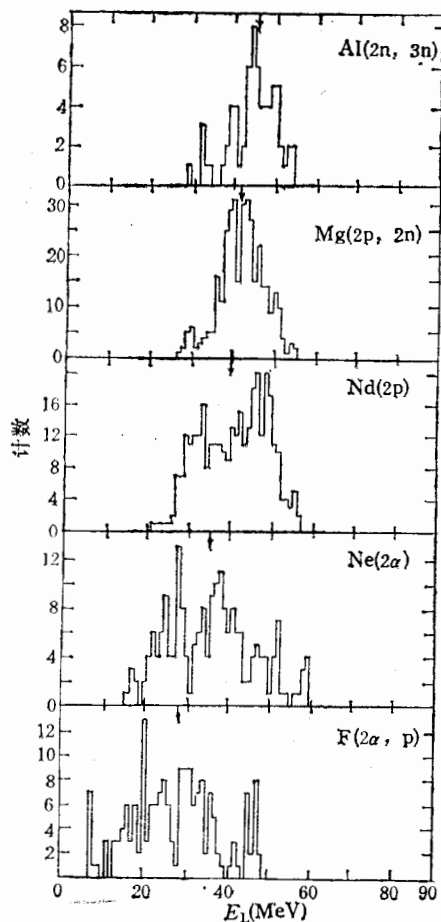


图2  $85\text{MeV}^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  反应蒸发余核能谱。  
测量角度  $\theta_L = 5.1^\circ$

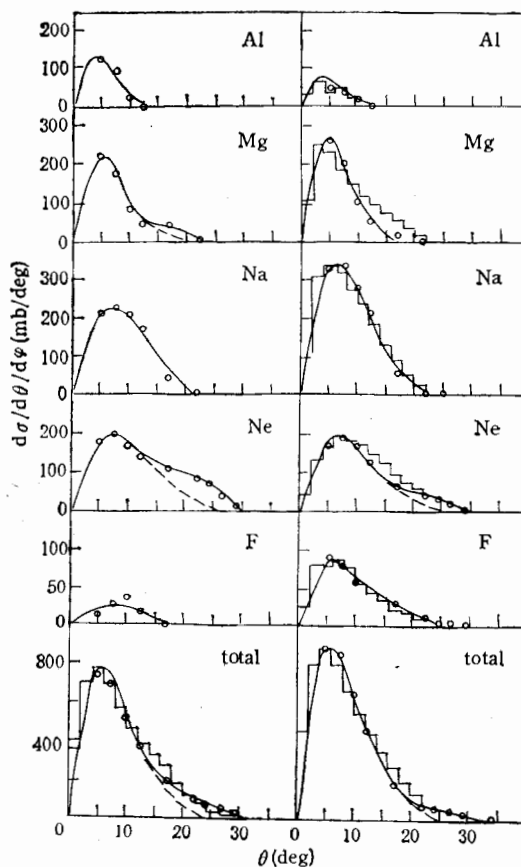


图3 蒸发余核角分布

左边为  $E_L = 55\text{MeV}$ , 右边为  $E_L = 85\text{MeV}$ . 上部为不同  $Z$  余核的角分布; 下部为余核总的角分布. 实线是根据实验点画的; 虚线是用等式(2)符合的结果; 矩形线是统计蒸发 Monte-Carlo 计算结果.

道<sup>1)</sup>, 而 Na 主要产生于  $(\alpha p)$  反应道。由于  $(2\alpha)$  反应道成为主要贡献者, 使得 Ne 和 F 的能谱很宽。

1) 如果主要来自于  $\alpha$  蒸发, 根据运动学计算, 应该在  $E_L \approx 30\text{MeV}$  处出现明显的峰, 但实际上这两个峰很小。

### 3. 余核角分布

轰击能量  $E_L = 55.70$  和  $85\text{MeV}$  时, 在  $\theta_L = 5^\circ - 40^\circ$  的范围内测量了余核角分布. 图 3 给出  $E_L = 55\text{MeV}$  和  $85\text{MeV}$  时不同  $Z$  的余核角分布和余核总的角分布 ( $d\sigma/d\theta_L d\varphi_L - \theta_L$ ), 从上部的图中我们可以看到, 随着余核电荷数  $Z$  的下降 (蒸发核子数的增加), 角分布的宽度在增加, 所跨越的角度范围也在增加, 对于包括  $2\alpha$  蒸发的 Ne 和 F, 分布扩展到  $\theta_L = 30^\circ$ . Mg 和 Ne 的角分布在大角度区有抬高现象, 对 Mg 来说,  $\theta_L = 15^\circ$  之外的抬高可以看作是由于  $\alpha$  粒子蒸发造成的, 这样可以推断 Mg 的主要来源是核子蒸发. 从 Ne 和 Na 的比较可以看出 Ne 的大部分贡献可能产生于  $2\alpha$  蒸发道. 按照复合核的统计蒸发理论, 若假设粒子蒸发在质心系是各向同性的, 在实验室坐标系中余核角分布可以写成

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N \cos^2 \theta_L \exp[-V_c^2 \sin^2 \theta_L / 2\sigma_\theta^2], \quad (2)$$

其中  $N$  为归一常数,  $V_c$  是质心速度, 蒸发宽度  $\sigma_\theta$  与蒸发核子数目及蒸发粒子类型有关.  $\alpha$  粒子蒸发比核子蒸发造成的余核分布宽度要大得多, 一般来说, 公式(2)对于核子蒸发的适应性是比较好的, 我们用它符合了测量的角分布, 对大多数余核使用了  $\theta_L = 15^\circ$  之内的数据. 图中虚线即为符合曲线. Al-Na 的符合基本上是好的. 图 3 下部给出了两个能量下余核的总的角分布, 实验点的误差约为  $\pm 3-5\%$ . 图 3 中对两个总的角分布和  $E_L = 85\text{MeV}$  时所有余核的角分布给出了统计蒸发的 Monte-Carlo 模拟计算的结果. 我们看到两个总的角分布和  $85\text{MeV}$  时 Al 和 Na 的角分布的实验结果与 Monte-Carlo 模拟计算结果在形状上符合是好的; Mg 和 Ne 的计算角分布在  $\theta_L > 10^\circ$  时过高, 这表明在统计计算中较高能量的  $\alpha$  粒子的发射几率过大, 使余核处于 Mg 和 Ne 的比例过高. 这一点也显示在不同余核的产额分布上(见图 4), 统计蒸发模拟计算得到的 Mg 和 Ne 的产额高, 而实验结果则是在  $E_L = 85\text{MeV}$  时, Na 产额最高, 在  $E_L = 55\text{MeV}$  时, Ne 产额最高.

### 4. 全熔合激发函数

由于我们的测量角度范围一般是  $5^\circ - 22^\circ$ , 这样在由角分布求积分截面时, 必须考虑  $\theta_L > 22^\circ$  和  $\theta_L < 5^\circ$  角度上的贡献. 从前边给出的角分布我们可以看到,  $\theta_L > 22^\circ$  的角度区对截面的贡献是不大的, 但是  $\theta_L < 5^\circ$  的角度区间内的产额却对截面有相当的贡献. 我们利用等式(2)的符合曲线估计了  $\theta_L < 5^\circ$  的微分截面对积分截面的贡献. 对此, 我们利用  $55.70$  和  $85\text{MeV}$  三个能量点的测量结果的内插或外推进行了修正.

图 5 给出了各种余核 Al、Mg、Na、Ne 和 F 的激发函数. 我们看到不同  $Z$  的余核, 其截面随能量的变化形式是不同的, 这反映了随复合核激发能的增加其蜕变方式也发生了变化. Al 的激发函数随能量的增加而下降, 在  $E_L \approx 63\text{MeV}$  附近呈现最低截面. 这或许是 Al 在能量较低时主要是单质子蒸发, 而在  $E_L > 65\text{MeV}$  时 (pn) 和 (p2n) 的贡献增加造成的. Mg 的截面在这个能区内基本上没有系统性的变化; Na 的截面随着轰击能的增加而增加; Ne 的截面随轰击能量的增加而下降; F 在  $E_L < 75\text{MeV}$  时截面很

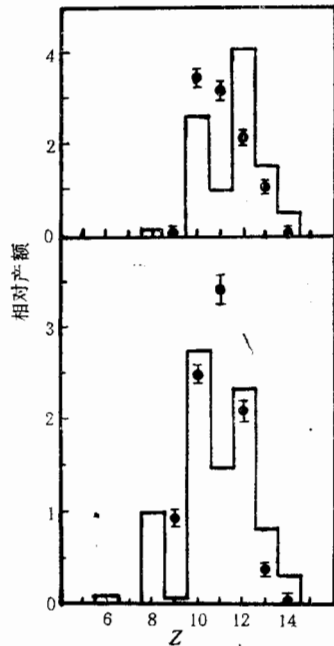


图4 余核产额分布

上图为  $E_L = 55\text{MeV}$ , 下图为  $E_L = 85\text{MeV}$ , 矩形线是统计蒸发 Monte-Carlo 计算结果。

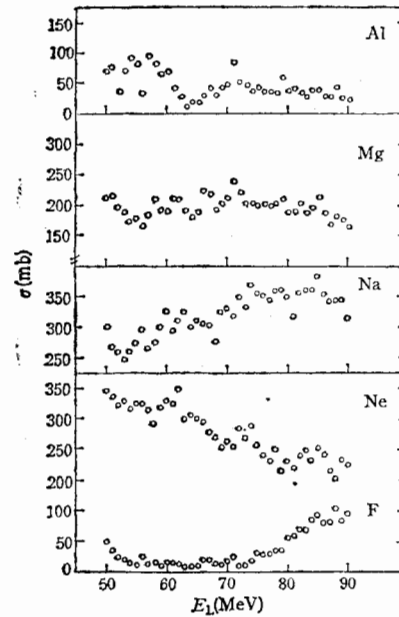


图5 不同Z的余核 F、Ne、Na、Mg、Al 的激发函数

小,在  $E_L > 75\text{MeV}$  时随能量增加而迅速增加。我们还看到,在最低能量时 Ne 的截面最高,而在最高能量时 Na 的截面最高。由于我们的探测器不能区分不同的同位素,因此我们不能确定某种元素是那个蒸发道的贡献。我们估计 Na 可能主要是  $(\alpha p)$  道的  $^{23}\text{Na}$ , 而 Ne 可能主要是  $(2\alpha)$  道的  $^{20}\text{Ne}$ 。这些结果清楚地显示出在低激发能时  $\alpha$  粒子的蒸发比质子蒸发更占优势,这一点我们的统计模拟计算未能复现出来(见图3)。

图6给出了  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  反应的总的全熔合截面随能量的变化。为了比较,图中还给出 Sperr 等人<sup>[3]</sup>和 Fernandez<sup>[4]</sup>等人的结果, Sperr 等人的测量能区是  $E_L = 30-62\text{MeV}$ , 与我们实验中的低能区域有部分重叠。在重叠的能区中,我们最低的两个能量点与 Sperr 的结果是一致的;在  $E_{\text{CM}} = 22-26\text{MeV}$ , 我们的结果比 Sperr 的结果低。Fernandez 的主要测量区在  $E_L = 45-80\text{MeV}$ 。在  $E_{\text{CM}} = 25.5-30\text{MeV}$  时其结果与我们的结果是一致的;但在  $E_{\text{CM}} = 30-34.5\text{MeV}$  时其截面比我们的结果低些。从随能量增加的变化形式来看, Fernandez 的测量值随能量增加呈下降趋势,而我们测得的激发函数平均趋势几乎是平的。我们测量的截面误差约为  $\pm 7-10\%$ 。

现在全熔合激发函数是用经典势模型来描写的。在低能部分熔合反应的限制来自位垒,即两核碰撞在某角动量  $l$  轨道时必须越过相应于该分波位垒才能发生全熔合,在较高能量时两核的熔合条件是必须靠近到临界距离,这个距离近似于半密度半径。我们实验的能量范围对于全熔合反应来说都在临界距离的限制能区。综合这三家实验结果,用临界距离模型的公式

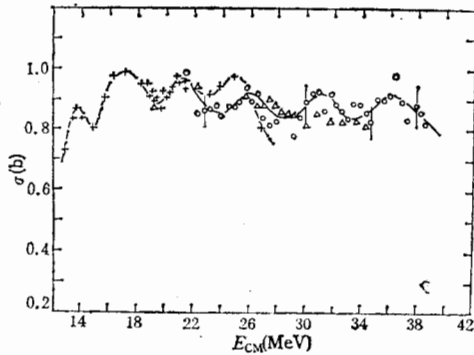


图 6 总的熔合激发函数

---本工作, --+--Sperr 的工作,  $\Delta$  Fernandez 的工作

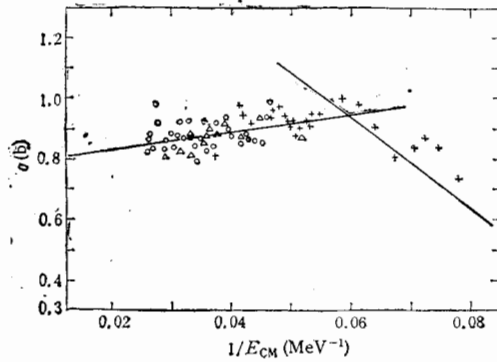


图 7 熔合总截面与  $1/E_{\text{CM}}$  的关系

·本工作, +Sperr 的工作,  $\Delta$  Fernandez 的工作, 直线 A 为根据三家数据给出, 直线 B 为 Sperr 给出

$$\sigma_{\text{CF}}(E_{\text{CM}}) = \pi R_{\text{CR}}^2 (1 - V_{\text{CR}}/E_{\text{CM}}), \quad (3)$$

来拟合实验激发函数数据(见图 7), 给出临界距离模型参数为:

$$R_{\text{CR}} = 4.95 \text{ fm}, r_{\text{CR}} = 1.029 \text{ fm}, V_{\text{CR}} = -3.88 \text{ MeV}.$$

由熔合截面和临界角动量的关系

$$\sigma_{\text{CF}} = \pi \lambda^2 (l_{\text{cr}} + 1)^2, \quad (4)$$

可以提取临界角动量  $l_{\text{CR}}$ . 图 8 给出了激发能  $E^*$  与临界角动量  $l_{\text{CR}}$  的关系.

在位垒以上, 按照锐截止模型, 激发能  $E^*$  与临界角动量  $l_{\text{CR}}$  的关系也可以写成:

$$E^* = V_{\text{CR}} + \frac{l_{\text{CR}}(l_{\text{CR}} + 1)\hbar^2}{2\mu R_{\text{CR}}^2} + Q. \quad (5)$$

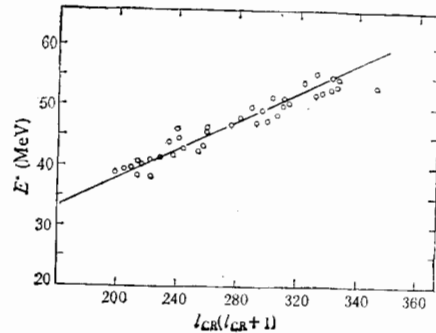


图 8 激发能  $E^*$  与  $l_{\text{CR}}(l_{\text{CR}} + 1)$  的关系

关于全熔合激发函数的粗结构, Sperr 等人的实验全熔合激发函数不是光滑的, 呈现出明显的振荡结构, 其峰位分别在  $E_{\text{CM}} = 13.7, 16.3, 20.6$  和  $\sim 25 \text{ MeV}$ , 而 Fernandez 在  $E_{\text{CM}} = 25-35 \text{ MeV}$  能量范围内没有观测到明显的粗结构. 我们的激发函数在整个能量范围 ( $E_{\text{CM}} = 21.4-38.6 \text{ MeV}$ ) 都呈现出明显的粗结构, 这与 Fernandez 的结果不同. 我们的激发函数峰位分别在  $E_{\text{CM}} = 25.7, 30.9$  和  $36.4 \text{ MeV}$ , 其中  $E_{\text{CM}} = 25.7 \text{ MeV}$  的峰和 Sperr 的  $E_{\text{CM}} \approx 25 \text{ MeV}$  的峰是同一个峰,  $E_{\text{CM}} = 21.4 \text{ MeV}$  的峰上升情况与他们的  $E_{\text{CM}} = 20.6 \text{ MeV}$  的峰是相符合的, 而在  $E_{\text{CM}} = 30.9 \text{ MeV}$  和  $36.4 \text{ MeV}$  看到的粗结构是以前没有观测到的.

### 参 考 文 献

- [1] P. Sperr et al., *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 405.
- [2] J.J. Kolata et al., *Phys. Lett.*, **65B**(1976), 333.
- [3] J.A. Kehnner et al., *Phys. Rev.*, **134B**(1964), 1229.
- [4] B. Fernandez et al., *Nucl. Phys.*, **A306**(1978), 259.
- [5] 白兴平等, *核技术*, **14**(1991), 359.

## Measurement of the Complete Fusion Excitation Function for the $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ Reaction

WANG SUFANG   ZHENG JIWEN   LIU GUOXING   CHEN KELIANG   BAI XINGPING  
YU XIAN   ZHENG PINGZI

*(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou 730000)*

ZHANG HUAQIAO   XU JINCHENG   LIU ZUHUA   XU KAN   RUAN MING   LÜ JUN  
*(Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)*

### ABSTRACT

The complete fusion excitation function has been measured for the  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$  reaction in the energy range of 50—90 MeV with a position sensitive  $\Delta E-E$  telescope system. It is found that the complete fusion excitation function is not smooth and exhibits some structures. The peak position of the fluctuations correspond to 26.0, 31.0 and 36.4 MeV in the center of mass system. The experimental results are discussed and compared with that obtained in previous works.