

$^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ 近垒及垒下准弹反应*

林承键 许谨诚 张焕乔 刘祖华 杨 峰 鹿立新

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1996-08-26 收稿

摘 要

用电离室 ΔE - E 望远镜测量了 $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ 体系在88、91、93、96、98、102MeV 6个能量点的准弹反应角分布. 用ECIS程序拟合弹性散射角分布, 得到该体系的光学势参数, 观察到明显的“阈异常”现象. 对转移反应角分布作了分析, 得到了产物为C、N、O的转移反应的激发函数. 此外, 导出了3个主要转移反应道 ^{208}Pb (^{19}F 、 ^{18}O 、 ^{15}N 、 ^{14}C)的转移几率和最趋近距离的关系, 得到斜率因子 κ . 在单核子转移的情况下, κ 值与半经典计算基本符合; 而对于两核子以上转移的情况, κ 值小于理论值, 存在着“斜率反常”的现象. 同时发现 κ 值明显与能量相关, 这无法用半经典理论解释.

关键词 近垒及垒下准弹反应, 角分布, 阈异常, 斜率反常.

1 引 言

八十年代以来, 在近垒及垒下能区的重离子反应的研究中相继发现了垒下熔合截面增强^[1-3]、弹性散射光学势的“阈异常”^[4,5]和转移反应的“斜率反常”^[6-8]等现象. 我们在 $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ 等体系观察到垒下熔合截面的增强及均方自旋值的异常^[2]. 现在普遍采用耦合道理论解释垒下熔合截面的增强, 可以很好地再现实验激发曲线. 然而, 从熔合裂变碎片角分布抽取的均方自旋值尚不能用耦合道理论解释. 目前, 关于这方面的理论还在不断完善和发展之中^[3].

对于近垒和垒下重离子转移反应常用一维位垒穿透理论来描述. 这个半经典理论能够很好地解释单核子转移反应, 给出转移几率与相互作用距离的指数成反比, 其衰变常数 $\kappa = \sqrt{2\mu E_b} / \hbar^2$, 这里 μ 、 E_b 分别为转移粒子的约化质量和结合能. 从半经典理论可知, 双中子转移反应的衰变常数应是单中子转移的两倍, 即 $\kappa_{2n} = 2\kappa_{1n}$. 但是, 实验上观察到双中子转移截面出现异常增大的情况^[6]. 这种现象被称为“斜率反常”^[7]. 从八十年代中期

* 中国核工业总公司核科学基金资助.

至今,转移反应一直是近库仑位垒重离子反应研究的热点之一. 研究表明,不单是双中子转移,乃至多核子转移都存在着“斜率反常”的现象^[8].

目前,人们将这些异常现象联系起来,试图寻找它们之间内在的物理原因^[9].

鉴于我们曾观测过 $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ 系统垒下熔合裂变碎片各向异性的异常,为得到该体系各个反应道的信息,有必要进行准弹反应(包括弹性、非弹和转移)的测量,从整体上研究反应机制.

迄今,研究光学势的阈异常限于球形弹核与球形或近球形靶核的体系,但是对 $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ 体系,其光学势参数、阈异常和转移反应等尚未见报道. 对该体系,弹核是奇质子核,且其静态形变较大($\beta_2 = 0.44$, $\beta_4 = 0.14$),这样,该体系的非弹和转移的成份可能较大,和球形、近球形核系统比较,可更深入了解核反应机制.

本工作主要目的是测量 $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ 体系在近垒及垒下能区的准弹反应角分布;抽取光学势参数,进行光学势与能量相依的研究以及转移反应“斜率反常”现象的研究.

2 实验方法

实验是在中国原子能科学研究院 HI-13 串行加速器上完成的. ^{19}F 束流能量为 102、98、96、93、91、88 MeV. 进行了两轮独立的实验. 测量了 $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ 各能点出射粒子角分布,角度步长为 4° ,范围在 $40^\circ - 160^\circ$ 之间. 另外测量了 44、55、66 MeV $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ 和 54、68、80 MeV $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ 在 36° 、 40° 、 44° 的微分截面,用于质量刻度,也为了与其它实验数据比较.

在实验中,用一块 Si(Au)面垒型半导体探测器作监视器,置于 -42.4° ,前加 $\phi 3\text{mm}$ 光栏,中心距靶 191.2 mm. 用它归一各种反应的微分截面. ^{208}Pb 靶厚为 $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$,蒸发在厚 $20\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的碳底衬上. 采用 $\phi 5\text{mm}$ 的点靶,以限制束斑的大小和位置的漂移.

反应产物用屏栅电离室 $\Delta E - E_R$ 望远镜计数器探测,该望远镜内含 3 块 E_R 半导体探测器,形成 3 路 $\Delta E - E_R$ 的结构^[10]. E_R 探测器距靶 214 mm,前面加 $\phi 6.44\text{mm}$ 的光栏. 电离室内充 $2.6 \times 10^4\text{Pa}$ 左右的 P10(Ar + 10%CH₄)气体,流气系统保证在 10 h 内气压波动小于 65 Pa. 对于反应产物, ΔE 分辨率小于 3%, E_R 分辨率小于 1%,总能量分辨率小于 1.5%. 因此该探测器可以区分 ^{19}F 基态和 1.3457 MeV 及其以上的激发态,而两个低激发态(0.1098、0.1971 MeV)因无法区分而与基态混在一起. 由于 ΔE 电离室分辨良好,所以该望远镜还有同位素分辨能力. 在 $\Delta E - E_R$ 双维谱上,可以看到相同 Z 值带群中不同 M 值的同位素线(见图 1).

3 数据处理

根据确定的电离室工作气压,计算不同产物相应能量的同位素线,与实验值比较(见图 1),可以确定反应产物的 Z、M 值. 由图 1 可见,对于转移产物,C 的同位素中,主要是 ^{14}C ; N 的同位素中,主要是 ^{15}N ,其次是 ^{17}N ,产额比 $Y_{15}:Y_{17} \approx 30:1$; O 的同位素中, ^{18}O 的产

额最多, ^{16}O 其次, 产额比 $Y_{18}:Y_{16} \approx 25:1$. 因为其它同位素成份较小, 为便于数据处理, 取 ^{14}C 、 ^{15}N 和 ^{18}O 做实际计算.

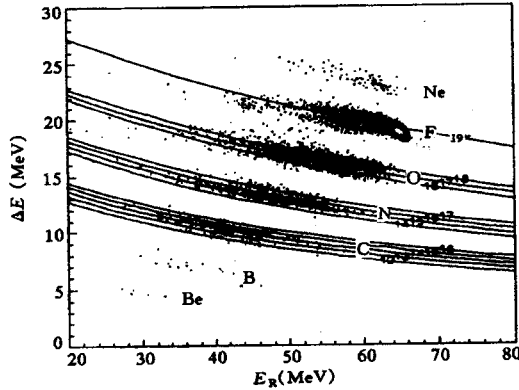


图1 $\Delta E-E_R$ 双维质量刻度谱

$$E_{\text{lab}}=102\text{MeV}, \theta_{\text{lab}}=86^\circ.$$

其弹性峰, 给出弹散数目.

通常, 弹性散射角分布写成与 Rutherford 散射比值的形式:

$$\sigma_{\text{el}}(\theta_c) / \sigma_{\text{Ru}}(\theta_c) = \frac{WT(\theta_c)}{WT(\theta_{c-\text{mo}})} \cdot \frac{dN_{\text{el}}}{dN_{\text{mo}}} \cdot \frac{d\Omega_{\text{mo}}}{d\Omega_{\text{el}}} \cdot \frac{\sigma_{\text{Ru}}(\theta_{c-\text{mo}})}{\sigma_{\text{Ru}}(\theta_c)}, \quad (3.1)$$

$$WT(\theta_c) = \frac{1 + \gamma \cos \theta_c}{1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \theta_c}, \quad (3.2)$$

其中

$$\gamma = \left(\frac{A_a A_b}{A_A A_B} \cdot \frac{E_c}{E_c + Q} \right)^{1/2},$$

在计算 dN_{el} 时考虑了两项修正: ①死时间修正. ②效率修正: 主要由探测器加工误差导致测量立体角的不同引起. 在计算中, 以最前角弹散和 Rutherford 比值 EFF 作修正.

在质心系中的转移反应微分截面由下式计算:

$$\sigma_{\text{tr}}(\theta_{c-\text{tr}}) = \frac{WT_{\text{tr}}(\theta_{c-\text{tr}})}{WT_{\text{el}}(\theta_{c-\text{el}})} \cdot \frac{dN_{\text{tr}}}{dN_{\text{el}}} \sigma_{\text{el}}(\theta_{c-\text{el}}). \quad (3.3)$$

由于转移反应的 Q 值不为零, 故其 γ_{tr} 与弹散 γ 不同, 导致质心系角度 $\theta_{c-\text{tr}}$ 和实验室系到质心系截面转移系数 $WT_{\text{tr}}(\theta_{c-\text{tr}})$ 与弹性散射的略有差别. 在公式 (3.3) 中, dN_{tr} 、 dN_{el} 在相同条件的情况下测量, 故不必考虑效率和死时间的修正. 这样, 可由弹散角分布 σ_{el} 得到转移的角分布 σ_{tr} .

本工作得到的 $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ 反应在各能量下的弹性和转移反应的角分布, 如图 2 所示. 图中, 弹性散射的拟合线是光学模型计算的结果. 在数据处理过程中, 主要考虑到监视器、望远镜探测器立体角的误差、统计和拟合误差等. 对于转移角分布, 由于转移数目少, 统计误差占主要部分.

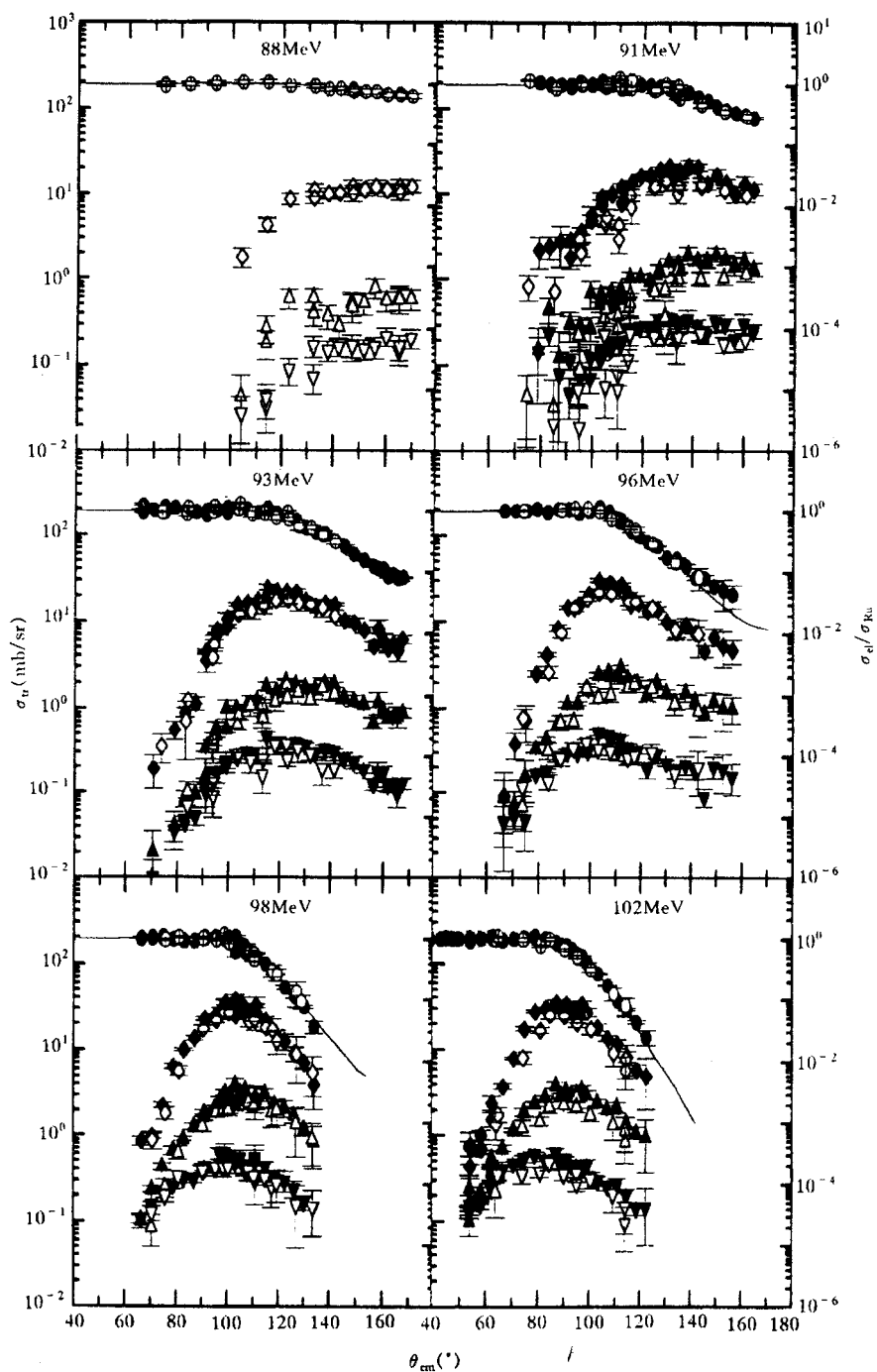


图 2 各能量点弹性和转移反应角分布

○ ● 弹性散射; ◇ ◆ $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{18}\text{O})$ 转移反应; △ ▲ $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})$ 转移反应;
 ▽ ▼ $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{14}\text{C})$ 转移反应. 空心点是 DEES 数据; 实心点是 DEER 数据.
 $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})$ 和 $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{14}\text{C})$ 转移反应数据分别乘以 $10^{-1/2}$ 和 10^{-1} .

4 结果分析与讨论

4.1 弹性散射的分析

采用耦合道光学模型的 ECIS 程序^[11]对弹性散射角分布进行计算,在程序中采用 Woods-Saxon 形式的光学势. 为避免光学势的 Igo 模糊^[12],拟合时固定弥散参数 a_1 , 即 $a_v = a_w = a_0 =$ 定值,并且使实、虚势半径相同,即 $r_{0v} = r_{0w} = r_0 = 1.24\text{fm}$. 在这种条件下,寻找实、虚势深度 V_R 和 W_I 的最佳值.

对 ECIS 程序的使用,必须说明几点: ①在程序计算中,采用靶和炮弹交换的方式; ②集体运动模式选为对称转动模型; ③在弹性角分布中混杂有两个低激发态的非弹成份,故考虑了 $0.19715\text{MeV} (5/2^+)$ 态和基态在 $K = 1/2$ 转动带上的耦合 ($E2$ 跃迁), 跃迁强度由形变参数决定^[13]:

$$B(E\lambda) = \left(\frac{3ZeR^\lambda}{4\pi} \right)^2 \beta_\lambda^2, \quad (4.1)$$

其中, λ 为跃迁多极性, R 为同体积球形半径, $R \approx 1.06A^{1/3}$. 另一低激发态 ($0.10989\text{MeV}, 1/2^-$) 和基态不在同一条转动带上,为一级禁戒,不予考虑; ④在无库仑校正的情况下,匹配半径 R_M 和最大分波数 l_{\max} 应取较大的值,我们取 $R_M = 50\text{fm}$, $l_{\max} = 200$; ⑤对于各个势形变取相同值: $\beta_2 = 0.44$, $\beta_4 = 0.14$.

阈异常是在近垒及垒下能区发生在灵敏半径处的行为,因此,必须确定各能量点光学势的灵敏半径 R_s . 固定 $a_v = a_w = a_0$. 在不同弥散参数 $0.43, 0.48, 0.53, 0.58, 0.63$ 和 0.68 下拟合得到光学势 V_R 和 W_I . 再作出 V_R 和 W_I 随 r 变化的关系曲线,在 R_s 处不同弥散参数的 V, W 将具有相同的值 V_s 和 W_s . 在 98MeV 时,实、虚势灵敏半径分别为 $R_{sv} = 12.64\text{fm}$, $R_{sw} = 12.66\text{fm}$. 用这种方法确定实、虚势的灵敏半径在不同能量下稍有不同. 为了能够统一描写,取 $R_s = 12.50\text{fm}$ 作为这一能区光学势的灵敏半径. 为找出这一能区内较适合的弥散参数 a ,综合考虑了各能量点 a 值和拟合 χ^2 值之间的关系,取 $a_0 = 0.58\text{fm}$ 作为最佳值. 由此确定的该体系各能量点光学势参数和 R_s 处的 V, W 值见表 1 和图 3.

表 1 各能量点光学势参数和灵敏半径处 V_s, W_s 值 (单位: MeV)

E_{lab}	DEER				DEES			
	V_R	W_I	V_s	W_s	V_R	W_I	V_s	W_s
102	60.09	30.00	2.40	1.20	56.00	37.32	2.24	1.49
98	58.42	15.31	2.33	0.61	64.94	9.89	2.59	0.40
96	59.48	19.01	2.38	0.76	60.26	10.42	2.41	0.42
93	77.36	6.98	2.93	0.28	77.39	0.44	3.09	0.02
91	82.39	0.24	3.29	0.01	88.53	0.16	3.54	0.01
88	—	—	—	—	59.68	5.54	2.38	0.22

$r_0=1.24\text{ fm}, a_0=0.58\text{fm}, R_s=12.50\text{fm}$

由图 3 可见, $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ 体系在近垒和垒下能区有明显阈异常的现象.

根据 C. Mahaux^[14], 这种能量相关的光学势可表示为:

$$U(E) = V_0 + \Delta V(E) + iW(E), \quad (4.2)$$

其中, V_0 是与能量无关的常数势, $\Delta V(E)$ 与能量相关. 实部与虚部通过色散关系联系起来:

$$\Delta V(E) = (E - E_b) \frac{P}{\pi} \times \int_0^\infty \frac{W(E')}{(E' - E_b)(E' - E)} dE', \quad (4.3)$$

这里, P 代表积分主值, $W(E)$ 与能量的关系用折线表示:

$$W(E) = \begin{cases} 0 & E \leq E_a \\ \frac{W_0}{E_b - E} (E - E_a) & E_a < E < E_b \\ W_0 & E \geq E_b \end{cases} \quad (4.4)$$

由色散关系可知: 虚势 $W(E)$ 的变化引起 $\Delta V(E)$ 的变化, 从而导致 $U(E)$ 伴随 $W(E)$ 随能量的剧烈变化. 图 3 中实线是考虑色散关系 (4.3) 式拟合数据点后得到的,

由于数据点较少, 所以误差较大. 同时, 得到公式 (4.2) — (4.4) 中涉及的参数: $V_0 \approx 2.91\text{MeV}$, $W_0 \approx 1.28\text{MeV}$, $E_a \approx 90.0\text{MeV}$, $E_b \approx 95.4\text{MeV}$.

4.2 转移反应的分析

采用不对称高斯函数拟合各转移角分布, 然后代入截面积分公式得到总截面. 根据拟合结果, 作出各转移反应的激发函数见图 4.

对比图中数据可知: 在近垒和垒下能区, $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ 体系单质子转移的几率要比 $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ 和 $^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi}$ 体系的大, 这可能是弹核 ^{19}F 为奇质子核或者有较大的静态形变所致. 因此, 采用耦合道理论解释垒下熔合反应异常

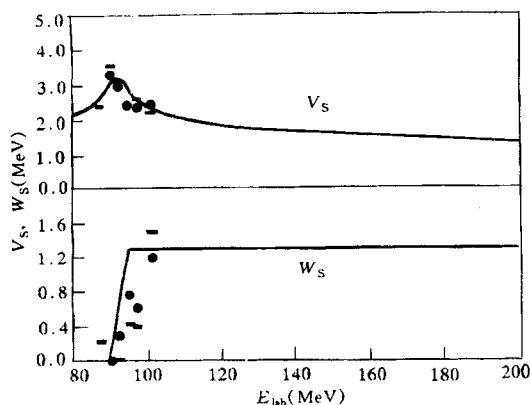


图 3 $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ 体系的阈异常现象
● DEER 数据; ■ DEES 数据.

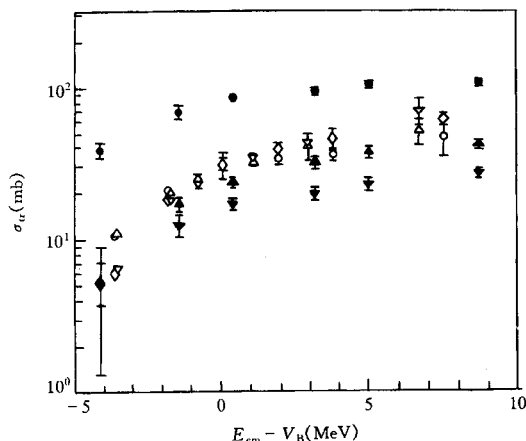


图 4 $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ 转移反应的激发函数

● $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, \text{O})$; ▲ $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, \text{N})$; ▼ $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, \text{C})$; ○ $^{208}\text{Pb}(^{16}\text{O}, \text{N})$;
◇ $^{208}\text{Pb}(^{16}\text{O}, \text{C})$; △ $^{209}\text{Bi}(^{16}\text{O}, \text{N})$; ▽ $^{209}\text{Bi}(^{16}\text{O}, \text{C})$. 实心点是本工作的数据, 空心点是取自文献[15]的数据.

时,应该考虑到转移道的影响.

在较大距离的核子转移中常用转移几率 P_{tr} 来描述. 不同的作者对转移几率有不同的定义^[16,17]. 这里采用 D. M. Herrick 等人^[8]的定义:

$$P_{tr} = \frac{d\sigma_{tr} / d\Omega}{2\pi b db}, \quad (4.5)$$

式中, b 为碰撞参数. 假定碰撞沿 Rutherford 轨道, 则 $b db$ 可写为:

$$b db = \frac{\eta}{k \sin(\theta_{cm} / 2)} dD, \quad (4.6)$$

其中, η 为 Sommerfeld 参数, k 为波数. 这样, 通过 (4.5) 和 (4.6) 式, 可以得到:

$$\frac{P_{tr}}{\sin(\theta_{cm} / 2)} = \frac{4}{a^2} \sin^3(\theta_{cm} / 2) \frac{d\sigma_{tr}}{d\Omega}, \quad (4.7)$$

这里, $a = \eta / k$.

另一方面, 转移反应的半经典方法给出在大相互作用距离处转移几率值^[18]:

$$\frac{P_{tr}}{\sin(\theta_{cm} / 2)} = \frac{\pi \kappa}{2 \eta k} C_{if} \exp(-2\kappa D), \quad (4.8)$$

其中, 入、出射道的谱学因子 C_{if} 是一个与能量无关的无量纲的数, κ 是由结合能导出的衰变常数, 即:

$$\kappa = \sqrt{2\mu E_B^{eff} / \hbar^2}, \quad (4.9)$$

式中, μ 为转移粒子和转移后施主核的折合质量, E_B^{eff} 是有效结合能:

$$E_B^{eff} = E_B - \frac{Z_c Z_{ac} e^2}{D_0}, \quad (4.10)$$

这里, E_B 是转移粒子和转移后施主核的结合能, Z_c 、 Z_{ac} 分别是转移粒子和转移前受主核的核电荷数.

必须指出, 在 (4.7) 和 (4.8) 式使用中应注意入、出射道平滑连接的条件, 即 $D = D_i = D_f$. 这样, 可以推出 $\theta_{cm} = (\theta_{cmi} / 2 + \theta_{cmf} / 2)$. 由以上分析, 可以从理论和实验上得到 κ 值, 详见表 2.

表 2 各主要转移反应道 κ_{theory} 和 κ_{exp} 的比较

$E_{lab}(\text{MeV})$	κ_{exp}												κ_{theory}
	102		98		96		93		91		88		
$^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{18}\text{O})$	0.71	0.01	0.82	0.01	0.78	0.01	0.85	0.01	0.85	0.05	0.81	0.11	0.87
$^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})$	0.55	0.02	0.66	0.02	0.67	0.04	0.79	0.02	0.74	0.03	0.81	0.08	1.79
$^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{14}\text{C})$	0.28	0.03	0.37	0.03	0.40	0.03	0.54	0.02	0.69	0.03	0.86	0.22	2.72

κ 值的单位是 fm^{-1} ; κ_{theory} 与能量无关; κ_{exp} 的第一列为 κ 值, 第二列为其误差.

从表中 κ_{theory} 和 κ_{exp} 的比较可知: 对单核子转移 ($-1p$) 实验 κ 值基本上与理论符合; 对其它两种转移 ($-2p-2n$ 和 $-3p-2n$) 的情况, κ_{exp} 远小于 κ_{theory} , 转移几率大于理论值, 即存在显著的“斜率反常”. 半经典理论所给出的斜率常数 κ_{theory} 与能量无关, 但从实验

中得出的 κ_{exp} 和能量存在着明显的依赖关系,而且不同数目核子的转移反应对能量的依赖关系不同,如图 5 所示. 这个现象值得深入探讨,有可能是解决多核子转移反应“斜率反常”的关键所在. 进一步分析有待进行.

5 结 束 语

测量了 88、91、93、96、98、102 MeV 6 个能量点 $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ 体系的准弹(包括弹性、非弹和转移)反应角分布. 对这些角分布的分析,得到了 $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ 体系的光学势参数,观察到该体系在近垒能区存在光学势的“阈异常”的现象;转移反应的截面比球形或近球形核体系大,这与弹核的大静态形变有关;多核子转移反应存在着“斜率反常”的现象,而且斜率值和能量有关,这不能用半经典理论解释. 关于能量相依势和垒下融合截面增强的关系正在作进一步的分析.

感谢 HI-13 串列加速器的运行人员提供良好的束流.

参 考 文 献

- [1] R. G. Stokstad, Y. Eisen, S. Kaplanis *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978)465.
- [2] H. Q. Zhang, Z. H. Liu, J. C. Xu *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A512**(1990)531.
- [3] D. Vorkapic, B. Ivanisevic, *Phys. Rev.*, **C52**(1995)1980.
- [4] J. S. Lilley *et al.*, *Phys. Lett.*, **B128**(1983)153.
- [5] N. Keeley, J. A. Christley, N. M. Clarke *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A582**(1995)314; I. Martel, J. Gomez-Camacho, C. O. Blyth *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A582**(1995)357.
- [6] K. E. Rehm, Heavy Ion Interactions Around the Coulomb Barrier, Proceedings of a Symposium, Legnaro, Italy, June 1-4, 1988, editors: C. Signorini, S. Skorka, P. Spolaore, and A. Vitturi, Lecture Notes in Physics 317, Springer-Verlag, Berlin, (1988)P. 105.
- [7] C. Y. Wu, W. von Oertzen, D. Cline *et al.*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **40**(1990)285.
- [8] D. M. Herrick, F. L. H. Wolfs, D. C. Bryan *et al.*, *Phys. Rev.*, **C52**(1995)755.
- [9] M. A. Nagarajan, Proceedings of the JAERI International Symposium on Heavy-Ion Reaction Dynamics in Tandem Energy Region, August 1-3, 1988, Hitachi, Japan, edited by Y. Sugiyama, A. Iwamoto, and H. Ikezo, Universal Academy Press, Inc, (1989)P.75.
- [10] 林承键, 紧凑的多路 $\Delta E-E$ 电离室望远镜系统, 原子能科学技术, 待发表.
- [11] J. Raynal, Computing as a Language of Physics, I. A. E. A., Vienna, (1972)P. 281.
- [12] G. Igo, *Phys. Rev. Lett.*, **1**(1958)2; *Phys. Rev.*, **115**(1959)1665.
- [13] H. Timmers, J. R. Leigh, M. Dasgupta *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A584**(1995)190.
- [14] C. Mahaux, H. Ngo, G. R. Satchler, *Nucl. Phys.*, **A449**(1986)354.
- [15] E. Vulgaris *et al.*, *Phys. Rev.*, **C33**(1986)2017.
- [16] R. B. Roberts *et al.*, *Phys. Rev.*, **C47**(1993)1831.

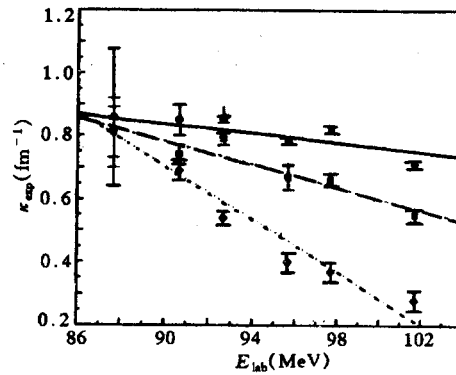


图 5 3 个主要转移反应道转移斜率与能量的关系

● $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{18}\text{O})$; ■ $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})$; ◆ $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{14}\text{C})$.
实线、虚线和点线分别是 $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{18}\text{O})$ 、 $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})$ 和 $^{208}\text{Pb}(^{19}\text{F}, ^{14}\text{C})$ 的实验斜率值的线性拟合线.

- [17] C. N. Pass *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A499**(1989)173.
[18] R. Bass, *Nuclear Reactions With Heavy Ions*, Springer-Verlag, Berlin, (1980).

Quasi-elastic Scattering of $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ System at Near- and Sub-barrier Energies

Lin Chengjian Xu Jincheng Zhang Huanqiao
Liu Zuhua Yang Feng Lu Lixin

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Received 26 August 1996

Abstract

The quasi-elastic scattering angular distributions of $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ system at energies of 88, 91, 93, 96 and 102 MeV have been measured by means of ionization chamber $\Delta E-E$ telescope. The optical potential parameters of the system were obtained from the fit of the angular distributions of the elastic scattering with ECIS code, and the phenomenon of the "threshold anomaly" is clearly observed. The angular distributions and the excitation functions of the products C, N and O from transfer reactions were also obtained. The slope factor κ were deduced from the relations between the transfer probabilities and the closest distances for three main transfer channels. The κ values agree with the semi-classical calculation for the single nucleon transfer reaction, but are smaller than the calculation for the multi-nucleon transfer reactions, and depend on the incident energies. The "slope anomaly" and the energy dependence of κ can not be explained by the semiclassical theory.

Key words near- and sub-barrier quasi-elastic scattering, angular distribution, threshold anomaly, slope anomaly.