

经过重核发射的复合核衰变

L. G. Sobotka*等

研究了 $90\text{MeV}^3\text{He} + {}^{201}\text{Ag}$ 反应的 ^4He 、 ^7Li 、 ^9Be 、 B 、 C 、 N 、 O 和 F 产物。虽然较重元素的产额比 ^4He 产额低若干数量级,但能谱、电荷和角分布表明,在后半球这些重核的产生,平衡统计过程是主要的。

典型的复合核衰变布居在两个很不相同的质量区。蒸发产生质量为4或更低的核,而裂变产物的核接近复合核的质量的一半。由于产生的这些质量范围如此的不同,以致使两个衰变过程的研究也很不相同。在一般用于计算衰变宽度的形式中强调这样一个分法。轻粒子蒸发使用与具有无限远分开的余核加蒸发粒子的复合核相联系的细致平衡原理处理,而应用于鞍点的过渡态型式对裂变衰变使用。

近来,有些作者试图调整这些显然不同的型式以处理复合核的不同的衰变方式。尤其是,文献3提出的模型,用连续的方法描述了从轻粒子的发射到裂变的过渡。这样的处理预言 α 粒子和裂变碎片之间的中等质量的复杂核应当由复合核发射出来,尽管几率很小。这个理论也预言,复杂核的动能谱和角分布的形状随着它们的质量由 α 粒子向裂变碎片增加而变化。这些预言应经得起实验的检验,遗憾的是,能与上述统一的处理或者更标准的形式比得上的平衡复合系统的实验数据非常缺乏。

在高速质子反应中已观测到复杂核。但是对完全说明特征的复合核,由于预复合核过程占优势和可能有靶的多重裂片,因此,很难或不能明确找出它们形成的起源。在低速轰击能量下的重离子反应表明,能产生平衡

复合核(如 ^{26}Al)从这种平衡复合核发射 Li 或 Be 的几率很小。但是,在轰击能量超过 $\sim 8\text{MeV}/n$ 时,这些感兴趣的产物也由入射体碎裂产生,从而使复合核衰变的研究复杂化。

本文中提出在 $90\text{MeV}^3\text{He} + {}^{201}\text{Ag}$ 反应中产生象 F 这样重的复杂核的复合核统计发射的实验证据。特别挑选 ^3He 作为入射体有两个原因支配。第一,期望有一个低速度的入射体使预平衡损失减少到最小但仍能引入足够的能量。第二,入射体的质量应当比有兴趣的产物的质量足够小,以排除入射体碎片或者多核子转移的干扰。

^3He 束是由劳伦斯伯克利实验室88吋回旋加速器产生。中等质量核的原子序数和能谱用一套三个标准气体-固体($300\mu\text{m}$, $d\Omega \sim 1.2\text{msr}$)气压在100托的 $\Delta E-E$ 望远镜测量。 α 粒子用分离的固态望远镜($40\mu\text{m}$, 5mm , $d\Omega = 0.35\text{msr}$)探测。在该实验室得到 20° 到 170° 的角分布。在向前的角度由于 Ag 靶($2.03\text{mg}/\text{cm}^2$)上的碳堆积($\sim 2\mu\text{g}/\text{cm}^2$),在所有轻的出射体谱中观察到一个强的低能峰。在每个角度用碳靶得到的谱归一化并且从 Ag 靶得到的谱中减去以修正这个污染。这个修正在向前的角度大,在向后的角度小。靶子的x射线荧光分析没有发现可观量的重元素杂质。

为了确定各向同性发射源的证据及其速度,实验室能谱转换为在速度空间的协变截面图(见图1)。该图中发射源的速度用向量给出,它是常数协变截面弧的中心。对于重核(如碳)的峰值截面有一个常数值,并且

*加州大学劳伦兹伯克利实验室核科学部

发生在从 170° 到 40° 相同的质心速度处（由与圆弧有关的 x 的位置所表示）。在更向前的角度，峰截面在稍稍增加一点的速度位置发生。类似的，在较高的速度范围（较大半径的弧附近的范围）在后半球没有大的变化，但是在向前的角度扩展出去。对于轻核（如Li），截面的峰对较小的向后角的范围（ $170^\circ-120^\circ$ ）发生在相同质心速度。 120° 以前峰的截面和速度都增加。高能尾巴的斜率对最后的三个角度来讲没有多大变化，但是尾巴的强度随着散射角的减小而增加。 ${}^9\text{Be}$ 和B给出一个Li和C之间的中间行为。一般讲，较重的产物指出的型式同简单的放射源的发射更一致。

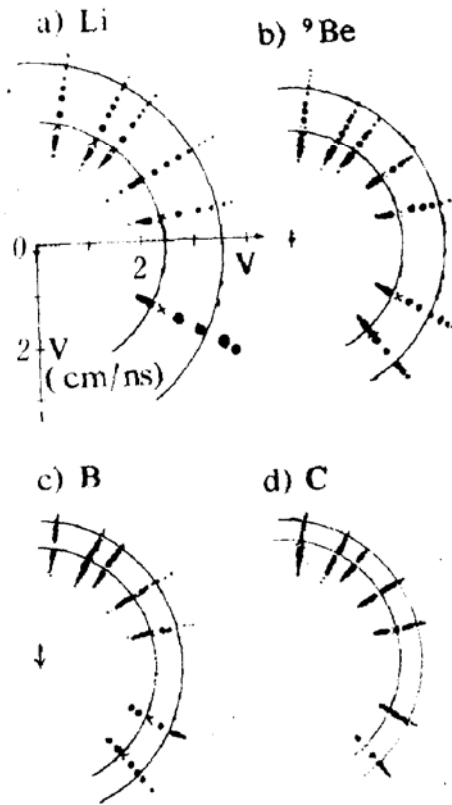


图1. 一些典型出射体(Li、 ${}^9\text{Be}$ 、B、C)的协变截面图($\propto V^{-2}d^2\sigma/d\Omega dV$)。点的直径正比于截面的对数， x 表示速度分布的峰值。两个大弧是以适合于全熔合的质心的速度为中心(中心箭头)的圆的断面。束流方向(0°)由质心速度向量表示。

由这些协变截面图能得到两个结论：第一，对于所有的元素在后半球都存在一个角度范围，在一些范围内仅观测到有以质心发

射为特征的单一成份。随着出射体质量的增加，这个角度范围增加并且扩展到更向前的角度。第二，有一个产生向前角度的能（或速度）谱的非质心发射的成份。

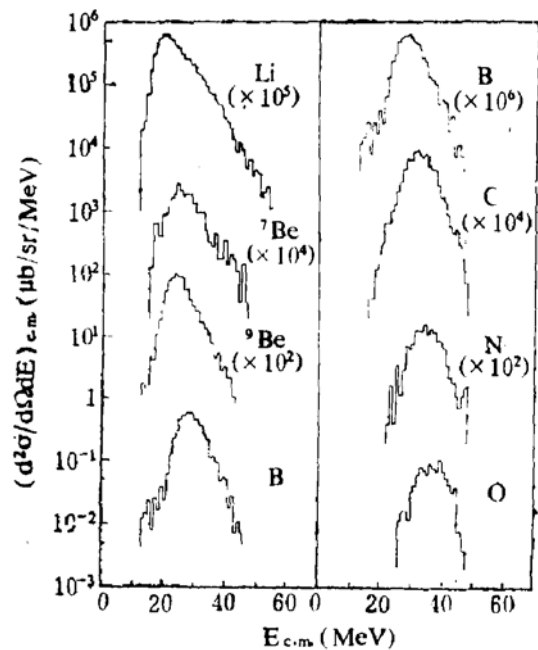


图2. $\theta_{c.m.} = 171^\circ$ 探测的各种出射体在质心系的能谱。碳污染修正以前的低能阈对Li到O出射体在质心系中分别由4到12MeV变化。

质心系中平衡成分的能谱示于图2。这谱的平均能量是类库仑能，并且随着发射核电荷的增加而增加。在平衡组分的能谱中最有趣的特征是由 α 粒子(没有显示)或Li离子能谱的马克斯威尔形状经过B或C的较对称的形状到最重核的对称形状的变化，如文献3所预言。在 ${}^3\text{He}$ 能量从70MeV到130MeV区间内都观测到这个特征。在以前的高能质子的研究中，观测到了所有产物的指数尾巴。除质心系统平衡发射外的源产生的这个尾巴是假的平衡成分的形状。在向前的角度，我们的数据也显示了非平衡指数尾巴的存在。

平衡成分的实验产额示于图3。为了减少除复合核以外的源的贡献，我们仅画出稍向后角度(171°)的产额。这些产额由 $Z=2$ 到 $Z=3$ 陡峻地下降。这之后它们较慢地下降。一个例外是 $Z=6$ 的产额上升。

不管使用过渡态近似或者蒸发公式，由

平衡统计发射过程来的产额应当粗略地正比于因子 $\exp[-B_z/T_z]$ ，其中 B_z 是核 Z 的发射位垒， T_z 是位垒温度。衰变宽度由下式更定量地给出：

$$\Gamma_z \propto T_z [E / (E - B_z)]^2 \exp\{2[a(E - B_z)]^{1/2} - 2(aE)^{1/2}\}, \quad (1)$$

$$\approx \exp[-B_z/T_z]. \quad (2)$$

为了计算理论产额，使用下述的位垒表示式：

$$B_z = U_1 + U_2 + Z_1 Z_2 e^2 / d + U_{prox} - U_{in}, \quad (3)$$

式中 U_1 是轻核的实验质量， U_2 和 U_{in} 是余核和复合核的液滴模型质量， U_{prox} 是亲近势。库仑项中的中心到中心距离 d 取作 $d = 1.225(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2\text{fm}$ 。加上 2fm 是为了得到同能谱的粗略符合。温度(T_z)是用 $E - B_z = aT_z^2$ 估算的。102MeV的复合核激发能(E)

(对于全部动量转移的值)和 $\frac{A}{8}$ 的能级密度

参数(a)是假设的。每个同位素的计算产额[等式(1)]乘以 $2I+1$ (此处 I 是轻核的基态自旋)然后相加。理论产额是计算比率 Γ_z/Γ_b 并归一到图3中 $Z=6$ 的数据。

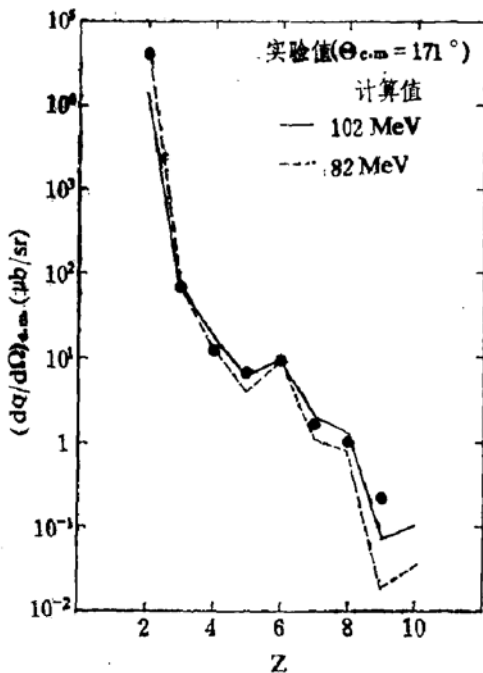


图3. 实验(圆点)和理论产额对出射体原子序数(Z)。

这数据(圆点)和这个简单的平衡统计计算(实线)之间的符合对 $Z=3-9$ 特别好。计算对 α 产额预言不够，因为它仅仅考虑了一次可能的发射，而更高次 α 发射存在一定的量。预复合发射预期留下一个最可几能量为 $\sim 82\text{MeV}$ 的宽的激发能分布的复合核。用这个低的激发能的计算(虚线)也很好地重复了重产物的相对产额，但是过高预言了第一次可能的 α 发射的产额。这数据和理论的更仔细地比较需包含预复合发射的计算。然而，在图3中描写的复盖了五个数量级的符合表明，对这些复杂核的发射平衡过程是主要的。

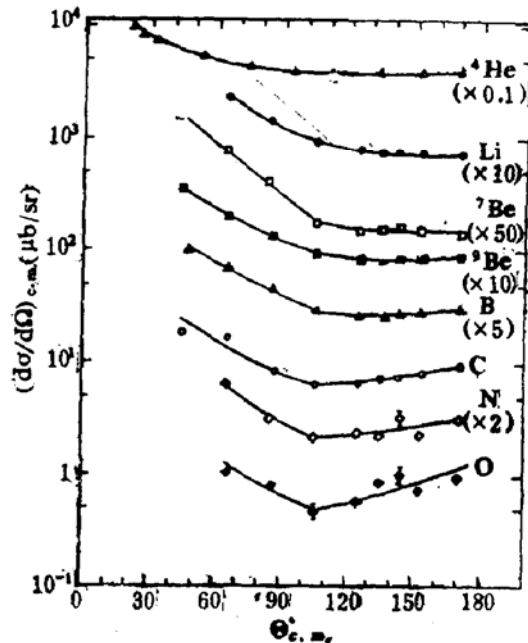


图4. 不同出射体在质心系的角分布。经过数据点的曲线是眼睛看的。统计误差棒仅仅当它们超过数据点的大小时才标出。

质心系的角分布示于图4。由 100° 到 180° 角分布随着产物质量的增加由平坦到向后角度成峰变化。随着粒子质量的增加而增加的各向异性由角动量的研究可以很好理解，在文献3中相当详细地讨论了。最重元素在 90° 有一个最小值的这些角分布与在后半球观测到的复杂核的平衡过程是一致的。

总之，由 $90\text{MeV}^3\text{He} + {}^{201}\text{Ag}$ 反应我们观测到了大核(He到F)发射。在向后角度能量

是类库仑能量。在协变截面图中观测到有质心速度的简单源。随着发射核电荷的增加，产额按接近指数的规律减少，角分布由 90° 到 180° 从平坦到向后成峰变化，并且能谱由马克斯威尔到高斯分布变化。这些数据表

明。在向后角度观测到的复杂核是来自平衡复合核。

[梁国照译自《Phys. Rev. Lett.》51

(1983)2187]