

# 在每核子40MeV左右核-核碰撞中能量耗散 ——是新现象还是过渡趋势？（续完）

## 4. 在强烈的中心碰撞中生成的核的退激发研究

这在前面已经粗略地讨论过，它与用蒸发程序计算的质量分布和激发能为500至600 MeV的余核的实验测量的比较是相符的。蒸发链的长度大于50个核子。究竟应带进多少角动量是很难知道的。

一种比较精确的研究方法是选取一个较窄的线性动量转移的范围（用裂变碎片角关联的方法），然后来寻找向前方向发射的轻带电粒子（见图9）。在60MeV/n的 $^{12}\text{C}$ 轰击U和Au靶的实验<sup>[24]</sup>和最近的在GANIL做的27MeV/n的 $^{40}\text{Ar} + \text{U}$ 的实验中使用了这种方法。图15是探测器的实验安排的示意图。从这些实验中我们可强调下列几点：

i) 在裂变以前有大量的 $^1\text{H}$ 和 $^4\text{He}$ 的发射。在向前角方向上，能谱延伸到超过120 MeV的地方<sup>[19]</sup>。图16是27 MeV/n的 $\text{Ar} + \text{U}$ 时的结果。而在向后的角度上（115°和160°）表现为典型的蒸发谱。而且在不同的角度测得的与裂变碎片相符合的能谱的形状是完全一样的。这十分清楚地表明，没有碎片的速

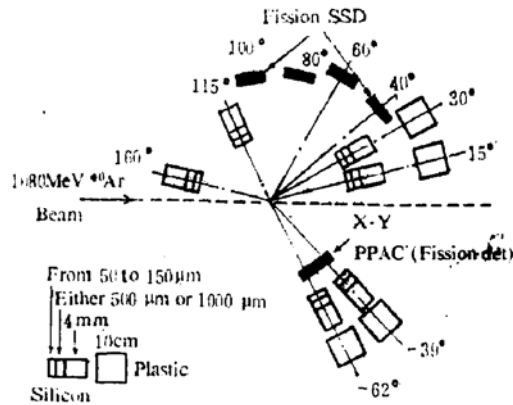


图15. 裂变碎片探测器和轻带电粒子探测器的实验安排。

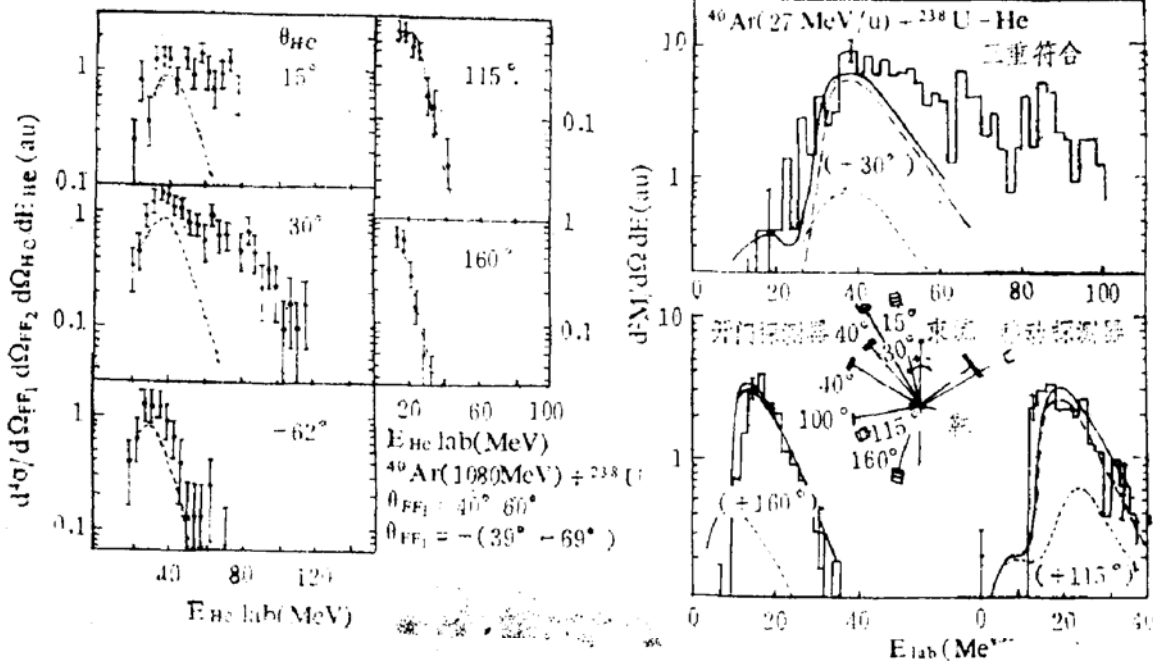


图16. 在两种给定的角关联值时与裂变碎片符合的不同角度的(从15°到160°) $\alpha$ 粒子能谱<sup>[19]</sup>。右侧：平滑曲线是按全加速碎片(……)、按复合系统(---)和按它们之和(—)计算的结果。

度矢量运动学效应。图17是60MeV/n的 $^{12}\text{C}$ 在Th靶上引起的裂变的研究<sup>[24]</sup>中得到的典型结果。质子能谱的极大在10MeV处， $\alpha$ 粒子能谱的极大在20MeV处。在比较Au靶和

Th靶时的能谱时，Z值的不同反映为质子能谱的极大值位移1MeV，而 $\alpha$ 粒子能谱的极大值位移2MeV。

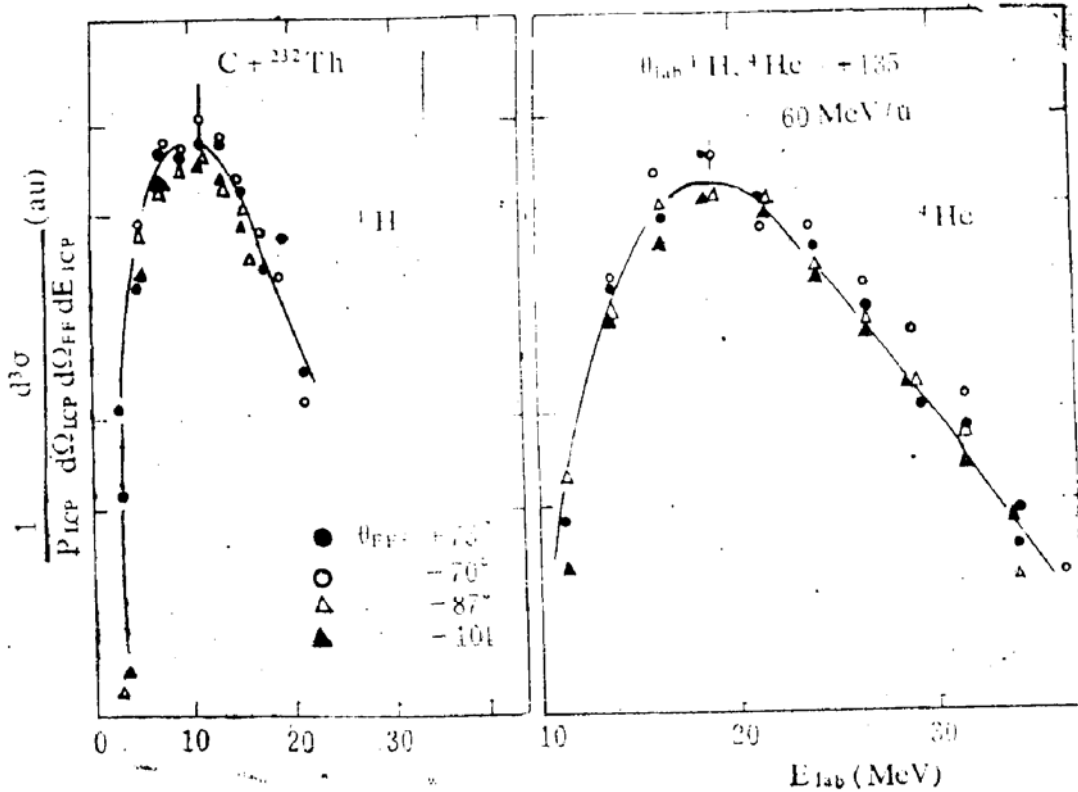


图17. 在实验室135°测到的与不同角度的裂变碎片符合的 $^1\text{H}$ 和 $^4\text{He}$ 的能谱(60MeV/n $^{12}\text{C}$ +Th)。

ii) 对裂变碎片角关联采取了严格的选择,只考虑全线性动量转移附近的LMT值时,轻带电粒子发射是各向同性的。在60MeV/n的 $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ 时 $\theta_{FF} = 135^\circ$ ,  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 时为 $128.5^\circ$ , 27MeV/n的Ar+U时为 $90^\circ$ 。

iii) 从 $^{12}\text{C} + \text{Au}$ 时在 $V_\perp$ 和 $V_\parallel$ 决定的平面上的 $^4\text{He}$ 的协变截面等高图中岭的位置得到的发射源的平均速度为0.018c, 相应于质心速度的90%。在Ar+U的工作中<sup>[19]</sup>得到了类似的结果,这时所选的线性动量转移大于全动量的70%。图18表明 $\alpha$ 粒子发射源的移动速度等于0.035c, 近似地等于反冲复合核的速度。对于小的动量转移,在图的下部表明有几个发射源,其中之一在束流速度的一半处。后面还将讲到这一点。

在前面研究的基础上,在粒子发射的研究中看到了高激发核的典型衰变特性。

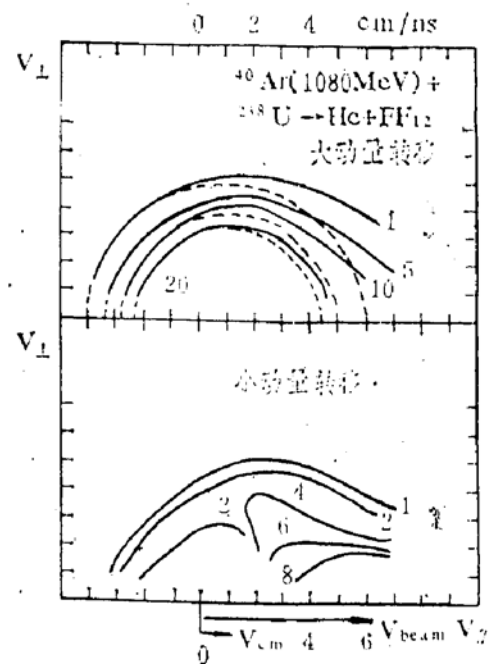


图18. 在两种动量转移的情况下,平行和垂直速度平面上的 $\alpha$ 粒子协变截面等高图。在大动量情况下的圆是以全质心速度的移动源为中心的<sup>[19]</sup>。

在表4中将从谱的尾部的斜率得到的温度与完全热平衡了的复合核衰变的预言值进行了比较。谱的实验极大值可与B+T值进

行比较，B是从 $Z=79+6$  (Au),  $Z=90+6$  (Th),  $Z=92+18$  (Ar+U) 得到的库仑位垒。

表4 实验核温度 (MeV)

	$T_{exp}$	$T = \sqrt{8E/A}$	$E_{max} - T_{exp}$	$E_B$
C+Au	$4.7 \pm 0.5$	5	$16.3 \pm 0.5$	18.5
C+Th	$4.8 \pm 0.5$	4.7	$18.2 \pm 0.5$	20
Ar+U	$5.0 \pm 1.0$	5.5	$20 \pm 2$	$22.5 \pm 2$

事实上，这样的结果是很惊人的。完全出乎意料的是 $Z=96$  (Cm),  $Z=98$  (Cf)或 $Z=110$ ，并没有选经过裂变而衰变。在低能时Stony Brook小组在8MeV/n的Ar+U反应中，几年前就观察到了在裂变以前发射的质子和 $\alpha$ 粒子的多重性为0.1数量级<sup>[25]</sup>。

将微分多重性作为夹角或者动量转移的函数，可以看到产生轻粒子的一个有趣的特性。在所有的动量转移范围内，只有在 $\theta_{FF} \gtrsim 140^\circ$ 的周边碰撞对应的 ${}^4\text{He}$ 和H的产额在向前方向上升。(如果减去蒸发的成份的话，甚至在 $\theta_{FF} \lesssim 140^\circ$ 时就出现这种情况。)相反，向后角的 ${}^4\text{He}$ 的产生是完全不利于周边碰撞的，因为由全熔合和非全熔合而产生的多重性是可比拟的。类熔合反应特征的大量能量耗散大大地增强了类蒸发发射的几率。可是，碰撞参量(或入射道自旋)和能量耗散可能会影响在前方向成峰的主要导致大的自旋的 ${}^4\text{He}$ 的增强。对轰击能为1080 MeV的 ${}^{40}\text{Ar} + \text{U}$ ，在复合系统中可达到900 MeV的激发能，每个事件蒸发多于1个 ${}^4\text{He}$ 和2个 ${}^1\text{H}$  (图20)。为了得到三类发射粒子，作了更为细致的蒙特-卡洛计算<sup>[26]</sup>。

i) 复合系统蒸发所产生的 $\alpha$ 粒子多重性在334 MeV时为 $0.088 \pm 0.01$ ，在1080 MeV时为1.4。

ii) 由裂变碎片蒸发来拟合实验谱，在334 MeV时多重性为 $0.036 \pm 0.012$ ，在1080 MeV时为0.0到0.4之间。

iii) 预平衡快发射在334 MeV时对应于 $0.071 \pm 0.018$ 而在1080 MeV时则为1.6。

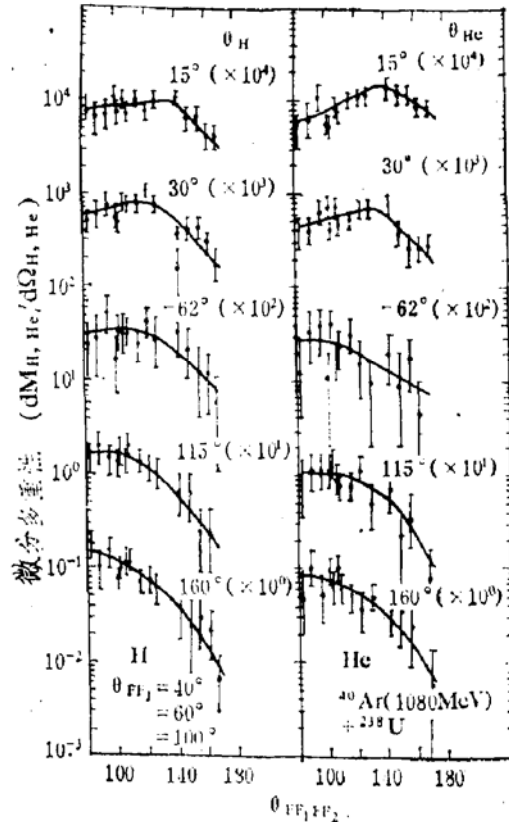


图19. 27 MeV/n的Ar+U中在不同角度测得的以发射的裂变碎片角关联(或动量转移)为函数的质子和 $\alpha$ 粒子的微分多重性<sup>[19]</sup>。

在 ${}^{12}\text{C} + {}^{197}\text{Au}$ 和 ${}^{12}\text{C} + {}^{238}\text{U}$ 反应中，在接近于5 GeV/C的高的动量转移时，每个事件的轻带电粒子(p, d, t,  ${}^4\text{He}$ )蒸发的总数为4左右(见图21)。

最后我们想提一下碎片的质量。可以从动能和关联角的测量得到碎片的质量。主要是观测与大的动量转移，即小的夹角 $\theta_{F,F_1}$ 相关联的那些碎片，这些碎片的质量比对应于小的线性动量转移LMT所对应的碎片质量要小得多(见图22)。现在，我们能得到等式。

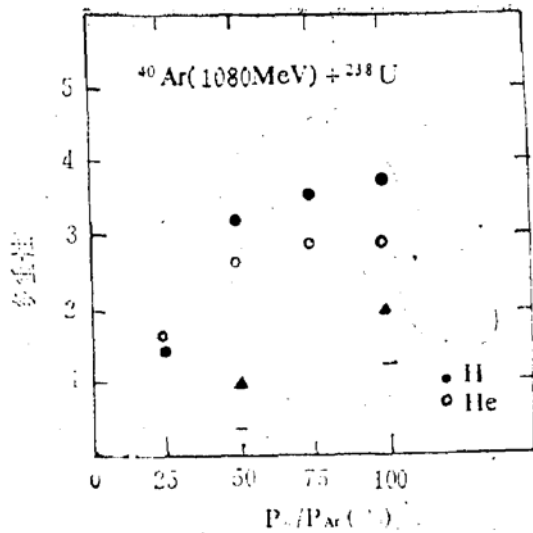


图20. 总的平均质子多重性(实心点)和 $\alpha$ 粒子多重性(空心点)。实心和空心三角形对应于向后角测得的蒸发谱的质子和 $\alpha$ 粒子多重性。

4 中的对给定LMT的激发能，从而可以计算为分配这些能量所必需的发射粒子的总质量数 $\Delta A$ 。每个核子耗散 ( $S_n + 2T$ ) 的能量，

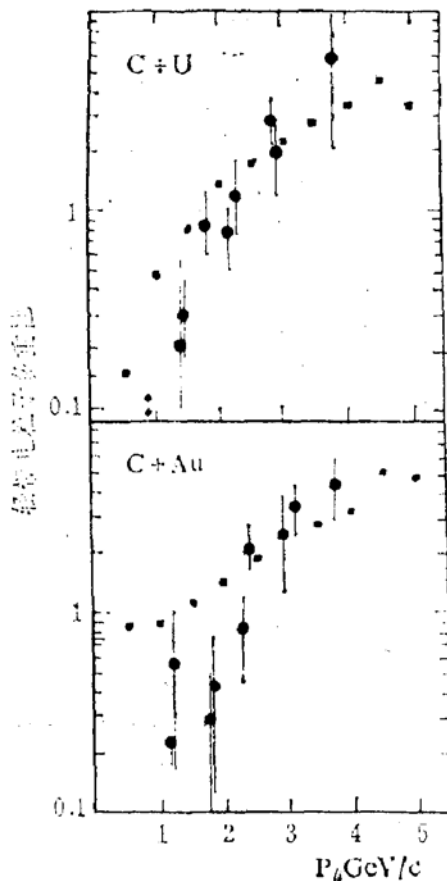


图21. 在三种能量下的 $^{12}C + ^{238}U$ 反应中各向同性发射的蒸发轻带电粒子多重性与线性动量转移的关系<sup>(23)</sup>。

$S_n$  为结合能， $T$  值在蒸发链的每一步都在不断地减小。从蒸发核子数 $\nu$ 预言的质量 $\Delta A$ 的值可以与测到的质量损失 $m_D = A - 2A_F$ 进行比较， $A_F$ 为所测到的最终产物的质量数， $A$ 是裂变核的质量数。在U靶的情况下，可以进行更为详细的比较，在冷裂变发射的中子数上再加上了 $\Delta A$ 。在图23中的数据点位于对角线附近，这表明有强的关联存在。假如现在我们对不同入射能量的情况选取相同的线性动量转移值， $\Delta A$ 和 $m_D$ 是随能量而增加的。这说明同样的线性动量转移值 LMT 在 84MeV/n 时比 30MeV/n 时显得更为有效。假如转移过程决定于弹核的所有核子的相互作用的话，情况就不会这样了，因为线性动量的损失应该与相互作用最后阶段的平均核子速度的限制相对应。因而给定的 $\langle LMT \rangle$ 是由大碰撞参量时发生的非全熔合造成的。速度保持弹核速度，激发能与 $\langle LMT \rangle$ 和全熔合能量的关系由方程4给出，它可写

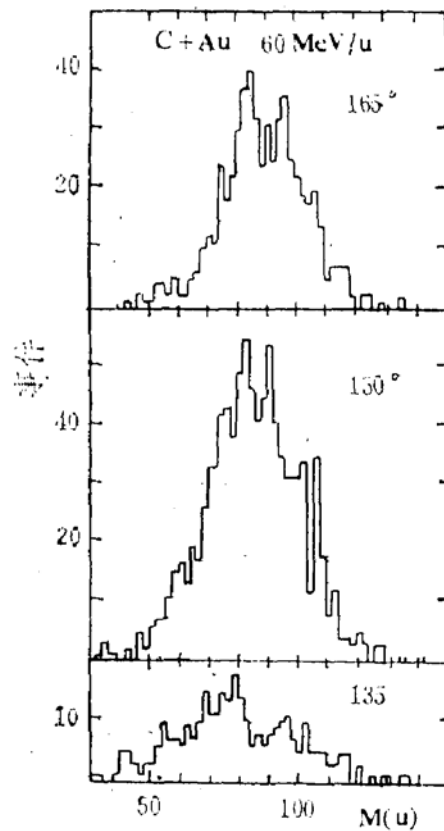


图22. 60MeV/n的C + Au的裂变中得到的对于三种关联角选择的碎片质量分布。对应于 $\theta = 135^\circ$ 的是全动量转移，这时分布的极大已下降到 $A = 80$ 处。

成:

$$E^* = \frac{A_T V_i}{2(A_T + A_{f_{us}})} \langle LMT \rangle \quad (5)$$

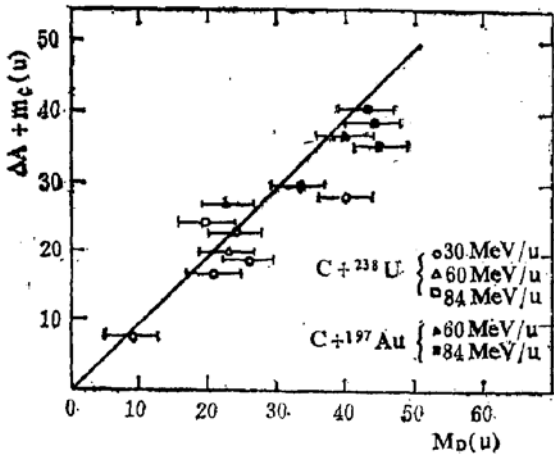


图23. 发射核子数计算值 $\Delta A$ 与由实验的碎片平均质量得到的质量损失值  $m_D = A - 2A_F$  的比较。

$A_{f_{us}}$  是进入到靶核的弹核部份的质量。很明显, 对于一定的 $\langle LMT \rangle$ 值,  $E^*$ 随入射速度 $V_i$ 而增加。从图22看到的正是这种情况,  $E^*$ 被转换成了发射的核子数, 结果与实验的质量损失进行了比较。

从前面的讨论中我们可以得到作为动量转移函数的激发能和核温度, 这还可进一步用其他的信息来进行验证, 例如碎片质量分布的离散。即使我们对热的核的裂变过程知道得还很少, 一般地说, 还是可以预期分布

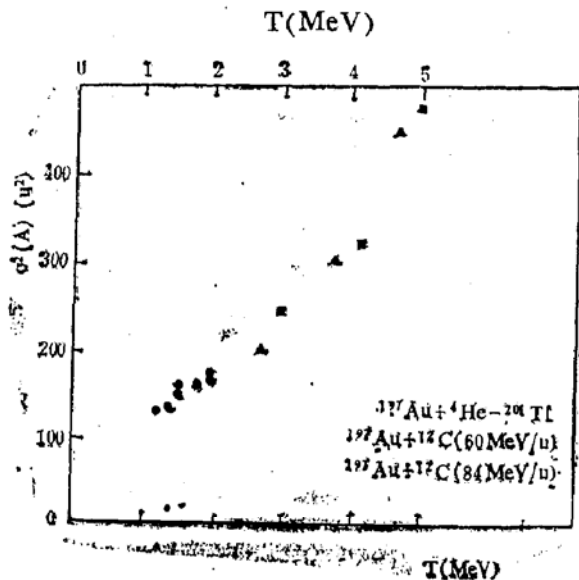


图24. 作为激发能函数(用核温度表示)的裂变碎片质量分布的离散<sup>[25, 27]</sup>。

的离散应随温度而线性地增加<sup>[28]</sup>。在图24中粗略地看到了这样的趋势。

为了比较, 还可增添与C + Au反应中预期会裂变的核相近的 $T \approx 2$  MeV时的 $^{108}\text{Pb}$ 和 $^{213}\text{At}$ 复合核的数据, 这是Plasil<sup>[29]</sup>所给出的。在所有这些测量之间存在着较好的连续性。

因此, 离散与温度 $T$ 之间的关系强烈地表明裂变是发生在退激发过程的早期。在裂变以前只有少数的中子和带电粒子的发射。这使我们更为相信关于大部份粒子是从裂变碎片发射的这一种假设, 在得到发射质量 $\Delta M$ 和激发能之间的函数关系时曾经作过这样的假设。只有通过中子测量, 才能对发射质量 $\Delta M$ 和激发能之间的函数关系时曾经作过这样的假设。只有通过中子测量, 才能对发射质量 $\Delta M$ 和激发能之间的函数关系时曾经作过这样的假设。

## 5. 非常热的中间核系统, 深部非弹性多重碎裂

### 5a. 由运动源发出的碎片

在引言中我们提到了有三类碰撞, 我们指出, 在中等碰撞参量时会产生热的发射源。这方面虽然还没有完整的数据, 但对轻碎片发射的非常奇特的行为还是值得探讨的。我们再回到图7的作为 $V_{\perp}$ 和 $V_{\parallel}$ 函数给出的协变截面等高图 $(1/PC) d^2\sigma/d\Omega dE$ 。图中有非常明显的高速度组份, 这些圆的中心在比束流速度稍低的速度处, 这部份是来自引言中指出的第一类现象。更使人惊异的是低速的第二发射源周围的等高线的形状。这类似于高能时观察到的火球发射<sup>[30]</sup>。像在高能碰撞时的一些作者所做的那样<sup>[30, 31, 32]</sup>, 可以从这些结果得到运动发射源的发射图象, 同时在这个源的质心系中按麦克斯韦尔分布进行参数化:

$$W(E) \propto E^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{K}\right) \quad (6)$$

图25中将所测得的能谱以 $K = 15$  MeV用麦克斯韦尔分布进行拟合, 得到实验室中的能谱。

$$W(E) \propto (E - ZE_c)^{1/2} \exp \left[ - \frac{E - ZE_c + E_s - 2E_s^{1/2}(E - ZE_c)^{1/2} \cos \theta}{K} \right] \quad (7)$$

$E_s$ 为对应于半束流速度时的动能, 库仑排斥项 $E_c$ 等于5MeV。

对这些参数可以指出下列几点:

i)  $E^{1/2}$ 项表明蒸发过程不是与表面有关而是与体积有关。

ii) 实验室中的库仑排斥 $E_c Z$  (35MeV,  $Z=5$ ) 非常强, 对于等高线有很大的影响。这表明碎片是被假定为球形的 $Z$ 值为30至40的高电荷的伴生物的库仑效应所排斥出来的。

iii) 参数 $K$ 通常被认为是核温度, 因为发射源被看成是一团热的费米气体, 温度与源的速度对于相等核子数的弹核靶核系统有如下的关系式:

$$K = (2m_0 V_s \epsilon_F / \pi^2)^{1/2} \quad (8)$$

$\epsilon_F$ 为费米能,  $m_0$ 为核子的质量。

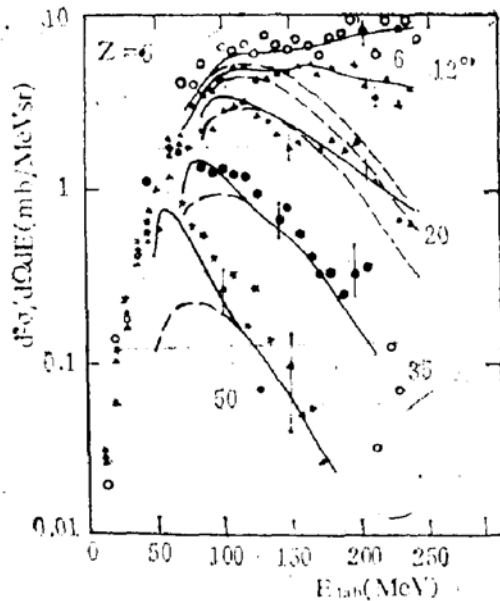


图25. 从27MeV/n的 $^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$ 碰撞中在5个角度上发射的所有 $Z=5$ 的碎片的能谱。虚线为麦克斯韦尔型的从中间的运动源的发射, 实线为三个发射源的和。

图26是对B碎片计算的协变截面图与图7中已经给出的实验结果之间比较的一个例

子。可以明显地看到有一个平行速度为3.6 cm/ns和切向速度接近于零的源所给出的等高图的贡献。再回到实验室系的能谱,  $K$ 值的选择对高能谱的斜率和角分布的拟合来说都是很临界的。在图25中热的运动源的组份是以虚线表示的。低估了能谱的低能区部份, 其原因在前面我们已经讨论过了, 增加的部份是由全熔合核的碎片发射所造成的。

### 5b. 以热的运动源来对碎片发射进行可能的解释

在相对论能量区, 火球模型<sup>[30]</sup>引入了一个非常热的参加者区, 它是以弹核和靶核的相互的几何重叠区来定义的。对于这里所研究的 $\text{Ar} + \text{Ag}$ 这样的不对称系统, 从这样的几何考虑出发, 重叠区所涉及的靶核核子数要比弹核核子数多, 因此这块物质的速度应当要比所观察到的等于束流速度二分之一 ( $V_{beam}/2$ ) 的源的速度小。而实验所测到的源的运动速度 $V = V_{beam}/2$ , 这说明在能量低于100MeV·A的能区内, 在中等的碰撞参量时生成一个由弹核及靶核的一部份所组成的热的混合团, 而没有弹核旁观者的碎片<sup>[6]</sup>。其速度之所以等于二分之一的 $V_{beam}$ , 这是因为来自靶核的核子数等于整个Ar弹核内的核子数。所对应的碰撞参数约为3至5fm。这个由70—90个核子所组成的热的核物质球承受了500MeV数量级的激发能。因此在离开靶核区以前的非常短的时间内, 由于热的源的温度稍高于6MeV, 它不是通过蒸发衰变, 而是在多重碎裂过程中发射碎片。

因为上述现象是产生在中等大小的碰撞参量时的被称之为多重碎裂过程, 它是由热的物质团中的大的能量耗散所形成的。它也被称为“深部非弹性多重碎裂”。也许, 最后还应指出一点: 在图7中对 $Z=5$ 的等高线与27MeV/n的 $\text{Ar} + \text{U}$ 碰撞中对于中等的线性动量转移所选择的 $\alpha$ 粒子的微分截面的图形(图18)是相似的。在此区域中裂变产额在大的 $P$ 值和小的 $P$ 值区的峰之间是很低的。这可以这样来解释, 即在接近于5fm的碰撞

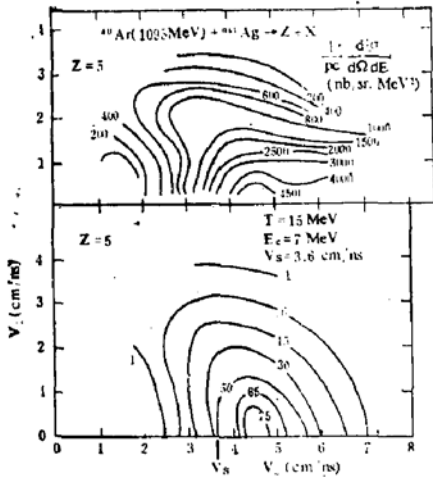


图26. 下面的等高图是以源的速度为  $V_s = 3.6 \text{ cm/ns}$  和图中所给出的参数值按麦克斯韦尔公式<sup>[6]</sup>计算出来的协变截面, 上面是实验等高图(见图7)。

参量的区域内, 所形成的中间热球将通过多重碎裂衰变而消失, 而这时裂变则是被禁止的, 因为所余下的靶核旁观者是小得多而且接近于冷的。

## 6. “热的”核的热性质

本文所简要报导过的实验与 GANIL 和其他地方几个月后可希望出现的新数据将会给出一系列人们感兴趣的结果, 它可用来对核物质作更好的动力学的描述。第一个例子是从高激发核蒸发带电粒子时库仑位垒的下降, 因为在核温度  $T$  增高时, 密度分布的弥散更为强烈, 这种现象是可以预料到的。好几年以前, Fleckner 等<sup>[31]</sup>在热的哈特里-福克近似框架内作了计算, 并预言铅发射  $\alpha$  粒子在  $T = 5 \text{ MeV}$  时下降  $0.7 \text{ MeV}$ 。在许多实验中能谱的低能部分测得不好, 这方面似乎还值得多做些工作。虽然精度还不够高, 但还是可以将我们的数据和表 2 中收集的数值进行比较。比较表明, 实验值要比低能时所计算的库仑位垒值低。

另一个问题是高激发核的裂变与粒子蒸发之间的竞争。在基于“统计模型”基础上的标准分析方法中, 中子结合能  $S_n$  大于裂变位

垒  $B_f$ , 预言的裂变宽度大于  $\Gamma_n$ , 中子应该在裂变以后由裂变碎片所发射, 而带电粒子发射则对应于更为稀有的事件。而实验的观察则刚好与此相反, 裂变以前就有相当大的轻带电粒子(LCP)发射的多重性, 这激励着人们<sup>[34]</sup>以 Kramer 方法<sup>[35]</sup>对裂变过程的公式进行重新考虑。为了建立穿过裂变位垒的固定的流, 动力学中引进了一个短的时间, 因此与裂变道相比, 其他衰变模式比裂变更为有利<sup>[36]</sup>。当激发能增加时, 这个短的时间将影响到衰变链中的更多的步, 因而裂变前的中子多重性在  $E^*$  为  $50 \text{ MeV}$  左右时还是较小的, 而在  $E^*$  为  $200 \text{ MeV}$  时则大大地加强了(见图27)。虽然现在还没有对带电粒子发射进行计算, 但趋势应当是与此相类似的。

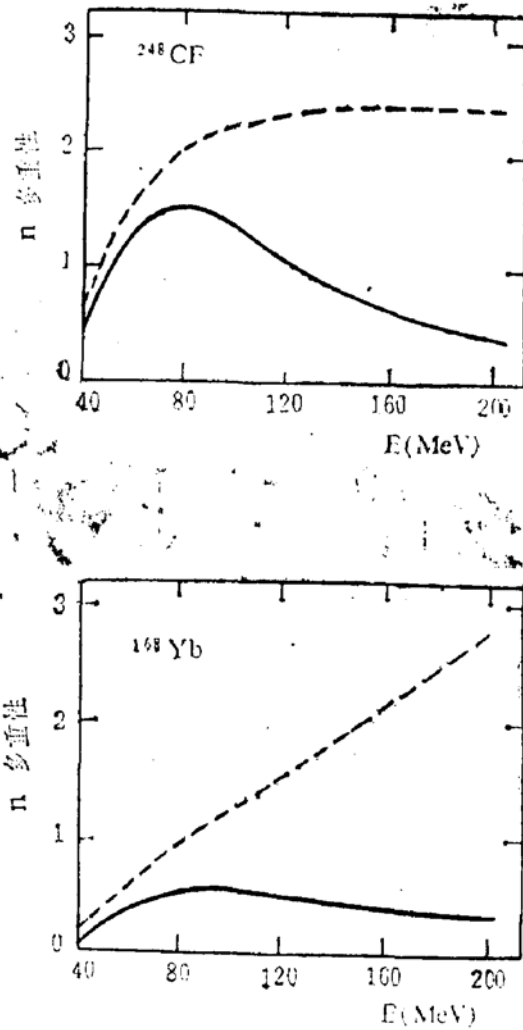


图27. 对  $^{248}\text{Cf}$  和  $^{168}\text{Yb}$  系统所计算的作为激发能函数的裂变前中子多重性<sup>[31]</sup>。

但是，在很高的激发能下还能提出一个更为基本的问题。如果我们想以任何形式的统计模型来描述衰变的话，热的核本身就应该能存活到达到热化所必需的衰变时间。在核内核子平均自由程的有关知识的基础上，可以对弛豫时间作一个估计。细致平衡原理允许对寿命作如下的计算。用估算的中子发射衰变几率可以得到寿命：

$$\theta = \frac{1}{W} = \frac{\pi^2 h^3}{2\mu} \frac{\rho(E_i^*)}{\int_0^{E_i^* - S_\nu} \epsilon \sigma_{inv} \rho(E^*_f) d\epsilon}$$

其中 $\mu$ 是中子的约化质量， $\rho(E_i^*)$ 为初始核激发能时的能级密度， $\sigma_{inv}$ 为逆截面， $\rho(E^*_f)$ 为发射了一个结合能为 $S_\nu$ 的中子以后的激发终核的能级密度。用通常所用的关系式

$$\rho(E^*) = \exp 2 \sqrt{A/8E^*}$$

和核温度 $T$ ，可得到下列的简单表达式，

$$\theta = 2.2 \cdot 10^{-21} \frac{A^{1/3}}{E_i^* - S_\nu} \exp\left(\frac{S_\nu}{T}\right)$$

在5—8MeV之间的温度区域中，很难确定最长的时间是多少，以不同的参数得到的结果表示在图28中。可是，只要 $T$ 小于5MeV，蒸发的处理方法仍然有效，前面所给出的实验能谱表明，其行为与复合系统的热化是一致的。

在费米气体模型中，熵应该与温度成正比，因为 $S/2T = E^*/T^2$ 等于Bethe公式<sup>[38]</sup>中的能级密度参数。作了一些新的尝试，在哈特里-福克计算中考虑了非束缚态的贡献<sup>[38]</sup>。在温度超过4MeV时，平均场变得更浅，核半径和单粒子谱的密度增加；这些都会对粒子发射的位垒有影响。

那些计算进一步得出结论，在8—12MeV之间的某个临界温度时，被加热的核发生沸腾。在重的确定的复合核中，能量积累似乎很难大于4GeV，因此只能达到临界温度区的边缘（见图13）。

Bondorf<sup>[22]</sup>和Campi<sup>[21]</sup>提出了另一种解释。非常热的核物质块不是沿着长长的统计过程慢慢地退激，而是碎裂成轻的碎片。极

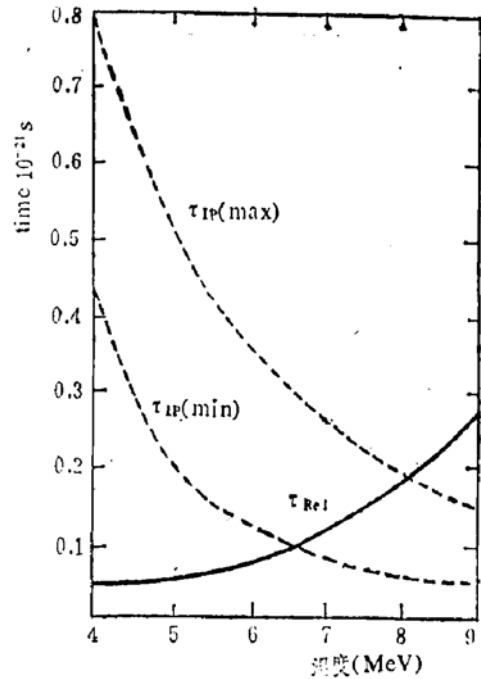


图28. 作为温度函数的弛豫时间 $\tau_{rel}$ 和重的激发核的粒子蒸发寿命 $\tau_{LP}$ 的比较。两条曲线 $\tau_{LP}(\max)$ 和 $\tau_{LP}(\min)$ 对应于与能级密度参数和引进 $100\hbar$ 的大角动量的条件有关的两种极端情况。

限的激发能可达3MeV/n左右，相应的核温度为5MeV左右，这时通常的统计衰变与多重碎裂过程相比，显得太慢了。

所有这些考虑都表明，为了生成这样热的核，作各种尝试是很重要的。象图1中第二类所画的那样，周边碰撞可形成一个高温度的热的源。观察到了以半束流速度移动的源所产生的轻碎片，这是我们所说的深部非弹性多重碎裂。这与更高能量时观察到的“火球”模型是不同的，那时在正常核密度以下的系统中，预言气、液相是共存的<sup>[40]</sup>。在我们的情况下，弹核没有作为一个飞行着的旁观者而单独发射，而是与和它自己相近大小的部份靶核结合在一起，在反冲的初始阶段，整个系统炸裂成为轻碎片。

最后，让我们总结一下，似乎值得强调的是中心碰撞和周边碰撞都能提供有关核物质在极端条件下行为的信息。中心碰撞提供温度为3—8MeV之间的热的核的数据，而更



为周边一些碰撞,在区域激发能超过3 MeV/n时,会使核物质裂成小的碎片。

### 参 考 文 献

1. V. Borrel, D. Guerreau, J. Galin, B. Gatty, D. Jacquet, X. Tarrago, Z. Phys. A314, 191(1983).
2. P. Grangé, H. A. Weidenmüller, G. Wolschin, Ann. of Phys. 136, 190 (1981).
3. Linda Code, E. Duek, L. Kowalski and J. M. Alexander, IPNO-DRE-82-20, Orsay(1982).
4. B. de Goncourt, Thèse Orsay(1984).
5. B. Borderie, M. F. Rivet, C. Cabot, D. Fabris, D. Gardès, H. Gauvin, F. Hanappe and J. Pèter, Z. Phys. A316, 243 (1984).
6. B. Borderie et al., submitted to Z. Phys. A318 (1984), IPNO-DRE-84-28, Orsay(1984).
7. L. G. Sobotka, M. L. Padgett, G. J. Wozniak, G. Guarino, A. J. Pacheco, L. G. Moretto, Y. Chan, R. G. Stockstad, I. Tserruya and S. Wald, Phys. Rev. Lett. 51, 2187(1983).
8. V. E. Viola Jr, Nukleonika(1983), preprint INC-40007-17 Indiana.
9. W. J. Nicholson and I. Halpern, Phys. Rev. 116, 175(1959).
10. T. Sikkeland, E. L. Haines and V. E. Viola Jr, Phys. Rev. 125, 1350(1962).
11. V. E. Viola Jr, Nucl. Data Tables 1, 39(1966).
12. V. E. Viola, R. G. Clark, W. G. Meyer, A. M. Zebelman, R. G. Sextro, Nucl. Phys. A261, 174(1976).
13. M. Lefort, Bad Honnef Meeting 1981, Lecture Notes in Physics 158 (1982).
14. J. Galin, H. Oeschler, S. Song, B. Borderie, M. F. Rivet, I. Forest, D. Gardès, B. Gatty, H. Guillemot, M. Lefort, B. Tamain and X. Tarrago, Phys. Rev. Lett. 48, 1787(1982).
15. F. Saint-Laurent, M. Cortjeaud, R. Dayras, S. Harar, H. Oeschler and C. Volant, Phys. Lett. 110B, 372(1982).
16. S. Raha and R. M. Weiner, Phys. Rev. Lett. 50, 407(1983).
17. Y. Chan, M. Murphy, R. G. Stockstad, I. Tserruya, S. Wold, A. Budzanoski, Phys. Rev. C27, 447(1983).
18. G. Nebbia, E. Tomasi, C. Ngô, X. S. Chen, G. La Rana, S. Leray, Z. Phys. A311, 247(1983).
19. D. Jacquet, E. Duek, J. M. Alexander, B. Borderie, J. Galin, D. Gardès, D. Guerreau, M. Lefort, F. Monnet, M. F. Rivet and X. Tarrago, submitted to Phys. Rev. Lett.
20. M. Lefort, Nucl. Phys. A409, 141c(1983).
21. X. Campi, J. Debois and E. Lipparini, Int. Conf. on Theoretical Approaches to H. I. Mechanisms, Paris, Mai 1984.
22. J. P. Bondorf, Nucl. Phys. A387c, 25 (1982).
23. E. C. Pollaco, M. Conjeaud, S. Harar, C. Volant, Y. Cassagnou, R. Dayras, R. Legrain, M. S. Nguyen, H. Oeschler, F. Saint-Laurent, DPhN/Saclay, 2124(1984).
24. S. Song, M. F. Rivet, R. Bimbot, B. Borderie, I. Forest, J. Galin, D. Gardès, B. Gatty, M. Lefort, H. Oeschler, B. Tamain, X. Tarrago, Phys. Rev. 130B, 14(1983).
25. M. F. Rivet, D. Logan, J. M. Alexander, D. Guerreau, E. Duek, M. S. Zisman and M. Kaplan, Phys. Rev. C25, 2417(1982).
26. D. Guerreau, personal communication.
27. D. Jacquet, M. F. Rivet, R. Bimbot, B. Borderie, J. Galin, D. Gardès, B. Gatty, D. Guerreau, L. Kowalski, M. Lefort, X. Tarrago, IPNO-DRE-84-19, Orsay(1984).
28. J. R. Nix, Nucl. Phys. A130, 241(1969).

29. F. Plasil et al., Phys. Rev. 142, 696 (1966).
30. J. Gosset, H. H. Gutbrod, W. G. Meyer, A. M. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock and G. D. Westfall, Phys. Rev. C16, 629(1977).
31. A. S. Goldhaber, Phys. Rev. C17, 2243 (1978).
32. C. K. Gelbke, Nucl. Phys. A400, 473c(1983).
33. J. Fleckner, G. Saner, U. Mosel, Phys. Lett. 65B, 316(1976).
34. P. Grangé, Li Jun-Qing, H. A. Weidenmüller, Phys. Rev. C27, 2063(1983).
35. K. A. Kramers, Physica VII, 4, 284 (1940).
36. S. Hassani and P. Grangé, Phys. Lett. 137B, 281(1984).
37. T. Ericson, Advances in Physics, 9, 425(1960).
38. H. A. Bethe, Phys. Rev. 50, 332(1936).
39. P. Bonche, S. Levit, D. Vautherin, Nucl. Phys. A(to appear).
40. P. Siemens and J. Kapusta, Phys. Rev. Lett. 43, 1486(1979).

(诸永泰译)