

在每核子40MeV左右的核-核碰撞 中的能量耗散——是新现象 还是过渡趋势?

M. Lefort 等

摘要: 我们要给出新近在碰撞速度为0.2C至0.3C范围内的核-核反应中出现的一些新的情况。它是由CERN和GANIL的一批实验数据中得出一些关于在中心碰撞或者接近中心碰撞条件下发生的非常大量的能量积累的可能性的初步结论。我们曾经指出,在核物质加热到每核子的激发能大于3至4MeV时,在退激发过程中会出现相当多的新现象。而在中等大小的碰撞参数条件下,也许会观察到如Bondorf和Campi等所预言的“多重碎裂”的新现象。应强调是,这里所给出的结果是集体的工作,是想表明物理学家如何从他们实验的原始资料过渡到更为精密的物理考虑的。

1. 引言

经过了几年的对20—80MeV/核子能区的核-核碰撞的研究之后,人们可以确定与碰撞参数有关的三类主要的现象(图1)。

i) 第一类所对应的碎片,其质量小于弹核质量,速度接近于束流速度。图2中显示的是从44MeV·A的⁴⁰Ar+Ni反应研究^[1]中给出的典型的例子。其过程看来像更高能量时的所谓“碎裂”。由于反应是很擦边的和很快的,入射速度并没有降低太多,能量耗散很小,动量分布宽度实质上只反应入射核子的费米分布。在这一点上,我们看到了从高能时的情况向已知的低能时的“深部非弹性”过程的过渡,因为随着出射核的减小,低动量尾巴的成份逐渐增长,而在较低的轰击能时也有较大的产额。

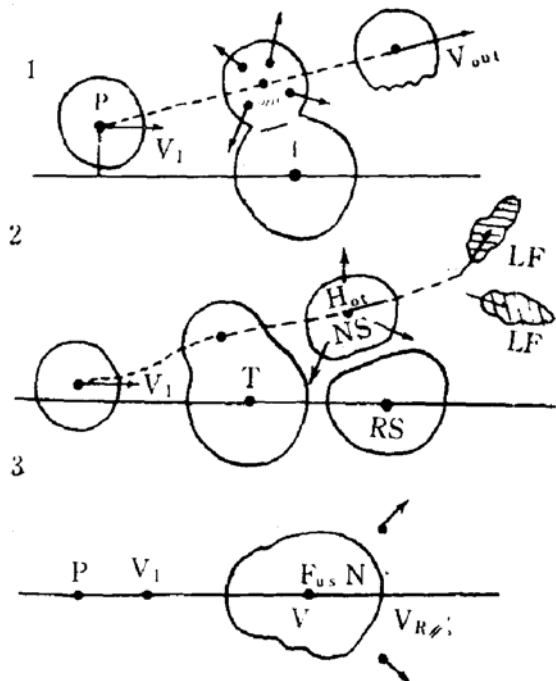


图1 与碰撞参数有关的三类不同强烈程度核碰撞的示意图

ii) 这种集体行为的继续应看作为对应于较低l分波的第二类碰撞的特征之一。核之间的重叠部份越多,阻尼越强,出射核越轻,这显示在图3中通过 V_{\perp} 和 V_{\parallel} 表示的等高图中。在更小的碰撞参数条件下出现了另外一些新现象:低能和宽角分布的轻碎片发射。其原因还不太清楚,然而大量的新的实验结果表明,至少其大部份是从重叠部份发射的,在那里,参加者核子被局部加热到很高的温度。这个热源以中等的速度(稍小于束流速度之半)运动。由于碰撞参数较

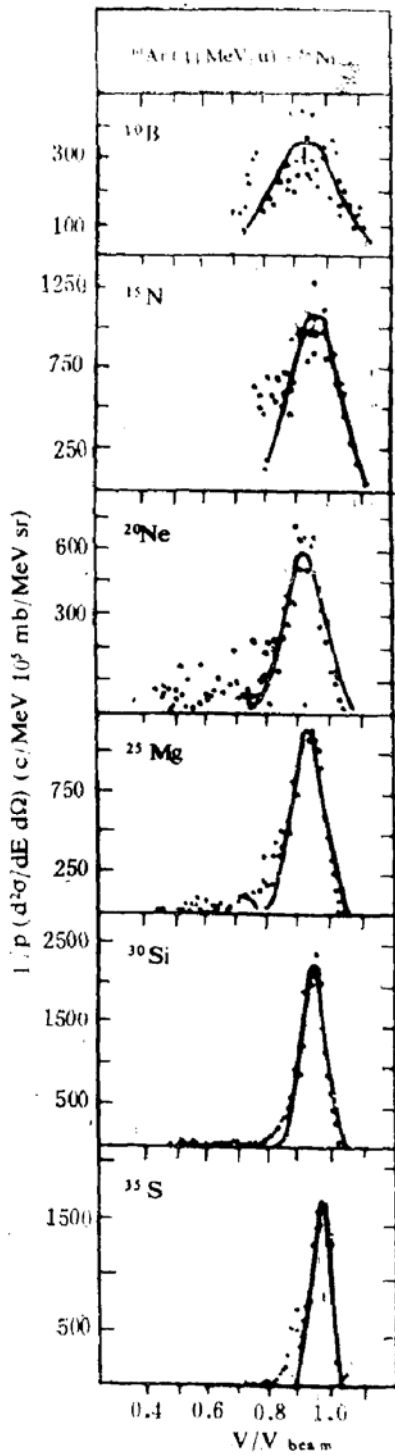


图2 44MeV·A⁴⁰Ar轰击Ni靶时向前方向(3°)发射的碎片速度^[12]。水平轴为碎片速度与束流速度之比。

小，更多的靶核核子参加到碰撞之中，擦边碰撞中的小的能量耗散变得再也不可能了。中等大小的热的核物质代替了快的出射核的产生，这部份核物质是从靶核中扯出来的，而靶核的旁观的剩余部份仍接近于静止状

态。热的核物质块，由于有很高的温度，很快地裂成某种多重碎裂的碎片。可是，这不是高能时人们熟知的火球模型，因为，在这里整个弹核都参与了，不存在弹核碎片。这类碰撞也许是每核子40MeV左右速度区中最典型的一种，这时单体和两体耗散并存。类似于等离子体物理中那样，可用对费米面以上的靶核核子解Landau-Vlasov方程^[23]的方法（同时有平均场和碰撞项）来描述动力学的演化过程。目前，有一些数据表明，这些碎片可看作是被加热区的“遗骸”，可是我还需要关于碎片产额、与Z和A的依赖关系、角分布和能量分布的更多的信息。

iii) 第三类碰撞对应于产生大的线性动量转移的情况。应该指出，在所讨论的轰击

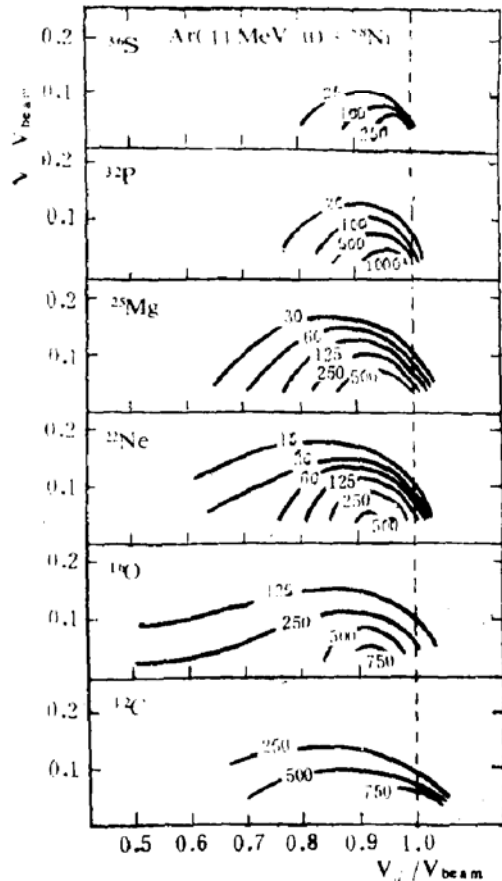


图3 作为以束流速度归一的平行和垂直速度函数的不同出射核的协变截面等高图。 $d^3\sigma/dv^3$ 是以 $(10^5 \text{mb}/\text{HeV} \cdot \text{sr}) \cdot (\text{MeV}/c)^{-1}$ 为单位的。

能区，甚至小的碰撞参数也可对应于相当大

的角动量。典型地说，加速到30MeV/u的Ar弹核，其线性动量为9.38GeV/c，1费米的碰撞参数就对应于45h的角动量。相同速度的Kr离子产生100h，而60MeV/u的C离子在2.5费米的碰撞参数只产生45h的角动量。因此，甚至中心碰撞也可以承担足以降低裂变位垒的转动能。

我们的目的是简要地描述第二、三类碰撞，这时能量的积累大得足以使核物质达到高的温度。我们将从小的碰撞参数和大的线性动量转移的中心碰撞开始。这样的碰撞导致高度激发的核系统，可研究它的衰变。但我们首先必需尽可能明确地引发我们所说的那种中心碰撞。

2. 大反冲速度剩余核的收集

原则上讲，计算全熔合后的反冲速度是容易的。从高激发核蒸发的许多核子不应该改变平均速度，而只是与被发射粒子的种类有关将速度展宽成一定的分布宽度。有一个模拟粒子发射效应的程序^[3](LINDA)。角分布也表明，如果有垂直动能转移的话，系统只能产生非全熔合。这方面有两类工作。

a) 一组对应于不同射程的收集器的活性的离线测量实验。在辐照后，按 α 和 γ 射线的衰变纲图鉴别的放射性反冲剩余核可以得出反冲动能分布。

b) 在不同的角度，用微通导板和 ΔE , E探测器之间或平行板雪崩探测器和多丝正比室探测器之间的飞行时间测量来决定质量和速度。

首先，我们看到在强烈碰撞中，仍然还有一些或多或少地可用全熔合来处理的情况。在420MeV的 $^{14}\text{N} + ^{124}\text{Sn}$ 反应中，在向前方向收集的反冲核的射程测量^[4]就可作为一个极简单的例子。射程的分布可以转换成反冲动能分布。最后与全动量转移的情况作了比较。图4给出了一个实例，虽然平均反冲能(或线性动量)是总的全熔合能量的0.7

左右，但是还有相当比分(35%)的剩余核是以全速度反冲出来的。再者，这些剩余核是以它们的 γ 衰变为特征的，所对应的质量比复合核轻很多。所观察到的质量损失和用分配相应的激发能的复合核蒸发粒子数的计算结果确实是符合得很好的(图4b)。

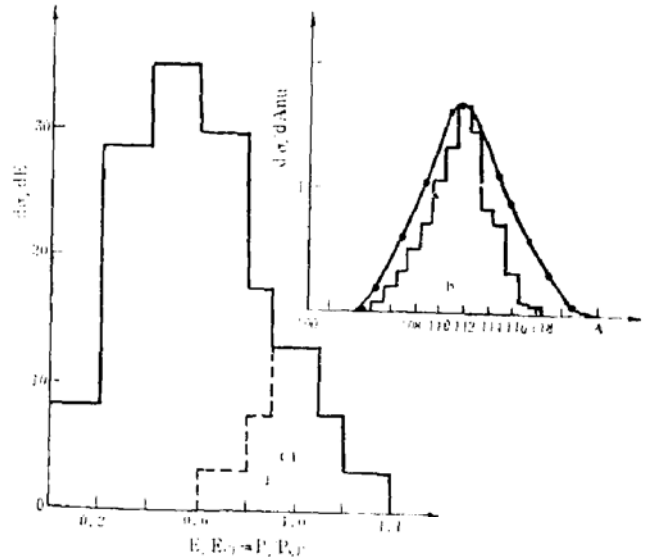


图4 a) 从在30MeV·A的 $^{14}\text{N} + ^{124}\text{Sn}$ 反应中发射的所有产物在收集器中测到的不同射程得到的不同反冲能的矩形图
b) 全速度反冲剩余核的质量分布与在全熔合($^{14}\text{N} + ^{124}\text{Sn}$)的对应的激发能的假定下按EVA蒸发程序所算得的分布的比较^[4]。

现在，可以用较重的弹核了，有些结果表明有更高的动量转移。对30MeV/u的氦束的全动量转移是4.7GeV/c，而用同样速度的氩弹核可达到9GeV/c Kr核可接近20 GeV/c*。

从向前方向发射的剩余核的速度测量还可提取更多的细节。图5中给出了在GANIL^[5]对27MeV·A的Ar + Ag系统得到的一系列结果进行分析的实例。在反应产物中鉴别出了一组质量数介于66和100之间的产物，它们的速度相应于70%的总动量的动量转移，其截面超过 σ_R 约10%。在 $66 \leq M \leq 77$ 的质量区中所测得的速度等于全转移时的速度。由于对应的激发能为800MeV量级，复合核的温度将达到7MeV。假定在蒸发过程中每蒸发一个质量单位大约需要14MeV，由此可估

*原文为GeV/u,有誤

算出大约蒸发60个质量单位，这是预期的 ΔM 值。而测得的剩余核所对应的值却大于75质量单位。再则，这些产物的角分布非常

宽，这似乎表明从热的核中不仅发射核子，而且还发射 α 粒子和更重的碎片。这粗略地表明在那些系统里出现了与通常的统计模型不同的有趣的衰变性质（图6）。

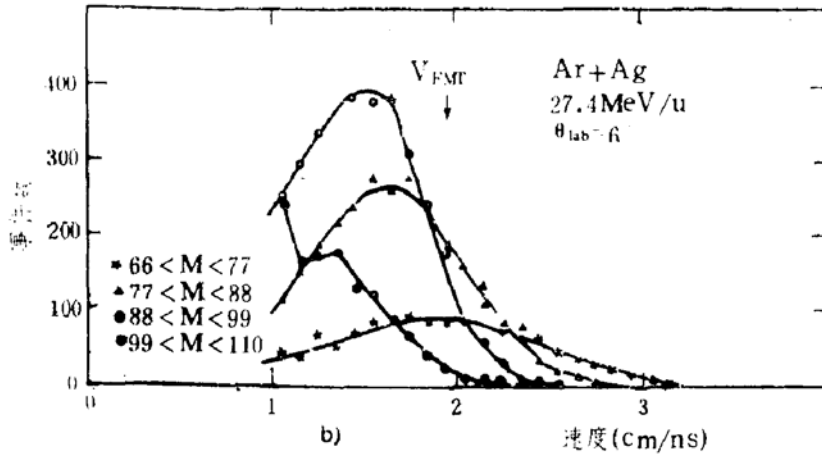


图5 27MeV·A的 $^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$ 碰撞时 $\theta = 6^\circ$ 处不同反冲核质量组的速度分布^[5]

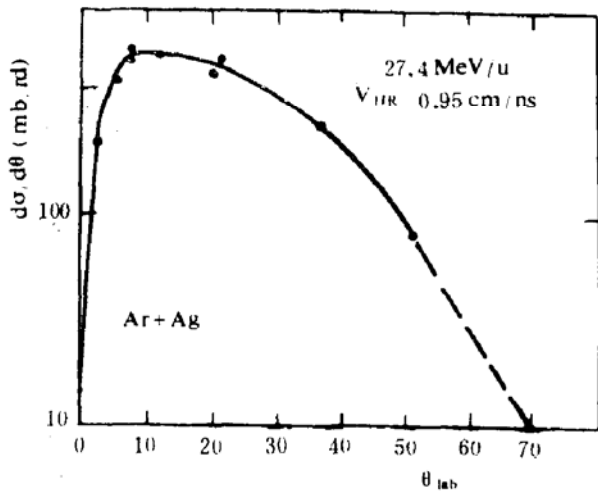


图6 27MeV·A的 $^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$ 碰撞中速度大于全反冲速度一半的所有反冲核的角分布^[5]

实际上，最近关于不同角度的 $3 \leq Z \leq 8$ 的轻碎片发射的测量^[6]表明有三种不同的来源，下面我们将更详细的讨论。让我们先考虑一下协变截面 $1/PC \cdot d^2\sigma/d\Omega dE$ 通过 V_\perp 和 V_\parallel 表示的结果。它显示出最慢的源的运动速度相应于全动量转移（图7）。虽然这部分的截面并不大，但它们与平衡统计过程的预言是一致的，由Moretto等人^[7]给出的一定的Z值的衰变宽度为：

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

而截面是与 $(E - B_z) \exp((E - B_z)/T_z)$ 成正比的，这里 B_z 是发射碎片Z的位垒， T_z 是以

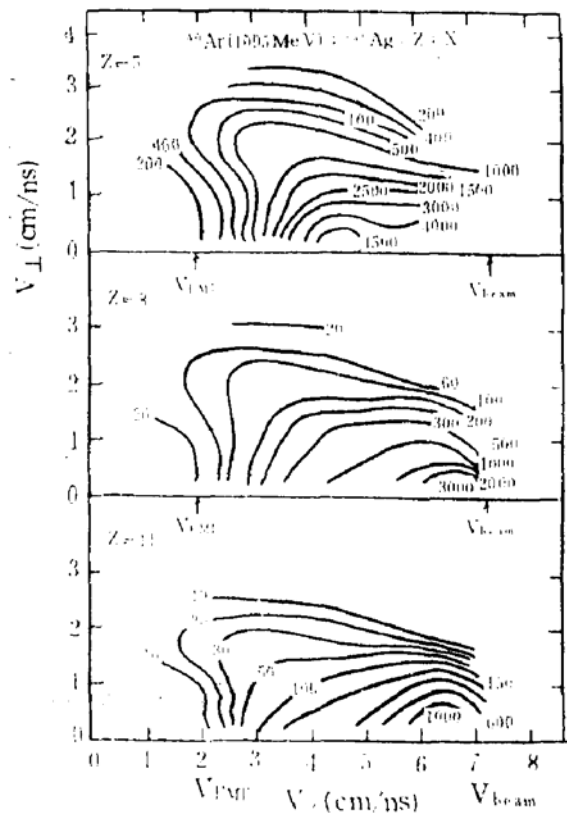


图7 27MeV·A的 $^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$ 碰撞中 $Z = 5$ ， $Z = 8$ 和 $Z = 11$ 的碎片的协变截面在平行速度和切向速度平面上的等高图。用箭头表示出了束流速度和全动量转移速度(FMT)^[6]

$$E^* - B_z = aT_z^2 \quad (2)$$

估算的温度。

激发能为600MeV左右，对Z=5的位垒为50MeV，能级密度参数 $a = A/8$ ，T等于6MeV预计其截面约为1mb/Sr，而Z=8时则为100 μ b/Sr。

在10到40MeV·A的能区内已经有不少测量类熔合截面与总反应截面之比 σ_F/σ_R 的尝试。Viola^[8]将这个比值作为有效束流动量 $P^{eff} = \sqrt{2M(E-B)}$ 的函数作图，B是库仑位垒。尚未完全确定入射线性动量是一个合适的参量。人们同样可试图寻求与速度的关系。对不同的弹核He, C, O和Ne当P由1GeV/c增至3GeV/c时 σ_F/σ_R 随 P^{eff} 线性递减(图8)。从下降的直线可以预期在4GeV/c附近全熔合的几率将会消失。而以30MeV/u ²⁰Ne (4.7GeV/c) 和27MeV/u的⁴⁰Ar (9GeV/c) 所得到的结果表明外推并非如此。

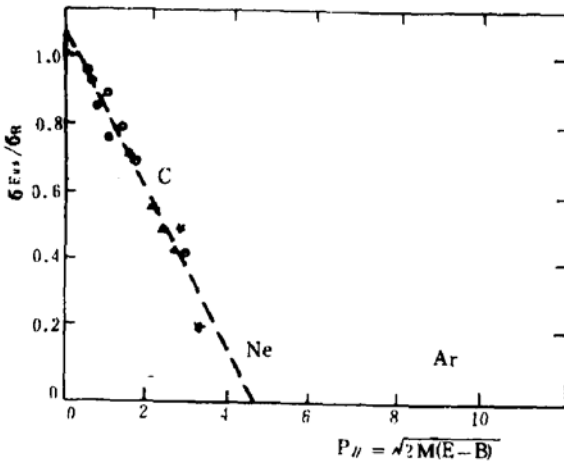


图8 Viola^[8]画出的全动量转移截面与总反应截面之比 $\sigma_{F,ss}/\sigma_R$ 值与有效线性动量 $P^{eff} = \sqrt{2M(E-B)}$ 的关系。

3. 以裂变碎片角关联选择大的线性动量转移

二十多年来裂变碎片角关联一直被用来区分全线性动量转移和小线性动量转移。这种技术是由Halpern和Nicholson^[9]提出和Sikkeland和Viola^[10]所发展的。

由弹核向类靶核转移的线性动量的量可以由所形成的核的相关的裂变碎片之间的夹角来提取。而180°的关联对应于所谓的冷裂变，这时没有动量转移至裂变核。在全动量转移中，反冲复合核的速度矢量使在实验室系统中的关联角靠近前冲方向。关联角 $\theta_{corr} = (\theta_1 + \theta_2)$ 与反冲速度 v_{rec} 之间有如下关系：

$$v_{rec} = \bar{v}_{f,ss} \frac{\sin\theta_{corr} + \mu \sin(\theta_1 - \theta_2) \sin\theta_1}{\sin\theta_1 \sin\theta_2 + 2\mu \cos\theta_1} \quad (3)$$

$\bar{v}_{f,ss}$ 是裂变碎片在裂变核质心系中的速度， μ 是 $(m_1 - m_2)/(m_1 + m_2)$ ， θ_1 和 θ_2 是碎片1和碎片2在实验室中的出射角， $\bar{\theta}_1$ 是碎片1在质心系中的出射角。

假定切向动量可以忽略。为了得到动量与角度之间的关联，需要知道裂变核的裂变碎片动能。可以运用Viola的关于对称裂变的最可几动能的系统性 $v_{f,ss}$ ^[11]。应注意，从关联角得到动量转移是在对称质量分配的前提下进行的。考虑到在质量分布中有远离对称值的那些事件，这使对应的角区向小关联角 θ_{corr} 方向的延伸。碎片的粒子发射和探测器的张角也使关联变宽。在每核子10MeV以下中心碰撞组分对应于全熔合机制，这时发生全动量转移。在靶核的裂变位垒低的情况下，周边碰撞也产生裂变，可是这时 θ_{AB} 接近于180°，而对于像Au或Pb这样的较轻的靶核则不会产生裂变现象。然而，在较高能时，中心碰撞峰并不固定在全线性动量的关联角，而是移向更大的角度，即非全动量转移。因此可以估算出多少入射动量转入到复合系统，可以得到能量的累积量并提供有关质量的信息。这个方法在10—20MeV/u能区由Viola等^[12]提出的；而在15—84MeV/u能区是由在ALICE, CERN和GANIL工作的奥赛研究组提出的^[13]。

图9给出了角关联与入射能量关系的典型结果。因此，可以选择一个狭窄的角关联区，以此来对一定的线性动量转移的值来测量符合的轻粒子发射。

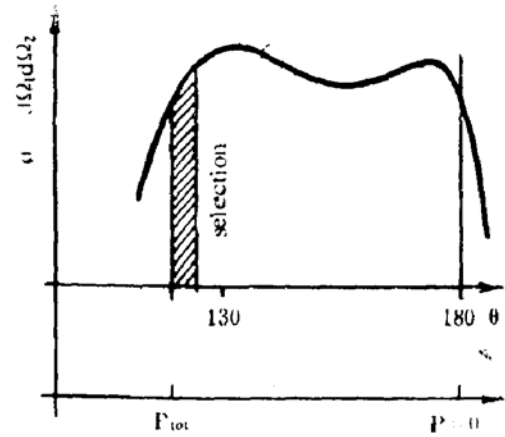
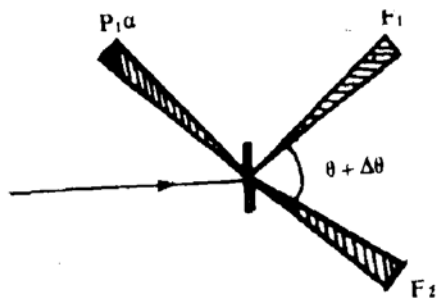


图9a 裂变碎片角关联与线性动量转移之间的对应关系示意图。

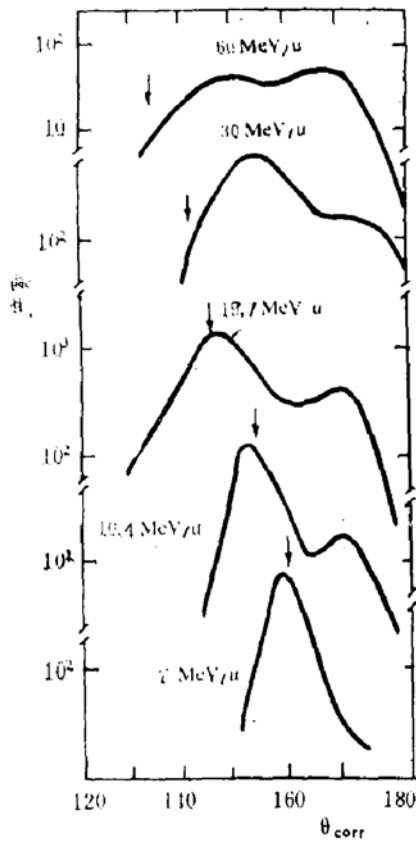


图9b 当入射C核的能量由7增加到60MeV/u时的裂变碎片角关联分布的典型演变过程。

实际上，全线性动量的转移对应于关联角中的某一区域，在对称质量分配和裂变中释放的最可几动能的假设下，可得到重心角 θ_{F1F2}^0 。在这个值附近的离散是由二方面原因造成的，i) 在对称分裂附近有非对称分裂的分布，ii) 中子蒸发。所以，在一定的关联角内观察到的所有事件不能都直接对应于

确定的线性动量转移。在这方面本方法还缺乏精确性。尽管这样，从对入射动量的依赖关系的系统研究中，已经得到了很有趣的结论。至少对碳离子，在每核子15MeV以上，平均地说，全动量转移的几率变得很小了。在1981年我们指出^[13,14]，线性动量的重心在2GeV/c附近（见图10）。与Saint Laurent等^[15]的以 α 作为弹核所得到的极限相比，可以得到一个每核子的普适量160-180MeV/c。对应的弹核速度类似于核物质中的声速。Raha和Weiner^[16]推测，在超过这个速度时也许会产生Soliton的传播，因而限制了纵向动量的转移。

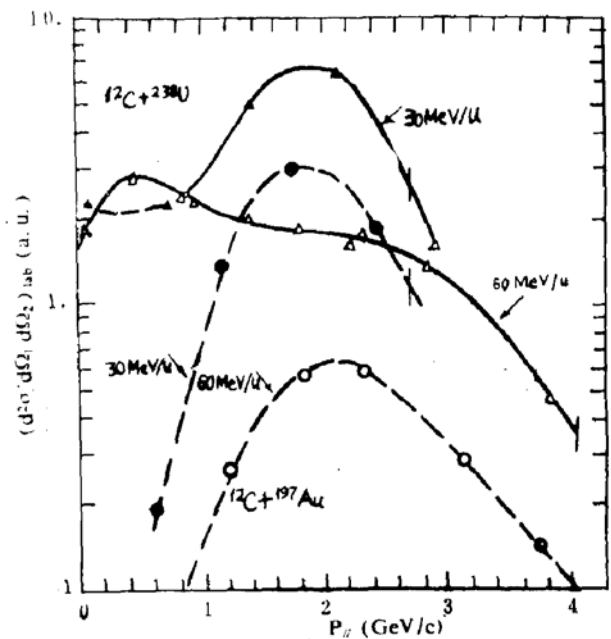


图10 在30至60MeV/u的C+Au和C+U的碰撞中，对不同的裂变碎片角关联和相应的线性动量转移的强度分布^[14]。

在180MeV/c这个数值的基础上，我们可以预言^[14]，线性动量转移的重心(LMT)：对¹⁶O是2.8GeV/c，²⁰Ne为3.6GeV/c，⁴⁰Ar为7.2GeV/c。事实上，从1982年以来已经有一些与这样的估算相一致的实验结果，对19.9MeV/n的¹⁶O所得到的线性动量转移的重心的值是2.6GeV/c^[17]，30MeV/n的²⁰Ne为3.6GeV/c^[18]，这些结果显示在图11中。最近，在27MeV/n的Ar束轰击²³⁸U的实验

中^[19]，裂变碎片角关联的峰在75%的总动量处，所得到的(LMT)值为7.0GeV/c(见图12)。虽然这可能不十分精确，我们还是想把图中表示的总截面分为三个部份：全熔合(在全动量转移附近)；大的能量积累的部份(在全动量转移与0.6的FMT之间)和更为周边反应的部份，最后一部份最终将贡献于裂变过程。所得到的截面值和临界角动量 l_c 的值应该取大的误差值，这当然和我们

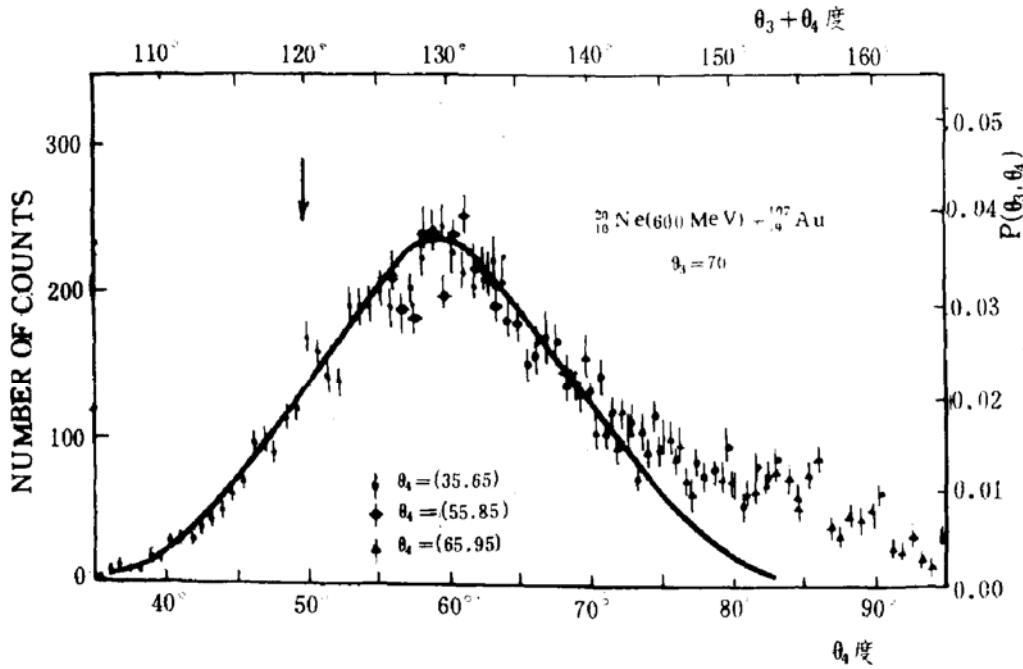


图11 在30MeV·A的²⁰Ne + ¹⁹⁷Au反应中的裂变碎片角关联^[18]

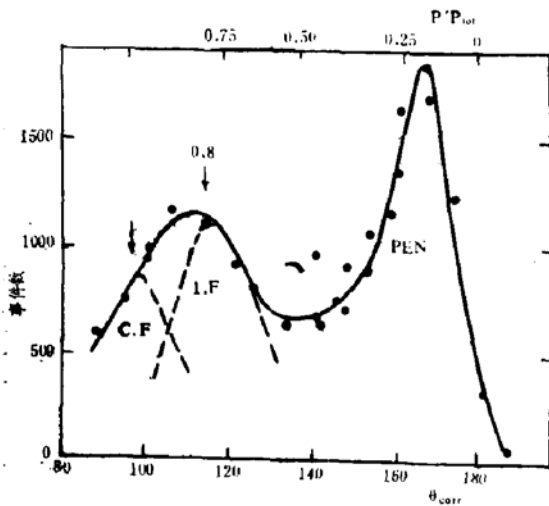


图12 在27MeV·A的⁴⁰Ar + ²³⁸U碰撞中作为全动量转移函数的产物产额分布。对全动量转移(EMT)(1)，非全动量转移(~80%)和导致裂变的更为周边反应的事件数作了粗略的估计。

所用的对全角区积分的方法有关。

表1

	全熔合	大能量积累	周边裂变
σ_{mb}	250 ± 100	1250 ± 250	2000 ± 250
$l_c(\hbar)$	125 ± 25	280 ± 40	$l > 250$
$b_{max}(fm)$	2.8 ± 0.4	6 ± 1	$b > 6fm$

我们不知道这种非常原始的图象是否可以拓广到更重的弹核。即使这样，我们还是可以估计在终核中积累的能量值。我们假定能量积累与总的全熔合能量之比 $\bar{E}_{ir}/\bar{E}_{CF}$ 正比于线性动量转移与入射动量之比，更为精确一些可写成：

$$\bar{E}_{ir} = \bar{E}_{CF} \frac{\langle LMT \rangle}{P_i} \cdot \frac{A_T + A_i}{A_T + A_{ir}} \quad (4)$$

A_T 和 A_i 为靶核和弹核的质量数, $A_{i,r}/A_i = \langle LMT \rangle / P_i$ 为入射弹核中的比分。这表明, 线性动量的损失, 是由于入射离子质量的减小而不是由于入射核速度的降低。后面我们将会看到, 可能情况就是如此。因为当 $\langle LMT \rangle$ 达到极限时, $\bar{E}_{i,r}$ 仍然随着 \bar{E}_{CF} 和入射能量而增加。表2中对30MeV/u的几种不同的弹核和中重靶核和U靶进行了计算。

我们已经在前面提到, 对应于每核子180MeV/c的最可几的动量转移值的核在激发能与核温度之间有如下关系 $E^* = (A/8) \cdot T^2$ 。

另外, 我们还给出了对应于全熔合, 即全动量转移的核温度。由于现在已经有一些数据表明仍然有一部份截面对应于这样的事件, 因此似乎还值得指出一点, 原则上可以用K_r束可将相当重的核加热到接近2GeV的激发能和8MeV的核温度。我们知道目前实验测得的核温度为5MeV, 但是用Kr束进行

的更为困难的实验还没有完成。从这些考虑出发, 图13给出了GANIL已得到的不同的束流对U靶碰撞时的最大的可能能量。

实际上, 如按Campi等^[21]给出的关于加热核的退激发的结论, 核温度可能有一个极限值5MeV。这些作者注意到随着激发能的增加, 核子—核子碰撞数也增加, 因此在很高的能量时平均自由程减少到1.5fm左右。系统进入到Bondorf^[22]预言的多重碎裂机制区, 碎片的数目趋近于核子—核子碰撞数。假定平均的核子—核子碰撞数 $\langle n \rangle$ 正比于核子数A, 对极限平均自由程 $\langle n \rangle / A$ 值取0.04左右, 在极限平均自由程以下就发生快碎裂, 每次碰撞的有效的平均能量积累E。是80MeV, 每核子的总激发能 $\langle n \rangle E_0 / A$ 达到3.2 MeV左右, 超过这个值时, 慢的蒸发过程相对于快碎裂来说变得越来越不可能了。假定 $E^* = (A/8) T^2$, 则这大约对应于 $T = 5$ MeV。

考虑到上述情况, 对图14和表3中给出

表2 “热的核”

靶核A = 100		$\langle P \rangle / A = 180 \text{MeV} / \text{CA}^{-1}$					
E = 30MeV·A		$\langle P \rangle / P_{tot} = 0.77 \quad T = \sqrt{\frac{8E^*}{A}}$					
离子	\bar{E}	E_{rec}	P_{tot}	$\langle P // \rangle$	$\langle E^* \rangle_{res}$	$\langle T_{res} \rangle$	T_{CF}
¹² C	331	39	2.8	2.16	254	4.22	4.8
²⁰ Ne	500	100	4.69	3.6	370	5.09	5.8
⁴⁰ Ar	857	343	9.38	7.2	650	6.3	6.8
⁸⁴ Kr	1369	1151	19.69	15.1	1118	7.4	7.55
⁸⁴ Kr	1826	1534	22.74	15.1	1433	8.5	8.56
(40MeV·A)							
靶核A = 238		$\langle P \rangle / A = 180 \text{MeV} / \text{CA}^{-1}$					
离子	\bar{E}	E_{rec}	P_{tot}	$\langle P // \rangle$	$\langle E^* \rangle_{res}$	$\langle T_{res} \rangle$	T_{CF}
¹² C(30)	345	15	2.8	2.16	264	2.9	3.6
¹² C(60)	685	35	3.96	2.16	370	3.5	4.7
²⁰ Ne(30)	554	46	4.69	3.6	413	3.55	4.14
⁴⁰ Ar(30)	1028	172	9.38	7.2	779	4.8	5.43
⁸⁴ Kr(30)	1863	657	16.69	15.1	1520	6.43	6.8
⁸⁴ Kr(40)	2483	877	22.74	15.1	1948	7.3	7.95

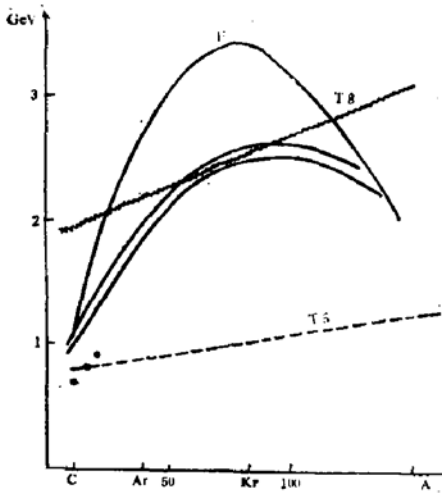


图13 不同能量的不同离子在重靶上的可能的能量积累的估计。以 $T = 5\text{MeV}$ 和 $T = 8\text{MeV}$ 表示的曲线表示达到这样的温度所需要的能量积累，这里假定 $E^* = (A/8)T^2$ 。点表示 $30\text{MeV}\cdot\text{A}$ 时对全动量转移所得到的结果。

的不同作者得到的结果^[18, 19, 23]还是值得研究一下的。首先，我们考虑18%全动量转移和对应的激发能产额，假定激发系统接受了18%的弹核质量。在Au靶的情况下，不管用什么弹核（除非常特别的 $44\text{MeV}\cdot\text{A}$ 的Ar+Au的情况以外）裂变的产额是很低的。这是可以理解的，因为对 $^{200}\text{Hg}-^{206}\text{Pb}$ 区域的核，相对于中子蒸发来说激发能对于裂变来说可能太低了。与此相反，用 $44\text{MeV}/\text{n}$ 的Ar离子达到了高于 300MeV 的高激发能（也许还有高的角动量），同时也发生了裂变。

现在，我们再回到70%的FMT的高线性

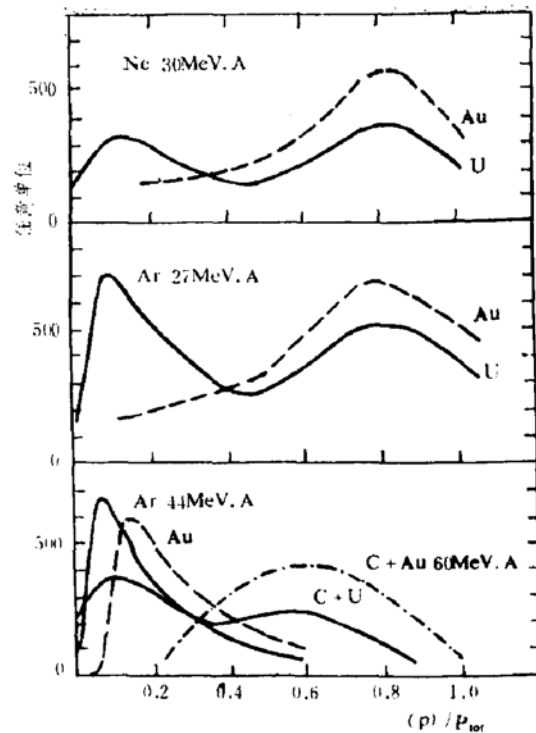


图14 对不同的碰撞， $30\text{MeV}/\text{n}$ 的 $^{20}\text{Ne} + \text{Au}$ 和 $\text{Ne} + \text{U}$ ， $27\text{MeV}/\text{n}$ 的 $^{40}\text{Ar} + \text{Au}$ 和 $^{40}\text{Ar} + \text{U}$ ， $44\text{MeV}/\text{n}$ 的 $\text{Ar} + \text{Au}$ 和 $\text{Ar} + \text{Th}$ 时产生的裂变核的动量分布的一般行为。结果是从[18, 19, 22]中得到的。这个结果是D. Jacquet建设用的。

动量的情况。除 $44\text{MeV}/\text{n}$ 的 $\text{Ar} + \text{Au}$ 和 $\text{Ar} + \text{U}$ 的情况^[23]以外，甚至包括对 $60\text{MeV}/\text{n}$ 的快 ^{12}C 离子在内的所有的情况都观察到了裂变。对的激发能小于 $3.2\text{MeV}\cdot\text{A}$ ，而对 $44\text{MeV}/\text{n}$ 的 $\text{Ar} + \text{Au}$ 和 $\text{Ar} + \text{U}$ 的情况激发能为 1000MeV 左右，而温度高于 $T = 6\text{MeV}$ ，超过了多重碎裂的极限。

表3 对两种动量转移值 $P/P_{tot} = 0.18$ 和 0.7 的激发能和核温度

束流	E/n	$P/P_{tot} = 0.18$				$P/P_{tot} = 0.7$			
		E^* MeV	$\frac{E^*}{A}$	$T = \sqrt{\frac{8E^*}{A}}$	实验	E^* MeV	$\frac{E^*}{A}$	$T = \sqrt{\frac{8E^*}{A}}$	实验
^{12}C	$60\text{MeV}/\text{n}$	120	0.6	2.2	无裂变	480	2.28	4.3	裂变
^{20}Ne	$30\text{MeV}/\text{n}$	108	0.53	2	无裂变	390	1.78	3.8	裂变
^{40}Ar	$27\text{MeV}/\text{n}$	190	0.9	2.8	无裂变	660	2.86	4.9	裂变
^{40}Ar	$44\text{MeV}/\text{n}$	316	1.5	3.5	裂变	1090	4.73	6.2	无裂变

(未完待续)

(诸永泰译自奥赛核物理研究所的内部资料)