

文章编号: 1007-4627(2013)02-0107-10

## 中高能重离子弹核碎裂反应研究

王立春, 程锦霞, 李彦晶, 蒋翔, 晏世伟

(北京师范大学核科学与技术学院, 北京 100875)

**摘要:** 通过CR-39核径迹探测器对471 AMeV  $^{56}\text{Fe}$  和400 AMeV  $^{20}\text{Ne}$  诱发Al, C和 $\text{CH}_2$ 靶反应的弹核碎裂反应截面及出射角度进行了测量, 并利用改进的量子分子动力学(ImQMD)模型和描述统计衰变的GEMINI模型对实验结果进行了分析和讨论。实验结果表明, 总反应截面与弹核的能量无关, 但随着靶核质量的增加而增加。这与其他实验结果以及Bradt-Peters的半经验理论公式所得结果一致。理论计算和实验测量结果中, 分截面出现了明显的奇偶效应。理论计算结果表明, 奇偶效应主要产生于受激碎块的衰变过程, 其中对效应起着重要作用, 而且, 主要形成于擦边碰撞的反应中且多来自于同位旋为 $T_z = 0, \pm 0.5$ 的弹核碎块的贡献。产生碎块的同位素分布与弹核的种类有关, 与入射能量和靶核的种类没有太大依赖性, 其较小的偏转角大部分来自于擦边碰撞产生的较重的类弹碎块的贡献。

**关键词:** 电荷变化截面; CR-39探测器; ImQMD模型; GEMINI模型; 奇偶效应; 同位旋效应

**中图分类号:** O571.4    **文献标志码:** A    **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.30.02.107

### 1 引言

在过去的几十年里, 对中高能重离子碰撞中的核多重碎裂现象无论在实验上还是在理论上都进行了广泛的研究<sup>[1-5]</sup>。重离子与不同靶作用的碎裂截面也在许多领域里有重要的应用<sup>[6-8]</sup>。在天体物理方面, 人们利用穿过星际介质的宇宙射线核所发生的能量和成分的变化来确定银河系宇宙射线源的构成<sup>[9]</sup>。在宇宙中, 如何有效地对航天器及舱外工作的宇航员进行辐射防护, 涉及到了重离子碎裂截面对辐射剂量的准确估算。而能量为几百个MeV的重离子束在癌症治疗方面, 尤其是对深度癌症的治疗, 也有很大的优势。

实验上, 关于核碎裂的研究主要集中在反应截面的测量上。随着相对论能量重离子束的获得成为可能, 世界上的几家大型实验室的加速器上都相继开展了有关方面的研究。包括欧洲核子中心(CERN)的超级质子同步加速器(SPS), 美国布鲁克海文国家实验室(BNL)的交变磁场梯度同步加速器(AGS), 以及日

本放射线医学综合研究所(NIRS)的重离子医学加速器(HIMAC)和美国国家航空航天局(NASA)空间辐射实验室的加速器设备。

理论上, 通过对众多碎裂截面的实验结果进行模拟研究, 人们提出了诸如参数化方法<sup>[10-12]</sup>, 标度法<sup>[13-14]</sup>, NUCFRG2算法<sup>[15]</sup>和量子多重散射模型<sup>[16]</sup>等模型方法。为了从微观上对核碎裂现象进行深入研究, 近年来, 人们也采用了诸如VUU模型<sup>[17-18]</sup>, 反对称化分子动力学(AMD)模型<sup>[19]</sup>, 费米子分子动力学(FMD)模型<sup>[20]</sup>和量子分子动力学(QMD)模型<sup>[21]</sup>等微观输运理论。当用这些微观输运方法模拟反应过程时, 需引入诸如淬火集团化代数方法(SACA)<sup>[22]</sup>来区分末级碎块。这些方法因没有考虑初级受激碎块衰变过程中的核结构效应, 故难以给出末级碎块分布中诸如奇偶效应等系统行为。迄今为止, 无论理论和实验之间, 还是实验和实验之间的结果都存在明显的偏差。应该指出的是, 有关核碎裂的实验和理论研究并不充分, 这主要是因为, 核碎裂过程不是单一的动力学过程, 有很多潜在的机制共同作用, 从而导致了各

收稿日期: 2012-11-08; 修改日期: 2012-12-14

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10975019); 国家高层次留学归国人才项目(MOP2006138); 中央高校基本科研业务费专项资金

作者简介: 王立春(1982-), 女, 山西应县人, 博士研究生, 从事核物理研究; E-mail: sxwanglichun@gmail.com.

通信作者: 晏世伟, E-mail: yansw@bnu.edu.cn

<http://www.npr.ac.cn>

种不同的碎裂模式。因此有必要对不同束流离子和不同靶的反应进行系统的实验和理论研究。

本文研究的 471 A MeV 的  $^{56}\text{Fe}$  和 400 A MeV  $^{20}\text{Ne}$  均来自于日本的 HIMAC, 且使用电荷探测域广、分辨本领高的 CR-39 核径迹探测器, 选用 C, Al 和  $\text{CH}_2$  作为靶材料。C 是典型的轻靶, Al 是许多置于空间或气球上的粒子探测器周围所充斥的物质的主要构成成分。 $\text{CH}_2$  是一种复合靶, 主要用于与 C 靶作用的截面结合得到重离子和 H 作用的截面。重离子和 H 的作用截面在天体物理领域里有重要的意义, 因为 H 是构成星际介质的重要组成成分。在核物理领域内通常也可以通过质子诱发重靶的反应来推得重离子和 H 靶作用的截面。

在理论方面, 我们采用两步反应机制, 即把重离子碰撞中的核碎裂过程分成两个阶段来描述: 动力学过程和统计衰变过程。前一阶段核反应的动力学过程粒子遵循从初态到末态的时间演化, 后一阶段的统计衰变过程会对受激发的初始碎块进行“次级衰变”处理。采用改进的量子分子动力学 (ImQMD) 模型<sup>[23-24]</sup>描述动力学过程, 而用 GEMINI 模型<sup>[25]</sup>来描述碎块的退激发过程。本文将对本课题组在这方面的实验和理论结果, 特别是其中出现的系统性特征(诸如分截面中的奇偶效应)做出初步的分析和描述。

## 2 实验测量

由 CR-39 探测器和 3 种不同的材料 (Al, C 和  $\text{CH}_2$ ) 组成的三明治靶在 HIMAC 上进行垂直照射, 离子束流分别是 400 A MeV  $^{20}\text{Ne}$  和 471 A MeV  $^{56}\text{Fe}$ , 通量密度为 3 000 ions/cm<sup>2</sup>。材料靶的厚度分别是 3, 5 和 10 mm。探测器的厚度约为 700  $\mu\text{m}$ 。这样的厚度可以将发生在探测器中的少量核作用事例忽略掉。辐照完成后, 探测器将置于温度为 70 °C, 浓度为 7 mol 的 NaOH 水溶液中进行蚀刻。对于通过探测器中的每一种束流, 使用 HSP-1000 生物显微镜以及 PitFit 软件, 根据径迹追踪法<sup>[26]</sup>人工进行扫描并分析了约 15 000 条离子径迹。根据探测器固有的探测域, 本实验能分析得到的最小的弹核碎块所带电荷是  $Z = 5$ 。在探测器中蚀刻的面积大约是 100  $\mu\text{m}^2$ 。对不同大小的碎块在探测器中所形成的相应面积分布做高斯拟合。其中, 最大的峰所包围的面积对应原始入射离子

的个数, 每个小高斯峰下所包围的面积就是反应产生的各类碎块的个数。

总的电荷变化反应截面可以由以下的公式计算得出<sup>[27]</sup>:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{A_T \ln \left( \frac{N_{\text{in}}}{N_{\text{out}}} \right)}{\rho_T t N_{\text{AV}}}, \quad (1)$$

其中:  $A_T$  是靶核的质量数;  $N_{\text{in}}$  和  $N_{\text{out}}$  分别是靶前的入射离子数和靶后的出射离子数;  $\rho_T(\text{g}/\text{cm}^3)$  是靶物质的密度;  $t(\text{cm})$  是靶的厚度;  $N_{\text{AV}}$  是阿佛加德罗常数。

理论上, 对实验测得的电荷变化总截面, 主要采用以下几种理论模型进行拟合: (1) 参数化方法<sup>[10-12]</sup>, 该方法希望找到一个总方程对所有的测量截面提供一个可靠的拟合, 并且不依赖于过多的参数; (2) 标度法<sup>[13-14]</sup>, 该方法是基于质子-核碰撞产生的弹核碎裂截面来标度核-核碰撞产生截面的一种方法, 这种方法利用弹核碎块产生截面所遵循的弱的因式分解关系, 包括了反应体-旁观体模型、Glauber 散射理论以及近似的碰撞求和规则; (3) NUCFRAG2 算法<sup>[15]</sup>, 该算法使用半经验的 abrasion-ablation 模型, 新的版本中又考虑了库仑轨道耦合, 改进了传输系数以及表面能关联, 并增加了轻碎块的发射过程; (4) 量子多重散射模型<sup>[16]</sup>, 该模型是对 NUCFRAG2 算法中使用的 abrasion-ablation 物理模型的一个重建, 通过采用入射核的 Cluster 模型可以提高其拟合的效果。本文中采用了使用较为广泛的 Bradt-Peters 半经验公式<sup>[28]</sup>与前面几种方法的关系对总截面的实验结果进行了拟合。

图 1 给出了 471 A MeV  $^{56}\text{Fe}$  和 400 A MeV  $^{20}\text{Ne}$  与 Al, C 和 H 靶作用的总反应截面值及与其他实验值的比较。直线表示由 Bradt-Peters 半经验公式  $\sigma_{\text{tot}} = \pi r_0^2 (A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - b_0)^2$  计算得到的结果。这里取  $r_0 = 1.35 \text{ fm}$ ,  $b_0 = 0.83$ 。实验中与 H 靶作用的反应截面值可以通过如下关系得到:

$$\sigma_{\text{H}} = 0.5(\sigma_{\text{CH}_2} - \sigma_{\text{C}}). \quad (2)$$

由于  $\text{CH}_2$  靶是一种复合靶, 无法应用半经验公式给出其预言值。对于 H 靶, 选择  $A_T = 0.089$ <sup>[38]</sup>。图 2 则给出了总反应截面随靶质量数的变化关系。从图 1 和图 2 中可以看出, 我们测量的总反应截面值与其他的实验测量结果是一致的, 并且与半经验公式所得结果符合得很好。通过对比发现, 在中能区, 总反应截

面的大小基本与入射离子的能量无关, 但是会随着靶质量数的增大而增大。

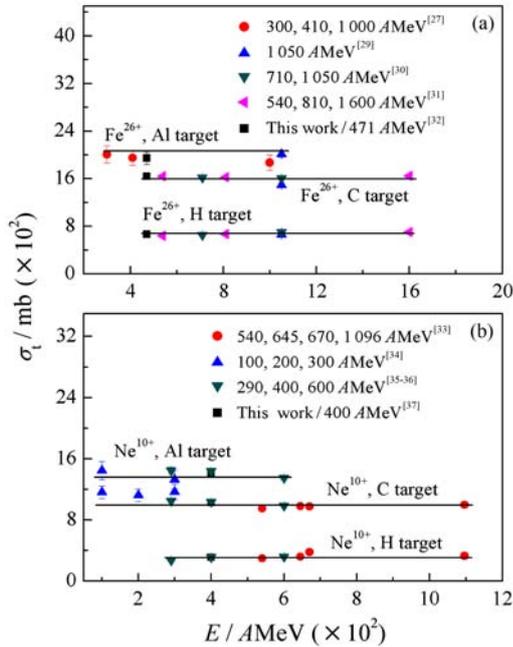


图 1 (在线彩图)<sup>56</sup>Fe 和 <sup>20</sup>Ne 与不同靶反应的电荷变化总截面  
直线是 Bradt-Peters 半经验公式的计算值。

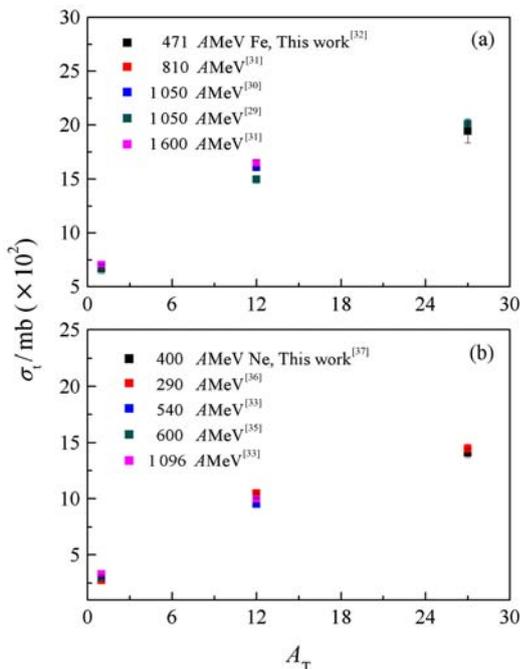


图 2 (在线彩图)<sup>56</sup>Fe 和 <sup>20</sup>Ne 的电荷变化总截面  $\sigma_t$  与靶质量数  $A_T$  的变化关系

电荷变化分截面可以根据下面的公式计算得出<sup>[27]</sup>:

$$\sigma_{\Delta Z} = \frac{A_T}{\rho_T t N_{AV}} \left( \frac{N_{out}^f}{N_s^p} - \frac{N_{in}^f}{N_{in}^p} \right), \quad (3)$$

式中:  $N_{in}^f$  和  $N_{out}^f$  分别是靶前就有的碎块离子数和靶后产生的碎块离子数;  $N_{in}^p$  和  $N_s^p$  分别是入射的弹核离子数和靶后没有发生反应的弹核离子数。本次实验中, 在靶前只选择弹核离子的径迹来分析, 这样,  $N_{in}^f = 0$ 。计算分截面的公式就可变换为如下简单的形式:

$$\sigma_{\Delta Z} = \frac{A_T}{\rho_T t N_{AV}} \frac{N_{out}^f}{N_s^p}. \quad (4)$$

图 3 中给出了 471 AMeV <sup>56</sup>Fe 与 Al, C, CH<sub>2</sub> 和 H 靶反应的电荷变化分截面的测量结果以及与其他实验结果的比较。由于探测器的探测极限所限, 在  $\Delta Z = 21$  ( $Z_F = 5$ ) 的地方会有一个突然的减小, 对于所有的靶而言, 分截面随碎块电荷数的增加而减小, 而且相对于带奇数电荷的碎块, 分截面结果在带偶数电荷碎块

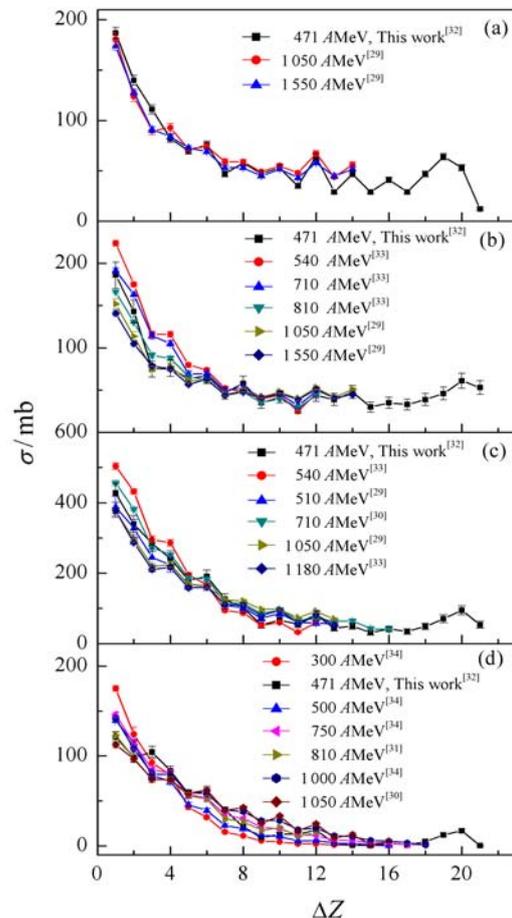


图 3 (在线彩图)471 AMeV <sup>56</sup>Fe 与 (a) Al, (b) C, (c) CH<sub>2</sub> 和 (d) H 靶反应的电荷变化分截面以及与其他不同能量的分截面实验结果的比较

处明显增强,尤其是在 $Z_F = 12$ 和 $14$ 的地方。这就是分截面结果表现出的奇偶效应,在图4给出的 $400 \text{ AMeV } ^{20}\text{Ne}$ 与C, Al和H靶反应的电荷变化分截面对比结果中也能观察到明显的奇偶效应。详细的分析和讨论可参阅文献<sup>[32, 37]</sup>,从我们的结果及已有的其他实验测量结果来看,分截面所表现出的这种奇偶效应具有普遍意义。

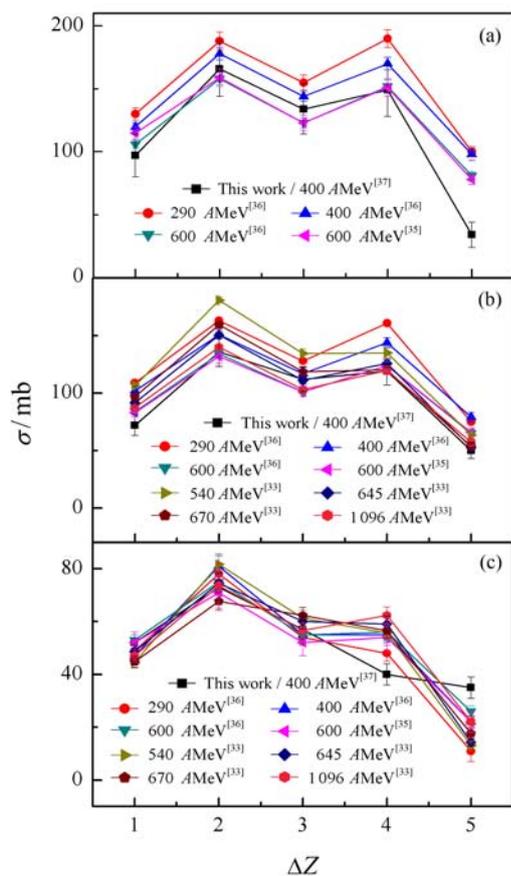


图4 (在线彩图) $400 \text{ AMeV } ^{20}\text{Ne}$ 与(a) Al, (b) C和(c) H靶反应的电荷变化分截面与其他不同能量的分截面实验结果的比较

### 3 理论计算

结合上述实验测量结果,从理论上已对中高能重离子弹核碎裂反应,特别是其中出现的系统性特征和核结构效应进行了系统的分析。

我们运用ImQMD模型来描述整个反应的动力学过程。关于ImQMD模型的详细介绍可参阅文献<sup>[23–24]</sup>。本工作中,Skyrme相互作用参数取为 $\alpha = -356 \text{ MeV}$ ,  $\beta = 303 \text{ MeV}$ ,  $\gamma = 7/6$ ,  $g_0 = 7.0 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$ ,  $g_\tau = 12.5 \text{ MeV}$ ,  $\eta = 2/3$ ,  $C_s = 32.0$

$\text{MeV}$ ,  $\kappa_s = 0.08 \text{ fm}^2$ ,  $\rho_0 = 0.165 \text{ fm}^{-3}$ , 对应的不可压缩系数为 $\kappa_\infty = 175 \text{ MeV}^{[39]}$ 。波包宽度为 $\sigma_f^2 = 2 \text{ fm}^2^{[40]}$ , 初始时刻两核相距 $10 \text{ fm}$ 。计算中发现,在 $250 \text{ fm}/c$ 的时候,整个反应的动力学过程已基本完成。因此,选择 $250 \text{ fm}/c$ 为从ImQMD到GEMINI的转换时间。在这一时刻,我们采用Coalescence模型来判断动力学过程中形成的初级碎块,再计算出这些碎块的激发能和发射角等量,输入到GEMINI程序中,计算受激初级碎块的退激发过程。在反应过程中,当核子之间的相对距离 $R_0$ 和相对动量 $P_0$ 小于某一值(这里取 $R_0 = 4.5 \text{ fm}$ ,  $P_0 = 300 \text{ MeV}/c$ )时,这些核子便被判断为属同一碎块。GEMINI模型<sup>[25]</sup>考虑了轻粒子的蒸发、对称裂变以及所有可能的中等质量非对称两体次级衰变模式,并通过 $\gamma$ 发射耗尽各碎块的剩余激发能,壳效应和对效应修正由能级密度和质量参数计入。诸多理论计算<sup>[25, 41–42]</sup>均证明,GEMINI能够充分地描述中高能区受激轻碎块的退激发过程。

#### 3.1 电荷变化分截面

在理论上,电荷变化分截面 $\sigma_Z$ 可以用下面的公式来计算:

$$\sigma_Z = 2\pi \int_0^{b_{\max}} bP(Z, b)db, \quad (5)$$

式中: $P(Z, b)$ 是在某一碰撞参数下反应产生电荷为 $Z$ 的碎块的几率; $b_{\max}$ 是最大的碰撞参数值,

$$b_{\max} = r_{A_P} + r_{A_T} + 0.5 \text{ fm}, \quad (6)$$

$r_{A_P}$ 和 $r_{A_T}$ 分别是弹核和靶核的半径, $0.5 \text{ fm}$ 是考虑到库仑激发的作用。计算中,在每个碰撞参数下模拟了约3000个反应事例。

图5和图6分别给出了用ImQMD模型和ImQMD嫁接GEMINI模型计算的 $471 \text{ AMeV } ^{56}\text{Fe}$ 和 $400 \text{ AMeV } ^{20}\text{Ne}$ 与C和Al靶作用的分截面的结果,以及与我们实验测量值的比较。从图中可以看出,如果仅考虑动力学过程(用ImQMD模型计算),只能给出弹核碎块产生截面的一个平均结果,不能给出奇偶效应。但是,在考虑了初级激发碎块的衰变过程(用GEMINI模型描述)之后,奇偶效应很明显地表现出来。这是因为,对能在奇偶效应的产生中起着重要的作用。

在动力学过程中,系统的激发能远大于对能,对能难以影响碰撞的动力学过程。因此,在QMD模型

中，对能一般被忽略。因而，奇偶效应不能出现在仅由ImQMD模型模拟得到的初级碎块的分布中。从这一结果不难得出，奇偶效应出现在初级碎块退激发的统计衰变过程中，反应过程中的核结构效应在反应的最终衰变产物中表现出来。在GEMINI模型中，壳和对效应由能级密度和质量参数来计入。

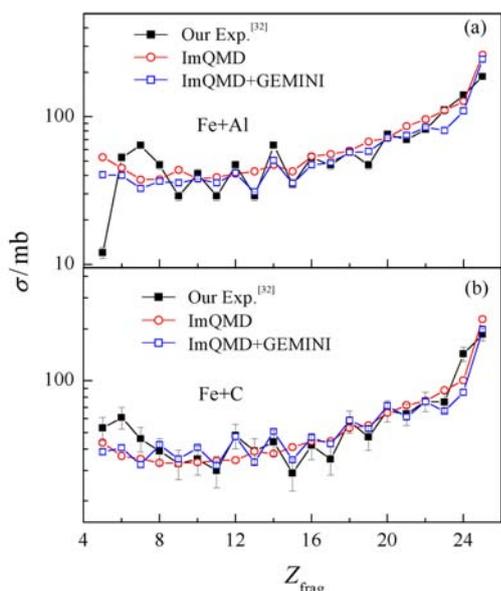


图 5 (在线彩图)471 AMeV<sup>56</sup>Fe 与 (a) Al 和 (b) C 靶反应的电荷变化分截面的实验值与计算值之间的比较  
空心圆是仅用ImQMD模型计算的结果；空心方块是ImQMD+GEMINI模型计算的结果。

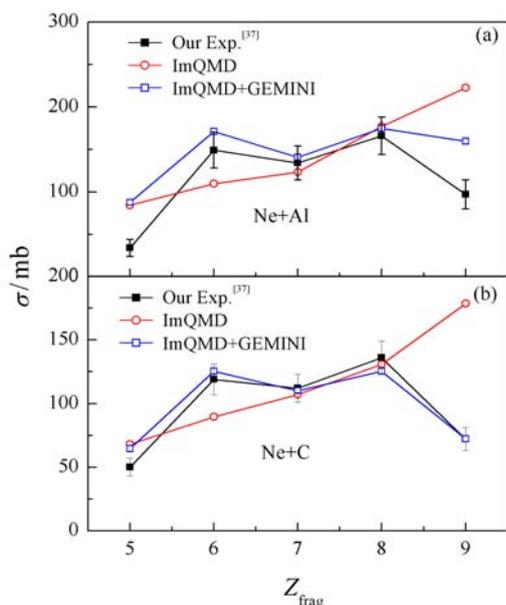


图 6 (在线彩图)400 AMeV <sup>20</sup>Ne 与 (a) Al 和 (b) C 靶反应的电荷变化分截面与其他不同能量分截面实验结果的比较

不同的碰撞参数对应于不同的反应机制。下面以 400 AMeV <sup>20</sup>Ne 诱发 C 和 Al 靶的反应为例来说明奇偶效应主要形成于擦边碰撞的反应中。根据核半径，<sup>20</sup>Ne 与 C 和 Al 靶的反应的最大碰撞参数分别为 6 和 7 fm。图 7 给出了该反应的电荷变化分截面与碰撞参数之间的关系。从图中可以很清楚地看出，奇偶效应主要出现在碰撞参数  $R_T < b < R_T + R_P$  的范围，即擦边碰撞过程中。物理上，这一结果不难被理解，因为相对于对心碰撞，在擦边碰撞过程，较少的核子参与碰撞过程，因而结构效应更加明显。

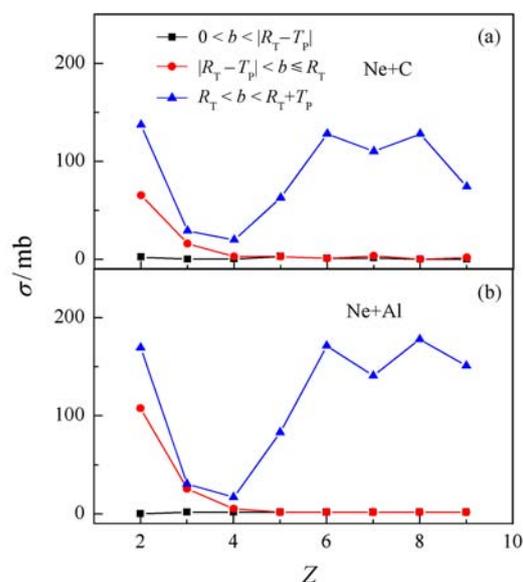


图 7 (在线彩图)在不同的碰撞参数下400 AMeV <sup>20</sup>Ne 与 (a) C 和 (b) Al 靶反应的电荷变化分截面

### 3.2 同位素和同位旋分布

由于实验本身的条件所限，我们的实验仅能测得产生碎块所带的电荷数，无法给出其中子数。基于理论上已经对分截面的实验结果做了很好的符合，可以用模型来分析产生碎块的同位素和同位旋分布。

图 8(a) 给出了通过计算得到的 400 AMeV <sup>20</sup>Ne 与 C 靶作用分截面结果与碎块同位素质量数之间的关系。很明显，对于奇数电荷的碎块有两个具有近似相等的截面值的同位素产生，而对于偶数电荷的碎块仅有一个具有相对较大截面值的同位素产生，在稳定核素两边的同位素截面是比较低的。图 8(b) 给出了理论计算结果与 400 AMeV <sup>20</sup>Ne 与 C 靶作用的实验结果<sup>[2]</sup>的对比。可以看出，计算结果的趋势和实验上是一致的。图 9 给出了 471 AMeV <sup>56</sup>Fe 与 C 靶作用产生的同位素分布。其中，理论模拟的 471 AMeV Fe 与 C

另一方面，重离子碰撞很强烈地依赖于碰撞参数。

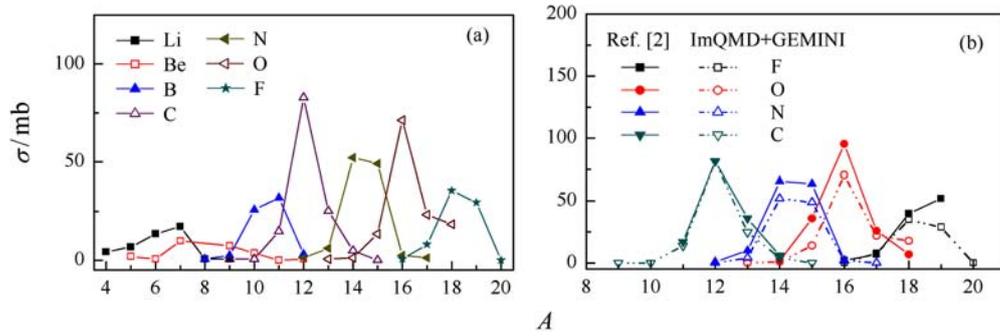


图 8 (在线彩图) 碎片产生的分截面与碎片同位素质量之间的变化关系

(a) 为 400 AMeV  $^{20}\text{Ne}$  与 C 靶反应的实验结果; (b) 为用 ImQMD+GEMINI 模型计算的 400 AMeV  $^{20}\text{Ne}$  与 C 靶反应的结果及与 600 AMeV  $^{20}\text{Ne}$  和 C 靶反应的实验结果之间的比较。

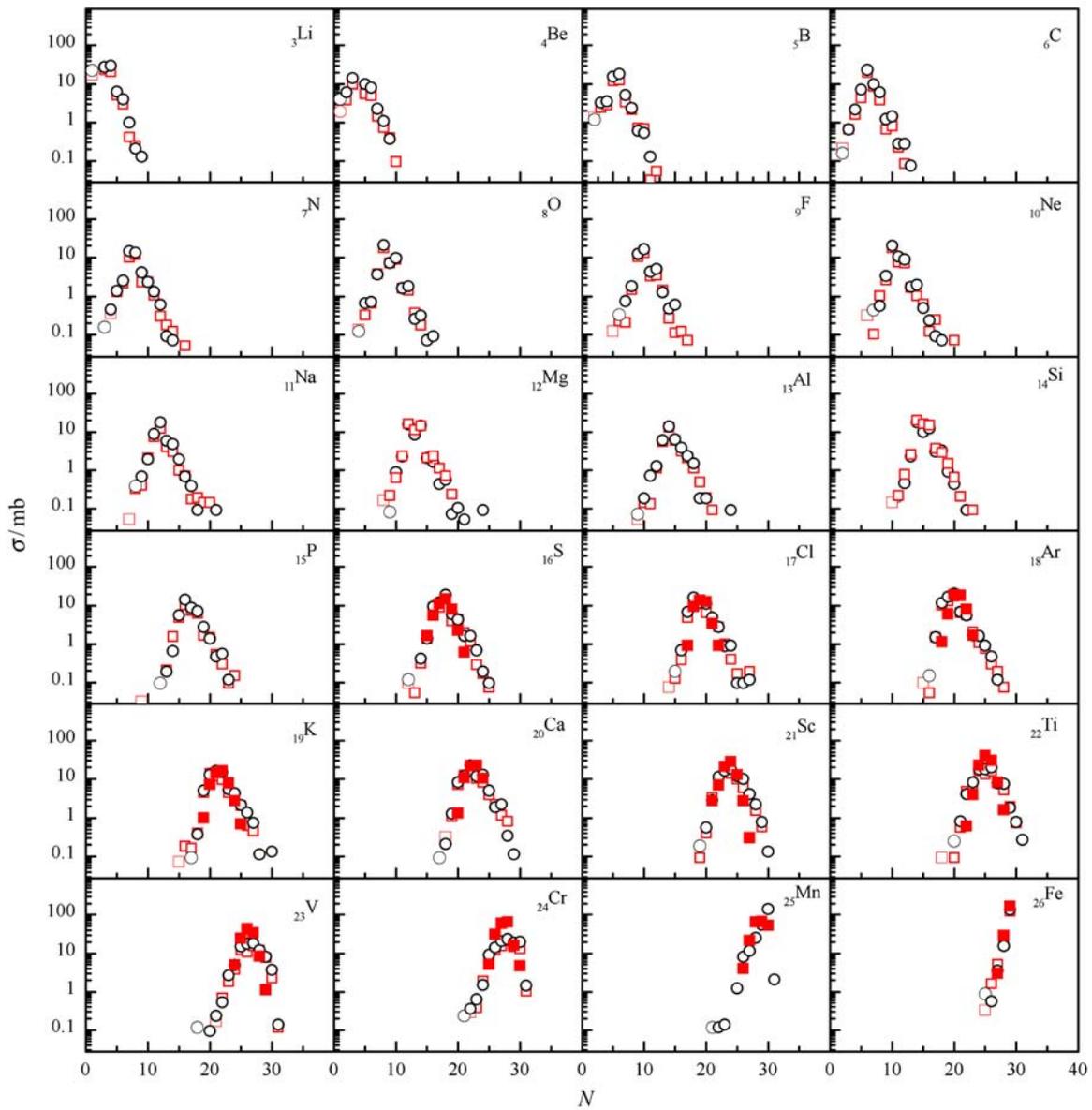


图 9 (在线彩图) 471 AMeV  $^{56}\text{Fe}$  与 C 和 Al 靶反应碎片同位素分布

Fe 与 Al 和 C 靶的理论计算分别用黑色空心圆, 红色空心方块来表示; 600 AMeV Fe 与 C 反应的实验结果<sup>[2]</sup>用红色实心方块来表示。

反应的同位素产生截面值与 Webber 等<sup>[2]</sup>的 600 A MeV Fe+C 的实验结果是完全符合的。计算表明，每一种同位素分布的最大值位置会随着碎块电荷数的增大而增大。通过与 500 A MeV Fe+p 反应产生的同位素结果<sup>[43]</sup>对比可以看出，同位素产生截面的最大值会随着靶核质量数的增加而增加。在模拟 400 A MeV <sup>20</sup>Ne 与 C, Al, Cu, Sn 和 Pb 靶反应的结果<sup>[44]</sup>中也会发现类似的结论。综合上面的结果可以发现，同位素分布的形状与靶核的质量和入射的能量均没有太大关系，而与弹核的种类有关。

分截面结果中出现的奇偶效应依赖于弹核的同位旋 ( $T_Z = Z - A/2$ )。我们的结果表明， $T_Z = 0$  的弹核产生的奇偶效应要比  $T_Z = -2$  产生的奇偶效应明显； $T_Z = -0.5$  的奇 A 碎块和  $T_Z = 0$  的偶 A 碎块的产额要比其周围其他的碎块的大。将弹核 <sup>20</sup>Ne ( $T_Z = 0$ ) 和 <sup>56</sup>Fe ( $T_Z = -2$ ) 所产生的奇偶效应做了对比。图 10 给出了 400 A MeV <sup>20</sup>Ne 与 C 和 Al 靶反应产生的具有不同同位旋的弹核碎块分截面与碎块质量数之间的关系。可以看到，在质量数为偶数且  $T_Z = 0$  的时候，稳定核素的产生截面值是最大的。由于对能的原因，奇偶效应也很明显。质量数为奇数的碎块产生最大的截面值对应的  $T_Z = -0.5$ 。总之，分截面的大小随着  $T_Z$  值的增加而减小。 $T_Z = -0.5$  的碎块产生截面比  $T_Z = 0.5$  的碎块的大，而且奇偶效应也更明显。对于  $|T_Z| > 0.5$  的碎块所产生的截面与  $T_Z$  值的正负没有太

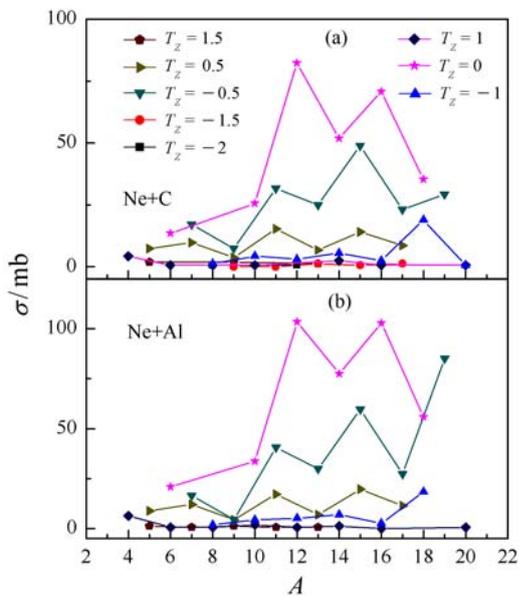


图 10 (在线彩图) 400 A MeV <sup>20</sup>Ne 与 (a) C 和 (b) Al 靶反应碎块同位旋分布

大的关系。综上所述，可以得到，奇偶效应主要来自于  $T_Z = 0, \pm 0.5$  碎片的贡献，随着  $T_Z$  值的增加，奇偶效应变得越来越弱。

在图 11 给出的 471 A MeV <sup>56</sup>Fe 与 C 靶反应的碎块同位旋分布结果中也有类似的结论，其分布与 Napolitani 等<sup>[45]</sup>给出的实验结果 (1 A GeV Fe+p 和 Fe+Ti) 是一致的。通过对比可以发现，奇偶效应与靶核质量数无关，但是产生截面会随着靶核质量数的增加而增大，较大的截面值以及比较明显的奇偶效应出现在对称性大 ( $T_Z = 0$ ) 的且较轻的碎块中，尤其是具有偶 A 质量数的碎块。比较对称的核素 ( $T_Z = 0, \pm 0.5, 1$ ) 的产生会随所带电荷数的增加而减少，说明对能的作用会随核子数 A 的增大而减弱。

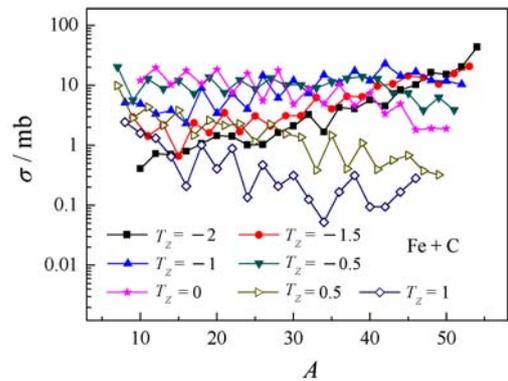


图 11 (在线彩图) 471 A MeV <sup>56</sup>Fe 与 C 靶反应碎块的同位旋分布

### 3.3 角分布

实验中通过测量粒子穿过探测器所发生的位移和探测器的厚度可以得到粒子的角分布。而在 ImQMD 模型中，通过粒子在相空间分布的坐标或动量可以计算每一种碎块的发射角以及原初离子的散射角的大小，其计算结果与实验基本一致。现以 471 A MeV <sup>56</sup>Fe 与 C 反应的角分布情况为例来说明。图 12 给出了该反应产生的所有碎块的角分布以及原初 Fe 离子的散射角分布的实验值和理论计算值之间的比较。

ImQMD 模型的计算与实验结果是完全符合的。其中，给出的  $t_{sw} = 250$  和  $300$  fm/c 两个时刻的输出结果没有发生明显变化，说明 250 fm/c 之后，碎块的形成基本稳定。从图 12 可以看出，碎块的角分布要比原初未反应的弹核离子分布宽一些，而且峰值中心向大角度有所移动，大部分弹核碎块的发射角在  $1.5^\circ$  内，而没有发生反应的原初 Fe 离子的散射角度

则在 0.6° 内。

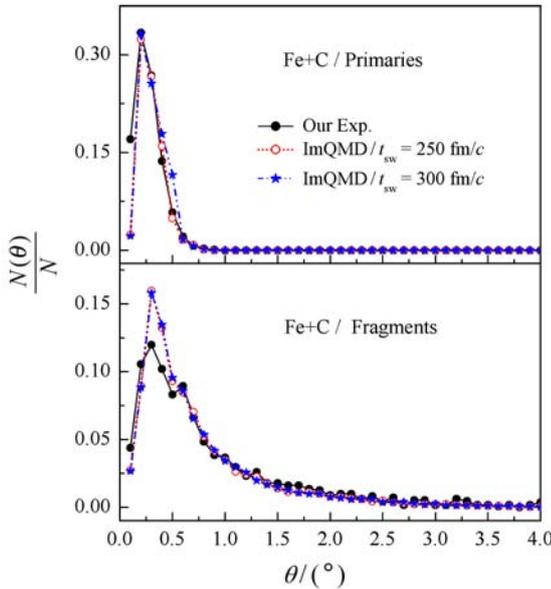


图 12 (在线彩图) 471 AMeV <sup>56</sup>Fe 与 C 靶反应生成的碎块的角分布以及原初 Fe 离子的角分布实验值与 ImQMD 模型的计算结果之间的比较

对于原初 Fe 离子，这样小的散射角说明偏转并不仅仅是由库仑散射造成的，其散射过程中还有库仑激发和核的共同作用。对于弹核碎块而言，比较窄的角度分布大部分来自于擦边碰撞中形成的较重的类弹碎块的贡献。图 13 给出了利用 ImQMD 模型计算得到的不同碰撞参数下反应产生的碎块的角分布。<sup>56</sup>Fe 与 C

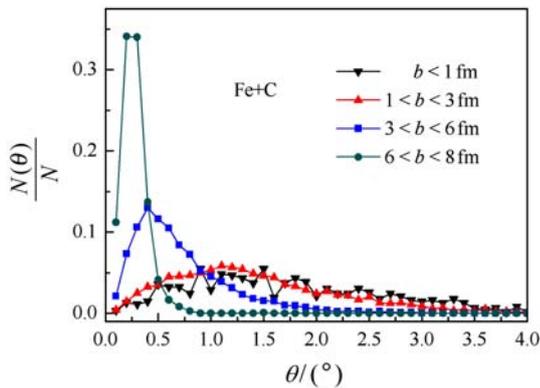


图 13 (在线彩图) 利用 ImQMD 模型计算的不同碰撞参数下 471 AMeV <sup>56</sup>Fe 与 C 靶反应的弹核碎块角分布

靶反应所取的最大碰撞参数为 8 fm。从图中可以看出，碰撞参数越小，碎块的角分布越宽，比较窄的分布都是来自擦边碰撞中。图 14 给出了碎块角分布和其类型之间的关系。可以看到，较重碎块的分布要比较轻碎块的窄。

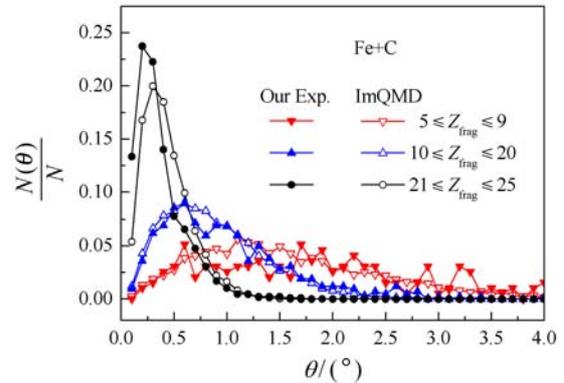


图 14 (在线彩图) 471 AMeV <sup>56</sup>Fe 与 C 靶反应生成的轻碎块 (5 ≤ Z<sub>frag</sub> ≤ 9)，中等质量碎块 (10 ≤ Z<sub>frag</sub> ≤ 20) 以及重碎块 (21 ≤ Z<sub>frag</sub> ≤ 25) 的角分布  
实心点是实验结果，空心点是 ImQMD 模型的计算结果。

### 4 结论

本工作中，我们首先测量了 471 AMeV <sup>56</sup>Fe 和 400 AMeV <sup>20</sup>Ne 诱发 Al, C 和 CH<sub>2</sub> 作用的电荷变化总截面和分截面，得到的实验结果与其他相近的实验的结果是一致的，总截面的结果与 Bradt-Peters 半经验的理论公式也符合得很好；其次，应用 ImQMD 模型来描述反应的动力学过程，而用 GEMINI 模型来处理受激碎块的退激发过程。两个模型的结合，很好地给出了分截面结果中出现的奇偶效应。重离子碎裂过程中出现的奇偶效应对能有很大的关系，主要形成于擦边碰撞的事例中。同时根据反应产生的碎块的同位旋分布可以看出分截面结果中的奇偶效应主要来自于 T<sub>Z</sub> = 0, ±0.5 的碎块的贡献。碎块所给出的较小的偏转角则是擦边碰撞产生的较重的类弹碎块的贡献。

### 参考文献(References):

- [1] CUMMINGS J R, BINNS W R, GARRARD T L, *et al.* Phys Rev C, 1990, **42**: 2508.
- [2] WEBBER W R, KISH J C, SCHRIER D A. Phys Rev C, 1990, **41**: 547.
- [3] PURI R K, OHTSUKA N, LEHMANN E, *et al.* Nucl Phys A, 1994, **575**: 733.
- [4] GOLOVCHENKO A N, SIHVER L, OTA S, *et al.* Radiat Meas, 2010, **45**: 856.
- [5] GAUTAM S, CHUGH R, SOOD A D, *et al.* J Phys G: Nul Part Phys, 2010, **37**: 085102.
- [6] PETTI P L, LENNOX A J. Annu Rev Nucl Part Sci, 1994, **44**: 155.
- [7] AMALDI U. Nucl Phys A, 2005, **751**: 409.

- [8] WILSON J W, THIBEAULT S A, CUCINOTTA F A, *et al.* Radiat Environ Biophys, 1995, **34**: 217.
- [9] CHEN C X, ALBERGO S, CACCIA Z, *et al.* Phys Rev C, 1994, **49**: 3200.
- [10] SUMMERER K, BLANK B. Phys Rev C, 2000, **61**: 034607.
- [11] NILSEN B S, WADDINGTON C J, CUMMINGS J R, *et al.* Phys Rev C, 1995, **52**: 3277.
- [12] SILBERBERG R, TSAO C H. Phys Rep, 1990, **191**: 351.
- [13] TSAO C H, SILBERBERG R, BARGHOUTY A F, *et al.* Phys Rev C, 1993, **47**: 1257.
- [14] SIHVER L, TSAO C H, SILBERBERG R, *et al.* Phys Rev C, 1993, **47**: 1225.
- [15] WILSON J W, TRIPATHI R K, CUCINOTTA F A, *et al.* NUCFRG2: An Evaluation of Semiempirical Nuclear Fragmentation Database, 1995, NASATP: 3533.
- [16] CUCINOTTA F A, WILSON J W, TRIPATHI R K, *et al.* Adv Space Res, 1998, **22**: 533.
- [17] KRUSE H, JACAK B V, STÖCKER H. Phys Rev Lett, 1985, **54**: 289.
- [18] MOLITORIS J J, STÖCKER H. Phys Rev C, 1985, **32**: 346.
- [19] ONO A, HORIUCHI H, MARUYAMA T, *et al.* Phys Rev Lett, 1992, **68**: 2898.
- [20] FELDMEIER H. Nucl Phys A, 1990, **515**: 147.
- [21] AICHELIN J. Phys Rep, 1991, **202**: 233.
- [22] VERMANI Y K, DHAWAN J K, GOYAL S, *et al.* J Phys G: Nucl Part Phys, 2010, **37**: 015105.
- [23] WANG N, LI Z X, WU X Z. Phys Rev C, 2002, **65**: 064608.
- [24] WANG N, LI Z X, WU X Z, *et al.* Phys Rev C, 2004, **69**: 034608.
- [25] CHARITY R J, JING K X, BOWMAN D R, *et al.* Nucl Phys A, 1990, **511**: 59.
- [26] OTA S, KODAIRA S, YASUDA N, *et al.* Radiat Meas, 2008, **43**: S195.
- [27] CECCHINI S, CHIARUSI T, GIACOMELLI G, *et al.* Nucl Phys A, 2008, **807**: 206.
- [28] BRADT H L, PETERS B. Phys Rev, 1950, **77**: 54.
- [29] ZEITLIN C, HEILBRONN L, MILLER J, *et al.* Phys Rev C, 1997, **56**: 388.
- [30] WEBBER W R, BRAUTIGAM D A. Astrophys J, 1982, **260**: 894.
- [31] FERRANDO P, WEBBER W R, GORET P, *et al.* Phys Rev C, 1988, **37**: 1490.
- [32] WANG L C, ZHANG D H, YAN S W, *et al.* Acta Physica Polonica B, 2012, **43**: 1769.
- [33] WEBBER W R, KISH J C, SCHRIER D A. Phys Rev C, 1990, **41**: 520.
- [34] KOX S, GAMP A, PERRIN C, *et al.* Phys Rev C, 1987, **35**: 1678.
- [35] ZEITLIN C, FUKUMURA A, HEIBRONN L, *et al.* Phys Rev C, 2001, **64**: 024902.
- [36] ZEITLIN C, MILLER J, GUETERSLOH S, *et al.* Phys Rev C, 2011, **83**: 034909.
- [37] CHENG J X, ZHANG D H, YAN S W, *et al.* Chinese Physics C, 2012, **36**: 37.
- [38] WESTFALL G D, WILLSON L W, LINDSTROM P J, *et al.* Phys Rev C, 1979, **19**: 1309.
- [39] TIAN J L, WU X Z, ZHAO K, *et al.* Phys Rev C, 2008, **77**: 064603.
- [40] OU L, LI Z X, WU X Z. Phys Rev C, 2008, **78**: 044609.
- [41] CHARITY R J, BOWMAN D R, LIU Z H, *et al.* Nucl Phys A, 1988, **476**: 516.
- [42] CHARITY R J, MCMAHAN M A, WOZNIAK G J, *et al.* Nucl Phys A, 1988, **483**: 371.
- [43] VILLAGRASA-CANTON C, BOUDARD A, DUCRET J E, *et al.* Phys Rev C, 2007, **75**: 044603.
- [44] CHENG J X, JIANG X, YAN S W, *et al.* J Phys G: Nucl Part Phys, 2012, **37**: 015105.
- [45] NAPOLITANI P, REJMUND F, TASSAN-GOT L, *et al.* Int J Mod Phys E, 2004, **13**: 333.

## Study of Heavy-ion Projectile Fragmentation in Intermediate Energy

WANG Lichun, CHENG Jinxia, LI Yanjing, JIANG Xiang, YAN Shiwei

(College of Nuclear Science and Technology, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

**Abstract:** We have measured the fragmentation cross sections and the emission angles for 471 AMeV  $^{56}\text{Fe}$  and 400 AMeV  $^{20}\text{Ne}$  on Al, C and  $\text{CH}_2$  targets using CR-39 plastic nuclear track detector. The total charge changing cross sections

**Received date:** 8 Nov. 2012; **Revised date:** 14 Dec. 2012

**Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (10975019); Foundation of the Ministry of Personnel of China for Returned Scholars (MOP2006138); Fundamental Research Funds for the Central Universities

**Corresponding author:** YAN Shiwei, E-mail: yansw@bnu.edu.cn

<http://www.npr.ac.cn>

agree well with other previous experimental results at different energies and the theoretical prediction of Bradt-Peters semi-empirical formula, which are approximately independent of the beam energy but increase with the increase of the target mass. The experimental results are compared with the prediction of the improved quantum molecular dynamical model (ImQMD) together with the GEMINI model. The odd-even effect of the partial cross sections observed in experiments is well produced. It is found that such effect is mainly formed in the grazing collisions and comes from the fragments with  $T_Z = 0, \pm 0.5$ . The shape of the isotopic distribution is independent on the target mass and the incident energy but the projectile mass and charge, and the small angular distribution of all fragments comes from the heavier projectile-like fragments which produced in the peripheral collision.

**Key words:** partial charge-changed cross section; CR-39 detector; ImQMD model; GEMINI model; odd-even effect; isospin effect