

# 弹核碎裂过程随入射能量的系统演变

吴 钟 立

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

**摘要** 计算了重离子引起的碎裂过程产生的类弹碎片动量分布约化宽度,拟合了实验数据. 讨论了弹核碎裂过程从低能区到相对论能区随入射能量的系统演变.

**关键词** 碎裂过程 分布宽度 类弹碎片

## 1 引言

在重离子物理研究中, 测量重离子引起的原子核反应产生的类弹碎片动量分布, 提取平行和垂直动量分布宽度, 与理论计算结果相比较探讨原子核反应机制和原子核结构, 是一种常用的研究方法. 由此可以得到与原子核性质和原子核反应机制相关的许多新信息, 促使新概念的提出和新理论的建立. 近来, 原子核物理研究有一些新进展, 诸如: 中子晕核的发现、热核核温度的研究、碎裂反应过程的确认都与之密切相关. 随着实验能区的扩展和实验技术的进步, 已积累了一定数量的实验数据. 我们可以利用能量范围覆盖很宽的实验数据, 来探讨原子核反应机制随弹核入射能量的系统演变.

这里要探讨的核反应机制是碎裂反应过程. 其所以选择这个反应过程是因为它可能是唯一跨越重离子核反应研究的三个能区(低能区、费米能区、相对论能区)的重离子核反应过程. 综观现有的大量实验数据可见: 在低能区高端, 碎裂过程已经出现, 尽管截面较小. 在费米能区, 碎裂过程是主要的核反应过程. 此时, 在低能区曾起重要作用的准弹性反应、熔合反应、深部非弹性碰撞等反应过程的反应截面逐渐减小以至消失. 从费米能区到相对论能区, 碎裂过程多重性逐渐增加, 以至达到纯碎裂过程. 若能用一种理论方法在全能区成功地与实验数据拟合, 就可以探讨此反应过程随弹核入射能量的系统演变.

本工作在作者过去提出的模型<sup>[1,2]</sup>基础上, 首先拟合有关实验数据, 然后讨论碎裂反应过程随弹核入射能量的系统演变的物理内涵.

## 2 原理

首先，在动量空间建立计算重离子碎裂反应过程类弹碎片平行动量分布约化宽度的模型。

假设弹核与靶核为动量空间相关的两个费米球（图 1）。球半径皆为费米动量  $p_F$ ，球心距  $p_R$  由弹核入射能量  $E/A_p$  确定，即  $p_R = (2m_0 E / A_p)^{1/2}$ ， $m_0$  为单位核子质量。两球重叠区域为受泡利原理制约对碎裂过程无贡献的状态空间，只有弹核动量球的其余状态空间才对碎裂过程有贡献。在弹核静止框架内，碎裂过程类弹碎片平行动量分布约化宽度为

$$\sigma_0^2 = \left[ \int_V p_{\parallel}^2 \bar{n}(p) d^3p - \int_D p_{\parallel}^2 \bar{n}(p) d^3p \right] / \int_V \bar{n}(p) d^3p \quad (1)$$

其中，积分限  $V$ 、 $D$  分别代表弹核球、重叠区， $p_{\parallel}$  为与弹核入射方向平行的类弹碎片动量分量。 $\bar{n}(p)$  为具有动量  $p$  的粒子平均占有数，近似地有

$$\bar{n}(p) = \begin{cases} \text{常数}, & p \leq p_F \\ 0, & p > p_F \end{cases} \quad (2)$$

平行动量分布宽度  $\sigma_{\parallel}$  与平行动量分布约化宽度  $\sigma_0$  有如下的关系：<sup>[3]</sup>

$$\sigma_{\parallel}^2 = \sigma_0^2 A_f (A_p - A_f) / (A_p - 1), \quad (3)$$

其中， $A_p$  为弹核质量数， $A_f$  为相关的类弹碎片质量数。

一种极限情形是当  $p_R > 2p_F$  时，两动量球完全不重叠，则  $\sigma_{0 \max}^2 = p_F^2 / 5$ ，此结果与参考文献 [3] 的结果完全一致。另一种极限情形是  $p_R = 0$ ，两动量球完全重叠，无碎裂过程发生。

## 3 结果与讨论

在低能区高端和费米能区低端，与碎裂过程同时存在的还有准弹性反应及深部非弹性碰撞。这三类反应产物的能谱（或动量谱）通常有部份重叠。近期，由于实验技术的进展已能加以区分，从而分别得到可靠的准弹性反应和碎裂反应的类弹产物的动量分布宽度。下面我们先定量拟合两例新的实验数据，以验证模型的可行性。首先拟合用 60 MeV/u 的  $^{14}\text{N}$  束流轰击一系列靶核的实验数据<sup>[4]</sup>。该工作对类弹碎片碳元素的三种同位素都得到了相应于碎裂过程的平行动量分布宽度值。我们取费米动量实验值<sup>[5]</sup>  $p_F = 230 \text{ MeV}/c$ ，对统计精度最佳的类弹碎片  $^{12}\text{C}$  数据做理论拟合，拟合结果见图 2。其次拟合用 35 MeV/u 的  $^{18}\text{O}$  束流轰击  $^{58}\text{Ni}$  靶得到的实验数据<sup>[6]</sup>。该工作对质量数 7—17 的一系列类弹碎片相应于准弹性反应的组份提取了平行动量分布约化宽度值，并用最小二乘法得

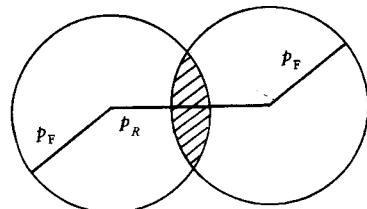


图 1 动量空间碎裂过程模型图

$p_F$  —— 费米动量，  
 $p_R$  —— 两动量球球心距。

到加权平均值  $\sigma_0 = 60 \text{ MeV}/c$  (实验值), 误差为  $\pm 10\%$ . 据我们先前的工作可计算得相应的值为  $\sigma_0 = 60.5 \text{ MeV}/c$  (理论值). 两者精确一致. 对于不同类弹碎片的动量分布宽度值的拟合见图 3. 由此两例可见, 此方法是可行的.

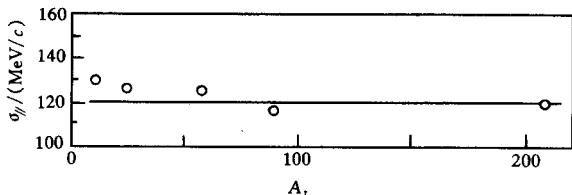


图 2 对碎裂过程, 平行动量分布宽度  $\sigma_{\parallel}$  理论值与  $60 \text{ MeV}/u$  的  $^{14}\text{N}$  束流轰击不同靶核得到的  $^{12}\text{C}$  碎片实验值<sup>[4]</sup>的比较  
 $A_t$  为靶核质量数.

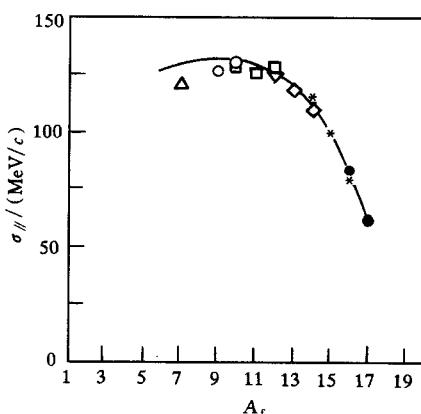


图 3 对准弹性反应, 平行动量分布宽度  $\sigma_{\parallel}$  理论值与  $35 \text{ MeV}/u$  的  $^{18}\text{O}$  束流轰击  $^{58}\text{Ni}$  靶得到的各种碎片实验值<sup>[6]</sup>的比较

$\triangle$  Li,  $\circ$  Be,  $\square$  B,  $\nabla$  C,  $\diamond$  N,  $*$  O,  $\bullet$  F.

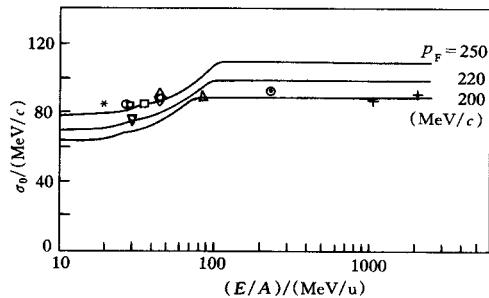


图 4 在全能区, 对碎裂过程, 平行动量分布约化宽度理论曲线与实验点的比较

计算所用费米动量值  $p_F = 200, 220, 250 \text{ MeV}/c$ . 实验核分别为:  $^{12}\text{C}$ :  $\triangle$  参考文献 [7],  $\circ$  参考文献 [8],  $+$  参考文献 [9];  $^{20}\text{Ne}$ :  $*$  参考文献 [10],  $\nabla$  参考文献 [11];  $^{40}\text{Ar}$ :  $\square$  参考文献 [12],  $\circ$  参考文献 [13],  $\diamond$  参考文献 [14].

在此基础上, 可以进一步在全能区拟合实验数据并讨论其物理内涵. 图 4 给出了理论计算的碎裂过程产生的类弹碎片平行动量分布约化宽度值随入射能量的变化曲线及相关的实验点. 在费米能区, 实验所用重离子的质量较重, 实验值与高费米动量值计算结果符合较好. 在相对论能区, 实验所用重离子的质量最轻, 实验值与低费米动量值计算结果符合较好. 从而在全能区范围 ( $10$ — $2000 \text{ MeV}/u$ ) 都取得了较好的拟合效果.

由理论曲线可见: 在低能区, 类弹碎片平行动量分布约化宽度值近似有一个坪区; 在费米能区, 随弹核入射能量增加而单调上升; 在相对论能区, 则呈现一个坪区. 可以认为, 在低能区, 由于泡利原理的制约, 约化宽度一般不随入射能量增加而明显改变, 但在低能区高端, 可能产生少量碎裂产物, 导致约化宽度略有上升. 在费米能区, 泡利原理制约作用随入射能量增加而逐渐减弱, 反应不再完全是两体的, 碎裂过程起主导作用, 导致约化宽度随入射能量增加而明显单调上升. 随着碎裂多重性的增加, 上升速率也变快. 在相

对论能区, 泡利原理的作用完全消失。此时, 约化宽度不再随入射能量的增加而变化, 曲线上自然呈现一个坪区。

### 参 考 文 献

- [1] Wu Zhongli. High Energ. Phys. and Nucl. Phys., (in Chinese), 1989, **13**:752—754  
(吴钟立. 高能物理与核物理, 1989, **13**: 752—754)
- [2] Wu Zhongli. Chin. J. Nucl. Phys., 1996, **18**:153—155
- [3] Goldhaber A S. Phys. Lett., 1974, **53B**:306—308
- [4] Lahmer W et al. Z.Phys., 1990, **A337**:425—437
- [5] Moniz E J et al. Phys. Rev. Lett., 1971, **26**:445—448
- [6] Etchegoyen M C et al. Nucl. Phys., 1990, **A518**:572—582
- [7] Mougey J et al. Phys. Lett., 1981, **105B**:25—29
- [8] Viyogi Y P et al. Phys. Rev. Lett., 1979, **42**:33—36
- [9] Greiner D E. Phys. Rev. Lett., 1975, **35**:152—155
- [10] Egelhaaf Ch et al. Phys. Rev. Lett., 1981, **46**:813—816
- [11] Morjean M et al. Nucl. Phys., 1985, **A438**:547—563
- [12] Rami R et al. Z. Phys., 1987, **327**:207—216
- [13] Borrel V et al. Z. Phys., 1986, **A324**:205—216
- [14] Dayras R et al. Nucl. Phys., 1986, **A460**:299—323

### Systematic Evolution of Projectile Fragmentation Process with Incident Energies

Wu Zhongli

*(Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)*

**Abstract** The reduced widths of the momentum distribution of the projectile-like-fragments from the fragmentation process are calculated for fitting the experimental data in a wide energy domain based on a quantum statistic physics model. The systematic evolution of the fragmentation process with incident energies is discussed.

**Key words** fragmentation process, distribution width, projectile-like-fragment