

文章编号: 1007-4627(2015)01-0036-08

波包宽度对弹核碎裂反应截面的影响

程锦霞¹, 张东海², 李贤³, 张欢¹

(1. 北方民族大学电气信息工程学院, 银川 750021;

2. 山西师范大学现代物理研究所, 山西 临汾 041000;

3. 乐山师范学院物理与电子工程学院, 四川 乐山 614000)

摘要: 运用改进的量子分子动力学(ImQMD)模型嫁接GEMINI统计衰变模型对波包宽度与弹核碎裂反应截面之间的关系进行了理论分析, 分析了不同的波包宽度对400 A MeV $^{36}\text{Ar}+\text{C}$, $^{20}\text{Ne}+\text{C}$, Al, Cu, Sn弹核碎裂反应截面的影响, 分析了同位素 ^{36}Ar , ^{40}Ar 与Al反应在不同的波包宽度下的同位素分布。分析结果表明: 波包宽度的选择影响着弹核碎裂的反应截面, 并且与核反应体系有关。当 $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 时的计算结果与实验结果一致; 而 $\sigma_r = (0.88 + 0.09 A^{1/3}) \text{ fm}$ 的计算结果与体系有很大的关系, 对弹核碎裂的反应截面影响明显。不同的波包宽度对丰中子核 ^{40}Ar 的弹核碎裂反应截面的影响要小于对 ^{36}Ar 的弹核碎裂反应截面的影响, 而且随体系分布的波包宽度计算的同位素要比 $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 时计算的同位素多。

关键词: 弹核碎裂; ImQMD模型; GEMINI模型; 波包宽度

中图分类号: O571.6 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.32.01.036

1 引言

近几十年, 中高能重离子碎裂已经在实验上和理论上进行了广泛的研究^[1-6]。在重离子反应中, 一定能量的入弹核与靶核相互作用时会发生各种类型的反应, 但是每种反应的发生都是有一定概率的, 为了便于实验和理论上的分析, 人们引入反应截面这个量进行研究。反应截面是实验上可以测量的, 理论上可以计算的, 是便于实验测量与理论计算比较的描述反应概率大小的物理量。在核物理实验中, 反应截面的测量是核碎裂的主要研究内容, 具有非常重要的地位。在核理论中, 人们可以通过反应截面的测量和分析, 研究入射粒子与靶核的相互作用, 了解核的结构等性质, 对核能及核技术的发展和有着深远的实际意义。现在, 核碎裂已经应用到了天体物理学、辐射生物学和辐射治疗中^[7]。

实验上, 中高能重离子碰撞的核碎裂研究主要是对核碎裂反应截面的测量。电荷数为偶数的碎裂产生截面要比相邻的电荷数为奇数的碎裂产生截面大^[6, 8], 这种现象称为奇偶效应。奇偶效应的产生还与弹核的同位旋($T_Z = Z - A/2$)^[9-10]有关。总反应截面随着靶核质量数的增加而增加^[11]。

理论上, 一些模型已经应用于核碎裂的研究, 例

如: NUCFRG2模型^[5], 参数化方法^[12-13], IBLE算法^[14-15], 反对称化分子动力学模型^[16]等。重离子反应的分子动力学过程随时间演化结束之后, 还需要一些算法(例如SACA^[17-18]和MST^[19-20]方法)对碎块进行判断。这些理论与实验上观测到的总反应截面符合得很好, 但是对实验上测量到的分截面却不能很好地重现, 对核碎裂的反应机制及奇偶性质的研究还不充分。虽然目前已经有许多理论^[21-23]和实验^[6, 9, 24]运用于碎裂现象的研究, 但是有些实验和理论之间^[25]甚至实验和实验之间^[8, 26]仍然存在着一些差异, 由于核碎裂产生机制的复杂性, 至今人们未能对它作出很好的解释, 所以对中高能原子核碎裂进行系统的理论研究是非常有必要的。

在中高能核反应中, 一般可以把反应过程分为两部分, 一部分是动力学的演化过程, 一部分是统计衰变过程。在动力学演化过程中, 会有很多高激发态的碎块产生。在一段时间之后动力学过程完成, 进行统计衰变过程, 使动力学过程中产生的高激发态碎块进行退激发。

这里我们运用改进的量子分子动力学(Improve Quantum Molecular Dynamics, ImQMD)模型^[27]结合GEMINI统计衰变模型^[28]对弹核碎裂的反应截面进行研究。ImQMD模型描述动力学演化过程,

收稿日期: 2014-09-26; 修改日期: 2014-10-31

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11347198, 11075100), 北方民族大学校级项目(2013QZP06), 乐山师范学院人才启动科研资助项目(Z1166)

作者简介: 程锦霞(1981-), 女, 山西临汾人, 讲师, 博士, 从事中高能重离子碰撞的理论研究; E-mail: lfcjxlyl@163.com。

GEMINI模型描述动力学过程中产生的高激发态的初级碎块的退激发过程^[29-31]。我们利用ImQMD和GEMINI的复合模型分析400 AMeV $^{36}\text{Ar} + \text{C}$ 反应在不同的波包宽度下的弹核碎裂反应截面, 分析弹核是同位素 ^{36}Ar , ^{40}Ar 时在不同的波包宽度下的弹核碎裂同位素分布。

2 理论计算

模型的具体介绍可见文献[27]和[28]。在本文中,

我们选取Skyrme相互作用势的参数见表1。在动力学演化过程基本完成时, 利用Coalescence模型对核子进行成块判断(当核子之间的相对距离 R_0 和相对动量 P_0 小于某一值时, 这些核子便被判断为同一碎块), 再计算出这些碎块的激发能等物理量, 输入到GEMINI程序中, 进行统计衰变计算。在这里我们取 $t_{\text{sw}} = 250 \text{ fm}/c$ ^[29], 即从动力学演化过程到统计衰变过程的转换时间为250 fm/c。在本文中取 $R_0 = 45 \text{ fm}$, $P_0 = 300 \text{ MeV}/c$ 。

表 1 ImQMD 模型中的相互作用势采用的参数

α/MeV	β/MeV	γ	$g_0 /(\text{MeV}\cdot\text{fm}^2)$	g_τ/MeV	η	C_s/MeV	κ_s/fm^2	ρ_0/fm^{-3}
-356	303	7/6	7.0	12.5	2/3	32.0	0.08	0.165

2.1 电荷变化反应截面

在理论上, 电荷变化反应截面 σ_Z 可以用下面的公式来计算:

$$\sigma_Z = 2\pi \int_0^{b_{\text{max}}} bP(Z, b)db, \quad (1)$$

其中: b 是碰撞参数; $P(Z, b)$ 是电荷数为 Z 的碎块在碰撞参数为 b 时的反应概率; b_{max} 是最大碰撞参数。

已经有很多理论模型用来描述弹核碎裂反应截面, 对不同的研究体系采用的波包宽度也是不同的。Goyal^[32]采用的波包宽度是 $\sigma_r^2 = 1.08 \text{ fm}^2$, Papa等^[33]采用的是 $\sigma_r^2 = 1.3^2 \text{ fm}^2$, Niita等^[34]采用的是 $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 。在本次工作中我们研究了波包宽度分别为 $\sigma_r^2 = 2, 1.6, 1.4, 1.35 \text{ fm}^2$ 时, 400 AMeV $^{36}\text{Ar} + \text{C}$ 反应的弹核碎裂产生截面, 如图1所示。从图1中可以看出, 当 $Z \leq 11$ 时, 理论计算的反应产生的弹核碎裂截面与实验结果基本一致; 当 $Z \geq 12$ 时, 不同波包宽度计算的碎裂反应截面不同, 特别是当电荷数 $Z = 17$ 时不

同波包宽度计算的反应截面出现了较大的偏差。 $\sigma_r^2 = 2, 1.6 \text{ fm}^2$ 时, 理论计算结果接近于实验值; 但是当 $\sigma_r^2 = 1.4, 1.35 \text{ fm}^2$ 时, 理论计算结果明显高于实验值。

在ImQMD模型中, 王宁等^[27]提出了波包宽度随体系的变化关系: $\sigma_r = (c_0 + c_1 A^{1/3}) \text{ fm}$, 其中 A 表示核的质量数, 反映了体系的大小。这里我们选取的 $c_0 = 0.88$, $c_1 = 0.09$ 。需要指出的是波包宽度与体系的依赖关系只是在初始时刻考虑, 在反应过程中没有根据新的平均场及核的大小进行重新调整, 因为这种调整在ImQMD模型计算中很难实现。我们比较了同位素 ^{36}Ar , ^{40}Ar 与Al核反应时, 在不同的波包宽度下的反应截面, 如图2所示。首先我们只用ImQMD模型对不同波包宽度下的初级碎裂反应截面进行了计算, 如图2(a)和(b)所示。从图中可以看出: 在不同的波包宽度下, ^{36}Ar 的弹核碎裂反应截面尤其是当弹核碎块电荷数 $Z > 12$ 时有很大的区别; 而对丰中子核 ^{40}Ar 的弹核碎裂反应截面在两种波包宽度下没有明显的差别。其次, 用ImQMD+GEMINI的复合模型对不同波包宽度下的碎裂反应截面进行了计算并与实验值^[9]进行了比较, 如图2(c)和(d)所示。从图2(c)中可以看出: 对于 ^{36}Ar , 当 $Z < 12$ 时两种波包宽度计算出的碎裂反应截面与实验值吻合得很好, 当 $Z > 12$ 时两种波包宽度计算出的碎裂反应截面与实验值比较有了较大的偏差, 特别是 $Z = 17$ 时随体系变化的波包宽度计算出的碎裂截面明显高于实验值, $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 与实验值符合得较好。从图2(d)中可以看出: 对于 ^{40}Ar , 两种波包宽度计算出的弹核碎裂反应截面基本一致, 且与实验测量结果符合得很好, 只有在 $Z = 17$ 时随体系变化的波包宽度的计算结果略高于实验值, 而 $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 的计算结果略低于实验值。

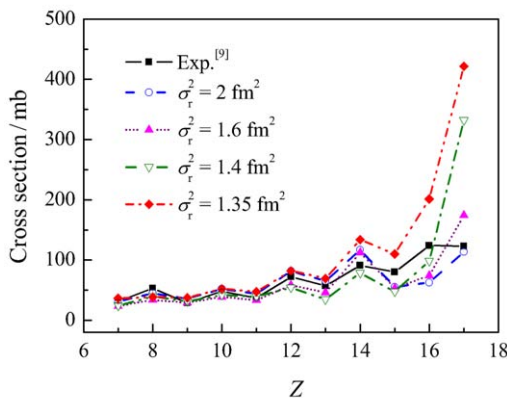


图 1 (在线彩图) 400 AMeV $^{36}\text{Ar} + \text{C}$ 反应的弹核碎裂产生截面在不同波包宽度下的理论计算结果

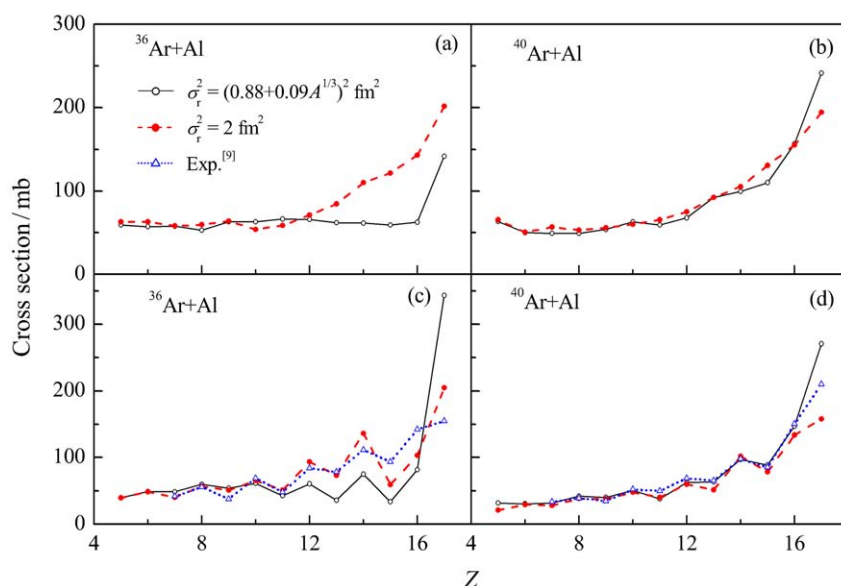


图 2 (在线彩图) 在两种不同的波包宽度下, 用理论模型计算出的 400 AMeV ^{36}Ar , $^{40}\text{Ar}+\text{Al}$ 的弹核碎裂反应截面 其中 (a)、(b) 是用 ImQMD 模型计算出来的反应截面; (c)、(d) 是用 ImQMD+GEMINI 模型计算出来的反应截面并与实验测量值进行比较。

在这两种波包宽度下, 我们运用 ImQMD+GEMINI 模型对 400 AMeV ^{20}Ne 与 C, Al, Cu, Sn 核反应产生的弹核碎裂反应截面进行了分析, 如图 3 所示。从图 3 中可以看出, 当波包宽度 $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 时与实验测量值^[6, 35]符合得很好。当波包宽度 $\sigma_r = (0.88 + 0.09A^{1/3}) \text{ fm}$ 时, 随体系的不同理论计算结果与实验测量结果有不同的差异。从 ^{20}Ne 与 C, Al 的核碎裂反应截面的理论计算结果与实验测量结果的比较

可以看出: 当 $Z = 6, 7$ 时, 碎裂反应截面的计算结果要低于实验测量结果; 而 $Z = 9$ 时的计算结果要高于实验结果; 弹核碎裂反应截面的理论计算结果没有体现出实验测量结果中的奇偶效应。随着体系的增大, 尤其是当 $^{20}\text{Ne}+\text{Sn}$ 核反应时, 理论计算出的弹核碎裂反应截面结果与实验测量结果符合得较好, 能够体现出弹核碎裂反应截面的奇偶效应。

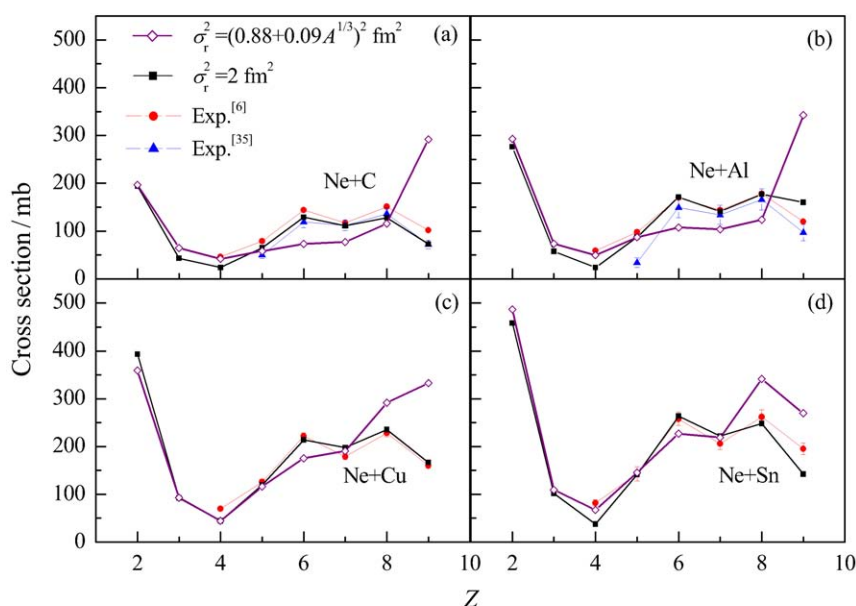


图 3 (在线彩图) 在两种波包宽度下, 用 ImQMD+GEMINI 模型计算出的 400 AMeV ^{20}Ne 与 C, Al, Cu, Sn 核反应产生的弹核碎裂反应截面, 并分别与实验测量值进行比较

2.2 同位素分布

同时我们运用ImQMD+GEMINI模型计算了以上两种波包宽度下的弹核碎裂产生的同位素分布,如图4和5所示。图4给出了400 AMeV $^{36}\text{Ar}+\text{Al}$ 的弹核碎裂在两种波包宽度下的同位素分布。从同位素分布中可以看出:当 $Z = 18, A = 35$ 时,随体系分布的波包宽度的理论计算结果比 $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 的计算结果高出约50%;当 $Z = 17, A = 35$ 时,随体系分布的波包宽度的理论计算结果几乎是 $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 计算结果的3倍;当 $Z = 16$ 时,两种波包宽度计算的同位素分布情况不同;当 $12 \leq Z \leq 15$ 时,随体系分布的波包宽度的理

论计算结果比 $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 的计算结果低;当 $Z \leq 11$ 时,两种波包宽度的计算结果基本一致。图5给出了400 AMeV $^{40}\text{Ar}+\text{Al}$ 的弹核碎裂在两种波包宽度下的同位素分布并与实验值^[36]进行了比较。当 $Z = 18, A = 39$ 时,随体系变化的波包宽度的理论计算结果比实验值高出近30%,而 $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 的计算结果低于实验值;当 $Z = 18, A = 38$ 时, $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 的计算结果仍低于实验值;当 $Z = 17, A = 39(38)$ 时,随体系变化的波包宽度的理论计算结果高于实验结果;当 $Z \leq 16$ 时,两种波包宽度的计算结果基本一致,并与实验值吻合。从图4和5中可以看出,随体系变化的波包宽度计算的同位素比 $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 计算的同位素范围更广。

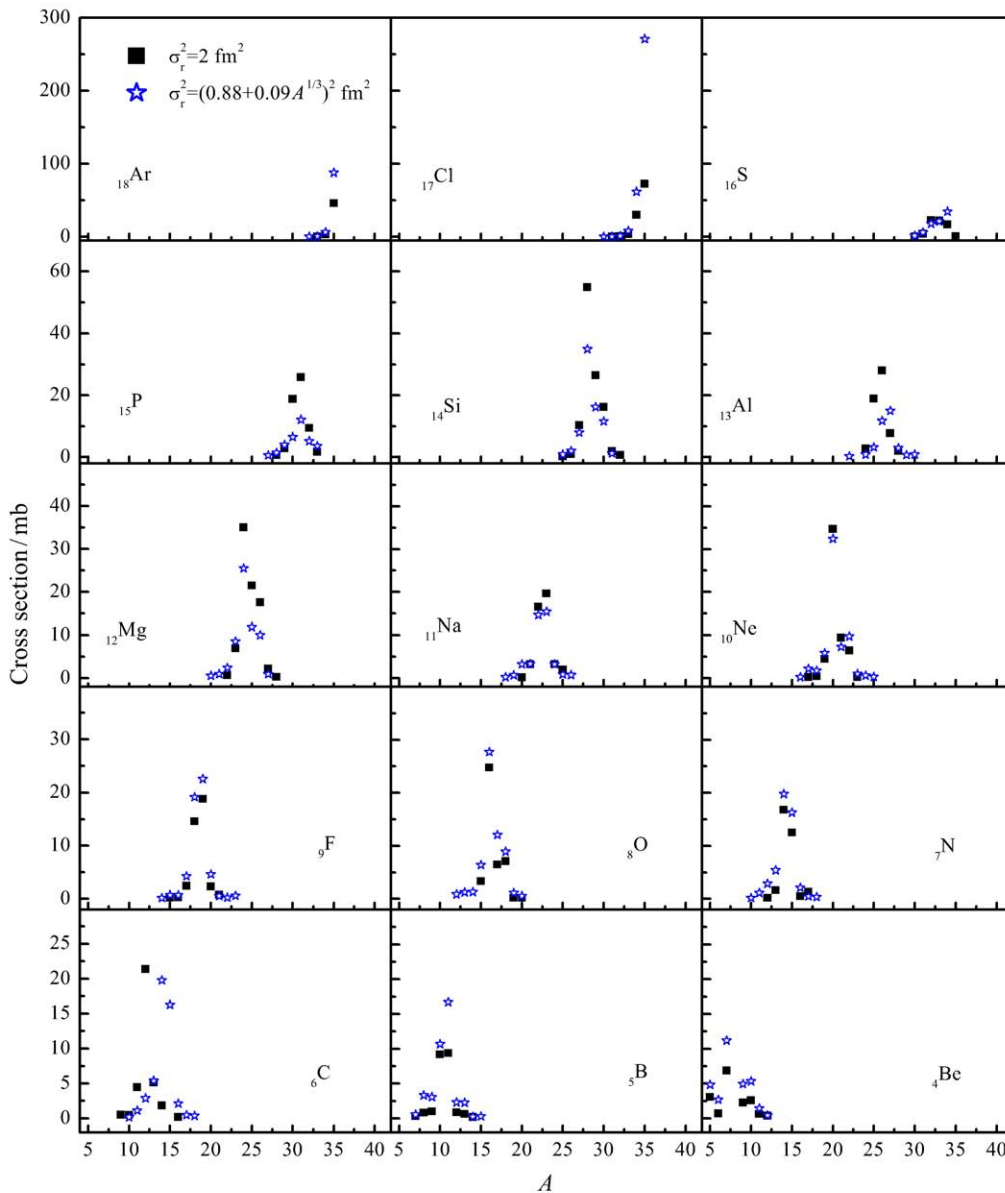


图 4 (在线彩图)用两种波包宽度计算出的400 AMeV $^{36}\text{Ar}+\text{Al}$ 的弹核碎裂的同位素分布

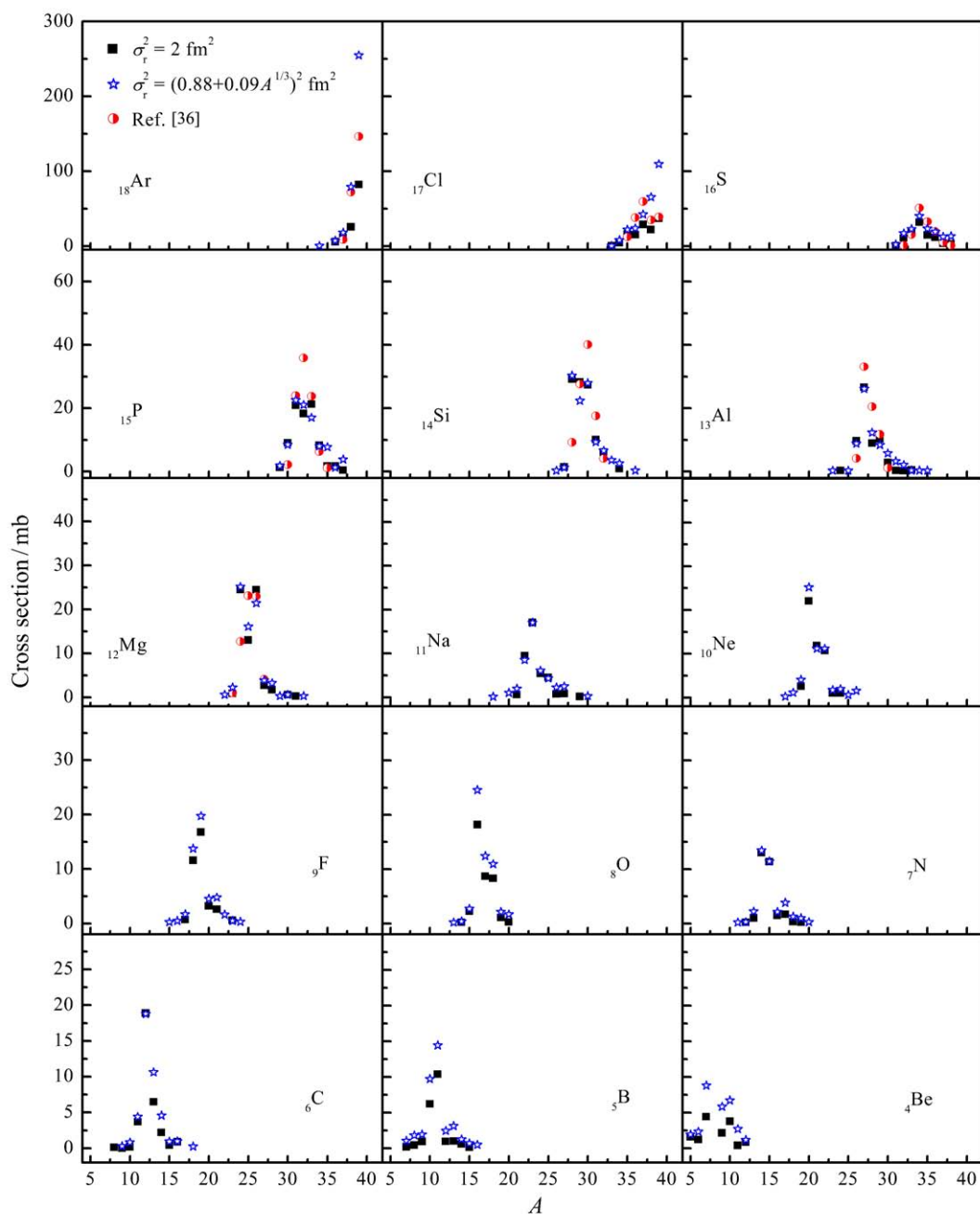


图 5 (在线彩图)用两种波包宽度计算出的 400 AMeV $^{40}\text{Ar}+\text{Al}$ 的弹核碎裂的同位素分布

2.3 奇偶效应

弹核碎裂反应截面中出现的奇偶效应主要表现在退激发的过程中^[29]。一般认为对能对奇偶效应起着重要的作用^[10]。用来描述退激发过程的 GEMINI 模型统计衰变模型考虑了对能,使弹核碎裂产生的分截面表现出了奇偶效应,如图 2 中的 (c)、(d) $Z = 5 \sim 12$ 。我们对 GEMINI 模型中的对能进行了进一步的分析,如图 6 所示。图 6 分别表示 ^{36}Ar 、 $^{40}\text{Ar} + \text{Al}$ 的 GEMINI 衰变过程中考虑对能和不考虑对能时的弹核碎裂反应截面。

很明显,如果不考虑对能,在 $Z = 5 \sim 12$ 时没有奇偶效应;考虑了对能,则有明显的奇偶效应。

重离子碰撞还强烈地依赖于碰撞参数的选择。根据原子核半径的大小,把碰撞参数分为三类: $0 < b \leq |R_P - R_T|$, $|R_P - R_T| < b \leq R_P$, $R_P < b \leq R_P + R_T$ 。图 7 给出了 400 AMeV $^{36}\text{Ar} + \text{C}$, $^{40}\text{Ar} + \text{C}$ 和 $^{40}\text{Ar} + \text{Al}$ 在不同碰撞参数下的弹核碎裂反应截面。从图中可以看出反应产生的奇偶效应主要表现在 $R_P < b \leq R_P + R_T$ 时,说明奇偶效应主要发生在擦边碰撞中。这与文献[29]的分析是一致的。

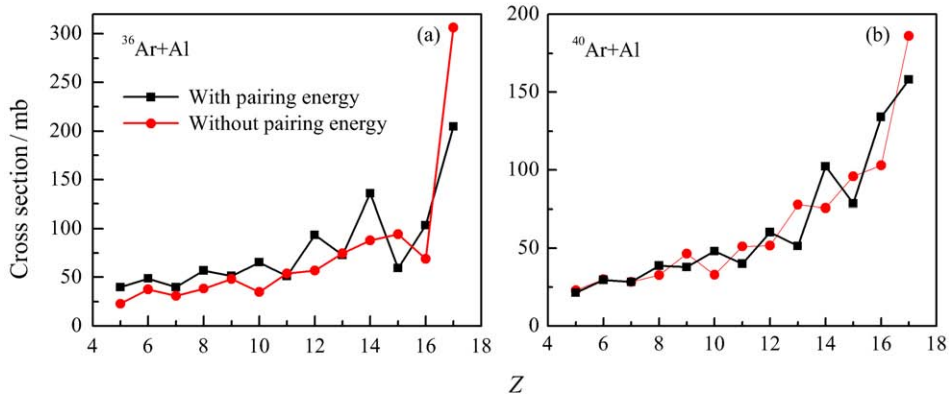


图 6 (在线彩图) 400 AMeV ^{36}Ar , $^{40}\text{Ar} + \text{Al}$ 的 GEMINI 衰变过程中考虑对能和不考虑对能时的弹核碎裂反应截面
黑色的正方形表示考虑对能时的反应截面；红色的圆点表示不考虑对能时的反应截面。

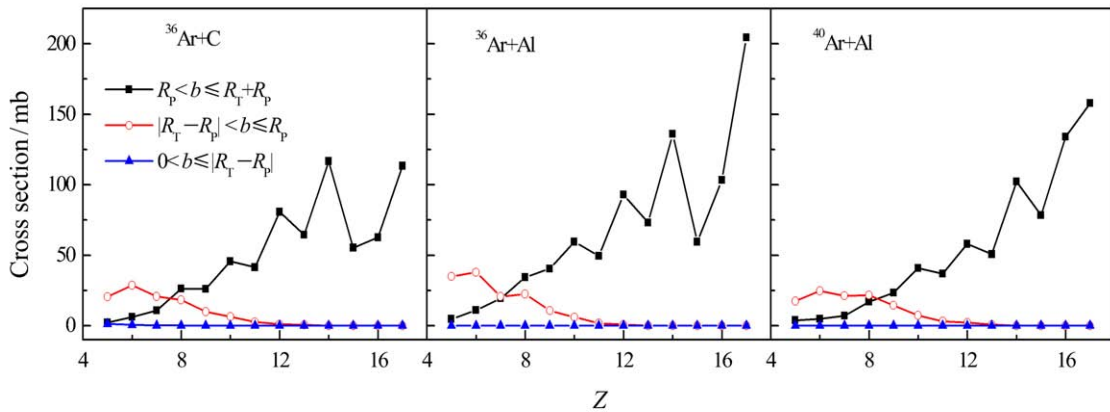


图 7 (在线彩图) 400 AMeV $^{36}\text{Ar} + \text{C}$ 、 $^{40}\text{Ar} + \text{C}$ 和 $^{40}\text{Ar} + \text{Al}$ 在不同碰撞参数下的弹核碎裂反应截面

3 结论

本文利用 ImQMD 模型和 GEMINI 统计衰变模型对弹核碎裂的分截面和同位素分布进行了分析。通过对 400 AMeV $^{36}\text{Ar} + \text{C}$ 在不同波包宽度对弹核碎裂反应截面的理论计算表明波包宽度的选择对反应截面的计算是有影响的，尤其是当弹核碎裂电荷数比较大时，波包宽度的选择对反应截面的影响比较明显。其次，对弹核是同位素的反应截面进行了进一步的分析，给出了 400 AMeV ^{36}Ar , $^{40}\text{Ar} + \text{Al}$ 的弹核碎裂在两种波包宽度下的同位素分布。结果表明：波包宽度的选择对 ^{36}Ar 的弹核碎裂反应截面的计算尤其是碎块电荷数较大时的反应截面影响比较大，而波包宽度对丰中子核 ^{40}Ar 的弹核碎裂反应截面的影响并不明显。再次，对 400 AMeV $^{20}\text{Ne} + \text{C}$, Al , Cu , Sn 在两种不同波包宽度的反应截面计算进行了分析。计算结果表明：在 $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 的计算结果与实验结果吻合；而随体系变化的波包宽度 $\sigma_r = (0.88 + 0.09A^{1/3}) \text{ fm}$ 的计算结果与体系有很大

的关系。当体系较重时，理论计算结果与实验结果基本一致。从同位素分布来看，随体系分布的波包宽度计算的同位素要比 $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ 时计算的同位素多。对 ^{36}Ar 的同位素分布， $Z \geq 12$ 时两种波包宽度所得的同位素分布有明显的不同，而 $Z < 12$ 时的同位素分布基本相同；对 ^{40}Ar 的同位素分布， $Z = 17, 18$ 时的同位素分布与实验值有些偏差，而 $Z \leq 16$ 时两种波包宽度所得的同位素分布基本相同且与实验结果吻合。

综上所述，波包宽度的选择影响弹核碎裂反应截面的计算，同时与弹核碎裂的反应体系也是有关的。

参考文献：

- [1] KNOTT C N, ALBERGO S, CACCIA Z, *et al.* Phys Rev C, 1997, **56**(1): 398.
- [2] ZEITLIN C, GUETERSLOH S, HEILBRONN L, *et al.* Phys Rev C, 2008, **77**(3): 034605.
- [3] CECCHINI S, CHIARUSI T, GIACOMELLI G, *et al.* Nucl Phys A, 2008, **807**(3): 206.
- [4] CHENG J X, TIAN J L, ZHANG D H J Phys G: Nucl Part

- Phys, 2015, **42**(1): 015102.
- [5] WILSON J W, SHINN J L, TOWNSEND L W, *et al.* Nucl Instr and Meth B, 1994, **94**(1): 95.
- [6] ZEITLIN C, MILLER J, GUETERSLOH S, *et al.* Phys Rev C, 2011, **83**(3): 034909.
- [7] YANG Jianshe, LI Wenjian, JIN Xiaodong, *et al.* SCIENCE CHINA Physics, Mechanics & Astronomy, 2005, **35**(6): 561. (in Chinese)
(杨建设, 李文建, 金晓东, 等. 中国科学G辑: 物理学力学天文学, 2005, **35**(6): 561.)
- [8] ZEITLIN C, FUKUMURA A, HEILBRONN L, *et al.* Phys Rev C, 2001, **64**(2): 024902.
- [9] IANCU G, FLESCH F HEINRICH W. Radiat Meas, 2005, **39**(5): 525.
- [10] KNOTT C N, ALBERGO S, CACCIA Z, *et al.* Phys Rev C, 1996, **53**(1): 347.
- [11] FLESCHA F, IANCUA G, HEINRICH W, *et al.* Radiat Meas, 2001, **34**(1): 237.
- [12] CUMMINGS J R, BINNS W R, GARRARD T L, *et al.* Phys Rev C, 1990, **42**(6): 2530.
- [13] NILSEN B S, WADDINGTON C J, CUMMINGS J R, *et al.* Phys Rev C, 1995, **52**(6): 3277.
- [14] BIAN B A, ZHANG F S, ZHOU H Y. Chin Phys Lett, 2008, **25**(2): 451.
- [15] CHEN Y, ZHANG F S, SUN J. Chin Phys Lett, 2009, **26**(11): 112502.
- [16] ONO A, HORIUCHI H, MARUYAMA T, *et al.* Phys Rev Lett, 1992, **68**(19): 2898.
- [17] VERMANI Y K, DHAWAN J K, GOYAL S, *et al.* J Phys G: Nucl Part Phys, 2010, **37**(1): 015105.
- [18] PURI R K, HARTNACK C, AICHELIN J. Phys Rev C, 1996, **54**(1): R28.
- [19] KUMAR S, PURI R K. Phys Rev C, 1998, **58**(5): 2858.
- [20] GOYAL S, PURI R K. Phys Rev C, 2011, **83**(4): 047601.
- [21] LYNCH W G. Ann Rev Nucl Part Sci, 1987, **37**(37): 493.
- [22] TOWNSEND L W, RAMSEY C R, TRIPATHI R K, *et al.* Nucl Instr and Meth B, 1999, **149**(4): 401-413.
- [23] MOCKO M, TSANG M B, LACROIX D, *et al.* Phys Rev C, 2008, **78**(2): 024612.
- [24] KOX S, GAMP A, PERRIN C, *et al.* Phys Rev C 1987, **35**(5): 1678.
- [25] TOSHITI T, KODAMA K, SIHVER L, *et al.* Phys Rev C, 2007, **75**(5): 054606.
- [26] ZEITLIN C, HEILBRONN L, MILLER J, *et al.* Phys Rev C, 1997, **56**(1): 388.
- [27] WANG N, LI Z X, WU X Z. Phys Rev C, 2002, **65**(6): 064608.
- [28] CHARITY R J, JING K X, BOWMAN D R, *et al.* Nucl Phys A, 1990, **511**(1): 59.
- [29] CHENG J X, JIANG X, YAN S W, *et al.* J Phys G: Nucl Part Phys, 2012, **39**(5): 055104.
- [30] WANG L C, CHENG J X, LI Y J, *et al.* Nucl Phys Rev, 2013, **30**(2): 107. (in Chinese)
(王立春, 程锦霞, 李彦晶, 等. 原子核物理评论, 2013, **30**(2): 107.)
- [31] OU L, LI Z X, WU X Z, *et al.* J Phys G: Nucl Part Phys, 2009, **36**(12): 125104.
- [32] GOYAL S. Phys Rev C, 2011, **84**(4): 044614.
- [33] PAPA M, MARUYAMA T and BONASERA A. Phys Rev C, 2001, **64**(2): 024612.
- [34] NIITA K, CHIBA S, MARUYAMA T, *et al.* Phys Rev C, 1995, **52**(5): 2620.
- [35] CHENG J X, ZHANG D H, YAN S W, *et al.* Chin Phys C, 2012, **36**(1): 37.
- [36] WEBBER W R, KISH J C, SCHRIER D A. Phys Rev C, 1990, **41**(2): 547.

Effect of Wave Packet Width for Projectile Fragmentation Cross Sections

CHENG Jinxia¹, ZHANG Donghai², LI Xian³, ZHANG Huan¹

(1. College of Electric and Information Engineering, Beifang Ethnic University, 750021, Yinchuan, China;

2. Institute of Modern Physics, Shanxi Normal University, Linfen 041004, Shanxi, China;

3. Leshan Normal University Institute of physics and electronic engineering, Leshan 614000, Sichuan, China)

Abstract: The relations between wave packet width and projectile fragmentation cross sections are studied in theory by using the improved quantum molecular dynamics (ImQMD) and GEMINI models. The effect of different wave packet width for projectile fragmentation cross sections is analyzed for the reaction ^{36}Ar on C, ^{20}Ne on C, Al, Cu, Sn at 400 AMeV, the isotope distributions with different wave packet width are studied for reactions ^{36}Ar , ^{40}Ar on Al. The results show that the projectile fragmentation cross sections are affected by the choice of the wave packet width, and are related to the system of nuclear reaction. The calculation results of $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$ are in agreement with the experimental results, but the results of $\sigma_r = (0.88 + 0.09A^{1/3}) \text{ fm}$ have a strong relation with reaction system and the projectile fragmentation cross sections are affected obviously. The influence of wave packet width for ^{40}Ar projectile fragmentation cross sections is smaller than that for ^{36}Ar . Moreover isotope distributions with system-size-dependent wave packet width are larger than with $\sigma_r^2 = 2 \text{ fm}^2$.

Key words: projectile fragmentation; ImQMD model; GEMINI model; wave packet width

Received date: 26 Sep. 2014; **Revised date:** 31 Oct. 2014

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (11347198, 11075100); Research Funds of Beifang Ethnic University (2013QZP06); Talent Program of Leshan Normal University(Z1166)

Corresponding author: CHENG Jinxia, E-mail:lfcjxlyl@163.com.

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