

$^{12}\text{C} + ^{112,124}\text{Sn}$ 反应中靶核中子数对 出射粒子截面的影响

王大延 靳根明 张立 岳海奎 王西铭

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

实验研究了入射能量 $E_i = 70.0$ MeV 的 $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$ 和 $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$ 两个反应。使用 $\Delta E-E$ 半导体探测器, 测量了两反应中出射的 α 、Li、Be、B 各粒子的能谱和角分布。 α 粒子的角分布可以通过假定存在三种机制的 α 组份得到定性的解释。Li、Be、B 的角分布为擦边角成峰, 无前角成峰组份。

实验结果给出, $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$ 反应比 $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$ 反应出射 α 粒子的截面大, 而出射 Li、Be、B 等粒子的截面小, 表明靶核中子数, 对出射粒子的几率有明显的影晌。

一、引 言

对重离子引起的核反应中出射轻粒子, 特别是出射所谓的“直接 α 粒子”(蒸发组份除外) 的机制问题, 近些年来进行了不少实验和理论研究, 提出了炮弹核的破裂融合反应^[1-3]、非完全融合反应^[4-6]、大质量转移反应^[7-9]和前平衡粒子发射^[10-12]等机制来解释实验结果。反应中出射 α 粒子的表现特征是, 入射能量较低时角分布呈现为擦边角成峰, 能谱为高斯形; 入射能量较高时角分布为前角成峰, 能谱出现高能尾巴。在这些实验中, 有些侧重于研究出射 α 粒子的反应时间范围^[11,13,14]; 有些侧重于研究相应的角动量范围, 推断该反应属于周边碰撞还是中心碰撞^[15-17], 结果表明“直接 α 粒子”出射属周边碰撞。关于发射 α 粒子的截面, 有人系统地研究了 α 粒子发射与入射能量的关系^[8,9,18]。结果表明, 在同一反应系统中, 出射 α 粒子的截面随入射能量的升高而增加。而且“直接 α 粒子”组份的截面 σ_{da} 与全融合截面 σ_{CF} 的比值 σ_{da}/σ_{CF} 随 v/c 增大而增加。对于用几种不同的炮弹核轰击同一靶核, 或用具有不同速度的同一弹核轰击不同的靶核, 文献[18]给出发射 α 粒子的角分布形状相同, 即与弹核和靶核的性质无关。

我们用 70.0 MeV 的 ^{12}C 轰击 ^{112}Sn 和 ^{124}Sn , 研究了靶核内中子数对出射粒子截面的影响。另外, 在我们以前的一些实验中, 入射能量大致相同而且比较低, 由于选用了不同的靶核, 使实验结果有所不同。对于重的反应系统, 入射能量在库仑位垒附近时, 出射 α 粒

子的角分布在擦边角附近成峰,这时的 α 粒子主要来源于蒸发和 ^8Be 粒子转移两组份^[8-9]. 当入射能量高于库仑位垒较多时,出射 α 粒子的角分布呈现为前角成峰^[6]. 这时的 α 粒子可能来自几种反应机制,由于这时擦边角较小,出射 α 粒子的表观特征与前角成峰类似. 所以,从角分布上分析判定出射 α 粒子同时存在的几种机制比较困难. 如果入射能量高出库仑位垒值不多时,前角成峰组份虽然较弱,但已充分地显示出了它的存在,角分布将呈现出由擦边角成峰向前角成峰过渡的形态.

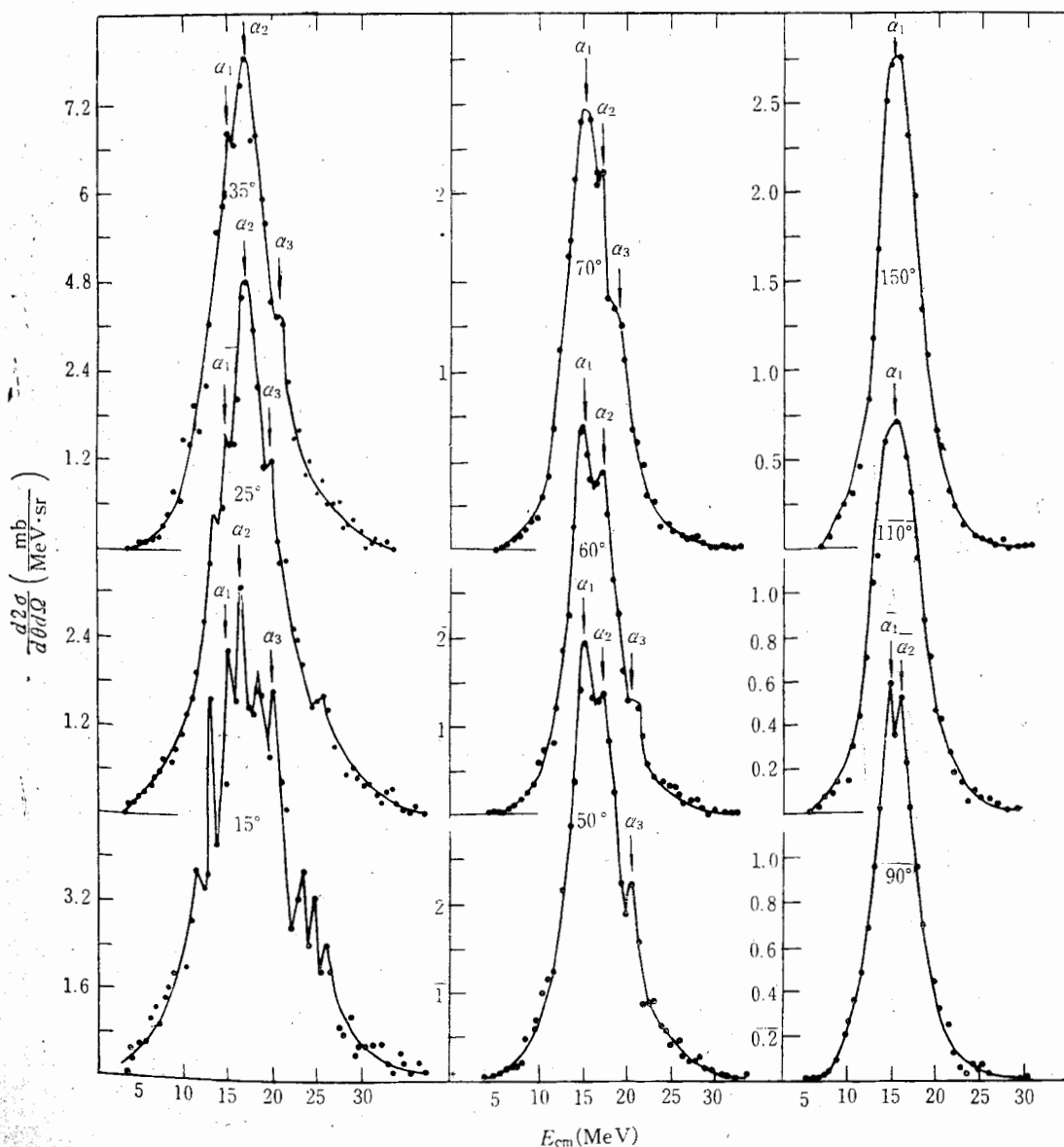


图 1 $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$ 反应出射 α 粒子的能谱

除
反
实
能
有
推
关
明
组
同
发
影
的
粒

二、实验结果

实验中使用的同位素靶 ^{112}Sn 丰度为 73.7%，厚度为 2.34 mg/cm^2 ； ^{124}Sn 靶丰度为 74.6%，厚度为 2.38 mg/cm^2 。两种靶都是采用滚压方法制成的。靶室是无油真空系统。在束流管道中，用 Ni 箔将靶室与加速器的真空系统隔离开，避免了油沾污的影响。在 α 粒子的能谱中，杂质产物的贡献可以忽略。因此，在前角度得到了 α 粒子较准确的微分截面，使角分布的畸变较小。

^{12}C 离子束通过隔油 Ni 箔以后，实验室系能量 $E_l = 70.0 \text{ MeV}$ 。实验中使用 $\Delta E-E$

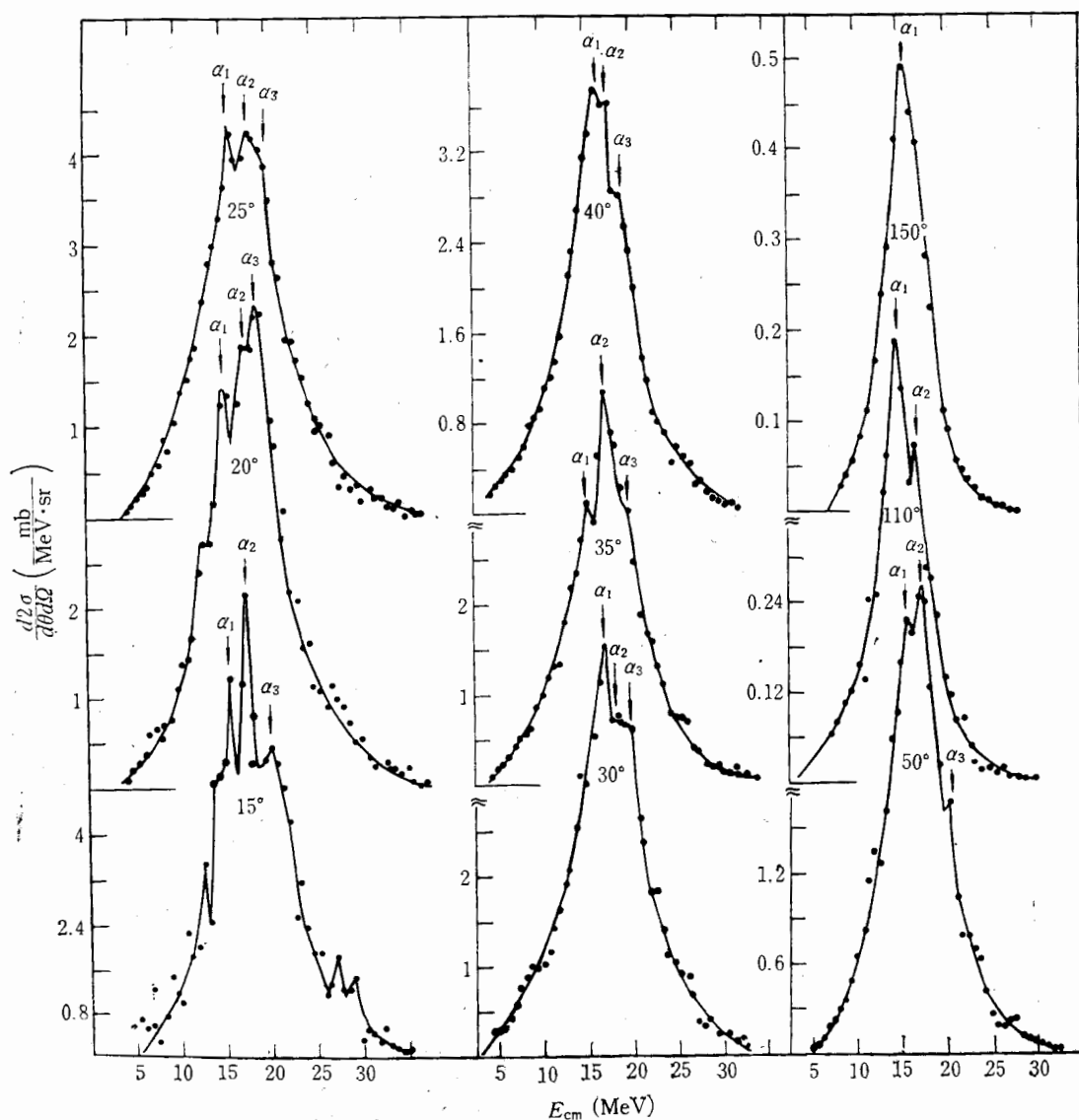
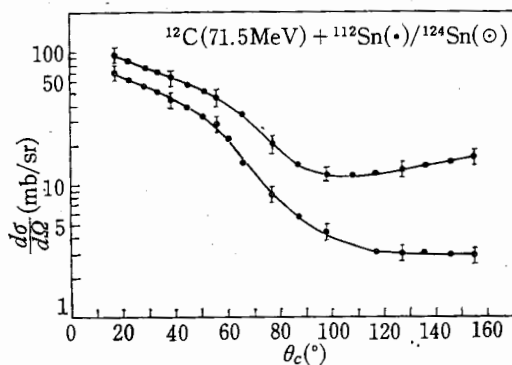


图 2 $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$ 反应出射 α 粒子的能谱

半导体探测器,测量了两反应中出射的 α 粒子能谱(图 1,2)和 α 、Li、Be 和 B 的角分布(图 3, 4)。前角度能谱中,规律性地出现了三个小尖峰,其高度比例随角度发生变化,大角度时只剩下单一的蒸发 α 粒子峰,其峰位能量大约为 15.6MeV, 半宽度约为 5.0MeV。前角度能谱的半宽度随角度的减小而加宽,在 20° 时大约为 9.5MeV。

两反应中出射 α 粒子的角分布,既不显示完全的前角成峰,也不显示为擦边角成峰,而是呈现为由擦边角成峰向前角成峰过渡的形态(图 3);出射 Li、Be、B 等粒子的角分布,都是在擦边角附近成峰,没有出现前角成峰组份(图 4b、c、d、e)。表明出射 α 粒子同时存在几种机制,而其它粒子只来自转移反应。

图 3 α 粒子角分布
 $^{12}\text{C}(71.5\text{MeV}) + ^{112}\text{Sn}(\bullet)/^{124}\text{Sn}(\circ)$

与 $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$ 反应相比, $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$ 反应出射 α 粒子的截面大,而出射 Li、Be(^8Be 除外)、B 等粒子的截面小(图 3.4 和表 1)。这一实验结果表明,两靶核内不同的中子数,对反应出射粒子几率产生了影响。这一现象,从两靶核的结构和两反应中生成核的不同、各反应道之间的相互竞争等几个方面去看,是不难理解的。

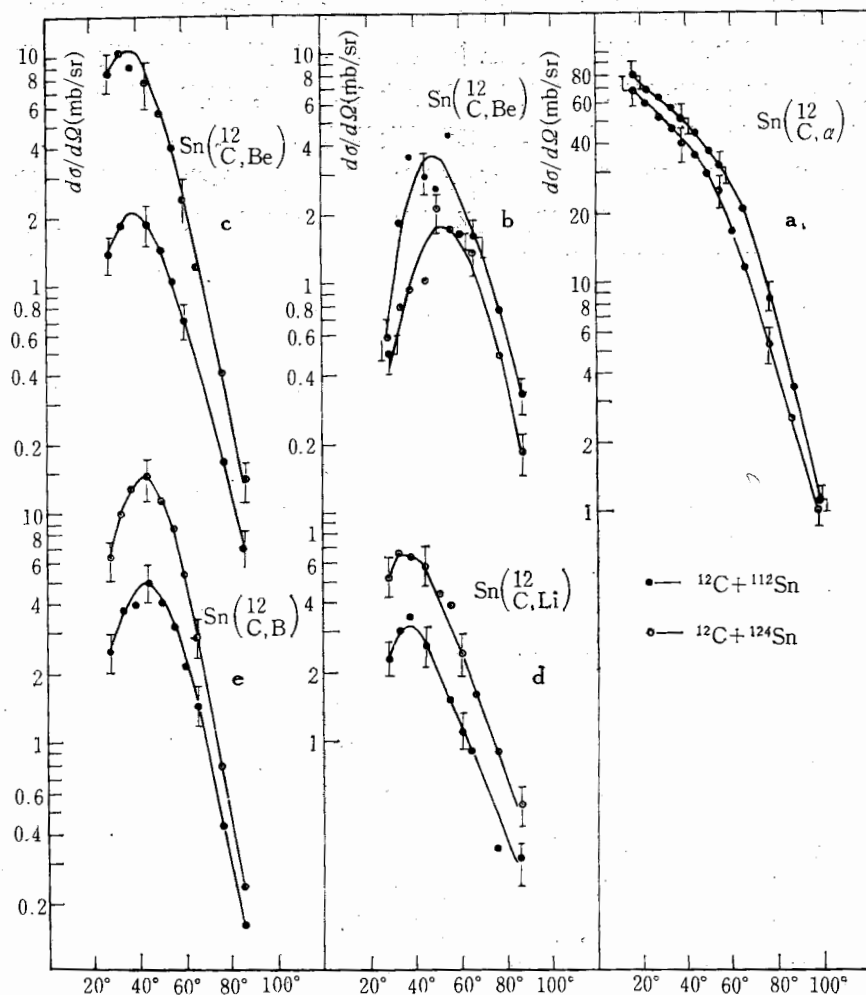
表中 σ_{tot} 表示反应中出射 α 粒子的总截面,其它符号分别表示反应中出射与下角标符号相对应的粒子之总截面。

表 1 $^{12}\text{C} + ^{112,124}\text{Sn}$ 反应出射粒子的截面

反应 \ 截面 (mb)	σ_{tot}	σ_{Li}	σ_{Be}	σ_{B}
$^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$	375 ± 45	0.74 ± 0.2	$5 + 1$	12 ± 2
$^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$	200 ± 24	1.8 ± 0.4	22 ± 4	33 ± 5

三、实验结果的分析讨论

从靶核结构看, ^{124}Sn 比 ^{112}Sn 丰中子,它们与 ^{12}C 发生反应时, ^{124}Sn 更容易俘获中子数少于质子数的碎片(如 p、 ^3He 、 ^7Li 等),所以 $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$ 反应中出射 B(主要为 ^{11}B)、Be(主要为 ^9Be)、Li(主要为 ^7Li) 等粒子的截面比 $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$ 反应中出射这些粒子的截面大。

图 4 Li、Be、B 和“直接 α 粒子”的角分布

● — $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$ ○ — $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$

在我们的实验条件下,全融合截面基本相同,文献[5]给出决定出射粒子几率大小的因子 $\exp\{[Q_{\text{ss}}(i) - Q_c(i)]/T\}$ 的值,从反应道之间的相互竞争看,俘获 ^8Be 出射 α 粒子的反应与形成复合核的反应两因子的比值,对于 $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$ 反应来说约为 6.0%, 对于 $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$ 来说约为 2.3%。表明两反应中,反应道之间的相互竞争情况,较有利于 $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$ 出射 α 粒子的反应。所以与 $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$ 相比, $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$ 反应中出射“直接 α 粒子”的截面较大。

$^{12}\text{C} + ^{112,124}\text{Sn}$ 两反应中形成的复合核 ^{124}Ba 和 ^{136}Ba 得到的激发能大致相同,它们蒸发 α 粒子时,需要克服的库仑位垒几乎相等,但 α 粒子由复合核 ^{136}Ba 蒸发时需要 2.05 MeV 的能量来克服它在 ^{136}Ba 中的结合能,而由 ^{124}Ba 蒸发时却能放出 0.88 MeV 的能量,显然 ^{124}Ba 蒸发 α 粒子要比 ^{136}Ba 容易些。另外, ^{124}Ba 是缺中子核素,蒸发 α 粒子会使缺中子状况得到改善,这也是它蒸发 α 粒子的有利条件。所以与 ^{136}Ba 相比, ^{124}Ba 蒸发 α 粒子的截面较大。由以上的定性分析可以看出,由于两靶核 ^{112}Sn 和 ^{124}Sn 的中子数不同, $^{12}\text{C} +$

^{112}Sn 反应出射 α 粒子的截面要比 $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$ 反应出射 α 粒子的截面大, 而相应的出射 Li、Be、B 等粒子的截面却更小。由于实验中使用的两种靶中所含 ^{112}Sn 和 ^{124}Sn 的丰度都比较低, 在 ^{112}Sn 靶中含有中子数比它多的 ^{114}Sn 、 ^{115}Sn 等核素, 而 ^{124}Sn 靶中含有中子数比它少的 ^{120}Sn 、 ^{122}Sn 等核素, 结果缩小了两反应中出射粒子截面的差距。

关于出射 α 粒子的机制问题, 从一些实验结果看出, 入射能量在库仑位垒附近时, α 粒子只出现来自蒸发和 ^8Be 转移两组份, 不出现前角成峰组份^[6,7]; 当入射能量高于库仑位垒较多时, α 粒子的角分布完全成为前角成峰^[6]。由于这时擦边角较小, 几种机制出射的“直接 α 粒子”表现特征类似, 角分布上难以判断它们是来源于同一反应机制, 还是几种不同的机制。本实验的入射能量高于库仑位垒不太多, 两反应中出射 Li、Be、B 各粒子的角分布都是在擦边角成峰, 没有出现前角成峰组份(图 4b, c, d, e)。 α 粒子的角分布出现了前角成峰组份, 虽不占绝对优势, 但已充分地显示出了它的存在。因此, α 粒子的角分布既不是显示擦边角成峰, 也不是完全显示前角成峰, 而是显示出由擦边角成峰向前角成峰过渡的形态(图 3)。如果减去蒸发 α 粒子组份, 剩余部分的角分布便成了弓形(图 4a), 显示出擦边角成峰和前角成峰两部分叠加而成的特征。如果再减去前角成峰部分, 将会呈现出一个擦边角成峰的角分布图象, 它虽然不能得到定量结果, 但却提供了两种机制同时存在的信息。因此, 我们认为两反应中出射的 α 粒子主要来自三种反应机制: 其一是复合核蒸发 α 粒子, 角分布相对于束流方向成 90° 对称; 其二是来自 ^8Be 转移时出射的 α 粒子(α 粒子转移的贡献较小), 角分布在擦边角成峰; 其三是前角成峰组份, 它是来自炮弹核的非完全熔合还是破裂熔合反应, 有待于进一步研究确定。

两反应中出射的 α 粒子来源于几种反应机制的现象, 能谱上也有表现。在前角度的能谱中, 规律性地出现了三个小尖峰(图 1, 2)。随着角度的增大, 三个峰的高度比例不断地发生变化, 到大角度时只剩下了一个单一的蒸发 α 粒子峰, 其半宽度大约为 5.0 MeV。前角度的能谱半宽度, 随着角度的减小而加宽, 在 20° 时大约增至 9.5 MeV。三个小尖峰中的一个低能峰值, 与大角度的蒸发 α 粒子谱的峰值能量(约 15.6 MeV)相一致。

根据上述实验事实和定性分析不难看出: (1) 在同一入射能量下, 这两个反应出射粒子截面的不同, 是由于靶核内中子数的不同而产生的, 特别是蒸发 p 、 α 粒子的截面受其影响更为突出。这表明在我们所研究的入射能量下, 反应中出射粒子的截面和靶核的结构紧密相关。(2) 入射能量在库仑位垒附近时, 就我们所研究的内容而言, 主要发生的是大质量转移和复合核反应, 少数核子转移只占较小份量。(3) 入射能量高于库仑位垒一定值时, 反应中出现前角成峰的 α 粒子组份。

参 考 文 献

- [1] T. Vdagawa et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 1311.
- [2] J. R. Wu, I. Y. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 8.
- [3] S. L. Tabor, L. C. Dennis, K. Abdo, *Nucl. Phys.*, **A391**(1982), 458.
- [4] J. Wilczynski et al., *Phys. Lett.*, **88B**(1979), 65.
- [5] J. Wilczynski et al., *Rev. Lett.*, **45**(1980), 606.
- [6] 戴光曦等, 高能物理与核物理, **7**(1983), 86.
- [7] T. Inamura et al., *Phys. Lett.*, **68B**(1977), 51.
- [8] 沈文庆等, 高能物理与核物理, **1**(1977), 70.

- [9] 王大延等, 高能物理与核物理, **6**(1982), 609.
[10] H. Ho. R. Albrecht et al., *Z. Physik*, **A283**(1977), 235.
[11] R. K. Bhowmik et al., *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 619.
[12] H. Utsunomiya et al., *Nucl. Phys.*, **A334**(1980), 127.
[13] R. K. Bhowmik et al., *Phys. Lett.*, **80B**(1978), 41.
[14] C. K. Gelbke et al., *Phys. Lett.*, **71B**(1977), 83.
[15] D. R. Zolnowski et al., *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 92.
[16] K. A. Geoffroy et al., *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 1303.
[17] 靳根明等, 高能物理与核物理, **9**(1985), 207.
[18] H. Tricoire et al., *Z. Physik*, **A306**(1982), 127.

INFLUENCE OF THE NEUTRON NUMBER OF TARGET
NUCLEUS ON CROSS SECTIONS OF PARTICLES
EMISSION IN $^{12}\text{C} + ^{112,124}\text{Sn}$

WANG DA-YAN JIN GEN-MING ZHANG LI
YUE HAI-KUI WANG XI-MING

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The energy spectra and angular distributions of Li, Be, B particles emitted from the $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$ and $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$ reactions at $E_L = 70.0$ MeV are measured. The angular distributions of the Li, Be, and B particles are found to be peaked around the grazing angle, without any forward peaked component.

The experimental results also showed that the cross section for emission is larger in $^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$ reaction than that in $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$ reaction, in contrast with the cross sections for Li, Be and B emissions. This indicates the effect of the neutron number of the target nucleus on the emission probability.