

# $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Ni}$ 反应中出射 $\alpha$ 粒子的机制和截面与人射能量的关系

王大延 靳根明 张立 王西铭 岳海奎 张保国  
(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

## 摘要

实验研究了  $E_i = 36.5 \text{ MeV}$  至  $69.4 \text{ MeV}$  八个入射能量下的  $^{12}\text{C}$  轰击  $^{64}\text{Ni}$  引起的核反应. 使用  $\Delta E-E$  半导体探测器, 测量了反应中出射的  $\alpha$  粒子的能谱和角分布. 角分布随着入射能量的升高由擦边角成峰变成前角成峰, 中间呈现过渡形态. 入射能量较低时, 截面随入射能量的升高而增加的速率较慢, 能量较高时增加的速率较快.

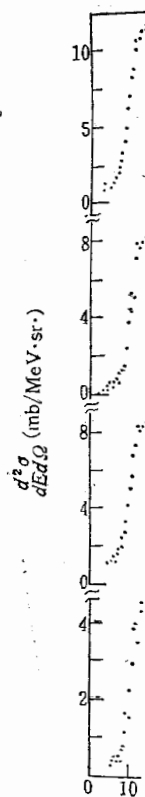
## 一、前言

在重离子引起的核反应中, 当入射能量大约在  $5 \text{ MeV/A}$  到  $86 \text{ MeV/A}$  很宽的范围内出射非蒸发  $\alpha$  粒子的截面都很大<sup>[1-5]</sup>. 因此对出射  $\alpha$  粒子的研究, 成了当前非常流行的问题. 实验发现, 在入射能量高于库仑位垒不太多的反应中, 出射的  $\alpha$  粒子角分布为擦边成峰, 最可几能量与出射道的库仑位垒值相近<sup>[6,7]</sup>; 在入射能量高于库仑位垒较多的反应中, 出射的  $\alpha$  粒子角分布为前角成峰, 最可几能量有两个: 一个接近于出射道的库仑位垒值, 另一个约等于  $\alpha$  粒子具有束流速度的能量<sup>[3,8]</sup>. 为了方便, 后面我们把出射擦边角峰和前角成峰  $\alpha$  粒子的反应, 分别简称为低能和高能反应. 目前有些文章给出了一些模型, 对高能反应出射的  $\alpha$  粒子作了一些论述<sup>[1,5,9-11]</sup>, 但因高能反应擦边角小, 实验上不能确定这类反应中出射的非蒸发  $\alpha$  粒子是来源于一种机制, 还是来源于几种机制. 为了解能与低能反应中出射的  $\alpha$  粒子是否来源于不同机制, 我们选用了入射能量在  $36.5 \text{ MeV}$  到  $69.4 \text{ MeV}$  之间变化的  $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Ni}$  反应系统进行研究, 观察  $\alpha$  粒子随入射能量发生变化情况, 分析其来源机制.

## 二、实验结果

实验中使用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, 较好地避免了油沾污的影响. 使用  $\Delta E-E$  半导体探测器, 测量了  $36.5 \text{ MeV}$

到  $69.4 \text{ MeV}$   
随着入射能  
 $36.5 \text{ MeV}$  和  
子转移反应  
角分布完全  
源于不同机



反应中  
加的速率在  
文献 [2,6,1

$E_i(\text{MeV})$
$\sigma_{tot}(\text{mb})$
$\sigma_{na}(\text{mb})$
$\sigma_{\alpha}(\text{mb})$

表中  $\sigma_{\alpha}$   
括擦边角成

# 制和

轰击  $^{64}\text{Ni}$  引子的能谱和, 中间呈现交慢, 能量较

很宽的范围前非常流行的角分布为擦边位全较多的反射道的库仑位把出射擦边制章给出了一些小, 实验上不机制. 为了解在 36.5 MeV 能量发生变化

与加速器的真测量了 36.5 MeV

到 69.4 MeV 之间的八个能量下反应中出射的  $\alpha$  粒子能谱和角分布 (图 1 和 2). 角分布随着入射能量的升高由擦边角成峰变为前角成峰, 中间呈现过渡形态. 入射能量  $E_i = 36.5$  MeV 和 39.0 MeV 时, 反应中出射的  $\alpha$  粒子角分布在擦边角附近成峰, 显示出少数核子转移反应的表现特征, 但其半宽度较大. 入射能量高于库仑位全较多时, 出射的  $\alpha$  粒子角分布完全呈现为前角成峰. 由于这时擦边角也是小角度, 角分布上无法判定它是否来源于不同机制.

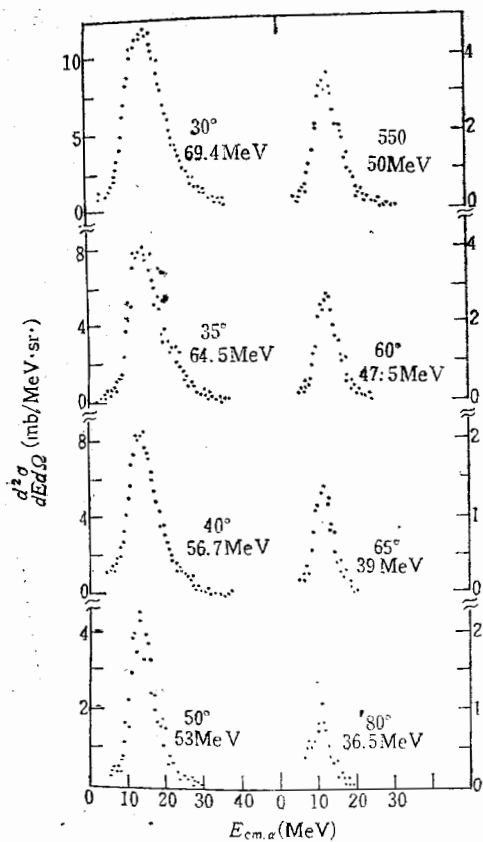


图 1 擦边角附近的  $\alpha$  谱

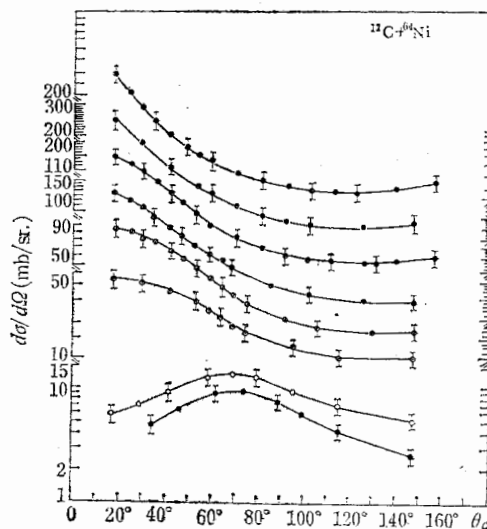


图 2  $\alpha$  粒子角分布

- ⊕ 69.4 MeV      ⊙ 50.0 MeV
- ⊗ 64.5 MeV      ⊙ 47.5 MeV
- ⊕ 56.7 MeV      ○ 39.0 MeV
- ⊗ 53.0 MeV      ● 36.5 MeV

反应中出射的非蒸发  $\alpha$  粒子的截面, 随着入射能量的升高而增加 (表 1、图 3), 但增加的速率在出现前角成峰组份以前要比以后小. 为了便于比较, 在图 3 中还给出了其他文献 [2, 6, 12, 13] 中给出的实验结果.

表 1  $\alpha$  粒子总截面及其非蒸发组份和擦边角成峰组份的截面

$E_i$ (MeV)	36.5	39.0	47.5	50.0	53.0	56.7	64.5	69.4
$\sigma_{tot}$ (mb)	$72 \pm 15$	$110 \pm 22$	$235 \pm 45$	$313 \pm 56$	$381 \pm 70$	$482 \pm 85$	$656 \pm 110$	$767 \pm 140$
$\sigma_{ne}$ (mb)			$112 \pm 22$	$166 \pm 30$	$199 \pm 36$	$248 \pm 45$	$318 \pm 57$	$360 \pm 68$
$\sigma_{ga}$ (mb)	$34 \pm 7$	$42 \pm 8$	76	84				

表中  $\sigma_{tot}$  表示反应中出射的  $\alpha$  粒子总截面;  $\sigma_{ne}$  表示出射的非蒸发  $\alpha$  粒子截面, 包括擦边角成峰和前角成峰两种组份;  $\sigma_{ga}$  表示  $\alpha$  粒子的擦边角成峰组份截面. 表中给出的

47.5 MeV 和 50.0 MeV 两个能量下的  $\sigma_{\alpha}$ , 是由图 2 中的对应曲线, 减去蒸发和前角成峰组份后得到的值, 即减去蒸发组份后得到图 4 a, 然后减去虚线(为前角成峰组份)下的面积而得到(图 4 b), 其结果也画在了图 3 中。显然, 这仅仅是一个粗糙的示意性作法, 实际上高能下是无法准确区分这两种组份的。

由图 3 曲线 B ( $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Ni}$  反应) 可以看出, 非蒸发  $\alpha$  粒子的截面  $\sigma_{n\alpha}$  随入射能量的升高而增加, 与  $(1 - V/E_{cm})$  近似成直线关系。但在低能段 ( $E_i = 36.5\text{MeV} - 39.0\text{MeV}$ )  $\sigma_{n\alpha}$  随  $(1 - V/E_{cm})$  增加得较慢, 当入射能量超过 47.5 MeV 时,  $\sigma_{n\alpha}$  随着  $(1 - V/E_{cm})$  的增加而急剧增加。

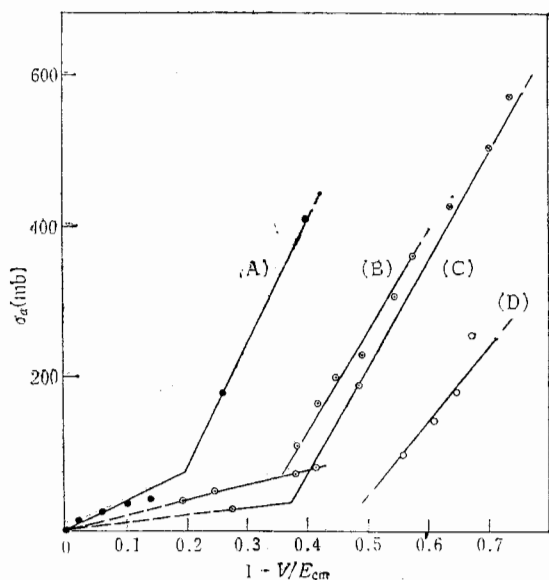


图 3 非蒸发  $\alpha$  粒子截面与有效入射能的关系

●  $^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, \alpha, ^8\text{Be})$     ⊙  $^{64}\text{Ni}(^{12}\text{C}, \alpha, ^8\text{Be})$   
 ⊕  $^{51}\text{V}(^{12}\text{C}, \alpha, ^8\text{Be})$     ○  $^{51}\text{V}(^{14}\text{N}, \alpha, ^8\text{Be})$

图 3 曲线 A 表示  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  反应的非蒸发  $\alpha$  粒子截面与入射能量的关系, 其中两高能点是文献 [12] 给出的实验数据, 其余各点是文献 [6] 给出的数据。曲线 C 和 D 分别是文献 [2] 和 [13] 给出的  $^{12}\text{C} + ^{51}\text{V}$  和  $^{14}\text{N} + ^{51}\text{V}$  反应的实验数据。它们的行为与  $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Ni}$  反应相似, 表明在相应有效能区 ( $E_{cm} - V$ ) 内, 出射  $\alpha$  粒子的反应具有共同的规律性。

### 三、实验结果的分析讨论

在低能反应中出射  $\alpha$  粒子的角分布为擦边角成峰, 而高能反应中出射  $\alpha$  粒子的角分布为前角成峰; 在某一中间能区, 例如  $E_i = 47.5$  和  $50.0$  MeV 时,  $\alpha$  粒子的角分布呈现为两种形态的叠加; 以及  $\alpha$  粒子的截面随着入射能量的升高而增加, 其增加的速率在出现前

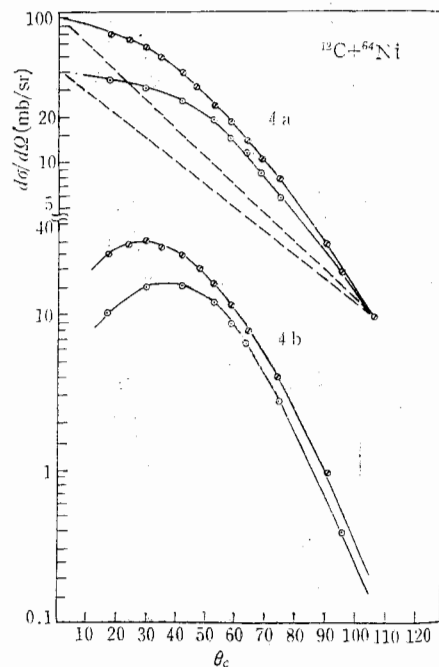


图 4  $\alpha$  粒子前角成峰组份的扣除示意图  
 ○ 50 MeV    ⊙ 47.5 MeV

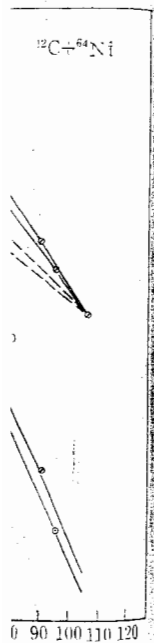
角成峰组份中出现了另子留在靶核中非蒸发随着入射能 5 MeV, 当 i 量不同, 出随着入射能谱, 但其半到一个非蒸 高能反 靶核接触时能飞射出去与靶核接触系统发生转

这里  $J_b$  和  $J$  准。  $E_{cm}$  为, 计算时相互出的表达式

这里  $m_i$  和  $i$  原子量为单飞射出去。 关。靶核结部分在核力 根据上 弹核中的结 下式求得, 且

这里  $E_{ij}$  为 阈能值  $E_{a0}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{51}\text{V}$  和

发和前角成峰组份)下的任意性作法, 入射能量的  $E_i = 39.0 \text{ MeV}$  ( $1 - V/E_{cm}$ )



的扣除示意图  
McV

系, 其中两  
C 和 D 分别  
为与  $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Ni}$   
的规律性

$\alpha$  粒子的角  
角分布呈现  
速率在出现

角成峰组份以后远比以前大。根据以上这些实验事实, 可以认为在较高入射能量下, 反应中出现了另一种出射  $\alpha$  粒子的机制。这一反应的最终结果也是  $\alpha$  粒子飞出去,  $^8\text{Be}$  粒子留在靶核内。对于  $^{14}\text{N}$  引起的反应来说, 显然是  $^{10}\text{B}$  留在靶核内。入射能量较高时, 反应中非蒸发  $\alpha$  粒子两种组份的出现, 在能谱上也有明显的表现。从图 1 可以清楚地看到, 随着入射能量的升高,  $\alpha$  粒子的能谱半宽度不断增加,  $E_i = 39.0 \text{ MeV}$  时其半宽度约为  $5 \text{ MeV}$ , 当  $E_i = 69.4 \text{ MeV}$  时增加到约  $12 \text{ MeV}$ 。其原因是由于两组份  $\alpha$  粒子的最可几能量不同, 出现前角成峰组份后, 相当于在擦边角成峰的  $\alpha$  粒子谱的旁边, 出现了一个高度随着入射能量的升高而迅速增加的高能  $\alpha$  粒子谱, 两谱部分重叠, 表面上看仍是一个单峰谱, 但其半宽度却不断增加。显然, 如果对反应系统和入射能量选取得比较适当, 将会得到一个非蒸发的  $\alpha$  粒子双峰谱。

高能反应下出射  $\alpha$  粒子的过程, 显然是不同于低能下的反应。入射能量低时, 弹核与靶核接触时的速度较低, 弹核中的  $\alpha$  粒子动能较小, 不能直接迅速克服它在弹核中的结合能飞出去, 而主要是在库仑力的作用下脱离弹核发射出去。入射能量较高时, 除了弹核与靶核接触时的速度大, 弹核中的  $\alpha$  粒子动能较大以外, 还由于入射能量高, 将会使反应系统发生转动,  $\alpha$  粒子出射时会得到一个附加能量

$$E_r = \frac{J_b}{J_{tot}} (E_{cm} - V_{aA}). \quad (1)$$

这里  $J_b$  和  $J_{tot}$  分别为出射道和反应系统的转动惯量, 计算时两核的距离以擦边接触为准。  $E_{cm}$  为质心系入射能量。如果反应形式为  $A(a, b)B$ , 入射道相互作用势

$$V_{aA} = \frac{Z_a Z_A e^2}{R_{aA}} + U_{aA}(r_g), \quad (2)$$

计算时相互作用距离  $R_{aA} = 1.36(A_a^{1/3} + A_A^{1/3}) + 0.5$ , 核势  $U_{aA}(r_g)$  选用文献 [14] 给出的表达式。在这种情况下,  $\alpha$  粒子的总动能为

$$E_{br} = \left( \frac{m_b m_B}{m_a m_A} + \frac{J_b}{J_{tot}} \right) (E_{cm} - V_{aA}), \quad (3)$$

这里  $m_a$  和  $m_A$  分别为弹核和靶核质量,  $m_b$  和  $m_B$  为出射粒子和剩余核的质量, 计算时以原子量为单位。由于  $\alpha$  粒子的动能较大, 能够直接克服它在弹核中的结合能, 向前角方向飞出去。无论是低能还是高能反应, 出射的  $\alpha$  粒子都是来自于弹核, 与靶核的性质无关。靶核结构的不同, 只能影响出射粒子截面的大小, 不能改变其反应机理。弹核的剩余部分在核力的作用下, 留在靶核内。

根据上面的分析可以看出, 只要入射能量使  $\alpha$  粒子的总动能达到足以直接克服它在弹核中的结合能时, 就会出现前角成峰  $\alpha$  粒子, 这时的人射能量, 叫做阈能  $E_{i0}$ , 显然可由下式求得, 即

$$\left( \frac{m_b m_B}{m_a m_A} + \frac{J_b}{J_{tot}} \right) (E_{i0} - V_{aA}) = |E_{ij}|. \quad (4)$$

这里  $E_{ij}$  为弹核分离成  $i, j$  离子对时的分离能(数值上等于其结合能)。由公式 (4) 计算的阈能值  $E_{i0}$ , 对于  $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Ni}$  反应来说, 实验室系约为  $43 \text{ MeV}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  反应约为  $80 \text{ MeV}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{51}\text{V}$  和  $^{14}\text{N} + ^{51}\text{V}$  反应分别为  $39 \text{ MeV}$  和  $55 \text{ MeV}$ 。这些值与把图 3 中各相应曲线的

高能段延长和座标横轴相交时的交点对应的能量相一致。从图中看出, 当入射能量大于交点对应的能量时, 截面急剧增加, 表示反应中出现了另一种出射  $\alpha$  粒子的机制, 这和阈能的含义是一致的。

对于  $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Ni}$  反应来说, 显然入射能量  $E_i = 39.0 \text{ MeV}$  是低于计算的阈能值的, 实验中未明显出现前角成峰  $\alpha$  粒子, 角分布为擦边角成峰。  $E_i = 47.5 \text{ MeV}$  时, 已超过了计算的阈值, 角分布呈现为两组份的叠加形态, 表明反应中出现了前角成峰  $\alpha$  粒子组份, 因不占优势, 使得角分布成为既不是擦边角成峰, 也不是前角成峰, 而是呈现为一种过渡形态。对于  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  反应来说, 两高能点的能量大于计算的阈值, 其中  $E_i = 85 \text{ MeV}$  时,  $\alpha$  粒子角分布呈现为过渡形态,  $E_i = 105 \text{ MeV}$  时角分布近于前角成峰<sup>[12]</sup>。其余各点的能量均低于计算的阈值, 角分布均为擦边角成峰<sup>[6]</sup>。表明计算的阈值与实验中出现前角成峰  $\alpha$  粒子时的入射能基本一致。说明对于高能反应出射  $\alpha$  粒子机制的分析, 基本符合实际。

从图 3 可以看出, 入射能量低于阈能的反应,  $\alpha$  粒子的截面全部落在它的曲线低能段上; 入射能量高于阈能时的反应, 截面全部落在高能段上。从文献 [2] 给出的实验数据 (曲线 C) 来看, 由总的非蒸发  $\alpha$  粒子中, 减去  $^8\text{Be}$  破裂的  $\alpha$  粒子以后, 剩余部分也不会落在曲线低能段的延长线上, 表明这时截面的增加, 并非全部来自于  $^8\text{Be}$  的贡献。但是从曲线 B 来看, 对于  $E_i = 47.5 \text{ MeV}$  和  $50.0 \text{ MeV}$  两能量点来说, 由总的非蒸发  $\alpha$  粒子中, 减去前角成峰组份后, 剩余部分恰好落在曲线低能段的延长线上, 说明截面的增加, 是来源于前角成峰组份。由于高能反应中, 同时存在两种出射非蒸发  $\alpha$  粒子的机制, 所以截面随入射能量的升高而增加的速率比低能反应时大。显然, 截面随能量发生的这种“突变”, 为判断反应中是否出现了不同机制提供了判据。

由以上的分析可以看出, 入射能量的高低是决定反应中是否会出现不同机制的关键因素。入射能量低于阈能时, 反应中出射的非蒸发  $\alpha$  粒子, 来源于一种机制, 入射能量高于阈能时, 来源于两种机制 ( $^8\text{Be}$  破裂除外)。

范桂菊同志参加了该实验的部分上器值班工作, 在此表示感谢。

### 参 考 文 献

- [1] T. C. Awes et al., *Phys. Rev.*, **C25**(1982), 2361.
- [2] D. J. Parker et al., *Phys. Rev.*, **C30**(1984), 143.
- [3] C. H. Egelhaaf et al., *Nucl. Phys.*, **A405**(1983), 397.
- [4] T. Fukuda et al., *Nucl. Phys.*, **A425**(1984), 548.
- [5] H. Utsunomiya et al., *Nucl. Phys.*, **A334**(1980), 127.
- [6] 沈文庆等, 高能物理与核物理, **1**(1977), 70.
- [7] 王大延等, 高能物理与核物理, **6**(1982), 609.
- [8] Claudie Gerschel, *Nucl. Phys.*, **A387**(1982), 297.
- [9] H. HO et al., *Z. Phys.*, **A283**(1977), 235.
- [10] P. Mooney et al., *Phys. Lett.*, **98B**(1981), 240.
- [11] 戴光曦等, 高能物理与核物理, **7**(1983), 86.
- [12] H. C. Britt et al., *Phys. Rev.*, **124**(1961), 877.
- [13] 诸永泰等, 高能物理与核物理, **9**(1985), 447.
- [14] J. Blocki et al., *Annals of Physics*, **105**(1977), 427.

DEPEN  
OI

Energy s  
at eight energ  
of  $\alpha$  particles  
decreasing inc  
particle is dif

当入射能量大  
的机制, 这和

的阈能值的, 实  
时, 已超过了  
 $\alpha$  粒子组份, 因  
现有一种过渡形  
= 85 MeV 时  
2). 其余各点的  
实验中出现前  
分析, 基本符合

在它的曲线低  
给出的实验数  
非部分也不会  
贡献。但是从  
发  $\alpha$  粒子中,  
内增加, 是来  
制, 所以截面  
这种“突变”,

不同机制的关  
制, 入射能量

## DEPENDENCE OF THE MECHANISM AND CROSS SECTION OF THE $\alpha$ PARTICLES EMITTED FROM $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Ni}$ REACTION ON INCIDENT ENERGY

WANG DA-YAN JIN GEN-MING ZHANG LI WANG XI-MING

YUE HAI-KUI ZHANG BAO-GUO

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou*)

### ABSTRACT

Energy spectra and angular distributions of the particles emitted from  $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Ni}$  reaction at eight energies in the region of 36.5 MeV—69.4 MeV are measured. The angular distributions of  $\alpha$  particles change from forward peaked one to that peaked near by the grazing angle with decreasing incident energy. This result show that the emission mechanism of non-evaporation  $\alpha$  particle is different in different energy regions.