

氘核诱导的轻复合核粒子发射一致性描述

一.轻复合核粒子发射的计算方法

由于不同反应的反应时间不同，可以将其看作是这几个非相干项的叠加：

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{d\sigma^{\text{DIR}}}{dE} + \frac{d\sigma^{\text{PE}}}{dE} + \frac{d\sigma^{\text{CN}}}{dE} \quad (1)$$

以此对应的是直接反应、预平衡与复合核过程。在DEURACS中采用Kalbash的半经典模型估算直接拾取反应。其他的直接过程如敲出反应，这里不作考虑。

我们将预平衡与复合核过程放在一起考虑。在氘核诱导反应中，涉及到3种不同的复合核（即吸收质子，中子或者整个氘核）。则截面的能谱可以表示为：

$$\frac{d\sigma^{\text{PE+CN}}}{dE} = \frac{d\sigma_{d+A}^{\text{PE+CN}}}{dE} + \frac{d\sigma_{p+A}^{\text{PE+CN}}}{dE} + \frac{d\sigma_{n+A}^{\text{PE+CN}}}{dE} \quad (2)$$

其中每一项的截面都可以这么来表述：

$$\frac{d\sigma_{i+A}^{\text{PE+CN}}}{dE} = \sigma_{(d, \text{rea})} R_{i+A} \frac{dP_{i+A}^{\text{PE+CN}}}{dE} \quad \text{with } i = d, p, n \quad (3)$$

其中， $\sigma_{(d, \text{rea})}$ 为使用光学势计算得到的总的反应截面，而 R_{i+A} 是吸收粒子 i 的形成分数（formation fraction）， $\frac{dP_{i+A}^{\text{PE+CN}}}{dE}$ 为发生该反应时以特定出射的能量的概率分布。而 R_{i+A} 可以表示为：

$$\begin{aligned} R_{d+A} &= \frac{\sigma_{(d, \text{rea})} - \sigma_{\text{BU}}}{\sigma_{(d, \text{rea})}} \\ R_{p+A} &= \frac{\sigma_{p\text{-NEB}}}{\sigma_{(d, \text{rea})}} \\ R_{n+A} &= \frac{\sigma_{n\text{-NEB}}}{\sigma_{(d, \text{rea})}} \end{aligned} \quad (4)$$

其中 σ_{BU} 是破裂反应的总截面（包含弹性与去弹性破裂反应）， σ_{p-NEB} , σ_{n-NEB} 分别是其他两个反应的去弹性破裂截面。其中 $\sigma_{(d, \text{rea})}$ 可以使用Glauber模型计算。在DEURACS中，也使用了这个方法计算。

氘核被靶核吸收的情况下，整个复合核将会有有一个确定的能量，这样 $\frac{dP_{d+A}^{\text{PE+CN}}}{dE}$ 可以直接通过下式计算：

$$\frac{dP_{d+A}^{\text{PE+CN}}}{dE} = \frac{1}{\sigma_{(d, \text{rea})}} \frac{d\sigma_d^{\text{PE+CN}}}{dE} \quad (5)$$

其中， $\frac{d\sigma_d^{\text{PE+CN}}}{dE}$ 是通过基于Kalbath公式的双组分激发模型与Hauser-Feshbach统计模型计算得到的。此外，DEURACS还将Iwamoto与Harada(IH)提出的团簇发射模型与该模型进行整合。该模型加强了LCP过程。具体过程我们将在后面进行介绍。

与氘核不同的是，质子与中子被吸收情况下并不是一个固定的值，而是具有一个能量分布。将这些分布考虑在内我们给出：

$$\begin{aligned} \frac{dP_{p+A}^{\text{PE+CN}}}{dE} &= \int dE_p f_p(E_p) \frac{1}{\sigma_{(p, \text{rea})}} \frac{d\sigma_p^{\text{PE+CN}}}{dE} \\ \frac{dP_{n+A}^{\text{PE+CN}}}{dE} &= \int dE_n f_n(E_n) \frac{1}{\sigma_{(n, \text{rea})}} \frac{d\sigma_n^{\text{PE+CN}}}{dE} \end{aligned} \quad (6)$$

其中 E_p , E_n 分别为被吸收质子与中子的能量，而 $f_n(E_n)$, $f_p(E_p)$ 这样我们获得了对应的归一化的能量分布。这两项可以通过非弹性散射破裂过程中发射的中子与质子通过Glauber模型计算的能谱获得。而其能量微分截面的计算方式与上面计算氘核的方式是一致的。

二.Iwamoto-Harada团簇发射模型

他们将IH模型引入到DEURACS这一框架内，以描述预平衡过程中的团簇发射。为简化模型我们只考虑预平衡过程只发射一个粒子。同时在IH模型中并没有区分中子、质子的激子，粒子b的能谱能够表示为：

$$\frac{d\sigma_b^{\text{IH}}}{d\epsilon} = \sigma_{CN} \sum_n W_b(p, h, \epsilon) P(p, h) \quad (7)$$

其中 ϵ 为粒子b的能量； σ_{CN} 为复合核形成截面； W_b 为粒子b的发射率；p与h分别是粒子与空穴的数量， $n = p + h$ ；P为时间积分占用概率（time-integer occupation probability），可以求解参考Progress in Developing Nuclear Reaction Calculation Code CCONE for High Energy Nuclear Data Evaluation。

而 W_b 可以表示为

$$W_b(p, h, \epsilon) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \epsilon \sigma_b(\epsilon) \frac{\sum_{l=1}^{A_b} F_{l, A_b-l}(\epsilon) \omega(p-l, h, U)}{\omega(p, h, E)} \quad (8)$$

其中 $s_b, \mu_b, \sigma_b, A_b$ 分别是粒子 b 的自旋、约化质量、反应截面与质量数； F_{l, A_b-l} 是团簇的形成因子， l 是参与团簇形成的核子的数量， $A_b - l$ 是剩余核的核子数量； ω 是粒子的态密度； U 和 E 分别是剩余核与复合核的激发能。

根据HI模型可以将团簇的形成因子表示为：

$$F_{l, A_b-l}(\epsilon) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3(A_b-1)}} \int_S \prod_{i=1}^{A_b-1} d\xi_i d\mathbf{p}_{\xi_i} \quad (9)$$

其中 ξ_i 为 $A_b - 1$ 的相对坐标，同理 \mathbf{p} 为对应的动量。而动量的范围为

$$\begin{aligned} p_i &\geq p_f & \text{for } 1 \leq i \leq l \\ p_i &< p_f & \text{for } l+1 \leq i \leq A_b \end{aligned} \quad (10)$$

其中 p_f 为对应的费米动量。坐标范围

$$r_i \leq R_{\text{res}} + \Delta R \quad (11)$$

三.模型中的输入参数

核子-原子核光学势使用的是KD模型，对于入射氦核使用An与Cai的光学势，对于 α 粒子使用的是Avriganu等人的数据，对于氦核与 ${}^3\text{He}$ 则使用Kunieda等人提出的核子光学势的简化折叠势模型；对于高激发态原子核的能级密度，采取了Gilbert-Cameron复合公式与费米气体模型。

IH模型中唯一一个可调的参数 ΔR ，在先前的有关 ${}^{27}\text{Al}$ 上的中子诱导反应LCP发射中确定。对于氦或氦3，可取0.60；对于 α 粒子，可取0.75。我们假设该值与靶核的质量数无关。另外根据Kalbach的半经验模型，对于氦核诱导反应，引入一个额外的归一化项 C_a

$$C_a = \frac{1}{(2s_a + 1)A_a^2} \quad (12)$$

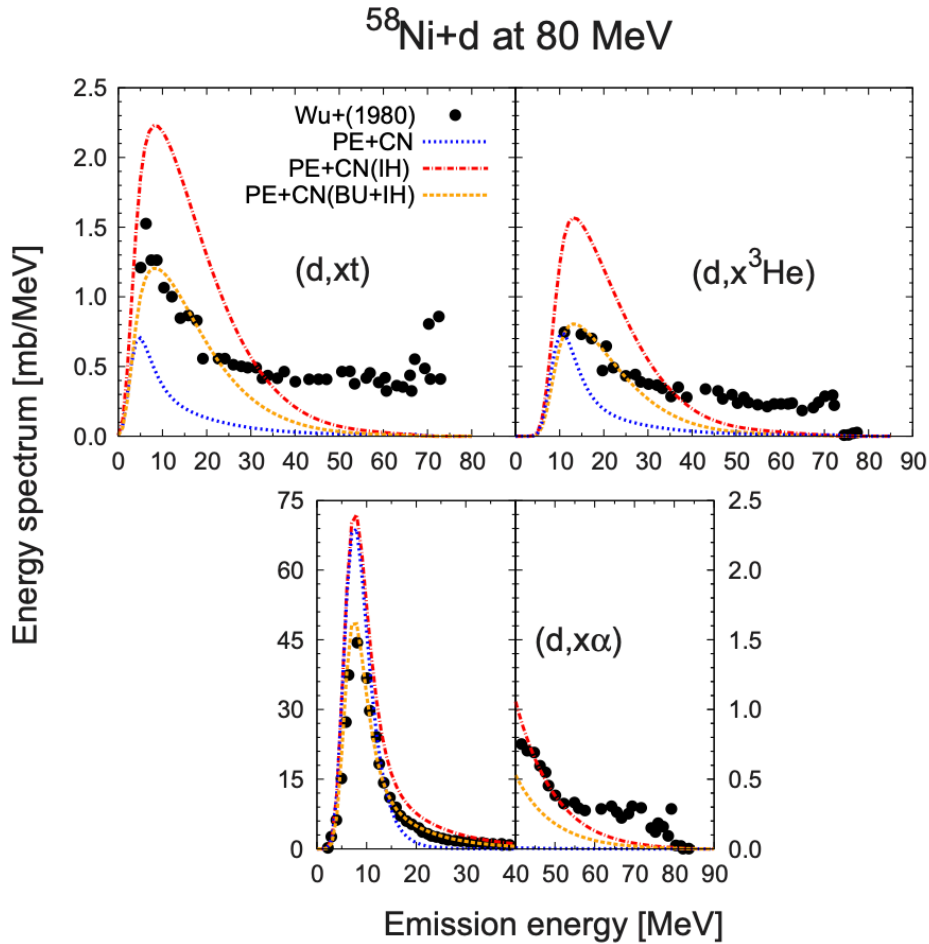
其中 s_a, A_a 分别是弹核的自旋与质量数。对于氦核而言 $C_a = \frac{1}{12}$ ，直接拾取反应部分的绝对值就要乘以这个值。

下面我们通过拟合70MeV与80MeV下的实验数据，对模型的成分进行了归一化。得到对于 ${}^{27}\text{Al}$ ， ${}^{58}\text{Ni}$ 的所有的LCP的归一化常数均分别为2.0与1.0，而对于 ${}^{90}\text{Zr}$ ，氦核与氦3的归一化常数是1.0，对于 α 粒子来说为0.5。

四.结果与讨论

4.1 预平衡团簇发射过程的影响

在讨论破裂过程之前，我们先研究了预平衡团簇发射过程的影响，下面是实验与计算得到的 (d, xt) , (d, x^3He) , (d, α) 反应的能谱

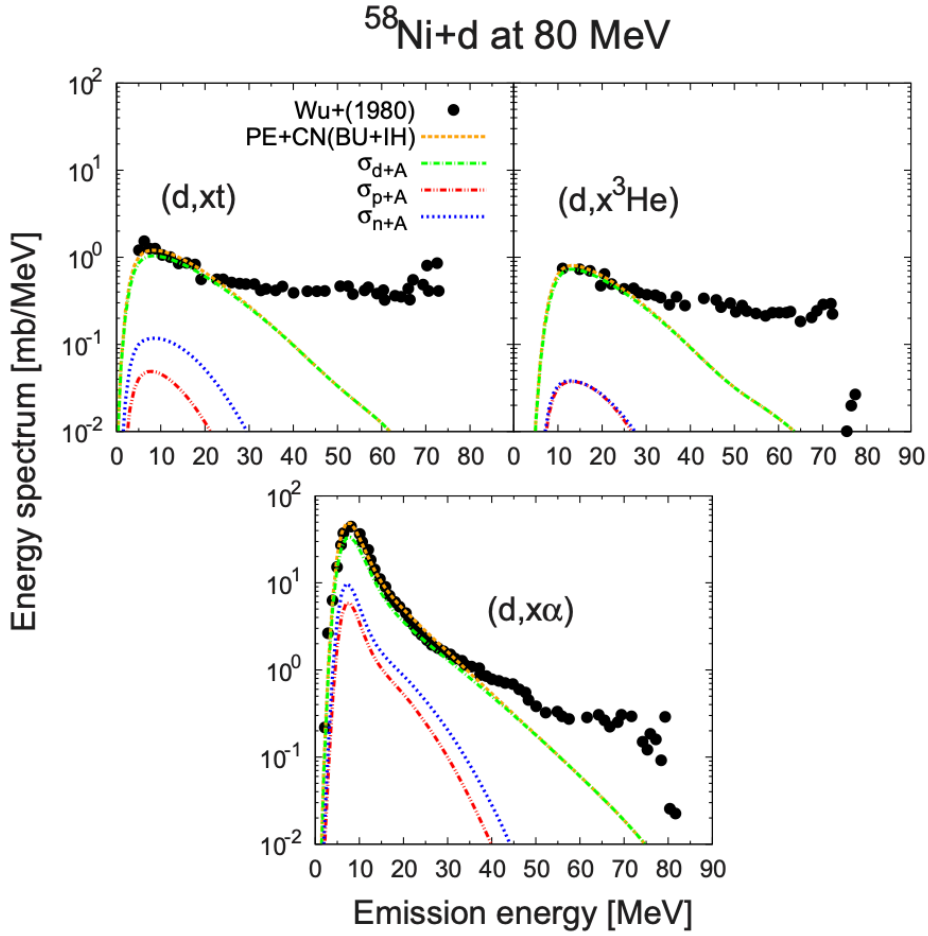


比较了两种不同计算下得出的预平衡与复合核成分截面之和。其中PE+CN为不使用IH模型的情况，PE+CN (IH) 为使用IH模型的情况。（这里都没有考虑破裂过程，而橙线为考虑了破裂过程的情况。）尽管计算结果明显与实验结果不一致，但是能够看到使用IH模型，对于 (d, xt) , (d, x^3He) 显著提高了截面的计算值，而对于 (d, α) 而言，在15MeV内的峰值不受影响，而在大于20MeV的时可以看到不同。从这些结果可以看出，预平衡团簇发射过程对于氦核诱导反应中LCP发射有着很大的影响。

4.2 破裂反应的影响

在上面我可以看到PE+CN (IH+BU) 很好的再现了实验数据的低能部分。这说明在LCP中破裂反应也有着重要作用。本文结果表明, 在适当考虑氘核破裂过程的情况下, 氘核诱导反应中预平衡与复合核过程的LCP发射可以使用与核子诱导反应相同的理论模型来描述。为处理该过程我们将计算的能谱分为上面(2)式提到的3个部分, 即

$$\frac{d\sigma^{\text{PE+CN}}}{dE} = \frac{d\sigma_{d+A}^{\text{PE+CN}}}{dE} + \frac{d\sigma_{p+A}^{\text{PE+CN}}}{dE} + \frac{d\sigma_{n+A}^{\text{PE+CN}}}{dE} \quad (13)$$

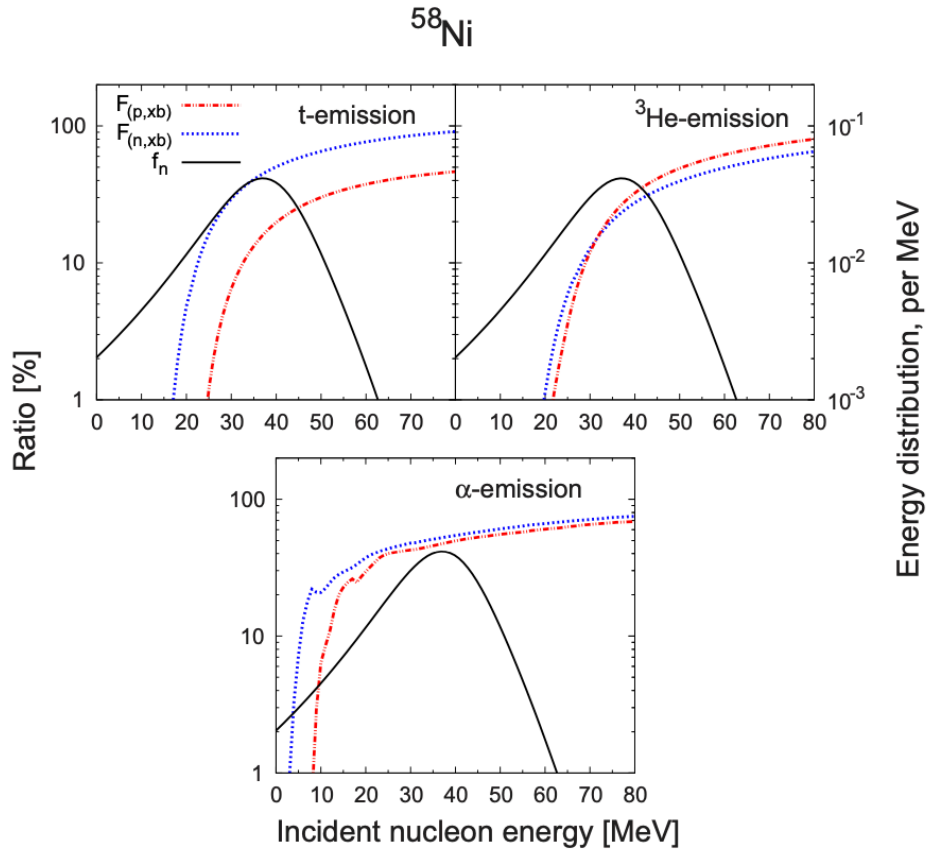


考虑到不同反应的形成分数 R_{i+A} 是不同的, R_{d+A} , R_{p+A} , R_{n+A} 分别为0.5、0.2、0.2。这里氘核吸收的截面是占主导位置, 而其他的成分几乎可以忽略不计。这个关系可以通过吸收氘核与核子之间能量上的差异说明。吸收氘核表示入射的能量全部被靶核吸收, 所以复合核的激发能就要比只吸收部分的高, 所以发射粒子的概率就高。比率的能量依赖性定义为

$$F_{(a,xb)}(E_a) = \left(\frac{\sigma_{(a,xb)}^{\text{PE+CN}}(E_a)}{\sigma_{(a,\text{rea})}(E_a)} \right) / \left(\frac{\sigma_{(d,xb)}^{\text{PE+CN}}(E_{\text{in}})}{\sigma_{(d,\text{rea})}(E_{\text{in}})} \right) \quad (14)$$

with $a = p, n$

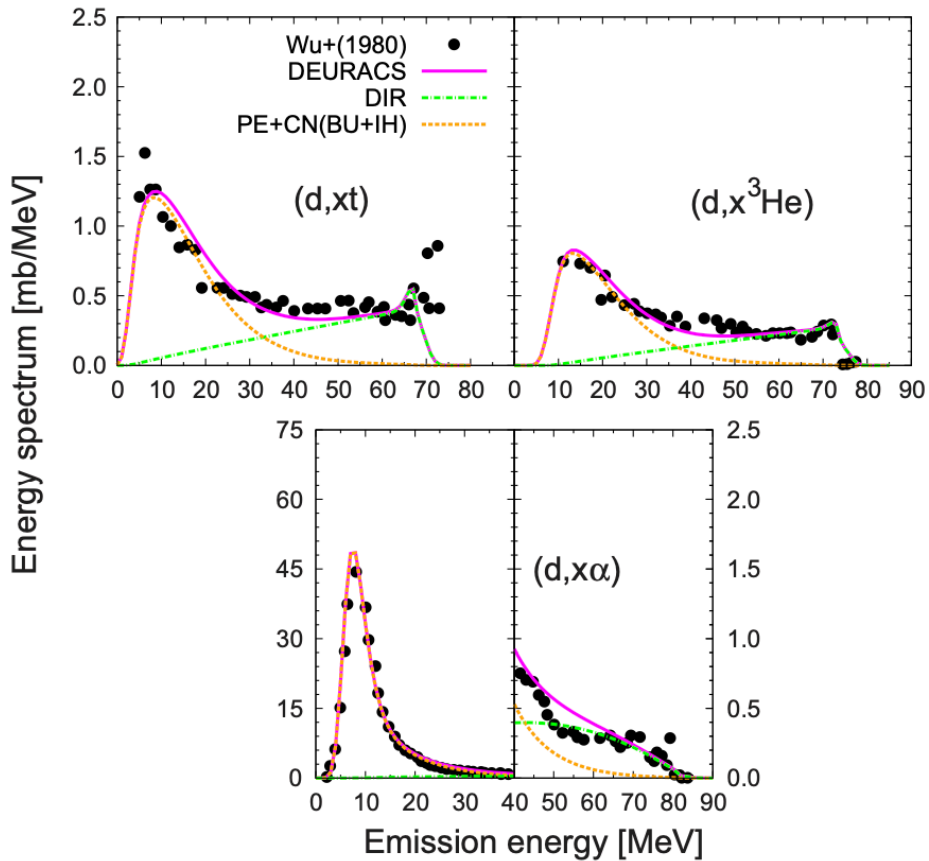
$b = t, {}^3\text{He}, \alpha,$



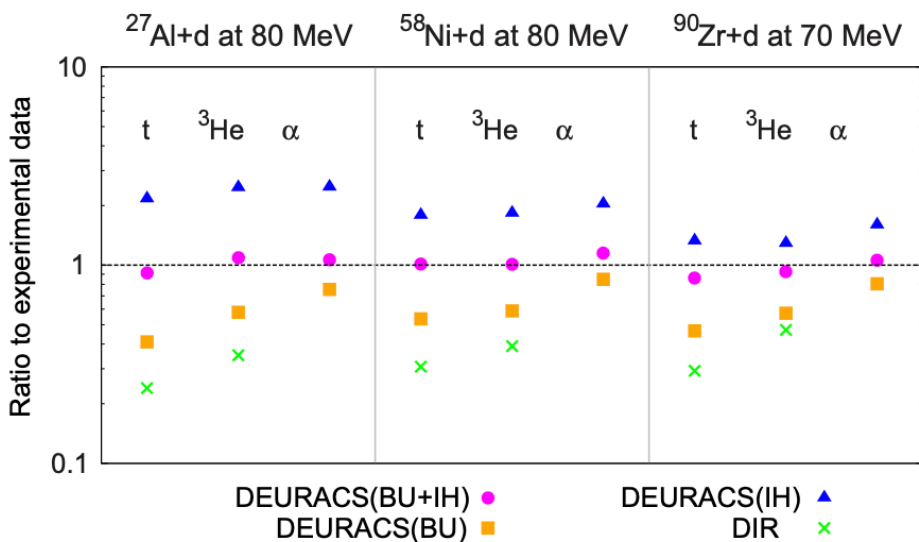
这张图表明了不同反应道中，不同粒子吸收对反应的贡献。可以发现在 α 粒子能够在比较低能量下发射（这也说明了为什么 (d, α) 中n与p贡献相对较高。而发射氦核与氦3比较低时，能量阈值比较高。但是值得注意的是，当入射能量比较大时，这个的影响不可忽略。

4.3 直接拾取反应

$^{58}\text{Ni}+d$ at 80 MeV



加上了直接拾取反应之后，计算结果能够很好的重现实验数据。但是这部分是通过唯象模型拟合实验数据得到的。下图绘制了不同组分与实验数据的比值关系。



可以发现直接拾取反应占比在计算过的组分中并没有那么高，值得注意的是 α 粒子直接反应贡献的比例甚至没有到0.1，在大多数情况下直接反应的贡献并没有那么大，所以DEURACS系统在绝大多数情况下是可信的。而还可以发现DEURACS (BU) 与DEURACS (BU+IH) 比较可以发现在发射 α 粒子时，两者最为接近，这是由于 α 粒子发射主要发生在复合核过程中。另外在还可以发现随着靶核质量数增加，DEURACS (BU+IH) 与DEURACS (IH) 的

差异在变小。这是由于在当前能量值下，反应截面贡献以氘核诱导反应为主导，而这意味着截面在很大程度上取决于氘核吸收形成分数 R_{d+A} ，通过计算我们可以发现其随着质量数的增加而增加，对于 ^{27}Al , ^{58}Ni , ^{90}Zr 依次为0.35、0.43、0.52。（可能的解释是，他认为破裂反应发生在靶核的外围区域，而总反应截面主要由靶核的几何截面决定的，一个是一次项，一个是二次项，总截面二次项增长的更快。）