



中国原子能科学研究院

CHINA INSTITUTE OF ATOMIC ENERGY

# 2026年CSNS反角白光中子(第十届)用户研讨会

## 《结构材料核的非弹 $\gamma$ 测量实验研究》

年诚睿 王朝辉 吴鸿毅 肖石良 王昊 谭博宇 张集智

单位：中国原子能科学研究院核数据全国重点实验室

时间：2026.07.16



# 目录

## CONTENTS

1

### 研究背景及意义

Background and significance of the research

2

### 研究内容

Research Content

3

### 结果分析

Result Analysis

4

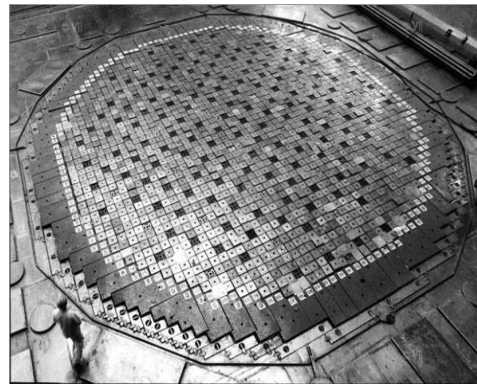
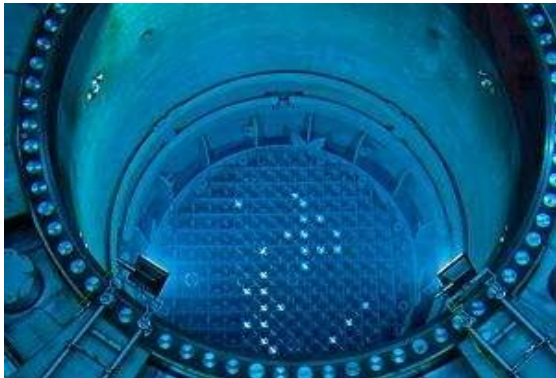
### 总结与展望

Summary and Outlook

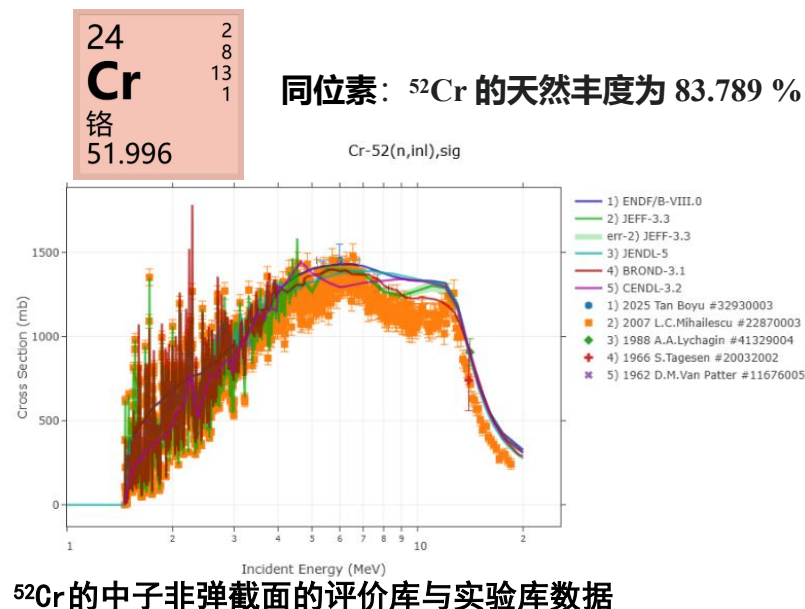
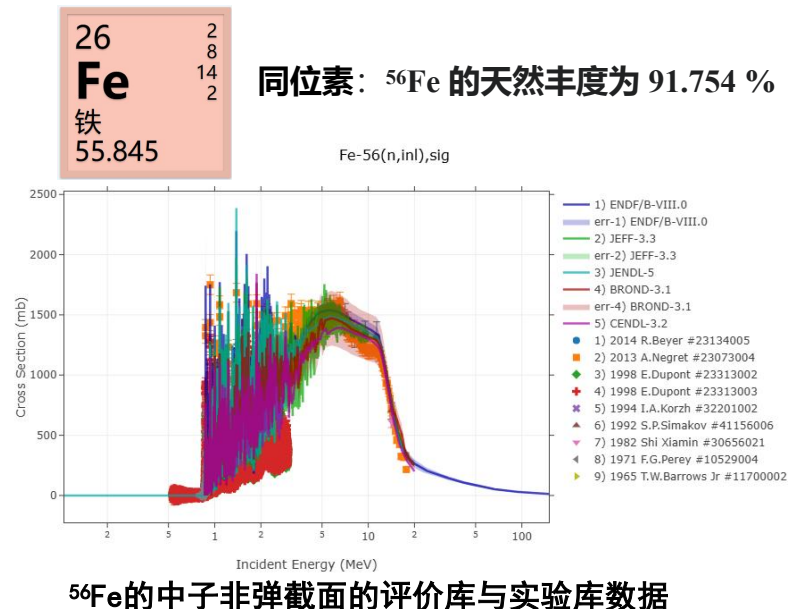
01

# 研究背景及意义

- **非弹性散射截面**：中子与靶核发生非弹性散射（靶核被激发到某个能级，中子损失动能）并退激发出特征 $\gamma$ 射线的概率。量纲为面积（ $10^{-24} \text{ cm}^2$ ，即1 barn），是评价该反应通道强弱的基础核数据。
- 非弹性散射截面是核反应堆物理分析中的关键参数之一。准确获取该截面数据，对于提升现有反应堆的运行安全性、以及推动第四代反应堆（如快中子堆、熔盐堆等）的设计研发具有不可替代的重要意义。此外，非弹性散射作为快中子区主要的能量损失机制，直接决定了中子能谱的演化趋势，并伴随产生特征伽马射线，因而深刻影响着反应堆中子学计算精度、燃料管理策略以及辐射屏蔽设计。



- **Fe、Cr、Ni** 等作为新一代反应堆所用的结构材料，其非弹性散射截面占中子总截面 $\sim 30\%$ ；它们的非弹性散射截面的准确性将直接影响核反应堆有效增殖因子  $k_{eff}$  计算的准确性。
- 随着新一代核能系统的开发，对核能研发和核装置中的一些关键材料的非弹性散射截面数据也有了进一步的需求。



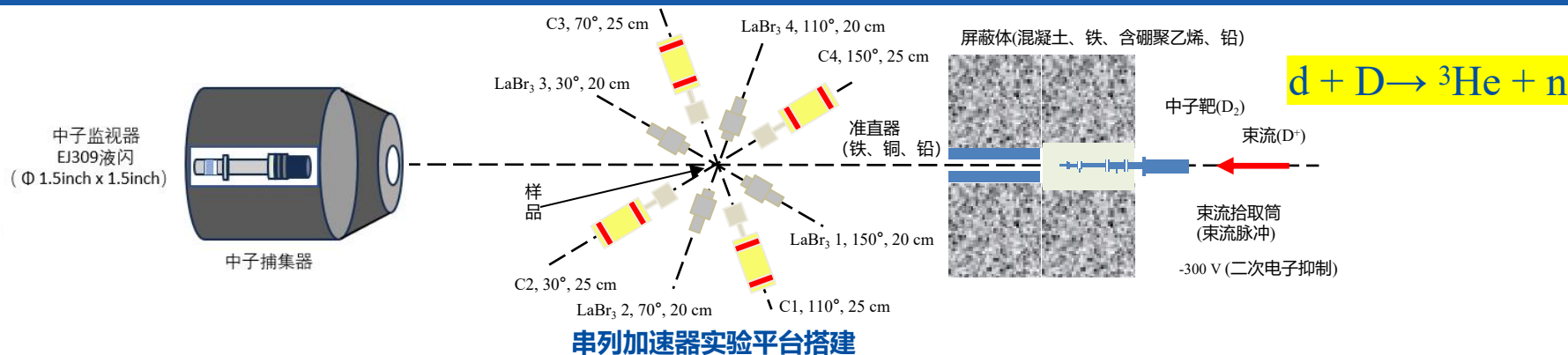
02

研究内容

## 2.1 串列加速器结构材料核非弹伽马截面测量



中国原子能科学研究院  
中核集团 CNNC CHINA INSTITUTE OF ATOMIC ENERGY

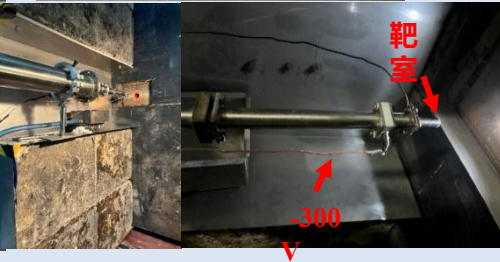


- 实验方法：瞬发  $\gamma$  射线法
- 中子源：HI-13 串列加速器  $D_2$  气体靶 d-D 中子源
- $D^+$  束能量：3.5 MeV、4 MeV、5.5 MeV
- 中子能量：5.62 MeV、6.24 MeV、7.95 MeV
- 实验样品：Φ 40\*4mm Cr

屏蔽体和斜管道

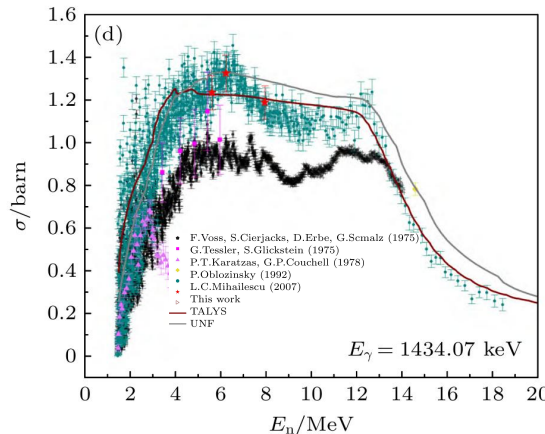
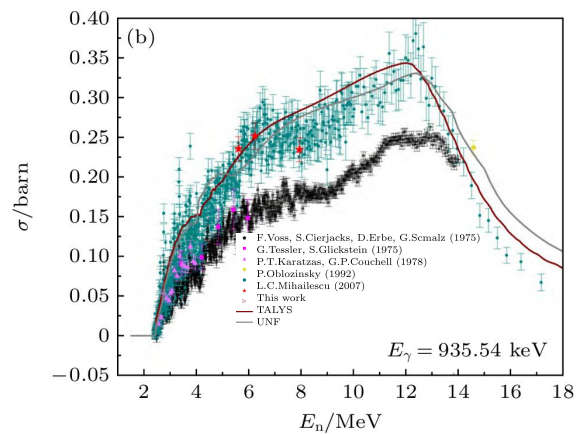


EJ-309 液闪探测器



## 2.1 串列加速器结构材料核非弹伽马截面测量

通过实验与修正，得到了**九条**特征  $\gamma$  产生截面

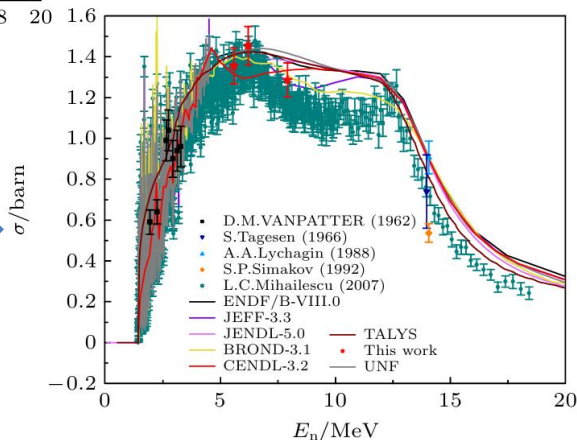


$^{52}\text{Cr}$ 的935-keV1434-keV  $\gamma$ 射线产生截面

- 计算给出 5.62 MeV、6.24 MeV、7.95 MeV 3个中子能点  $^{52}\text{Cr}$  的**非弹性散射截面**



- 将实验数据结果与国外实验数据、评价库数据以及默认参数下 TALYS 计算结果进行对比





## 2.2 白光中子源结构材料核非弹伽马产生截面测量

### ■ 实验介绍



实验装置图

- 实验方法：瞬发  $\gamma$  射线法
- 中子源：CSNS反角白光中子源
- 探测器：16个LaBr<sub>3</sub>探测器，7个探测角度
- 实验样品： $\Phi 50*1\text{mm natCr}$ 、 $\Phi 50*1\text{mm natFe}$ 、 $\Phi 50*1\text{mm natTi}$
- 获取系统：基于GDDAQ的波形采样（500 MHz，14-bit），触发同步记录。
- 质子束以双束团模式运行，束团间固定时间间隔为410 ns。

探测器角度

|        | 1#   | 2#   | 3#    | 4#   | 5#    | 6#    | 7#    | 8#    |
|--------|------|------|-------|------|-------|-------|-------|-------|
| Y-束流角度 | 59.4 | 68.9 | 90    | 29.7 | 111.1 | 150.3 | 45    | 135   |
|        | 9#   | 10#  | 11#   | 12#  | 13#   | 14#   | 15#   | 16#   |
| Y-束流角度 | 135  | 45   | 150.3 | 68.9 | 29.7  | 90    | 120.6 | 111.1 |

## 2.2 白光中子源结构材料核非弹伽马产生截面测量



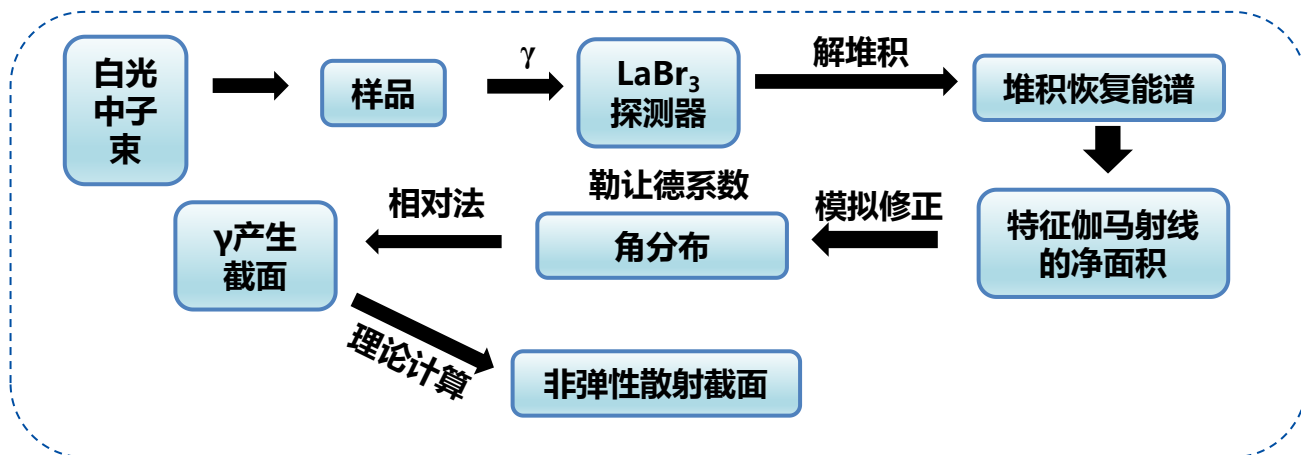
- 反角白光中子束的可应用能区跨度超过8个量级, 1eV - 100MeV, 适合开展基于飞行时间方法的中子核数据测量。



CSNS反角白光中子源布局图

实验位置

### 研究思路

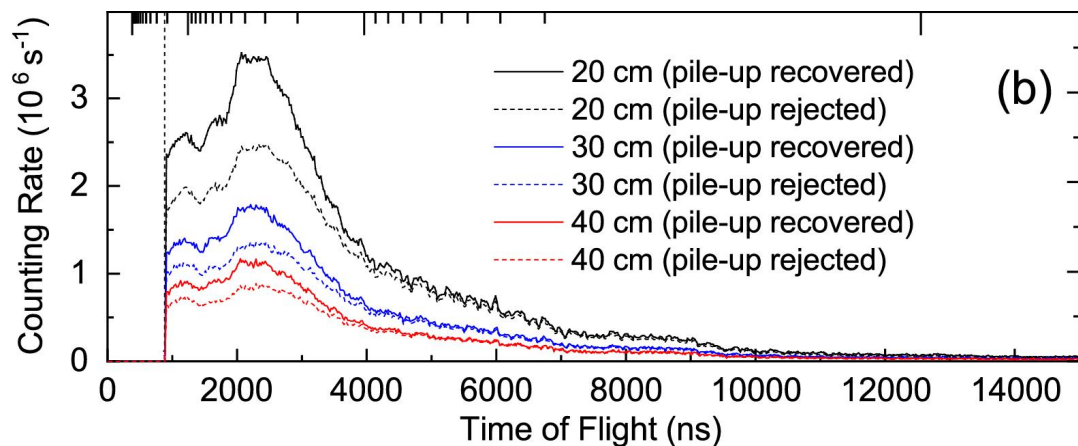


## 2.2 白光中子源结构材料核非弹伽马产生截面测量

### ■ LaBr<sub>3</sub>探测器的堆积波形重建算法研究

#### ➤ 算法背景

- 中国散裂中子源反角白光束线，对于中子非弹截面测量的百 keV 以上能区，受伴随的  $\gamma$ -flash 影响使得时间响应慢的  $\gamma$  探测器容易产生严重的信号堆积甚至饱和。



$\gamma$  射线计数率随飞行时间的变化曲线

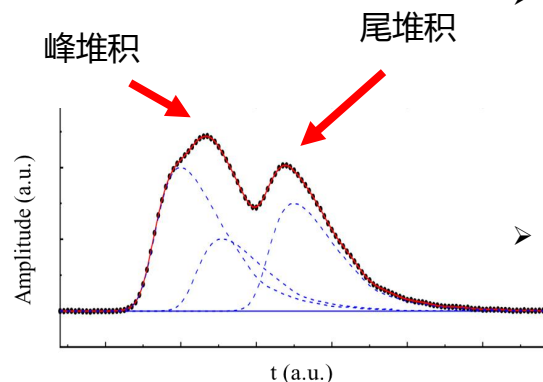
- 白光中子源的实验计数率随飞行时间变化剧烈，高入射通量条件下，探测器死时间占比呈现显著的非平稳波动，导致系统获取效率剧烈涨落。在不同中子能区探测效率不一致，丢弃率随计数率升高而急剧增加，统计数据大幅减少。最终造成测量截面数据出现大幅统计涨落及潜在的系统性偏差。

## 2.2 白光中子源结构材料核非弹伽马产生截面测量

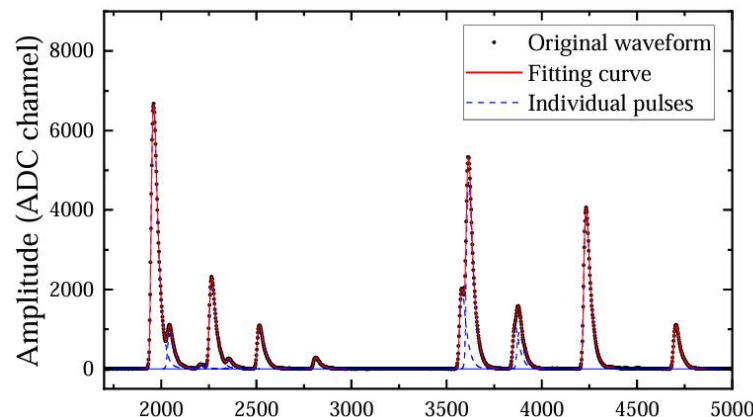
### ■ $\text{LaBr}_3$ 探测器的堆积波形重建算法研究

#### ➤ 解堆积的必要性

- 大幅提高有效计数率。即使在高 $\gamma$ -flash区域也能保留有效统计量，而不是丢弃。
- 修正能量依赖的效率。偏差通过逐波形恢复所有脉冲，可以准确获得每个时间窗口内的真实 $\gamma$ 产额，避免了传统方法中因丢弃率随计数率变化而产生的误差。
- 获得准确的能谱和截面。只有解堆积后，才能正确提取特征 $\gamma$ 射线的净面积，进而得到精确的 $\gamma$ 产生截面和非弹性散射截面。



- 尾堆积：前后峰位间隔显著大于波形的上升时间，各自在总波形中有一个极值点；容易通过波形微分等加以区分。
- 峰堆积：前后峰位间隔小于波形上升时间或与上升时间相近，总波形只有一个极值点；



堆积波形重建

## 2.2 白光中子源结构材料核非弹伽马产生截面测量

### ■ $\gamma$ 射线角分布

- **角分布**：出射粒子（如 $\gamma$ 光子）的发射强度随空间角度（相对入射束方向）变化的规律。它反映核反应中的角动量耦合与核能级信息，通常用各向异性系数（如 $a_2, a_4$ ）定量描述。
- 中子非弹特征 $\gamma$ 射线的角分布各向异性，决定了微分截面到总截面转换的精确性。
- 忽略该角分布效应将引入系统偏差，必须修正，才能确保非弹截面的可靠性。



- 以 $90^\circ$ 探测器为基准，定义归一化角分布  $W_n(\theta)$ :

$$W_n(\theta) := \frac{W(\theta)}{W(90^\circ)} = \frac{N_{\text{det}}(\theta) \cdot f_{\text{corr}}(\theta)}{N_{\text{det}}(90^\circ) \cdot f_{\text{corr}}(90^\circ)}$$

- $f_{\text{corr}}$ ：包含探测器效率和 $\gamma$ 射线在样品中的吸收修正。
- $\gamma$ 射线的角分布函数  $W(\theta)$  定义为：

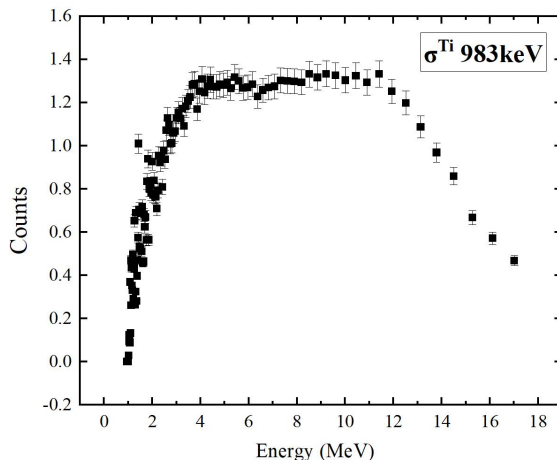
$$W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta) + \dots$$

- $P_2, P_4$ ：二阶和四阶Legendre多项式（物理意义：描述角分布的各向异性）。
- $a_2$ ：描述 $\gamma$ 射线沿束流轴向（ $0^\circ/180^\circ$ ）与横向（ $90^\circ$ ）的发射概率差异。
- $>0$ ：优先沿束流方向发射（如E2跃迁）  $<0$ ：优先垂直束流发射
- $a_4$ ：是归一化的四阶角分布系数描述更高阶的方向偏好。

$$W_n(\theta) = \frac{1 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta)}{1 + a_2 \underbrace{P_2(\cos 90^\circ)}_{=-0.5} + a_4 \underbrace{P_4(\cos 90^\circ)}_{=0.375}}$$

## 2.2 白光中子源结构材料核非弹伽马产生截面测量

### ■ 非弹性散射截面计算



$^{48}\text{Ti}$  983.5 keV非弹 $\gamma$ 产生截面

- 采用相对法来确定伽马产生截面， $^{48}\text{Ti}(n, n' \gamma)$  的 983.5 keV 产生截面常作为标准截面，用于确定  $^{52}\text{Cr}$ 、 $^{56}\text{Fe}$  反应截面。

- 在相同的中子能量条件下，获得了两个跃迁的全能峰计数 $N(\theta)$ 。每个角度的归一化比值由下式给出：

$$R(\theta) = \frac{\dot{N}_{\text{Fe}}(\theta)}{\dot{N}_{\text{Ti}}(\theta)} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{Ti}}(\theta)}{\varepsilon_{\text{Fe}}(\theta)} \cdot \frac{c_{\text{abs, Fe}}(\theta)}{c_{\text{abs, Ti}}(\theta)} \cdot \frac{W_{\text{Ti}}(\theta)}{W_{\text{Fe}}(\theta)} \cdot \frac{S_{\text{Ti}}}{S_{\text{Fe}}} \cdot \frac{\phi_{\text{Ti}}}{\phi_{\text{Fe}}}$$

- 该比值 $R(\theta)$ 包含了对靶核数目 $S$ 和入射中子注量 $\phi$ 的修正。
- **角分布修正 $W(\theta)$ ：这是最关键的一步。因为 $\gamma$ 射线发射是各向异性的，不同角度的计数率不同。比值消除了 $\gamma$ 射线各向异性的影响。**
- 计算 $^{56}\text{Fe}$ 的847-keV的 $\gamma$ 产生截面：

$$\sigma_{\text{Fe}} = \langle R \rangle \cdot \sigma_{\text{Ti}}^{\text{ref}}$$

- 其中 $\langle R \rangle$  是所有测量角度的 $R(\theta)$ 平均值。

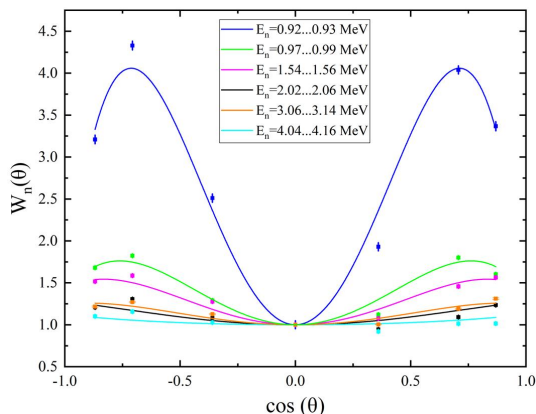
03

结果分析

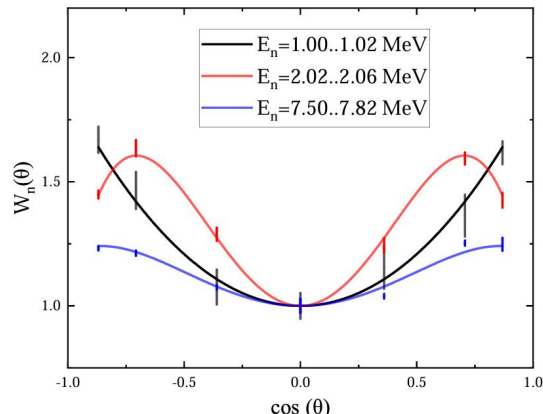


# 结果分析

## 角分布



$^{56}\text{Fe}$ 的847-keV  $\gamma$ 射线的角分布



$^{48}\text{Ti}$ 的983-keV  $\gamma$ 射线的角分布

$\gamma$ 射线跃迁参数

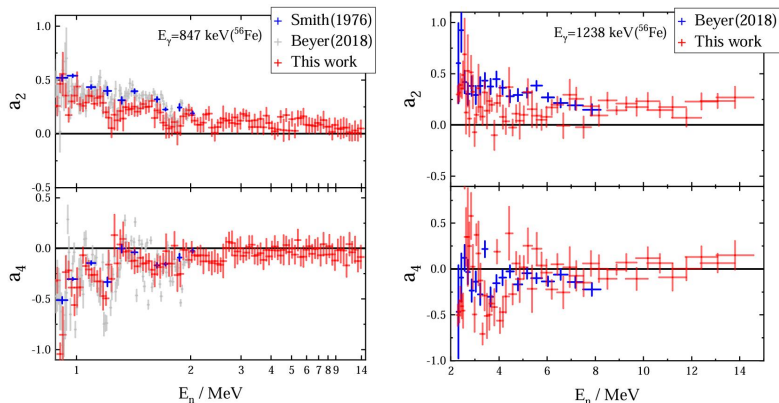
| $E_\gamma(\text{keV})$ | 初始态            | 最终态                   | 多极性 |
|------------------------|----------------|-----------------------|-----|
| $^{56}\text{Fe}$ :     |                |                       |     |
| 847                    | $2^+, 846.78$  | $0^+, 0(\text{G.S.})$ | E2  |
| 1238                   | $4^+, 2085.10$ | $2^+, 846.78$         | E2  |
| $^{48}\text{Ti}$       |                |                       |     |
| 983                    | $2^+, 983.52$  | $0^+, 0(\text{G.S.})$ | E2  |
| 1312                   | $4^+, 2295.63$ | $2^+, 983.52$         | E2  |
| $^{52}\text{Cr}$       |                |                       |     |
| 1434                   | $2^+, 1434.09$ | $0^+, 0(\text{G.S.})$ | E2  |

- 总体形状：两边对称，通常在  $90^\circ$  附近计数率最低（各向异性最弱）。
- 能量依赖性：低能时曲线弯曲明显（各向异性强），随着中子能量增加，曲线逐渐变得平缓（趋近于各向同性）。



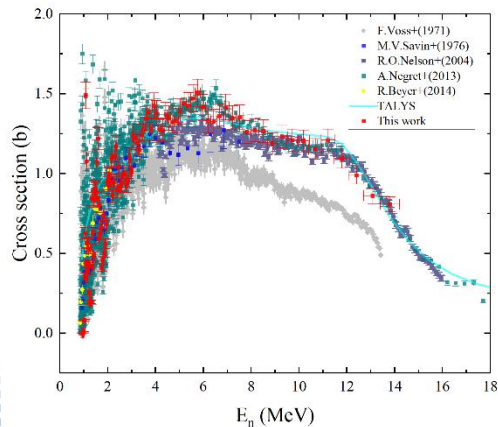
# 结果分析

## ■ $^{56}\text{Fe}$ 的Legendre系数与非弹性散射截面



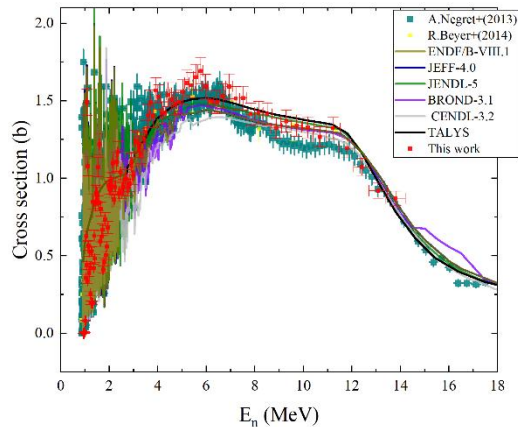
$^{56}\text{Fe}$ 中847-keV跃迁与1238-keV的勒让德系数

- $a_2 > 0$ ,  $a_4 < 0$ : 符合纯 E2 跃迁 ( $2^+ \rightarrow 0^+$ ) 的理论预期,  $\gamma$ 射线沿中子束方向优先发射。
- 能量低于2 MeV时角分布各向异性显著, 高于2 MeV时趋于平坦。



$^{56}\text{Fe}$ 的847-keV  $\gamma$ 射线产生截面

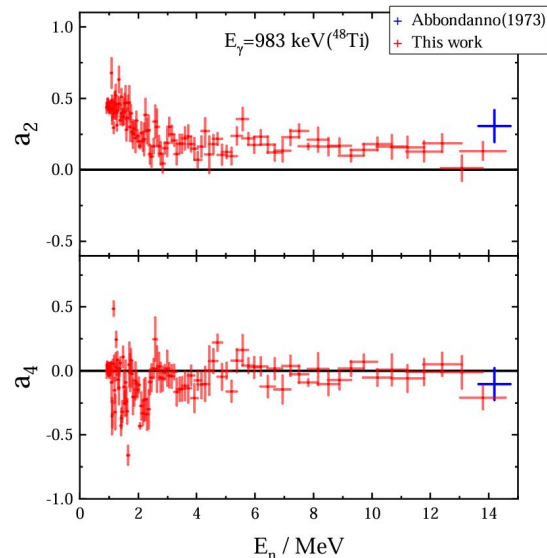
- 研究结果与Beyer等人报告的参考数据非常一致, 在较高能量区域 ( $E_n > 4$  MeV), 提取的截面与Nelson和Negret测量的结果表现出显著的一致性。
- 在整个测量能量范围内与Beyer等人的结果吻合良好。在4–6 MeV之间, 略高于TALYS理论计算和主要评估库的预测值, 总体趋势保持一致。



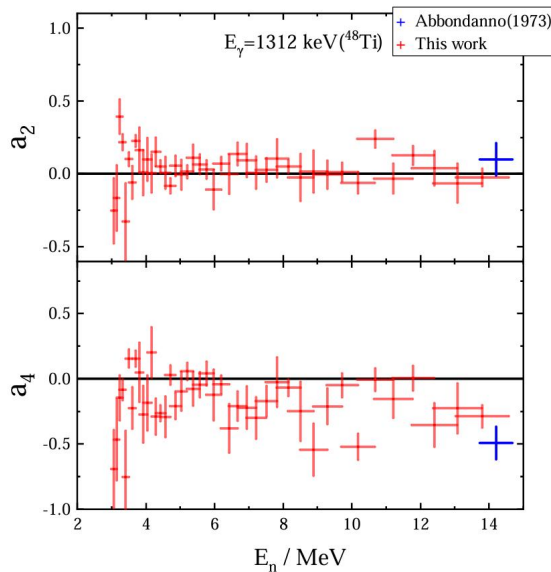
$^{56}\text{Fe}$ 非弹性散射截面

# 结果分析

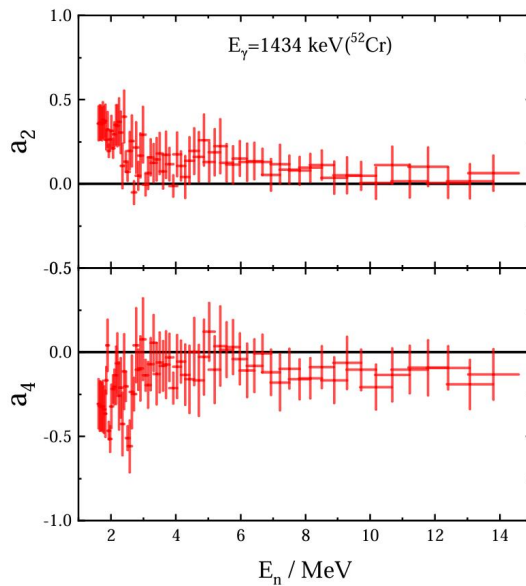
## ■ $^{48}\text{Ti}$ 、 $^{52}\text{Cr}$ Legendre系数



$^{48}\text{Ti}$ 中983-keV跃迁的勒让德系数



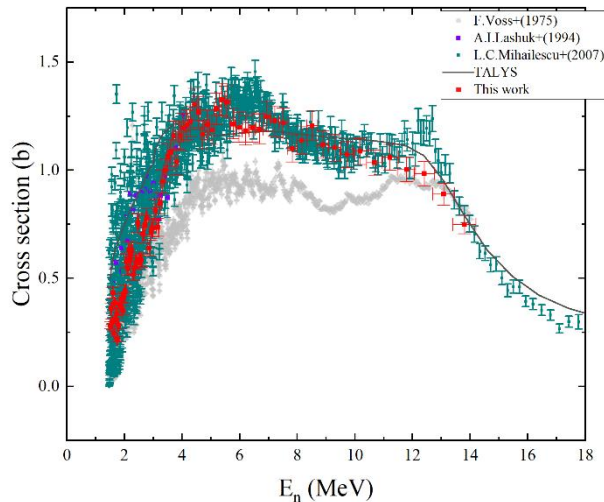
$^{48}\text{Ti}$ 中1312-keV跃迁的勒让德系数



$^{52}\text{Cr}$ 中1434-keV跃迁的勒让德系数

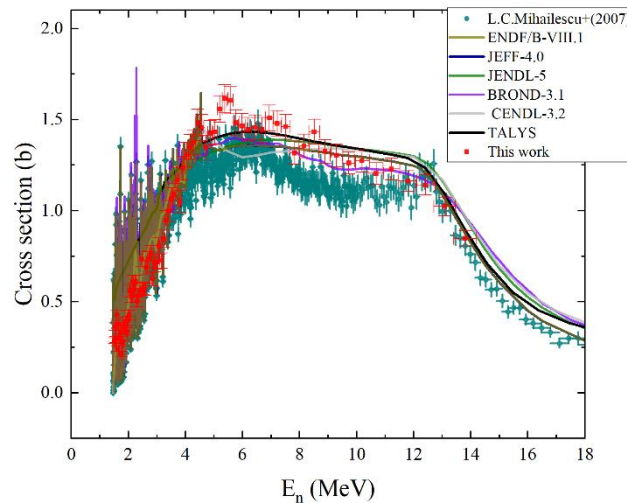
- 趋势与前面跃迁相似，激发机制相同。
- 系数点对点波动较大，主要归因于该跃迁强度弱，统计计数有限。
- 首次得到宽中子能量范围的 $^{52}\text{Cr}$ 中1434-keV跃迁的勒让德系数。

## ■ $^{52}\text{Cr}$ 非弹性散射截面



$^{52}\text{Cr}$ 的1434-keV  $\gamma$ 射线产生截面

- 在12 MeV以下，提取的截面与Mihailescu等人报告的一致。
- 基于TALYS理论程序分别计算得到非弹性散射截面。



$^{52}\text{Cr}$ 非弹性散射截面

- 对于 $^{52}\text{Cr}$ ，截面在8 MeV以下与评估库吻合良好。在此能量以上，结果系统性地低于这些评价库提供的值。

## 04 总结与展望

1

对于 $^{56}\text{Fe}$ 的847-keV和1238-keV、 $^{48}\text{Ti}$ 的983-keV和1312-keV以及 $^{52}\text{Cr}$ 的1434-keV这五个的E2跃迁，系统给出了其勒让德展开系数随入射中子能量的演化规律。

2

通过相对测量法，以 $^{48}\text{Ti}$ 的983-keV跃迁截面为参考标准，确定了 $^{56}\text{Fe}$ 中847-keV和 $^{52}\text{Cr}$ 中1434-keV的伽马产生截面，以及 $^{56}\text{Fe}$ 和 $^{52}\text{Cr}$ 的非弹性散射截面。

3

未来将增加测量核素；结合HPGe探测器构成混合阵列；利用CSNS Back-n单束团模式消除TOF谱重叠，提高能量分辨率。



中国原子能科学研究院

CHINA INSTITUTE OF ATOMIC ENERGY

请各位领导老师批评指正

汇报人：年诚睿

时间：2026. 7. 16