

# 核反应堆瞬发型自给能中子探测器初始灵敏度研究

吴雄<sup>1,2</sup>, 蔡利<sup>3</sup>, 张香菊<sup>3</sup>, 卢皓亮<sup>3</sup>, 蒋洁琼<sup>1\*</sup>

1. 中国科学院合肥物质科学研究院核能安全技术研究所, 合肥 230031

2. 中国科学技术大学, 合肥 230036

3. 中广核研究院有限公司, 深圳 518031

**摘要** 以钴自给能探测器为例, 详细阐述了瞬发型自给能中子探测器(SPND)与核反应堆内中子作用的物理特征、信号电流产生机理等关键过程, 并借助于蒙特卡罗程序多粒子耦合输运功能对公开文献中的钴 SPND 初始灵敏度进行了理论分析计算。最后, 将蒙特卡罗方法与确定论方法以及金箔活化法得到的实验测量值进行对比分析。结果表明, 基于蒙特卡罗方法的理论计算值和实验值相比最大偏差皆小于 5%, 证明了该方法相较于确定论计算方法不仅更加简单有效, 而且精度更高。

**关键词** 自给能中子探测器; 钴-59; 瞬时响应; 中子灵敏度; 蒙特卡罗方法

自给能中子探测器(self powered neutron detector, SPND)为堆内固定式中子探测器, 是核反应堆三维实时在线监测和保护系统的核心, 尤其适用于大型压水反应堆, 具有重要的工程意义。自给能中子探测器能够适应核反应堆内高温高压、强辐照、强腐蚀的恶劣环境且具有不需要外加电压、结构简单、尺寸微小等优点。其原理是探测器发射体材料与反应堆内中子相互作用产生电流信号。根据发射体材料与中子的反应机理, SPND 可以分为 2 种类型, 一类为 $\beta$ 衰变型自给能中子探测器, 其电流信号具有延迟反馈的特征, 这类探测器典型的发射体材料有铑(<sup>103</sup>Rh)、钒(<sup>51</sup>V)和银(<sup>107</sup>Ag 和 <sup>109</sup>Ag)

等。此类探测器的发射体材料与反应堆内中子发生俘获反应生成活化核(如<sup>104</sup>Rh 和 <sup>52</sup>V), 然后以一定的半衰期进行 $\beta$ 衰变, 发射高能电子并形成闭合回路, 从而产生一个正比于入射中子注量率的电流信号。由于该类探测器是一种缓发响应的探测器, 因此其信号只能用于堆芯通量图的描绘, 而不能直接用于保护和控制系统, 必须对信号进行延时消除处理<sup>[1]</sup>。另一类为瞬发型自给能中子探测器, 其发射体与中子发生俘获反应放出 $\gamma$ 射线, 射线以一定的几率发生康普顿效应、光电效应和电子对效应放出电子, 形成电流信号, 其大小同样正比于入射中子注量率<sup>[2]</sup>。该类探测器的显著特点是其对中子

收稿日期: 2022-07-08; 修回日期: 2022-09-21

作者简介: 吴雄, 博士研究生, 研究方向为核反应堆堆芯在线监测, 电子信箱: wuxionghsu@foxmail.com; 蒋洁琼(通信作者), 研究员, 研究方向为核反应堆中子物理及新概念设计, 电子信箱: jieqiong.jiang@fds.org.cn

引用格式: 吴雄, 蔡利, 张香菊, 等. 核反应堆瞬发型自给能中子探测器初始灵敏度研究[J]. 科技导报, 2022, 40(24): 64-71; doi: 10.3981/j.issn.1000-7857.2022.24.007

注量率变化具有瞬时响应的特征,因此可用于核反应堆保护和控制系统,以应对可能出现的安全事故,实现快速紧急停堆。此类型探测器发射体材料典型代表有钴( $^{59}\text{Co}$ )、铪( $^{180}\text{Hf}$ )和铒( $^{166}\text{Er}$ )等。

理论和实验均表明, $\beta$ 衰变型 SPND 的电流信号同样存在一定份额的瞬发电流部分,但是其占比约为总电流大小的 5%,不能改变其延迟反馈的特征<sup>[5]</sup>。正因为瞬发型自给能探测器具有瞬时响应的显著优点,有必要对该类探测器进行研究。中子灵敏度是自给能中子探测器的重要参数,1972 年美国巴威公司的 Warren 提出了用于 SPND 灵敏度计算的“沃伦模型”<sup>[4]</sup>。该模型基于确定论的解析方法通过求解方程得到各项中间参数,可成功地应用于 $\beta$ 衰变电流的计算,且具备相当的精度。1973 年,美国西屋公司的 Goldstein 首次尝试使用蒙特卡罗方法计算了包括钴 SPND 在内的 3 种自给能探测器的灵敏度<sup>[5]</sup>,由于当时计算机性能的限制,其物理模型做了重要简化,计算精度不如“沃伦模型”。尤其对于瞬发型 SPND,其电流信号来源于光子、电子二次转换,当时很难模拟这些复杂的物理过程,因而计算结果存在相当大的误差。后来 Jaschik、Seifritz 提出了 SPND 瞬发电流计算模型<sup>[6]</sup>,Warren 也进一步完善了 $\gamma$ 射线与 SPND 相互作用的物理模型<sup>[7]</sup>,然而这些方法也都是基于确定论的解析方法,不仅求解方程过于复杂,而且因为存在大量的近似造成精度不够。

随着计算机性能的提升,蒙特卡罗方法体现了其独特的优势,已经逐渐取代传统解析方法并成为 SPND 研发设计中最重要方法。目前较有代表性的是比利时核能研究中心(SCK)的 Ludo Vermeeren,其使用蒙特卡罗程序对 SPND 各种参数做了大量的计算分析,并将该方法命名为 MCSS 方法(Monte Carlo SPND Sensitivity)<sup>[8]</sup>。本文以钴 SPND 为研究对象,使用蒙特卡罗程序 MCNP 对瞬发型自给能中子探测器的灵敏度做计算分析。特别是针对蒙特卡罗模型的建立和探测器电流信号的计算进行了详细论述。同时,借助中国早期自主化生产的钴 SPND 实测值及理论值,通过对比验证,论证该方法的正确性和计算精度。

## 1 钴 SPND 物理特征

### 1.1 Co-59 与中子的相互作用

钴 SPND 与反应堆内中子发生反应直至形成有效电流信号,可分为 2 个步骤。首先是 $^{59}\text{Co}$ 与中子发生俘获反应( $n,\gamma$ ),然后 $\gamma$ 射线在 SPND 内部发生( $\gamma,e$ )反应。上述 2 种反应中,符号 $n,\gamma,e$ 分别表示中子、光子和电子。由于( $n,\gamma$ )和( $\gamma,e$ )这 2 种反应都是瞬时发生的,因此以钴 SPND 为典型代表的这类自给能探测器具有瞬时响应的特点。

通过对 SPND 做刻度,即可由测量到的信号电流得到探测器位置的中子注量率和功率的大小及分布,通过在堆内径向不同燃料组件和轴向不同高度上布置一系列 SPND,就可以实现对整个堆芯活性区的三维实时在线监测。 $^{59}\text{Co}$ 与中子发生俘获反应以及后续产物衰变及其衰变纲图如图 1 所示。

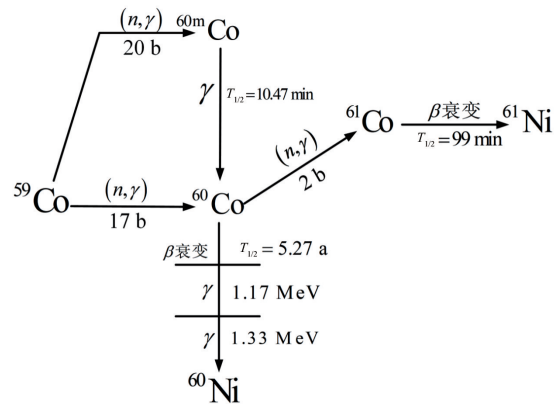


图 1 钴-59 与中子反应后的生成核素及其衰变纲图

由图 1 可以看出, $^{59}\text{Co}$ 与中子发生俘获反应有 2 个分支,分别生成基态 $^{60}\text{Co}$ 和激发态 $^{60m}\text{Co}$ ,激发态的 $^{60m}\text{Co}$ 通过 $\gamma$ 衰变释放光子回到基态,中间产物 $^{60m}\text{Co}$ 、 $^{60}\text{Co}$ 、 $^{61}\text{Co}$ 半衰期和反应类型都不尽相同,使得探测器的信号电流组成成份复杂多样,进一步增加了分析难度。 $^{59}\text{Co}$ 、 $^{60m}\text{Co}$ 、 $^{60}\text{Co}$ 三者之间的转换关系可用下列方程描述<sup>[9]</sup>:

$$\frac{dN_{59}(t)}{dt} = -(\sigma_{59g} + \sigma_{59m})N_{59}(t)\Phi(t) \quad (1)$$

$$\frac{dN_{60m}(t)}{dt} = \sigma_{59m}N_{59}(t)\Phi(t) - \lambda_{60m}N_{60m}(t) \quad (2)$$

$$\frac{dN_{60}(t)}{dt} = \sigma_{59m} N_{59}(t) \Phi(t) + \lambda_{60m} N_{60m}(t) - \lambda_{60} N_{60}(t) - \sigma_{60} N_{60}(t) \Phi(t) \quad (3)$$

式中,  $\lambda$  为对应核素的衰变常数;  $N$  为核素原子核密度;  $\sigma$  为核素反应截面;  $\Phi$  为入射中子注量率。可见, 即使是在初始时刻的平衡状态下, 钴 SPND 内部也同时存在瞬发  $\gamma$  射线和缓发  $\gamma$  射线, 因此其同样存在缓发信号电流部分。但是在初始时刻, 由于  $^{60m}\text{Co}$ 、 $^{60}\text{Co}$  的含量小到可以忽略不计, 因此缓发电流部分同样可忽略。但是当钴 SPND 在反应堆内经过一段时间的辐照后, 随着  $^{60}\text{Co}$  不断累积, 其衰变的半衰期长达 5.27 a, 缓发信号电流将不断增加, 成为噪声电流信号, 会破坏信号电流与中子注量率之间的线性关系。分析表明, 钴 SPND 在  $1 \times 10^{13} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$  中子注量率照射下辐照 3 a, 由  $^{60}\text{Co}$  引起的噪声电流占总信号电流的 16%<sup>[2]</sup>。因此, 随着辐照积分注量率增加, 这一缓发干扰信号电流大小变得不可忽略, 必须对信号电流进行修正。

由于探测器电流信号是光子、电子经过二次转换得到的, 中间转换效率较低且仅有 1%~2%<sup>[2]</sup>, 因此钴 SPND 的灵敏度和电流信号强度要比衰变型 SPND 小得多。因此, 瞬发型自给能探测器一般不单独使用, 而是配合衰变型探测器共同使用, 前者用于堆芯保护, 后者用于在线监测。虽然钴 SPND 信号电流小, 其原因在于中子-光子-电子之间的转换效率低, 但是并不意味着其发射体消耗慢。实际上, 钴的热中子吸收截面达到 37 b ( $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ ), 其大小虽然不如铯 SPND (145 b), 但是仍远超过衰变型钒 SPND (5 b)。相关结果表明, 钴 SPND 处于典型的  $5 \times 10^{13} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$  热中子注量率照射下, 灵敏度下降至初始灵敏度的 90% 所经历的时间约为 30 个月, 其使用寿命比铯要长, 但是仍远小于钒, 可见钴属于中等燃耗探测器<sup>[2]</sup>。

## 1.2 钴 SPND 电流信号来源

如前所述, 基于  $^{59}\text{Co}$  的瞬发型 SPND 的电流信号源于发射体俘获中子后产生的  $\gamma$  射线,  $\gamma$  射线通过光电效应、康普顿效应和电子对效应产生电子形成电流信号, 信号大小与上述 3 个过程的反应截面相关。3 种反应的截面可用下列方程描述<sup>[10]</sup>。

光电效应:

$$\sigma_{\text{ph}} \propto Z^5 \frac{1}{hv} \quad (4)$$

康普顿效应:

$$\begin{cases} \sigma_c = \frac{8}{3} \pi Z r_0^2 & (E_\gamma \ll m_0 c^2) \\ \sigma_c = 2\pi r_0^2 \frac{m_0 c^2}{E_\gamma} \left( \ln \frac{2E_\gamma}{m_0 c^2} + \frac{1}{2} \right) \approx Z \frac{1}{E_\gamma} \end{cases} \quad (5)$$

电子对效应:

$$\begin{cases} \sigma_p \propto Z^2 E_\gamma & (hv \text{ 稍大于 } 2m_0 c^2) \\ \sigma_p \propto Z^2 \ln E_\gamma & (hv \gg 2m_0 c^2) \end{cases} \quad (6)$$

其中,  $Z$  为靶核的原子系数,  $h\nu$  为光子能量。对于低能  $\gamma$  射线和原子核数高的发射体材料, 光电效应占优势; 对于中能  $\gamma$  射线和原子系数低的发射体材料, 康普顿效应占优势; 对于高能  $\gamma$  射线和原子系数高的发射体物质, 电子对效应占优势。对于某一特定的 SPND, 其材料是固定的, 因此上述反应的几率最主要取决于入射  $\gamma$  射线的能量, 而入射  $\gamma$  射线的能量又取决于与 SPND 发生俘获反应的中子注量率分布, 因此 3 种反应的几率最终严重依赖于中子能谱。

## 2 中子灵敏度计算方法

自给能探测器的灵敏度通常定义为单位长度内探测器信号电流与探测器所处位置的中子注量率之比, 即

$$S = \frac{I}{\phi} \quad (7)$$

式中,  $S$  为探测器单位长度灵敏度 ( $\text{A}/\text{cm})/(\text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ ,  $I$  为探测器单位长度信号电流 ( $\text{A}/\text{cm}$ ),  $\phi$  为探测器位置的热中子注量率 ( $\text{n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ )。

### 2.1 “沃伦模型”的局限性

在给探测器做刻度时, 入射中子注量率分布 (中子能谱) 通常作为输入条件, 因此 SPND 灵敏度的计算精度取决于信号电流  $I$  的值, 根据“沃伦模型”, 信号电流计算式为

$$I_\beta = eA \times \sum_{i=1}^3 P_i \times \varepsilon_{\beta i} \times \varepsilon_{E_i} \quad (8)$$

式中,  $e$  为单位电荷, 计算时取值为  $1.602 \times 10^{-19}$  C,  $A$  为发射体横截面积 ( $\text{cm}^2$ ),  $\varepsilon_\beta$  为发射体产生的电子能够达到外表面而不被吸收的概率,  $\varepsilon_e$  为由于绝缘体空间电场效应导致的电子逃脱概率。  $P_i$  表示由第  $i$  种反应方式产生的电子数,  $i$  则表示第 1.2 节中描述的 3 种 ( $\gamma, e$ ) 反应, 包括光电效应、康普顿散射和电子对效应。

堆内经过与 SPND 探测器反应后的中子和光子能量分布较为复杂, 继而由光子再转换成电子的转换系数为

$$P = \sum_{i=1}^n y_i(E_{\gamma_i}) \quad (9)$$

式中,  $y_i(E_{\gamma_i})$  为俘获  $\gamma$  射线产额, 即发射体每俘获一个中子产生一个能量为  $E_{\gamma_i}$  的  $\gamma$  射线的概率。考虑到反应堆内中子能谱的分布相当不均匀, 覆盖了从超热中子到快中子整个能群区间, 首先需要计算各能群的中子产生的光子能量分布, 再由光子能量分布计算光电效应、康普顿散射和电子对效应 3 种反应各自的概率。这是瞬发型 SPND 与衰变型 SPND 在物理过程和计算方法上存在巨大差异的原因, 其物理过程和解析方法无疑相当繁琐复杂, 且不可避免地引入近似造成计算结果精度有限。

## 2.2 蒙特卡罗方法的优势

沃伦提出灵敏度数值计算方法后的第 2 年, Goldstein<sup>[5]</sup> 首次尝试使用蒙特卡罗方法计算了 SPND 探测器的灵敏度。表 1<sup>[5]</sup> 给出了 Goldstein 针对 1 种瞬发型和 2 种衰变型 SPND 的理论计算结果与实验测量值的比较。可以看出, Goldstein 使用蒙特卡罗方法得到的计算结果同实验数据相比存在明显偏差, 其中, 对衰变型 SPND 的偏差相对较小, 对瞬发型 SPND 的相对偏差高达 -37%, 进一步说明了, 由于瞬发型 SPND 物理过程的复杂性, 需要进一步细致研究。

表 1 Goldstein 首次使用蒙特卡罗方法计算 SPND 灵敏度

单位长度中子灵敏度/[ $10^{22}(\text{A/cm})/(\text{n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s}))$ ]			
探测器类型	理论计算值	实验测量值	偏差
瞬发型 Co-SPND	0.11±0.06	0.16±0.015	-37%
衰变型 Rh-SPND	15.1±0.5	12±1	22%
衰变型 V-SPND	0.87±0.3	0.77±0.08	12%

时至今日, 得益于计算机性能和并行计算的发展, 蒙特卡罗方法在 SPND 研发设计领域的重要性不断提升。相比于确定论解析方法, 该方法通过大规模粒子抽样直接模拟各种复杂的物理过程, 而无需大量的假设和近似处理, 从而可以得到精确的统计结果。

## 3 自给能中子探测器的蒙特卡罗模型

### 3.1 模型建立

SPND 包含发射体、绝缘体和收集体 3 个部分, 组成同心圆柱体结构, 如图 2 所示。其中, 最内层为发射体是最核心部分, 由中子灵敏材料组成, 决定了 SPND 的性能。中间填充无机绝缘体材料, 如  $\text{Al}_2\text{O}_3$ 、 $\text{SiO}_2$  等, 收集体外壳用于接收从发射体漂移过来的电子, 材料通常选取高中子散射截面、低中子吸收截面的 316 不锈钢和因科镍等。在本研究中, SPND 被设为二维无限长模型以计算单位长度的中子灵敏度。

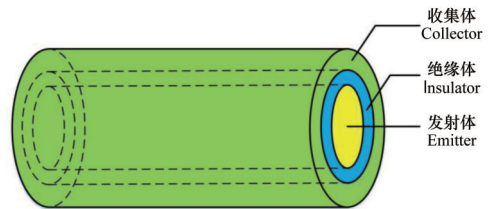


图 2 自给能探测器示意

本研究对中国核仪器厂研制的 2 类钴探测器 ZTCo121 和 ZTCo122 进行了理论计算, 其发射体直径分别为 1.5 mm 和 2 mm, 其他详细尺寸和材料信息如表 2 所示。发射体和绝缘体材料简单, 因科镍的组成较为复杂, 因科镍各核素的质量百分比如表 3 所示。

由于 SPND 尺寸相较于反应堆堆芯而言十分微小, 可认为堆内中子各向同性地照射到探测器, 因此本研究将入射源定义为探测器外表面各向同性的圆柱面源。对于源中子的能量分布, 选取了中国“华龙一号”大型压水堆 2 个不同堆芯位置的中子能谱作为源项, 其中一个为堆芯中央位置组件的

表2 2类钴SPND的几何和材料

探测器组成	材料	质量密度/(g·cm <sup>-3</sup> )	原子核密度/(10 <sup>22</sup> cm <sup>-3</sup> )	半径/cm	
				ZTCo121	ZTCo122
发射体	钴( <sup>59</sup> Co)	8.90	9.0913	0.075	0.100
绝缘体	氧化铝(Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	2.90	8.5640	0.105	0.130
收集体	因科镍(inconel)	8.44	1.0313	0.145	0.170

表3 SPND收集体材料因科镍的组成

	Ni	Cr	Fe	C	Mn	Si	Cu	Al	Ti	B	P	S	总量
最低含量/%	72	14	6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
最高含量/%	≥72	17	10	0.15	1	0.5	0.5	0.3	0.3	0.006	0.015	0.015	—
标准含量/%	72	16.76	8.454	0.15	1	0.5	0.5	0.3	0.3	0.006	0.015	0.015	100

轴向中心区域,另一个为堆芯边缘位置组件的轴向顶部区域。其中,中央组件总中子注量率为 $5.43 \times 10^{14} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ ,边缘组件总中子注量率为 $6.68 \times 10^{13} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ ,两者的能谱形状类似,总量相差1个数量级,基本能够反映一个压水反应堆内中子注量率水平的差异。其中一个位置的中子能谱如图3所示,入射中子注量率随能量分布在相当宽泛的区域,既含有超热中子、热中子也有快中子,其在热中子区和快中子区有2个峰值,符合压水反应堆内中子能谱的基本特征。需要说明的是,在计算中子能谱时将反应堆内中子按照能量大小划分为50个能群。

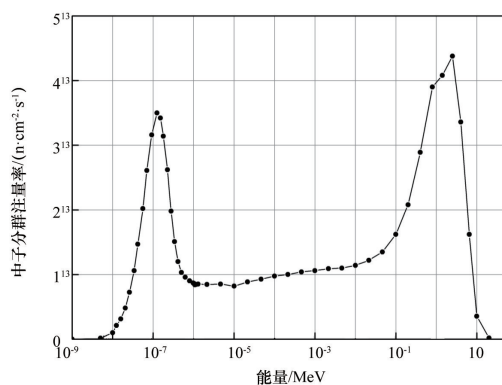


图3 用于中子灵敏度计算的中子能谱

### 3.2 物理方法

不同于衰变型自给能中子探测器,其中间核素

(如<sup>104</sup>Rh和<sup>52</sup>V)存在几分钟的不稳定半衰期时间,蒙特卡罗程序无法模拟这一过程,因此必须分为2个计算步骤,先做中子输运计算中子注量率,再做电子输运计算信号电流。而对于瞬发型探测器,尽管其物理过程要复杂得多,但是由于 $(n, \gamma)$ 和 $(\gamma, e)$ 这2部分反应都是瞬时发生的,因此只需要通过单步中子-光子-电子耦合输运计算得到即可。

在多粒子耦合输运过程中,统计了SPND外表面多群中子注量率,并根据Westcott理论,最终将中子注量率转换为能量为0.0253 eV,即中子速度为2200 m/s的单能热中子注量率代入灵敏度公式计算<sup>[4]</sup>。此外,还同步统计了探测器各交界面的电子流,以计算信号电流值。需要说明的是,从光子到电子的反应中,不仅产生了电子,同样还有正电子产生,因此在蒙特卡罗模型中,同样考虑了正电子的作用。

本研究的理论计算数据所使用的蒙特卡罗程序为MCNP,使用标准的ENDF-VII核数据库。模拟计算在中广核研究院的服务器上完成,该服务器基于Linux Red Hat 64位操作系统共有20个CPU,每个CPU型号为“Intel(R) Xeon(R) CPU E7-4870 @ 2.40GHz”。同时使用MPI共150个进程做并行计算,为尽可能降低统计误差,输运粒子数目达到10亿个。在此条件下,单次中子、光子、电子耦合输运时间约为3 h。

## 4 结果及讨论

### 4.1 电流值计算

通过 $(n, \gamma, e)$ 过程的蒙特卡罗模拟,不仅可以统计到最终的电子流,还可以清楚地跟踪3种光子-电子反应的个数,从而确定其各自反应的比例,这是确定论方法难以做到的。不同中子能谱对应的反应类型统计数据占比见表4。

表4 3种光子-电子反应占比

反应类型	反应占比/%	
	中央组件	边缘组件
电子对效应	7.28	6.87
康普顿散射	42.55	42.41
光电效应	50.16	50.72

可以看出,3种光子-电子反应中光电效应和康普顿散射占比较大,而电子对效应占比不足10%,对信号电流贡献最小。这一结果是符合预期的,因为对于电子对效应, $\gamma$ 光子转化为1个正电子和1个负电子,其能量存在某一阈值,只有当入射 $\gamma$ 光子的能量 $h\nu > 2m_0c^2$ ,即 $h\nu > 1.02$  MeV时,电子对效应才能发生,这也是Goldstein在计算时为了简化而忽略电子对效应的原因。

自给能中子探测器产生的电子从发射体向收集体运动的过程中会形成空间电场,关于空间电场理论,已有文献对其进行了较完善的论述<sup>[4-9]</sup>,本文不再对其详细描述。其中有关电流值计算的2个参数是临界半径 $r_c$ 和电子漂移概率 $f$ ,如式(10)和(11)所示<sup>[11-12]</sup>:

$$r_c = r_i \left[ \frac{1 - k^2}{2 \ln(1/k)} \right]^{1/2} \quad (10)$$

$$f = \ln \left( \frac{2r_i}{r_i + r_e} \right) / \ln \left( \frac{r_i}{r_e} \right) \quad (11)$$

通过临界半径和电子逃逸因子,可以计算出自给能探测器从发射体到收集体的总的净电流 $J_{ec}$ :

$$J_{ec} = (1 - f) \times J_{ei} + f \times J_{ic} \quad (12)$$

式中, $e, i, c$ 分别为发射体、绝缘体、收集体的简写, $J_{ei}, J_{ic}$ 分别表示穿过发射体/绝缘体、绝缘体/收集体表面的电子流。 $J_{ec}$ 为无量纲数,仅表示从发射体释放的电子能够到达收集体成为有效电流的概率。

### 4.2 中子灵敏度计算验证

根据第3节建立的蒙特卡罗模型以及中子-光子-电子耦合输运计算结果,统计了不同中子能谱下2种钴SPND的中子注量率和电子流大小及其误差(表5)。需要说明的是,此处的中子注量率为SPND外表面位置且经过转化之后的Westcott注量率,可以直接代入灵敏度公式做计算。而电子流并不表示实际的电流大小,其真实的物理含义为1个中子产生信号电流的概率。尽管物理含义不同,但两者都为蒙特卡罗程序直接的统计结果,代表了真实的统计误差。

从表5可见,对于同一中子能谱,不同尺寸的钴SPND中子注量率相差不大,但是电子流有较显著的差异。而对于同一尺寸的钴SPND,不同能谱引起的中子注量率差异较大,电子流差异则相对较小。这说明能谱主要影响中子注量率,而电子流则主要依赖于SPND本身的结构。中子能谱作为源输入信息,其统计误差很小,而电子需要经过二次转换,统计误差稍大但是最大不超过2%,已经足够精确,要进一步降低统计误差,可以继续增加粒子个数。

同时,本研究统计到正电子引起的电流占总电

表5 中子注量率和电子流统计结果

组件类型	探测器型号	中子注量率/(n·cm <sup>-2</sup> ·s <sup>-1</sup> )	统计误差	电子流/(10 <sup>-4</sup> n)	统计误差
边缘组件	ZTCo121	0.1173	0.0013	1.213	0.0181
	ZTCo122	0.1297	0.0008	2.262	0.0105
中央组件	ZTCo121	0.1556	0.0010	1.531	0.0127
	ZTCo122	0.1720	0.0003	2.870	0.0084

流比值达到 13.74%，故在光子-电子反应过程中，正电子必须加以考虑。

综上所述，可以得到不同中子能谱下 2 种尺寸的瞬发型钴 SPND 的中子灵敏度，其和实验结果的对比见表 6，所对比的实验数据为文献[2]中金箔活化法测量所得。

由表 6 可以看出，对于 ZTCo121 和 ZTCo122 两类不同尺寸的瞬发型探测器，与高精度的金箔活化法实验测量值相比，使用蒙特卡罗方法得到理论计算值皆吻合得相当好，所有的计算结果与实验数据的相对偏差均不大于 5%。证明了本研究所使用的

蒙特卡罗方法的有效性和计算精度。并且相较于文献[2]中，其所使用的确定论方法与实验值偏差最大可达 6% 相比，本方法的计算精度更高。

另外，不同燃料组件的能谱计算得到的中子灵敏度也并不相同，主要原因是不同燃料组件对应的中子能谱软硬不同，从而中子转化成电流的灵敏度也会不同。根据已有的数据，能谱带来的不确定性在铯 SPND 上表现得更为明显，而对于钴和钷 SPND 则并不显著。此结论也证明了在工程上需要针对不同的能谱对自给能中子探测器进行计算。

表 6 钴自给能中子探测器理论计算与实验测量值对比验证

单位长度中子灵敏度/[ $10^{22}(\text{A/cm})/(\text{n}/(\text{cm}^2\cdot\text{s}))$ ]					
组件类型	探测器型号	确定论方法 <sup>[2]</sup>	本研究	实验值	偏差/%
边缘组件	ZTCo121	1.72	1.574	1.612	-2.357
	ZTCo122	2.76	2.670	2.660	0.038
中央组件	ZTCo121	1.72	1.657	1.612	2.791
	ZTCo122	2.76	2.571	2.660	-3.340

## 5 结论

比较了衰变型和瞬发型自给能探测器在物理和计算方法上的差异。针对“沃伦模型”在瞬发型 SPND 分析计算中存在方法难度大、精度不高的问题，使用单步中子-光子-电子耦合蒙特卡罗输运计算，简化了物理过程和计算步骤，提高了计算精度。使用该方法对 2 种不同规格的钴 SPND 进行了理论计算，并和实验测量值相互对比验证，结果显示，计算结果与实验数据之间的相对偏差小于 5%，证明了该方法的有效性和精确度。

### 参考文献 (References)

- [1] 徐小恒, 莫华均, 李东仓, 等. 铯自给能探测器延迟信号数字处理算法与实验研究[J]. 核动力工程, 2019, 40(4): 5.
- [2] 杨有琰, 王文滋, 周德君, 等. 钴自给能堆芯中子探测器的研制[J]. 核技术, 1983, 6(4): 10-14.
- [3] 张英振, 万东平. 铯自给能中子探测器的性能研究[J]. 原子能科学技术, 1980, 14(1): 41-49.

- [4] Warren H D. Calculational model for self-powered neutron detector[J]. Nuclear Science and Engineering, 1972, 48: 331-342.
- [5] Goldstein N P. A Monte-Carlo calculation of the neutron sensitivity of self-powered detectors[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1973, 20(1): 549-556.
- [6] Jaschik W, Seifritz W. Model for calculating prompt response self-powered neutron detectors[J]. Nuclear Science and Engineering, 1974, 53: 61-78.
- [7] Warren H D, Shah N H. Neutron and gamma-ray effects on self-powered in-core radiation detectors[J]. Nuclear Science and Engineering, 1974, 54: 395-415.
- [8] Vermeeren L. Neutron and gamma sensitivities of self-powered detectors: Monte Carlo modelling[C]. 2015 4th International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA). Piscataway, NJ: IEEE, 2015.
- [9] Fka B, Mp A, Hcs C, et al. Vanadium, rhodium, silver and cobalt self-powered neutron detector calculations by RAST-K v2.0[J]. Annals of Nuclear Energy, 2018, 111: 644-659.
- [10] 丁洪林. 核辐射探测器[M]. 哈尔滨: 哈尔滨大学出版社, 2010.

- [11] Lee H, Choi S, Cha K H, et al. New calculational model for self-powered neutron detector based on Monte Carlo simulation[J]. Journal of Nuclear Science & Technology, 2015, 52(5): 660-669.
- [12] Vermeeren L, Van Nieuwenhove R. Theoretical study of radiation induced electromotive force effects on mineral insulated cables[J]. Review of Scientific Instruments, 2003, 74(11): 4667-4674.

## Study on the initial sensitivity of prompt response self-powered neutron detector in Nuclear Reactor

WU Xiong<sup>1,2</sup>, CAI Li<sup>3</sup>, ZHANG Xiangju<sup>3</sup>, LU Haoliang<sup>3</sup>, JIANG Jieqiong<sup>1\*</sup>

1. Hefei Institute of Physical Science, Institute of Nuclear Energy Safety Technology, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China
2. University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China
3. China Nuclear Power Technology Research Institute Co., Ltd., Shenzhen 518031, China

**Abstract** In this paper, the prototype with Cobalt-59 emitter as a representative of instantaneous SPND was developed and modeled to calculate its initial sensitivity. This calculation model is based on Monte Carlo method of multi-particle coupling transportation. And some important details, such as the physical characteristics of cobalt SPND, the generation of signal current, were discussed thoroughly. The research results from this model are compared with experimental results by using gold foil-activation methods and show a very good agreement. The maximum relative error is not greater than 5%. It demonstrated that this method can be successfully applied in SPND calculation and better than determinism method.

**Keywords** SPND; Cobalt-59; prompt feedback; neutron sensitivity; Monte Carlo method ●



(责任编辑 王志敏)