

LN 函数核截面隐式敏感性系数计算方法

胡 旭, 马续波*, 张 辰, 刘 莎, 陈义学

(华北电力大学 核科学与工程学院, 北京 102206)

摘要:许多新型反应堆由于能谱较硬,核数据引起的不确定度已成为反应堆物理设计主要不确定度的来源。之前针对快能谱反应堆的不确定度分析主要集中在显式敏感性系数计算及不确定度分析,对隐式效应的分析较少,很少对隐式效应的影响给出分析。本文在深入研究反应堆截面处理方法的基础上,提出了一种新的基于本底截面迭代方法的截面隐式敏感性效应分析方法,由于该截面隐式敏感性系数计算主要与 LN 函数相关,因此也称为 LN 函数隐式敏感性计算方法。并利用基准题对新方法计算的截面隐式效应进行了分析,证明了方法的正确性。针对提出的五核素快谱基准题,采用多群截面计算,在共振自屏效应强烈的能群,部分核截面敏感性系数隐式效应修正最大可达 50%,针对少群截面,对于大多数反应道,考虑隐式效应后计算得到的 k_{eff} 相对敏感性系数和不确定度计算精度均有明显提高,但有部分反应道可能是由于 Bondarenko 方法和窄共振近似本身问题,导致敏感性系数和不确定度精度改善不明显。

关键词:反应堆;隐式敏感性系数;敏感性系数计算;不确定度

中图分类号:TL392

文献标志码:A

文章编号:1000-6931(2024)03-0645-09

doi:10.7538/yzk.2023.youxian.0513

Calculation Method of LN Function Cross-section Implicit Sensitivity Coefficient

HU Kui, MA Xubo*, ZHANG Chen, LIU Sha, CHEN Yixue

(School of Nuclear Science and Engineering,

North China Electric Power University, Beijing 102206, China)

Abstract: For many new reactors, the uncertainty caused by nuclear data has become the main source of uncertainty in reactor physics design due to the higher uncertainty of measurement cross-section in the high energy region. Previously, uncertainty analysis for fast spectrum reactors mainly focused on explicit sensitivity coefficient calculation and uncertainty analysis, with less analysis of implicit effects and little analysis of the magnitude of their impact. The implicit effect of sensitivity coefficient is related to the processing method of resonance self-shielding cross-section, and due to the complexity of resonance self-shielding calculation, the implicit effect of sensitivity coefficient also becomes more complex. For example, for the problem of pressurized water reactors,

implicit effects can be considered by solving the continuous energy spectrum slowing equation or changing the effective resonance integral table in the library. For thermal reactors, due to the need for neutron moderation to pass through the intermediate energy region with strong resonance self-shielding effect, the implicit sensitivity effect is relatively significant. When calculating the sensitivity coefficient, the implicit effect needs to be considered. For fast spectrum reactors (fast reactors), although the implicit effect is not very significant in theory, there has been no good method for calculating the implicit effect of sensitivity coefficients. The resonance self-shielding processing method based on background cross-section iteration is widely used in many reactor physics programs. A new implicit sensitivity effect analysis method based on the Bondarenko background cross-section iteration method was proposed in this study. The LN function was used to interpolate the background cross-section to represent the influence of cross-section disturbance on neutron spectra, and the influence was transmitted to the explicit sensitivity coefficient, thereby obtaining the sensitivity coefficient considering the implicit effect. Due to the fact that the implicit sensitivity coefficient of the cross-section is mainly related to the LN function, it is called as the LN function implicit sensitivity calculation method (LNIS method). A simple fast energy spectrum benchmark problem was proposed for the above method, and the implicit effect of the cross-section calculated by the new method was analyzed using the benchmark problem, proving the correctness of the method by comparison with the results of MCNP. For the proposed fast spectral benchmark problem, multi-group cross-section calculation was used. In the energy group with strong resonance self-shielding effect, the implicit effect correction of some nuclear cross-section sensitivity coefficients can reach a maximum of 50%. For the few-group cross-section, for most reaction channels, the accuracy of the k_{eff} relative sensitivity coefficient and uncertainty calculation after considering the implicit effect was significantly improved, but there were some reaction channels. Perhaps due to issues with Bondarenko and narrow resonance approximation itself, the improvement in sensitivity coefficient and uncertainty accuracy is not significant.

Key words: reactor; implicit sensitivity coefficient; sensitivity coefficient calculation; uncertainty

伴随核能的发展,新的反应堆堆型被不断提出,这些堆型包括铅基快堆、热管堆、空间堆以及混合谱反应堆等。新型反应堆由于工程实践有限及系统自身的反应堆物理特点,导致反应堆物理计算存在较大不确定度。这些物理特点主要指中子能谱较硬,中子主要集中在中高能区,而在中高能区的截面测量误差相对较大,由此导致系统的有效增殖因数的不确定度主要来自于核截面^[1]。研究核截面引起的反应堆物理计算的不确定度方法对新型反应堆的设计具有重要意义。

针对核数据引起的反应堆物理计算的不

确定度大小,国内外也进行了大量研究,也包括基于最新评价核数据的验证^[2],开发了大量的程序,这些程序包括 TSUNAMI-1D/3D、SUFRR、SCALE-SS、DINOSAUR、MCNP、SURE、UNICORN^[3-10]等。敏感性系数的隐式效应与共振自屏蔽截面的处理方法相关,而由于共振自屏计算往往复杂,由此也导致敏感性系数的隐式效应也变得比较复杂。比如针对压水堆问题,可以采用求解连续能谱慢化方程或者改变有效共振积分表的方法考虑隐式效应^[11]。针对热堆,由于中子慢化需要经过共振自屏效应强烈的中能区,隐式敏感性效应比较显著,在计

算敏感性系数的时候,需要考虑隐式效应。而对于快能谱反应堆(快堆),虽然从理论上讲,隐式效应不是很显著^[11],但一直没有很好的方法进行敏感性系数的隐式效应的计算。基于本底截面迭代的共振自屏处理方法在很多反应堆物理程序中都有广泛应用^[12],本文针对该共振自屏处理方法提出一种新的隐式敏感性系数计算方法,该方法只需要根据本底截面计算结果就可以计算得到隐式敏感性系数。在此基础上,采用基准题对提出的隐式敏感性系数计算方法进行验证,对比 MCNP 的计算结果。

1 隐式敏感性系数计算理论

快能谱反应堆截面制作方法有多种,其中一种为利用连续点截面考虑共振自屏制作得到多群截面,然后利用多群截面进行组件或棒栅元计算,考虑几何效应及能谱泄漏影响计算得到多群中子通量密度和中子通量密度矩,或直接进行连续点截面计算中子通量密度或通量矩,然后进行并群得到少群截面,最后进行少群截面的堆芯计算。堆芯计算的响应量相对于少群截面的敏感性系数在之前的相关文献中进行了详细研究^[4],但针对组件计算的敏感性系数引入的隐式敏感性则很少,且没有多群相对于连续点截面的相对敏感性系数的计算理论。本文把响应量相对于连续点截面的敏感性系数分为两个部分,分别是多群截面相对于连续点截面的敏感性系数 $S_{\sigma_g, \sigma(E)}$ 和响应量相对于多群截面的敏感性系数 S_{R, σ_g} ,总的敏感性系数 $S_{R, \sigma(E)}$ 计算式为:

$$S_{R, \sigma(E)} = S_{R, \sigma_g} S_{\sigma_g, \sigma(E)} \quad (1)$$

其中: σ_g 为每个能群的平均截面; $\sigma(E)$ 为连续能量点截面。

由于隐式敏感性系数计算与共振自屏截面计算相关,首先讨论多群截面相对于连续点截面的相对敏感性系数。根据反应率守恒,多群截面的计算公式为:

$$\sigma_{x, g}(T) = \frac{\int_{\Delta E_g} \sigma_x(E, T) \phi(E) dE}{\int_{\Delta E_g} \phi(E) dE} \quad (2)$$

其中: $\sigma_{x, g}(T)$ 为温度为 T 的第 g 能群的反应类型为 x (x 可能是裂变、辐射俘获、弹性散射等)

的平均截面; $\sigma_x(E, T)$ 为反应类型为 x 的连续点截面; $\phi(E)$ 为连续能量中子能谱。对于非共振核素,如果对连续点截面做扰动,由于截面并不对能谱形状造成影响,因此,扰动后的截面和扰动前的截面的关系为:

$$\sigma'_x(E, T) = (1 + \delta_{x, g}) \sigma_x(E, T) \quad (3)$$

$$E_g \leq E \leq E_{g-1}$$

$$\sigma'_{x, g}(T) = \frac{\int_{\Delta E_g} \sigma'_x(E, T) \phi(E) dE}{\int_{\Delta E_g} \phi(E) dE} = \frac{\int_{\Delta E_g} \sigma'_x(E, T) \phi(E) dE}{(1 + \delta_{x, g}) \sigma_{x, g}(T)} \quad (4)$$

其中: $\delta_{x, g}$ 为群截面的扰动量,一般为 1%^[11]; ΔE_g 为 g 能群的能群宽度。由于温度在共振自屏处理前已处理完成,为叙述方便,下面的公式推导均在给定温度下进行,不再标温度 T 。由式(5)可见,相当于直接对超细群截面的每个能群做扰动。如果对于共振核素,在窄共振近似下,中子能谱可表示为:

$$\phi(E, \sigma_0) = \frac{\sigma_p^r + \sigma_0}{\sigma_t(E) + \sigma_0} \psi(E) \quad (5)$$

其中: σ_0 为本底截面; σ_p^r 为核素的势散射截面; $\sigma_t(E)$ 为核素总截面; $\psi(E)$ 为随能量缓慢变化的能谱。通过本底截面 σ_0 调节核素共振自屏的强弱, σ_0 越小说明共振自屏效应越显著,而越大表明共振自屏效应越不显著。由于某一能群截面扰动会导致连续中子能谱发生变化,该变化可转化为本底截面的变化,如式(6)所示。

$$\sigma'_{x, g}(\sigma_0) = \frac{\int_{\Delta E_g} \sigma'_x(E) \phi'(E, \sigma_0) dE}{\int_{\Delta E_g} \phi'(E, \sigma_0) dE} = \frac{\int_{\Delta E_g} \sigma'_x(E) \phi'(E, \sigma_0) dE}{(1 + \delta_{x, g}) \sigma_{x, g}(\sigma'_0)} \quad (6)$$

$$\sigma'_0 = \frac{\sigma_0}{1 + \delta_{t, g}}$$

其中, $\delta_{t, g}$ 为由于 x 截面的扰动而造成总截面的扰动量。截面随本底截面的变化规律类似于 LN 函数^[13],如采用 LN 函数对本底截面进行插值,则为:

$$\sigma_{x, g}(\sigma_0) = \frac{\sigma_{t, g}(\sigma_2) - \sigma_{t, g}(\sigma_1)}{\ln \sigma_2 - \ln \sigma_1} (\ln \sigma_0 - \ln \sigma_1) + \sigma_{x, g}(\sigma_1) = A_g \ln \sigma_0 + B_g \quad (7)$$

其中, $A_g = \frac{\sigma_{t, g}(\sigma_2) - \sigma_{t, g}(\sigma_1)}{\ln \sigma_2 - \ln \sigma_1}$, $B_g = \sigma_{x, g}(\sigma_1) - A_g \ln \sigma_1$ 。

$$\frac{\sigma'_{x,g}(\sigma_0)}{\sigma_{x,g}(\sigma_0)} = (1 + \delta_{x,g}) \frac{\sigma_{x,g}(\sigma'_0)}{\sigma_{x,g}(\sigma_0)} = (1 + \delta_{x,g}) \left(1 - A_g \frac{\ln(1 + \delta_{t,g})}{\sigma_{x,g}(\sigma_0)} \right) \quad (8)$$

由于正扰动和负扰动计算超细群截面相对于连续点截面的隐式敏感性系数 $S_{\sigma_g, \sigma(E)}$ 为:

$$S_{\sigma_g, \sigma(E)} = \frac{\sigma_{x,g}^{\text{正扰动}}(\sigma_0) - \sigma_{x,g}^{\text{负扰动}}(\sigma_0)}{\sigma_{x,g}(T, \sigma_0)} \frac{1}{2\delta_{x,g}} = \frac{1}{2\delta_{x,g}} \left((1 + \delta_{x,g}) \left(1 - A_g \frac{\ln(1 + \delta_{t,g})}{\sigma_{x,g}(T, \sigma_0)} \right) - (1 - \delta_{x,g}) \left(1 - A_g \frac{\ln(1 - \delta_{t,g})}{\sigma_{x,g}(T, \sigma_0)} \right) \right) = \frac{1}{2\delta_{x,g}} \left(2\delta_{x,g} + \frac{A_g}{\sigma_{x,g}} \ln \frac{1 - \delta_{t,g}}{1 + \delta_{t,g}} - \delta_{x,g} \frac{A_g}{\sigma_{x,g}} \ln(1 - \delta_{t,g}^2) \right) \approx \frac{1}{2\delta_{x,g}} \left(2\delta_{x,g} + \frac{A_g}{\sigma_{x,g}} \ln \frac{1 - \delta_{t,g}}{1 + \delta_{t,g}} \right) = 1 + \frac{1}{2\delta_{x,g}} \frac{A_g}{\sigma_{x,g}} \ln \frac{1 - \delta_{t,g}}{1 + \delta_{t,g}} = 1 + C_g \quad (9)$$

$$C_g = \frac{1}{2\delta_{x,g}} \frac{A_g}{\sigma_{x,g}} \ln \frac{1 - \delta_{t,g}}{1 + \delta_{t,g}} \quad (10)$$

其中, C_g 为由连续点截面到超细群截面引起的敏感性系数的变化项, 该项中的 A_g 和 $\sigma_{x,g}(T, \sigma_0)$ 可在本底截面迭代时计算得到。式(9)的物理意义为: 当系统中的某个核素的截面发生变化时会引起系统的总截面发生变化, 进而引起系统的中子能谱发生变化, 该能谱的变化可等效为本底截面的变化。若 C_g 趋近于零时, 则表示由于某核素的截面变化对能谱的变化影响可忽略; 若 C_g 偏离零较远, 则说明能谱变化的影响较大。这项属于从连续点截面到超细群截面的过程中出现的隐式敏感性。在式(9)的推导中, 忽略了项 $\delta_{x,g} \frac{A_g}{\sigma_{x,g}} \ln(1 - \delta_{t,g}^2)$, 是因为由于 $\delta_{x,g}$ 很小, $\ln(1 - \delta_{t,g}^2)$ 几乎为零, 因此可忽略。若 $\delta_{x,g}$ 取 1.0%, 则总截面的扰动量 $\delta_{t,g}$ 也不大, 这种情况下 C_g 近似等于 A_g 的负值。因为隐式效应主要通过 LN 函数进行计算, 也称本方法为 LN 函数隐式敏感性计算方法。

2 计算流程

利用式(9)、(10)进行敏感性系数和不确定度计算的流程如图 1 所示。由图 1 可见, 多群截面的相对于连续点截面的敏感性系数可根据

本底截面的计算结果给出, 然后再与扰动多群截面得到的敏感性系数一起, 即可计算得到总的敏感性系数。在不确定度分析程序 SUFR 中增加了对多群截面扰动功能, 扰动后的截面再用 MGGC2.0 中一致性 P_N 方法或其他堆芯程序计算系统的有效增殖因数。另外在截面处理程序中增加了计算隐式敏感性系数中 C_g 参数的模块, 通过此模块计算多群截面相对于连续点截面的敏感性系数。

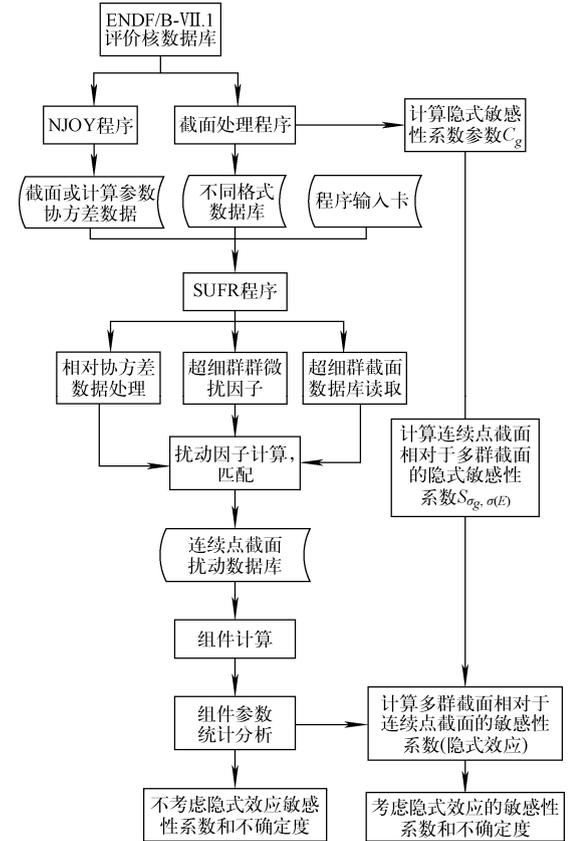


图 1 少群截面的敏感性系数的计算流程

Fig. 1 Calculation process of sensitivity coefficient for few-group cross-section

3 计算结果

为计算隐式敏感性, 采用一无限大基准题模型, 基准题模型中仅包括了对快能谱反应堆不确定度分析具有重要影响的 6 种核素(表 1)。计算软件采用了截面处理软件 MGGC2.0^[14-15] 或堆芯计算软件。MGGC2.0 程序是一款专门为快谱或混合谱反应堆制作少群截面的软件, 通过求解超细群的输运方程计算中子通量密度

和中子通量密度矩, 然后进行并群得到少群截面。MGGC2.0 中采用了求解一致性 P_N 方程加上临界搜索的方法求解反应堆堆芯中子能谱, 利用本底截面迭代的方法求解有效自屏截面。

表 1 基准题核子密度

Table 1 Atomic density of isotopes in benchmark

核素	核子密度/ 10^{-24} cm^3
^{235}U	$1.260\ 655 \times 10^{-5}$
^{238}U	$5.792\ 90 \times 10^{-3}$
^{239}Pu	$8.865\ 21 \times 10^{-4}$
^{238}Pu	$3.330\ 12 \times 10^{-7}$
^{56}Fe	$1.179\ 62 \times 10^{-2}$
^{23}Na	$9.277\ 52 \times 10^{-3}$

3.1 多群截面隐式敏感性系数

共振自屏效应是反应物理计算中的重点, NJOY2016 在制作多群截面时, 采用了随温度和本底截面 σ_0 变化的截面。使用时, 可采用各种方法求解与几何和核素相关的本底截面 σ_0 , 然后再去之前的截面本底网格中插值得到问题相关的有效自屏截面。在敏感性分析中, 由于某核素截面发生变化, 导致中子能谱发生变化, 进而引起敏感性系数发生变化称为隐式敏感性。本文把能谱变化与本底截面 σ_0 联系起来, 进而计算截面隐式敏感性。具体实施步骤为: 首先利用 NJOY2016 程序制作了超细群(2 082

能群)的 MATXS 格式多群截面, 多群截面随温度和本底截面变化, 温度选取了 300、600、900、1 200、1 500、1 800、2 100 K 共 7 个温度点, 本底截面选取 1.0×10^{10} 、 1.0×10^7 、 1.0×10^5 、 1.0×10^4 、 1.0×10^3 、 1.0×10^2 、10、1.0、 5.0×10^{-1} 、 1.0×10^{-1} b, 共 10 个本底截面。MGGC2.0 针对所研究的问题进行本底截面迭代, 计算式(10)中的 A_g 和 $\sigma_{x,g}(T, \sigma_0)$, 然后利用式(9)可计算得到核素每个反应道的每个超细群的敏感性系数。图 2~5 分别给出了 ^{239}Pu 、 ^{238}U 、 ^{56}Fe 和 ^{23}Na 的超细群有效共振自屏截面和相应的每个反应道每个能群截面的相对敏感性系数 $S_{x,g}$ 。

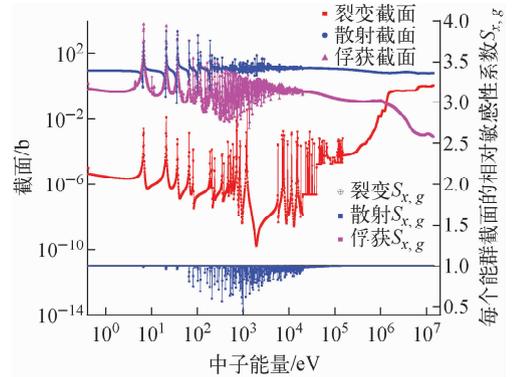


图 3 ^{238}U 核素有效共振自屏截面和相对于连续点截面的敏感性系数 $S_{x,g}$
Fig. 3 Effective self-shielding cross-section of ^{238}U and its sensitivity coefficient respect to continue cross-sections $S_{x,g}$

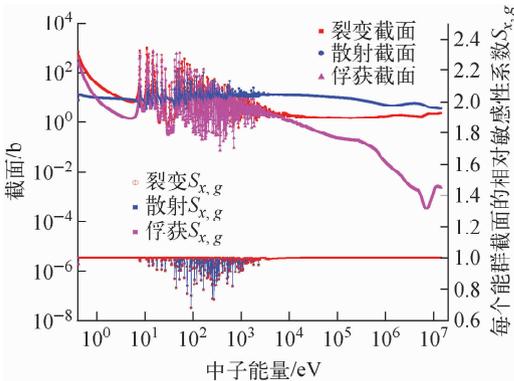


图 2 ^{239}Pu 核素有效共振自屏截面和相对于连续点截面的敏感性系数 $S_{x,g}$
Fig. 2 Effective self-shielding cross-section of ^{239}Pu and its sensitivity coefficient respect to continue cross-sections $S_{x,g}$

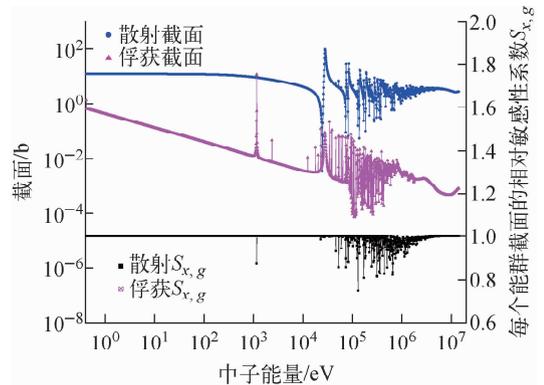


图 4 ^{56}Fe 核素有效共振自屏截面和相对于连续点截面的敏感性系数 $S_{x,g}$
Fig. 4 Effective self-shielding cross-section of ^{56}Fe and its sensitivity coefficient respect to continue cross-sections $S_{x,g}$

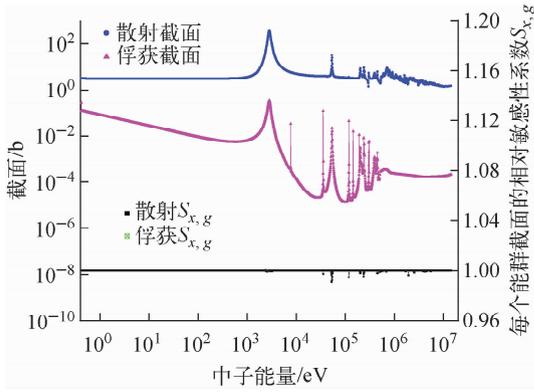


图5 ^{23}Na 核素有效共振自屏截面和相对于连续点截面的敏感性系数 $S_{x,g}$
Fig. 5 Effective self-shielding cross-section of ^{23}Na and its sensitivity coefficient respect to continue cross-sections $S_{x,g}$

由图2可见,在没有共振的能量区间,每个能群截面的相对敏感性系数等于1.0。在共振峰密集的能群区间,每个能群截面的相对敏感性系数 $S_{x,g}$ 均在1.0附近,能群截面的相对敏感性系数均明显小于1,最大的可到0.7。由于能群截面的相对敏感性系数在共振的能区明显小于1,这样将会使得考虑隐式敏感性系数后,响应量相对于超细群的敏感性系数会减小。由于每个核素的共振能区的位置不一样,每个超细群相对敏感性变化明显的能区也有明显差别,如 ^{239}Pu 和 ^{238}U 变化较明显的能区在 $10 \sim 10\,000\text{ eV}$,但 ^{56}Fe 的变化较明显的能区为 $10^4 \sim 10^7\text{ eV}$,主要是因为 ^{56}Fe 的共振峰集中在这个能量区间。但对于 ^{23}Na ,在共振能区,能群截面的相对敏感性系数较 ^{56}Fe 要更接近1.0。由于是超细群能群结构, ^{23}Na 的共振峰均能很好地被描述,在超细群的共振峰内部,共振自屏效应较弱。这也说明,共振自屏的强弱跟能群结构也有很大关系,如果能群宽度越宽,每个能群中包括的共振峰数目越多,则该能群的共振自屏效应越强。

3.2 考虑隐式效应的 k_{eff} 敏感性系数

前面计算得到每个核素每个反应道每个能群的相对敏感性系数可应用于任何响应量。为验证前面计算的每个能群截面的相对敏感性系数的正确性,选用有限增殖因数作为响应量,计算 k_{eff} 相对于多群以及少群截面的相对敏感性系数,采用了MCNP连续点截面计算的结果作

为基准。MCNP程序计算基于ENDF/B-VII.1,每代粒子数为100 000个,粒子代数数为400代,舍掉前100代。

不考虑隐式效应的 k_{eff} 相对敏感性系数计算方法:利用NJOY程序制作得到多群MATXS格式数据库,采用MGGC2.0通过本底截面迭代计算得到各个核素的不同反应道的有效自屏截面,然后利用SUFRR程序对每个多群分别进行正负扰动,然后再利用MGGC2.0或堆芯计算程序做输运计算,得到系统的 k_{eff} 相对于每个核素每个细群的相对敏感性系数 S_{R,σ_g} 。利用响应量相对于每个细群的相对敏感性系数 S_{R,σ_g} 以及式(9)计算得到多群相对于连续点截面的相对敏感性系数 $S_{\sigma_g,\sigma(E)}$,两者相乘可得到考虑隐式效应的细群的敏感性系数。考虑隐式效应和不考虑隐式效应两种情况的少群敏感性系数计算公式分别为式(11)、(12)。

$$S_{R,\sigma_g}^{\text{不考虑隐式}} = \sum_{g \in G} S_{R,\sigma_g} \quad (11)$$

$$S_{R,\sigma_g}^{\text{考虑隐式效应}} = \sum_{g \in G} S_{R,\sigma(E)} = \sum_{g \in G} S_{R,\sigma_g} \cdot S_{\sigma_g,\sigma(E)} \quad (12)$$

图6~10分别给出了 ^{238}U 辐射俘获、 ^{239}Pu 裂变、 ^{239}Pu 辐射俘获、 ^{56}Fe 辐射俘获和 ^{23}Na 辐射俘获反应道少群截面 k_{eff} 的相对敏感性系数。由图6~10可见,考虑隐式效应的细群的相对敏感性系数与不考虑隐式效应的细群的相对敏感性系数随能量的变化趋势与MCNP的计算结果吻合较好,细群相对于连续点截面的相对敏感性系数 $S_{\sigma_g,\sigma(E)}$ 对细群相对于 k_{eff} 的相对敏

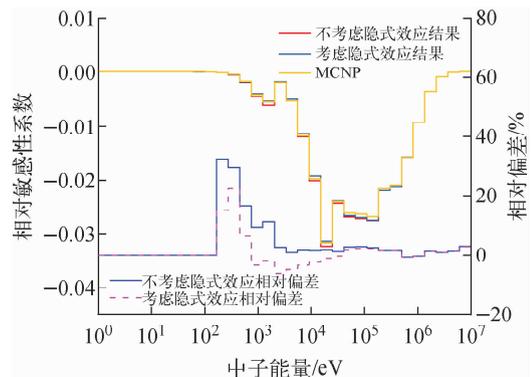


图6 ^{238}U 辐射俘获反应道少群 k_{eff} 的相对敏感性系数
Fig. 6 Relative sensitivity coefficients of k_{eff} of ^{238}U capture

感性系数起到了修正的作用。这种修正作用对于不同核素,作用的能群位置和大小也会有所变化。为更清楚表示隐式效应的修正作用,表2给出了少群截面相对于 k_{eff} 的总敏感性系数对比。由表2可见,除 ^{239}Pu 裂变反应道,考虑隐式敏感性系数后的结果与 MCNP 吻合更好,少群截面相对于 k_{eff} 的总敏感性系数均有明显改进。对于 ^{239}Pu 裂变反应道,由图7可见,不

考虑隐式效应的敏感性系数本身均较 MCNP 计算结果偏低,而隐式效应的修正进一步使原来的敏感性系数更低,所以相比于 MCNP 的结果偏离方向与其他计算结果稍有不同,该偏离方向可能跟不同反应道的共振自屏效应不同,而 Bondarenko 本底截面方法中只对总截面迭代,由此可能造成不精确,有待进一步研究分析。

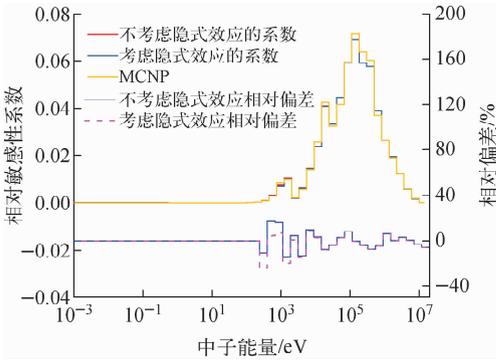


图7 ^{239}Pu 裂变反应道少群 k_{eff} 的相对敏感性系数
Fig. 7 Relative sensitivity coefficients of k_{eff} of ^{239}Pu fission

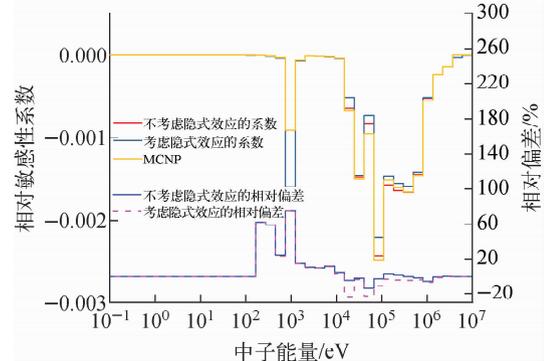


图9 ^{56}Fe 辐射俘获反应道少群 k_{eff} 的相对敏感性系数
Fig. 9 Relative sensitivity coefficients of k_{eff} of ^{56}Fe capture

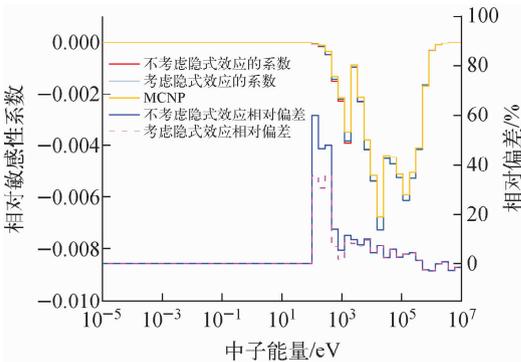


图8 ^{239}Pu 辐射俘获反应道少群 k_{eff} 的相对敏感性系数
Fig. 8 Relative sensitivity coefficients of k_{eff} of ^{239}Pu capture

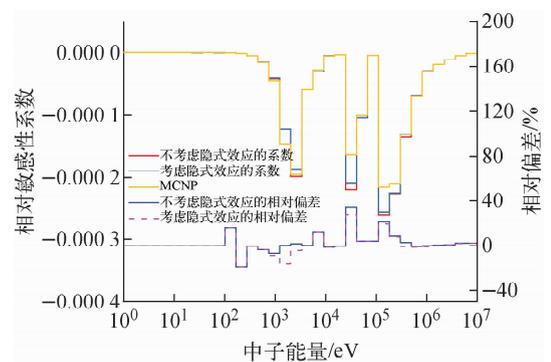


图10 ^{23}Na 辐射俘获反应道少群 k_{eff} 的相对敏感性系数
Fig. 10 Relative sensitivity coefficients of k_{eff} of ^{23}Na capture

表2 少群截面相对于 k_{eff} 的总的敏感性系数对比

Table 2 Comparison of total sensitivity coefficients respect to k_{eff} for different isotopes

核素及反应道	敏感性系数			不考虑隐式效应	考虑隐式效应
	不考虑隐式效应	考虑隐式效应	MCNP	相对偏差/%	相对偏差/%
^{239}Pu 裂变	5.385×10^{-1}	5.368×10^{-1}	5.449×10^{-1}	-1.17	-1.49
^{239}Pu 辐射俘获	-6.050×10^{-2}	-6.013×10^{-2}	-5.724×10^{-2}	5.70	5.05
^{238}U 辐射俘获	-2.638×10^{-1}	-2.585×10^{-1}	-2.578×10^{-1}	2.33	0.27
^{56}Fe 辐射俘获	-1.445×10^{-2}	-1.369×10^{-2}	-1.396×10^{-2}	3.51	-1.91
^{23}Na 辐射俘获	-1.593×10^{-3}	-1.535×10^{-3}	-1.465×10^{-3}	8.74	4.78

3.3 不确定度计算

利用少群的敏感性系数计算上述反应道的 k_{eff} 的不确定度大小,对比考虑隐式敏感性与不考虑隐式敏感性的差别。不确定度的计算方法:将并群得到的考虑隐式敏感性和不考虑隐式敏感性的相对敏感性系数,利用式(13)计算得到 k_{eff} 响应量的不确定度,比较结果以 MCNP 为基准。本模拟中采用了每代10 000个例子,活跃带为300代,非活跃带为100代, $k_{\text{eff}} = 1.465\ 08$,统计误差为0.000 23。

$$(U_R)^2 = \mathbf{S}_{R,X}^T \mathbf{C}_{X,X} (\mathbf{S}_{R,X})^T \quad (13)$$

其中: U_R 为响应量的不确定度; $\mathbf{S}_{R,X}$ 为响应量相对敏感性系数矩阵; $\mathbf{C}_{X,X}$ 为核数据相对协方差矩阵; $(\mathbf{S}_{R,X})^T$ 为相对敏感性系数的转置矩阵。考虑隐式敏感性效应与不考虑隐式敏感性效应计算的不同核素及反应道的不确定度结果列于表3。由表3可见,考虑隐式效应后, k_{eff} 的不确定度计算精度有了明显提高。 ^{239}Pu 裂变反应道由于敏感性系数相对于 MCNP 结果有偏离,考虑隐式效应后的不确定度结果较不考虑隐式效应略偏大,与总敏感性系数的变化趋势一致。

表3 不同反应道相对于 k_{eff} 的不确定度

Table 3 Comparison of total uncertainty of k_{eff} for different isotopes

核素及反应道	不确定度			不考虑隐式效应 相对偏差/%	考虑隐式效应 相对偏差/%
	不考虑隐式效应	考虑隐式效应	MCNP		
^{239}Pu 裂变	2.395×10^{-3}	2.355×10^{-3}	2.358×10^{-3}	1.57	-0.13
^{239}Pu 辐射俘获	3.633×10^{-3}	3.796×10^{-3}	3.800×10^{-3}	-4.39	-0.11
^{238}U 辐射俘获	3.274×10^{-3}	3.196×10^{-3}	3.194×10^{-3}	2.50	0.06
^{56}Fe 辐射俘获	1.072×10^{-3}	1.015×10^{-3}	1.088×10^{-3}	-1.47	-6.71
^{23}Na 辐射俘获	1.497×10^{-4}	1.460×10^{-4}	1.411×10^{-4}	6.09	3.47

4 结论

为更精确计算核截面数据引起的反应堆物理计算结果的不确定度,提出了一种新的隐式敏感性系数计算方法。利用该方法可计算多群截面相对于连续点截面的敏感性系数,进而考虑截面的隐式效应。并通过基准题对本文提出的隐式效应敏感性系数计算方法进行验证,采用 MCNP 计算结果作为基准解,分析响应量 k_{eff} 的计算结果, ^{238}U 辐射俘获、 ^{239}Pu 辐射俘获、 ^{56}Fe 辐射俘获和 ^{23}Na 辐射俘获反应道的结果显示:考虑隐式效应的多群的相对敏感性系数与不考虑隐式效应的细群的相对敏感性系数随能量的变化趋势跟 MCNP 的计算结果基本一致,可显著改善相对敏感性系数的计算精度。采用多群截面计算,在共振自屏效应强烈的能群,隐式效应修正最大可达50%。针对少能群截面,考虑隐式效应与不考虑隐式效应计算得到的 k_{eff} 总相对敏感性系数和不确定度均有明显提升。以上计算结果说明了本文提出的隐式敏感性系数计算方法的可行性。

针对 ^{239}Pu 裂变反应,改进不明显可能跟 Bondarenko 本底截面迭代处理共振自屏方法本身有关。在 Bondarenko 方法中,为考虑共振自屏对 neutron 能谱的影响,需根据实际核素成分和几何计算出本底截面,然后再去总截面网格中插值进行本底截面迭代,一直到总截面收敛。该方法的明显缺点是,不同反应道的共振自屏可能不一样,传统的 Bondarenko 本底截面只对总截面做迭代,而不对其他反应道处理,这样就有可能导致利用总截面迭代出来的共振自屏因子对应用于其他反应道时,可能会造成一定偏差。但通过总截面的本底截面迭代虽不能对所有核素所有反应道均能较好考虑共振自屏,但对大多数核素的主要反应道,计算结果有所改善。若要精确计算,将来需进行连续点截面才能更好考虑共振自屏效应和灵敏度系数的隐式效应。

参考文献:

- [1] 张坚,喻宏,胡赞,等. CEFR 首堆堆芯核设计计算不确定度分析[J]. 原子能科学技术, 2019,

- 53(2):200-208.
- ZHANG Jian, YU Hong, HU Yun, et al. Uncertainty analysis on nuclear design calculation of the first loading core of CEFRR[J]. Atomic Energy Science and Technology, 2019, 53(2): 200-208(in Chinese).
- [2] ZHANG B, MA X B, HU K, et al. Performance of the CENDL-3.2 and other major neutron data libraries for criticality calculations[J]. Nucl Sci Tech, 2022, <https://doi.org/10.1007/s41365-022-00994-3>.
- [3] REARDEN B T. TSUNAMI-3D: Control module for three-dimensional cross-section sensitivity and uncertainty analysis for criticality[R]. USA: Oak Ridge National Laboratory, 2009.
- [4] MA Xubo, HUANG Yuqin, QU Wu, et al. Uncertainty comparison between ENDF/B-VIII.0 and ENDF/B-VII.1 for fast reactor BN-600 using high-precision sampling method[J]. Annals of Nuclear Energy, 2021, 161: 108457.
- [5] 朱润泽, 马续波, 王冬勇, 等. 面向协方差矩阵抽样的快堆不确定性分析方法研究[J]. 核动力工程, 2021, 42(5): 81-85(in Chinese).
- ZHU Runze, MA Xubo, WANG Dongyong, et al. Study on uncertainty analysis method of fast reactor based on covariance matrix sampling[J]. Nuclear Power Engineering, 2021, 42(5): 81-85(in Chinese).
- [6] BALL M R. Uncertainty analysis in lattice reactor physics calculations[D]. Canada: McMaster University, 2011.
- [7] ROCHMAN D, KONING A J, van der MARCK S C, et al. Nuclear data uncertainty propagation: Total Monte Carlo vs. covariances[J]. Journal of Korean Physical Society (Proceedings of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, ND2010), 2011, 59(2): 1 236-1 241.
- [8] BALL M R, NOVOG D R, LUXAT J C. Analysis of implicit and explicit lattice sensitivities using DRAGON[J]. Nuclear Engineering and Design, 2013, 265: 1-12.
- [9] 胡泽华, 叶涛, 刘雄国, 等. 抽样法与灵敏度法 k_{eff} 不确定度量化[J]. 物理学报, 2017, 66(1): 012801.
- HU Zehua, YE Tao, LIU Xiongguo, et al. Uncertainty quantification in the calculation of k_{eff} using sensitivity and stochastic sampling method[J]. Acta Phys Sin, 2017, 66(1): 012801(in Chinese).
- [10] 万承辉, 曹良志, 吴宏春, 等. 基于抽样方法的特征值不确定度分析[J]. 原子能科学技术, 2015, 49(11): 1 954-1 960.
- WAN Chenghui, CAO Liangzhi, WU Hongchun, et al. Eigenvalue uncertainty analysis based on statistical sampling method[J]. Atomic Energy Science and Technology, 2015, 49(11): 1 954-1 960(in Chinese).
- [11] 万承辉. 核反应堆物理计算敏感性和不确定性分析及其在程序确认中的应用研究[D]. 西安: 西安交通大学, 2018.
- [12] MacFARLANE R E. Code system to produce neutron, photon, and particle transport tables for discrete-ordinates and diffusion codes from cross-sections in MATXS format, PSR-3 17 TRANSX 2.15[R]. [S. l.]: [s. n.], 1995.
- [13] Scale: A comprehensive modeling and simulation suite for nuclear safety analysis and design, ORNL/TM-2005/39[R]. US: Radiation Safety Information Computational Center at Oak Ridge National Laboratory, 2005.
- [14] 黄自锋, 马续波, 朱润泽, 等. 快堆多群数据库处理程序 MGGC1.0 的开发和验证[J]. 核动力工程, 2021, 42(3): 6-13.
- HUANG Zifeng, MA Xubo, ZHU Runze, et al. Development and verification of fast reactor multi-group cross-section database processing code MGGC1.0[J]. Nuclear Power Engineering, 2021, 42(3): 6-13(in Chinese).
- [15] HU Kui, MA Xubo, ZHANG Teng, et al. MGGC2.0: A preprocessing code for the multi-group cross-section of the fast reactor with ultra-fine group library[J]. Nuclear Engineering and Technology, 2023, 55(8): 2 785-2 796.