

ADS 次临界反应堆的中子共轭方程

王 苏, 沈 峰

(中国原子能科学研究院 反应堆工程研究设计所, 北京 102413)

摘要:与临界反应堆相比, ADS 次临界反应堆的外源中子和裂变中子的空间分布具有严重的不均匀性, 对应的中子价值也不同。本工作对次临界反应堆的稳态输运方程作分群扩散近似, 得到了多群方程, 进一步推导出按堆芯功率归一化的中子共轭方程表达式和与功率相关的中子价值函数表达式, 给出了次临界反应堆中子价值的物理意义。由稳态中子共轭方程组出发, 给出了两种带外加中子源的次临界反应堆增殖因数的表达式。

关键词:加速器驱动的次临界系统; 次临界反应堆; 中子共轭方程; 增殖因数

中图分类号: TL327 **文献标志码:** A **文章编号:** 1000-6931(2011)07-0775-05

Adjoint Equation of ADS Sub-critical Reactor

WANG Su, SHEN Feng

(China Institute of Atomic Energy, P. O. Box 275-33, Beijing 102413, China)

Abstract: Compared with the critical reactor, the distributions of source neutron and fission neutron are asymmetric inside ADS (accelerator driven sub-critical system) sub-critical reactor, as well as the importance function is different. The multigroup-diffusion approximation was used to simplify the steady-state transport equation into multigroup equation. Then an adjoint equation normalized by the power of reactor core and an importance function associated with the relative power were derived. The physical significance of neutron importance in the sub-critical reactor was also derived. Finally, two different expressions of multiplication factor for sub-critical reactor with external neutron source were derived based on steady-state adjoint equations.

Key words: accelerator driven sub-critical system; sub-critical reactor; adjoint equation; multiplication factor

利用高能强流质子加速器驱动质子轰击重核会发生散裂反应, 反应中产生的高能中子可用作次临界反应堆的外加中子源(简称外源)以维持链式裂变反应, 这种加速器-反应堆耦合的

系统被称为加速器驱动的次临界系统(ADS)。在传统核动力装置的使用中会产生长半衰期的锕系核素和大量强放射性的裂变产物等, 随之而来的核废料处置可能导致严重的社会和生态

问题。与临界反应堆相比,ADS的最主要优点是具有较高的中子余额,可用于嬗变核废料或转换核燃料;且次临界反应堆具有本征安全性,一旦切断加速器束流后 ms 时段内即可停堆;此外,将 ADS 产生的热量用于发电,可提高转化和嬗变的经济性^[1-2]。

ADS 次临界中子学为反应堆物理学科的发展带来新的动力,各种分析方法在传统的反应堆物理框架中得到了全面的拓展和改进。由于 ADS 存在散裂靶区与次临界堆芯耦合的问题,使得堆内的中子注量率分布较为特殊,尤其对次临界热堆而言,在其靶区周围中子注量率和功率水平很高,全堆芯具有较高的中子能量和空间分布的不均匀性。为确保在功率运行中一旦发生质子束流或反应性变化时次临界反应堆能够安全运行,减小误停堆频率,对于次临界中子动力学的研究是不可或缺的。由于中子能量及空间的不均匀性和计算程序的计算误差等因素,使得在计算局部反应性扰动时利用微扰理论尤为方便。本工作建立基于微扰理论的次临界反应堆中子动力学方程,给出含有外加源项的中子共轭方程^[3]。

1 稳态中子注量率分布的输运方程及多群方程

在处于稳态下的由外源驱动的次临界堆中,任意位置处单位体积内不同能量沿着不同空间立体角运动的中子在三维直角坐标系中的平衡关系可用 Boltzmann 方程表示:

$$-\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) - \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) + \iint \Sigma_s(\mathbf{r}, E') f(\mathbf{r}; \boldsymbol{\Omega}', E' \rightarrow \boldsymbol{\Omega}, E) \times \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', E') d\boldsymbol{\Omega}' dE' + \frac{\chi(E)}{4\pi} \iint \nu(E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', E') d\boldsymbol{\Omega}' dE' + s(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E) = 0 \quad (1)$$

其中: φ 为含有外中子源项输运方程的中子注量率; Σ_t 为总宏观截面; Σ_s 和 Σ_f 分别为宏观散射截面和宏观裂变截面; f 为沿着空间立体角 $\boldsymbol{\Omega}'$ 运动且能量为 E' 的中子散射后其运动方向变为 $\boldsymbol{\Omega}$ 、能量变为 E 的几率; $\chi(E)$ 为裂变中子能谱分布函数; $s(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)$ 为外中子源项; \mathbf{r} 为空间位置。

Boltzmann 方程是一典型的线性微分-积分方程,它包含有 $\mathbf{r}(x, y, z)$ 、 E 和 $\boldsymbol{\Omega}(\theta, \varphi)$ 6 个自变量,对这样的方程求解在数学上是很困难的,因此,需对该方程进行离散处理。将中子按能量分为若干群(共 g 群),并对所有空间立体角积分,则式(1)中的输运方程可改写成矩阵形式的扩散方程:

$$\mathbf{A}\boldsymbol{\varphi} + \mathbf{P}\boldsymbol{\varphi} + \mathbf{s} = 0 \quad (2)$$

其中: $\boldsymbol{\varphi}$ 为空间 $\mathbf{r}(x, y, z)$ 位置处多群中子注量率的向量表达式 $(\varphi_1 \cdots \varphi_g)^\top$; \mathbf{s} 为空间 $\mathbf{r}(x, y, z)$ 位置处多群源中子数目的向量表达式 $(s_1 \cdots s_g)^\top$; \mathbf{A} 为空间 $\mathbf{r}(x, y, z)$ 位置处中子泄漏、总核反应及散射项算子矩阵; \mathbf{P} 为空间 $\mathbf{r}(x, y, z)$ 位置处裂变产生项算子矩阵。

将消失项和产生项归并为反应堆多群方程的系数矩阵算子 $\mathbf{M}(\mathbf{M} = \mathbf{A} + \mathbf{P})$,将式(2)改写为:

$$\mathbf{M}\boldsymbol{\varphi} + \mathbf{s} = \begin{pmatrix} M_{1,1} & \cdots & M_{1,g} \\ \vdots & & \vdots \\ M_{g,1} & \cdots & M_{g,g} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \vdots \\ \varphi_g \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} s_1 \\ \vdots \\ s_g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^g M_{1,i} \varphi_i + s_1 \\ \vdots \\ \sum_{i=1}^g M_{g,i} \varphi_i + s_g \end{pmatrix} = 0 \quad (3)$$

对于 1 个 ADS 系统,一旦给定其几何结构、材料特性及外源参数(源强和能谱分布等),即可由式(3)中的多群方程解出稳态时次临界反应堆的分群中子注量率分布。但由于反应堆处于次临界状态,外源中子的增殖效应发挥了举足轻重的作用,这使得不能仅依靠中子注量率分布来快速有效地计算如反应性变化、反应性系数及缓发中子份额等其他物理参数。为将来分析次临界反应堆的安全特性,需进一步推导出次临界反应堆的多群共轭方程。

2 多群共轭方程

根据传统的反应堆物理理论,临界反应堆的分群扩散方程 $\mathbf{M}_c \boldsymbol{\varphi}_c = 0$ 存在共轭方程 $\mathbf{M}_c^* \boldsymbol{\varphi}_c^* = 0$,其中, \mathbf{M}_c 和 \mathbf{M}_c^* 互为共轭算子。对于分群近似情况, \mathbf{M}_c^* 即为 \mathbf{M}_c 的转置矩阵, $\boldsymbol{\varphi}_c$ 为临界堆多群中子注量率函数, $\boldsymbol{\varphi}_c^*$ 为临界

堆多群中子价值函数。

对于含有外源的次临界反应堆,假设存在与式(3)共轭的方程,如式(4)所示:

$$\mathbf{M}^* \boldsymbol{\varphi}^* + \mathbf{s}^* = \begin{pmatrix} M_{1,1}^* & \cdots & M_{1,g}^* \\ \vdots & & \vdots \\ M_{g,1}^* & \cdots & M_{g,g}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1^* \\ \vdots \\ \varphi_g^* \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} s_1^* \\ \vdots \\ s_g^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^g M_{1,i}^* \varphi_i^* + s_1^* \\ \vdots \\ \sum_{i=1}^g M_{g,i}^* \varphi_i^* + s_g^* \end{pmatrix} = 0 \quad (4)$$

式中:算子矩阵 \mathbf{M}^* 具有与原方程中 \mathbf{M} 相同的矩阵阶数;向量 $\boldsymbol{\varphi}^*$ 、 \mathbf{s}^* 与原方程中的向量 $\boldsymbol{\varphi}$ 、 \mathbf{s} 具有相同的维数。

式(3)与(4)的共轭条件为:

$$\langle \boldsymbol{\varphi}^*, \mathbf{M}\boldsymbol{\varphi} + \mathbf{s} \rangle = \langle \boldsymbol{\varphi}, \mathbf{M}^* \boldsymbol{\varphi}^* + \mathbf{s}^* \rangle \quad (5)$$

式中: $\langle \rangle$ 为内积算符,积分空间为整个次临界反应堆。

由经典反应堆理论^[3]可知,与临界反应堆相同,对于分群近似的扩散方程,算子矩阵 \mathbf{M}^* 和 \mathbf{M} 互为转置,即 $M_{j,i}^* = M_{i,j}$,则将式(5)等式两端相减可得:

$$\langle \boldsymbol{\varphi}^*, \mathbf{M}\boldsymbol{\varphi} + \mathbf{s} \rangle - \langle \boldsymbol{\varphi}, \mathbf{M}^* \boldsymbol{\varphi}^* + \mathbf{s}^* \rangle = \int_V \sum_{j=1}^g (\varphi_j^* s_j - \varphi_j s_j^*) dV \quad (6)$$

式中: V 为体积。

由于空间某位置处具有某一能量的中子对反应堆稳定功率的贡献是相同的,不管其是来源于外加中子还是裂变产生的中子,因此,某一能群外加中子源的价值必然正比于与其相同能群的裂变中子的价值,设 $s_j^* = C \Sigma_{f,j} \varphi_j^*$ (C 为待定常数, $\Sigma_{f,j}$ 为第 j 群中子的宏观裂变截面),将其代入式(6)的右侧得:

$$\int_V \sum_{j=1}^g (\varphi_j^* s_j - \varphi_j s_j^*) dV = \int_V \sum_{j=1}^g [\varphi_j^* (s_j - C \Sigma_{f,j} \varphi_j)] dV \quad (7)$$

若次临界较低, \mathbf{s} 和 $\mathbf{A}\boldsymbol{\varphi}$ 、 $\mathbf{M}\boldsymbol{\varphi}$ 相比较小,当 C 取值满足 $s_j = C \Sigma_{f,j} \varphi_j$ 时,则近似有共轭条件 $\langle \boldsymbol{\varphi}^*, \mathbf{M}\boldsymbol{\varphi} + \mathbf{s} \rangle - \langle \boldsymbol{\varphi}, \mathbf{M}^* \boldsymbol{\varphi}^* + \mathbf{s}^* \rangle = 0$ 。

将所有能群的源中子对整个体积积分,得到总源强 S 的表达式:

$$S = \int_V \sum_{j=1}^g s_j dV = \int_V \sum_{j=1}^g C \Sigma_{f,j} \varphi_j dV = CR = C \frac{W}{E_f} \quad (8)$$

式中: R 为全堆的裂变率; W 为全堆功率; E_f 为平均每次裂变释放的能量。

从式(8)可看出, S 正比于 W 。当给定外源源强、能谱及其他如几何和材料参数时,可得到次临界堆的稳态功率,由此可得到常数 C 及分群源中子价值 s_j^* 的表达式:

$$C = \frac{SE_f}{W} \quad (9)$$

$$s_j^* = \frac{SE_f}{W} \Sigma_{f,j} \varphi_j^* \quad (10)$$

将 s_j^* 代入式(4)得:

$$\mathbf{M}^* \boldsymbol{\varphi}^* + \mathbf{s}^* = \begin{pmatrix} M_{1,1}^* & \cdots & M_{1,g}^* \\ \vdots & & \vdots \\ M_{g,1}^* & \cdots & M_{g,g}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1^* \\ \vdots \\ \varphi_g^* \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{SE_f}{W} \Sigma_{f,1} \varphi_1^* \\ \vdots \\ \frac{SE_f}{W} \Sigma_{f,g} \varphi_g^* \end{pmatrix} = 0 \quad (11)$$

式(11)与式(3)相比,含 S 的表达式中同时含有 φ_j^* , 需进一步处理。构造非零矩阵

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\varphi_1^*} & \cdots & 0 \\ \vdots & & \vdots \\ 0 & \cdots & \frac{1}{\varphi_g^*} \end{pmatrix}, \text{左乘于 } \mathbf{M}^* \boldsymbol{\varphi}^* + \mathbf{s}^* = 0, \text{可}$$

得:

$$\mathbf{M}^* \boldsymbol{\varphi}^* + S \frac{E_f}{W} \boldsymbol{\Sigma}_f = \begin{pmatrix} M_{1,1}^* & \cdots & M_{1,g}^* \\ \vdots & & \vdots \\ M_{g,1}^* & \cdots & M_{g,g}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_{s,1}^* \\ \vdots \\ \varphi_{s,g}^* \end{pmatrix} + S \begin{pmatrix} \frac{E_f}{W} \Sigma_{f,1} \\ \vdots \\ \frac{E_f}{W} \Sigma_{f,g} \end{pmatrix} = 0 \quad (12)$$

其中:

$$\boldsymbol{\varphi}_s^* = \begin{pmatrix} M_{1,1}^* & \cdots & M_{1,g}^* \\ \vdots & & \vdots \\ M_{g,1}^* & \cdots & M_{g,g}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\varphi_1^*} & \cdots & 0 \\ \vdots & & \vdots \\ 0 & \cdots & \frac{1}{\varphi_g^*} \end{pmatrix} \times$$

$$\begin{pmatrix} M_{1,1}^* & \cdots & M_{1,g}^* \\ \vdots & & \vdots \\ M_{g,1}^* & \cdots & M_{g,g}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1^* \\ \vdots \\ \varphi_g^* \end{pmatrix} \quad (13)$$

对于式(12),在无外源条件下($S=0$),该方程可简化为无外源稳态(即临界)下的中子共轭方程。

式(12)和(3)必然满足共轭关系,即满足下式的关系:

$$\langle \varphi_s^*, \mathbf{M}\varphi + s \rangle = \langle \varphi, \mathbf{M}^* \varphi_s^* + S \frac{E_f}{W_0} \Sigma_f \rangle \quad (14)$$

式(14)两端可分别表示为:

$$\langle \varphi_s^*, \mathbf{M}\varphi + s \rangle = \langle \varphi_s^*, \mathbf{M}\varphi \rangle + \langle \varphi_s^*, s \rangle \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \langle \varphi, \mathbf{M}^* \varphi_s^* + S \frac{E_f}{W_0} \Sigma_f \rangle = \\ \langle \varphi, \mathbf{M}^* \varphi_s^* \rangle + \langle \varphi, S \frac{E_f}{W_0} \Sigma_f \rangle \end{aligned} \quad (16)$$

由于算子矩阵 \mathbf{M}^* 和 \mathbf{M} 互为共轭算子,必然满足:

$$\langle \varphi_s^*, \mathbf{M}\varphi \rangle = \langle \varphi, \mathbf{M}^* \varphi_s^* \rangle \quad (17)$$

则由式(14)和(17)可得:

$$\langle \varphi_s^*, s \rangle = \langle \varphi, S \frac{E_f}{W_0} \Sigma_f \rangle \quad (18)$$

对于一给定的稳态(以下标 0 代表该稳态下的取值),式(18)右端可进一步改写为:

$$\langle \varphi_0, S \frac{E_f}{W_0} \Sigma_{f,0} \rangle = \frac{S E_f}{W_0} \langle \varphi_0, \Sigma_{f,0} \rangle = S \quad (19)$$

可看出,在稳态下,式(18)右端即为反应堆功率归一化后的 S 倍。为进一步得到反应堆功率归一化值为 1 的结果,对式(12)两端同除以 S ,即可得到按反应堆功率归一化后的中子共轭方程:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}^* n_s^* + \frac{E_f}{W} \Sigma_f = & \begin{pmatrix} M_{1,1}^* & \cdots & M_{1,g}^* \\ \vdots & & \vdots \\ M_{g,1}^* & \cdots & M_{g,g}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_{s,1}^* \\ \vdots \\ n_{s,g}^* \end{pmatrix} + \\ & \begin{pmatrix} \frac{E_f}{W} \Sigma_{f,1} \\ \vdots \\ \frac{E_f}{W} \Sigma_{f,g} \end{pmatrix} = 0 \end{aligned} \quad (20)$$

其中:

$$\begin{aligned} n_s^* = \frac{1}{S} \begin{pmatrix} M_{1,1}^* & \cdots & M_{1,g}^* \\ \vdots & & \vdots \\ M_{g,1}^* & \cdots & M_{g,g}^* \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \frac{1}{\varphi_1^*} & \cdots & 0 \\ \vdots & & \vdots \\ 0 & \cdots & \frac{1}{\varphi_g^*} \end{pmatrix} \times \\ \begin{pmatrix} M_{1,1}^* & \cdots & M_{1,g}^* \\ \vdots & & \vdots \\ M_{g,1}^* & \cdots & M_{g,g}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1^* \\ \vdots \\ \varphi_g^* \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (21)$$

则式(18)在给定的稳态下满足:

$$\langle n_{s,0}^*, s_0 \rangle = \langle \varphi_0, \frac{E_f}{W_0} \Sigma_{f,0} \rangle = 1 \quad (22)$$

式(21)显然不适用于外源为 0 的情况。从式(22)可看出,稳态时 $n_{s,0}^*$ 与单位体积内的外源中子数 s_0 在整个次临界反应堆做内积,结果为归一化功率, $n_{s,0}^*$ 的物理意义是,在已有外源 s_0 和形成的次临界反应堆功率 W_0 的基础上,在空间某位置处每各向同性地引入 1 个外源中子所引起的次临界反应堆稳定功率增加的比例。而且, $n_{s,0}^*$ 与引入外源中子的位置、中子能量和反应堆已有稳定功率有关,因此,可称其为与功率相关的次临界中子价值函数。

在计算 $n_{s,0}^*$ 时,将与计算反应堆中子注量率分布的方法相同,并不采用求解逆矩阵的方法,而采用内外迭代的方式进行计算。在进行中子价值计算时,式(20)中的系数矩阵可由全反应堆扩散计算所需的群常数矩阵转换得到,两者同属于正定矩阵,均可进行收敛性确定的内外迭代计算。

3 增殖特性

对于不带外源的反应堆,已知其多群中子注量率 φ_c 可由稳态特征值方程 $\mathbf{A}\varphi_c + \frac{1}{k_{\text{eff}}}\mathbf{P}\varphi_c = 0$ 给出,而其共轭函数 φ_c^* 由方程 $\mathbf{A}^* \varphi_c^* + \frac{1}{k_{\text{eff}}}\mathbf{P}^* \varphi_c^* = 0$ 给出。则对于不带外加中子源的反应堆,其有效增殖因数 k_{eff} 的表达式为:

$$\begin{aligned} k_{\text{eff},1} &= - \frac{\langle \mathbf{u}, \mathbf{P}\varphi_c \rangle}{\langle \mathbf{u}, \mathbf{A}\varphi_c \rangle} \\ k_{\text{eff},2} &= - \frac{\langle \varphi_c^*, \mathbf{P}\varphi_c \rangle}{\langle \varphi_c^*, \mathbf{A}\varphi_c \rangle} \\ k_{\text{eff},1} &= k_{\text{eff},2} \end{aligned} \quad (23)$$

在外源驱动的次临界反应堆中,由于外源中子所在位置和能量的不同,其对反应堆功率

的贡献可能是不同的,所得到的次临界增殖因数也可能不同,因而有必要给出新的增殖因数的表达式^[4]。

对于带外源的次临界系统,由 $A\phi = -(P\phi + s)$ 可得其增殖因数表达式:

$$k_s = \frac{\langle u, P\phi \rangle}{\langle u, s \rangle + \langle u, P\phi \rangle} \quad (24)$$

$$\frac{1}{k_s} = \langle u, P\phi \rangle = \frac{\langle u, s \rangle}{1 - k_s} =$$

$$\langle u, s \rangle (1 + k_s + k_s^2 + k_s^3 + \dots) \quad k_s < 1 \quad (25)$$

式(24)定义中的分子是全堆单位时间内裂变产生的总中子数,分母表示全堆单位时间内消失的总中子数。由式(24)变化得到的式(25)直观地体现了次临界状态源中子的增殖效应。但该定义并未考虑中子价值造成的影响。为了方便进一步分析微小扰动引起的反应性变化和更为准确地描述次临界系统的中子特性,应考虑中子价值的权重,给出次临界有效增殖因数 k_{sub} 的定义。因空间某位置处引入某能量的中子和该位置处裂变产生相同能量的中子在堆内所起的作用相同, k_{sub} 的定义如下:

$$k_{\text{sub}} = \frac{\langle n_{s,0}^*, P\phi \rangle}{\langle n_{s,0}^*, s \rangle + \langle n_{s,0}^*, P\phi \rangle} \quad (26)$$

k_{eff} 、 k_s 、 k_{sub} 具有相似的定义形式,其中, k_{eff} 是传统反应堆物理分析中的有效增殖因数,它是系统内裂变中子的产生率与系统内中子的总消失率之比,它反映的是反应堆本身的增殖能力,与外源无关。 k_s 是在外加中子源条件下全反应堆中子数目平衡的归并得到的。而 k_{sub} 是考虑了不同中子注量率分布和中子价值分布的次临界有效增殖因数,更易于应用微扰理论进一步分析得到反应性的变化。在反应堆逼近临界时,占反应堆总中子密度明显比例的外源将不能再存在于反应堆中,因此, k_s 和 $k_{\text{eff},1}$ 将趋于一致,且 k_{sub} 和 $k_{\text{eff},2}$ 趋于一致。可看出, k_s 与 k_{sub} 的关系如同 $k_{\text{eff},1}$ 与 $k_{\text{eff},2}$ 的关系。在应用到外源驱动的次临界反应堆中, k_{sub} 和 k_s 的定义均是适用的,但 k_{sub} 较易准确计算微扰引起的反应性变化量。

4 结论

本研究基于经典反应堆物理的中子价值理论,给出了稳态条件下外加中子源的次临界反应堆多群中子共轭方程的表达式,推导出中子价值函数表达式及其物理意义,并给出了次临界反应堆的增殖因数的不同定义方式和区别,为进一步开展 ADS 次临界反应堆的中子动力学的研究和分析奠定基础。

参考文献:

- [1] 丁大钊. 未来核能利用的方案探讨——加速器驱动放射性洁净核能系统[M]//加速器驱动放射性洁净核能系统概念研究论文集. 北京:原子能出版社,2000:3-16.
- [2] GUDOWSKI W. Accelerator-driven transmutation projects: The importance of nuclear physics research for waste transmutation[J]. Nuclear Physics A, 1999, 654: 436c-457c.
- [3] 谢仲生,尹邦华. 核反应堆物理分析:下册[M]. 3版. 北京:原子能出版社,1996:155-176.
- [4] 史永谦,朱庆福,夏普,等. 反应堆物理实验中的源倍增法研究[J]. 核科学与工程,2005,25(1): 14-19.
SHI Yongqian, ZHU Qingfu, XIA Pu, et al. Neutron source multiplication method research in reactor physics experiment[J]. Chinese Journal of Nuclear Science and Engineering, 2005, 25(1): 14-19(in Chinese).
- [5] 朱庆福,史永谦,胡定胜. 核临界安全中的源倍增法研究[J]. 原子能科学技术,2005,39(2):97-100.
ZHU Qingfu, SHI Yongqian, HU Dingsheng. Research on neutron source multiplication method in nuclear critical safety[J]. Atomic Energy Science and Technology, 2005, 39(2): 97-100(in Chinese).
- [6] GANDINI A, SALVATORES M. The physics of subcritical multiplying systems[J]. Nuclear Science and Technology, 2002, 39(6): 673-686.
- [7] GANDINI A. Evolutionary mobile fuel reactors[J]. Progress in Nuclear Energy, 2002, 40(3-4): 661-671.