

三维瞬态输运程序在中子点火中的应用

杨俊云, 肖刚*, 胡泽华, 应阳君

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

摘要: 基于广义半马尔科夫过程模拟方法开发了一套三维中子输运瞬态蒙特卡罗程序 GSMP3D, 该程序使用 ACE 格式连续截面, 适用于随机中子场瞬态和强中子场瞬态问题的求解。以美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室(LLNL)和洛斯阿拉莫斯国家实验室(LANL)提供的中子点火对算模型为例, 对比了 GSMP3D 与美国点火程序 Mercury 的计算结果, 二者吻合很好, GSMP3D 不仅给出了中子点火概率, 还提供了定态点火实验的中子爆发等待时间的统计结果。表明该程序可用于处理中子点火问题。

关键词: 时空 neutron 动力学; 中子点火; 蒙特卡罗方法

中图分类号: TL411.4; TL327

文献标志码: A

文章编号: 1000-6931(2016)07-1320-04

doi: 10.7538/yzk.2016.50.07.1320

Application of 3D Time-dependent Transport Code in Neutron Initiation

YANG Jun-yun, XIAO Gang*, HU Ze-hua, YING Yang-jun

(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics of Beijing, Beijing 100088, China)

Abstract: Based on the generalized semi-Markov process simulation method, the 3D time-dependent transport code GSMP3D was developed. It used continuous-energy nuclear and atomic data libraries in ACE format. It is suitable for the transient cases of both stochastic and intense neutron fields. A suite of test problems developed by researchers at LANL and LLNL were used to validate probability of initiation methods. The results obtained from GSMP3D agree well with the results obtained from Mercury and MCNP. Both the initiation probability and the burst waiting time of neutron initiation were predicted by this new code. It shows that it is suitable for neutron initiation problem.

Key words: space-time neutron kinetics; neutron initiation; Monte Carlo method

脉冲堆点火实验是研究早期随机过程和中子增殖过程的重要手段,也是考验随机中子动力学的求解算法和计算程序的有效途径。Bell^[1]给出了随机中子瞬态演化主方程,对该方程的求解方法有确定论方法和概率论。确定

论方法多为略去含时伴随输运方程的高阶非线性项后用 S_N 方法求解^[2-3],该方法对中子点火的研究有以下局限性:一是对问题的研究局限于中子点火概率的计算;二是脉冲堆点火实验的反应性添加过程中装置构型连续变化,确定

收稿日期:2015-07-01;修回日期:2015-09-07

基金项目:国家自然科学基金资助项目(11175025);中国工程物理研究院基金重点项目资助(2011A0103009)

作者简介:杨俊云(1987—),男,江西宜春人,博士研究生,粒子物理与原子核物理专业

* 通信作者:肖刚, E-mail: xiaog@mail.tsinghua.edu.cn

论方法对该物理过程的处理存在困难。蒙特卡罗方法因具有实时处理复杂几何的优势而受到重视,美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室(LLNL)在2007年推出了支持三维几何和三维力学的中子点火概率的蒙特卡罗程序Mercury^[4],该方法克服了确定论的计算困难,但在数学上是不完备的。

本文开发一套三维中子光子耦合输运的蒙特卡罗程序 GSMP3D,拟克服中子点火计算中的上述困难。

1 GSMP3D 简介

GSMP3D 是以广义半马尔科夫过程(GSMP)模拟方法^[5-6]为理论基础开发的时空中子动力学程序,该程序具有以下特点:1) GSMP模拟方法在数学上是完备的,Mercury是在 LLNL 前向 Boltzmann 输运方程求解的蒙特卡罗程序中去掉所有降方差技巧,对每个源粒子进行追踪,当该源中子引起的某分支的中子数达设定值就认为实现了一次点火,在 N 次模拟实验中实现了 M 次中子点火,则点火概率即为 M/N 。但对于不同的系统,裂变链长度的判断本身是困难的^[7],这种数学上的不完备性将影响低超临界系统的计算结果。2) 在处理随机中子场问题时无降方差技巧,在求解强中子场和光子场瞬态问题时是有一定的降方差技巧的。3) 具备中子相关的产光机制,MCNP的产光策略基于平均光子产额计算,GSMP3D在做噪声分析时可启用中子相关的产光模式,在解

强中子场瞬态问题时则基于光子平均产额计算。4) 对于超临界系统,GSMP3D直接给出 α (瞬发中子衰减常数)及对应的中子能谱,为瞬态过程提供有效的中子学计算平台。

GSMP3D 也存在以下不成熟之处:1) 中子相关产光过程需一套完整的光子多重性数据库,由于大多数现有的连续能量的截面数据库对高能中子的产光数据未做反应道区分,它们只适用于热中子谱装置的中子相关产光问题;2) 中子多重性数据还不完善,目前是根据实验数据将裂变中子数拟合成平均中子数的多项式,在无实验数据的区域按照 Terrell 分布处理^[8]。

2 中子点火模型

20 世纪 70 年代末,为进行点火程序之间的比较,LLNL 和 洛斯阿拉莫斯国家实验室(LANL)提出裸铀球模型和裸 δ 相钚球模型(简称点火模型)^[4],模型参数列于表 1。裸铀球模型的核素组分为 93.8%(原子分数,余同)的²³⁵U 和 6.2%的²³⁸U。LLNL 提供的裸 δ 相钚球模型的核素组分为 2.603%的 Ga、93.105%的²³⁹Pu、5.644%的²⁴⁰Pu 和 0.448%的²⁴¹Pu。因该组分不归一,具体组分尚不清楚,MCNP 和 GSMP3D 对该组分归一化为 2.556 97%的 Ga、91.458 7%的²³⁹Pu、5.544 2%的²⁴⁰Pu 和 0.440 08%的²⁴¹Pu。两个模型均依靠自发裂变中子实现中子点火,源中子强度的计算参照文献^[9]。

表 1 裸铀球模型和裸 δ 相钚球模型参数

Table 1 Parameter of highly-enriched-uranium and δ -phase plutonium bare spheres

模型	编号	密度 $\rho/(g \cdot cm^{-3})$	半径 r/cm	$\rho r/(g \cdot cm^{-2})$
裸铀球	U_165	19.0	8.684 2	165
	U_195	24.4	7.991 8	195
	U_225	30.3	7.425 7	225
	U_255	36.6	6.967 2	255
	U_285	43.2	6.597 2	285
	U_315	50.2	6.274 9	315
裸 δ 相钚球	Pu_100	15.7	6.369 4	100
	Pu_120	20.6	5.825 2	120
	Pu_140	26.6	5.384 6	140
	Pu_160	31.8	5.031 4	160
	Pu_180	37.9	4.749 3	180

3 数值模拟

3.1 α 比较

Mercury 和 MCNP 模拟中子点火过程是单粒子输运过程,未考虑自发裂变中子的多重性,GSMP3D 则对此加以考虑,并给出了定态条件下的中子爆发等待时间。各程序均按照 Watt 谱产生空间均匀分布且各向同性的自发裂变中子,计算结果的比较列于表 2、3,表中 P 为瞬发中子点火概率; E_i 为中子爆发等待时间均值; S_i 为中子爆发等待时间方差。

表 2 裸铀球模型计算结果对比

Table 2 Comparison of highly-enriched-uranium bare sphere calculated results

编号	Mercury 模拟值		MCNP 模拟值		GSMP3D 模拟值			
	$\alpha/\mu\text{s}^{-1}$	$P/\%$	$\alpha/\mu\text{s}^{-1}$	$P/\%$	$\alpha/\mu\text{s}^{-1}$	$P/\%$	E_i/ms	S_i/ms
U_165	-0.9	0.00	-1.43	0.00	-1.39	0.00		
U_195	29.1	9.14	28.16	9.83	28.4	8.45	242.5	238.5
U_225	64.0	17.10	62.85	18.17	62.4	17.77	132.0	130.7
U_255	101.3	23.28	100.62	25.12	101.5	23.77	96.3	96.4
U_285	142.2	28.77	140.90	30.51	142.1	29.21	77.9	76.9
U_315	184.6	33.19	183.90	35.61	185.1	33.12	69.2	68.6

表 3 裸 δ 相钚球模型计算结果对比

Table 3 Comparison of δ -phase plutonium bare sphere calculated results

编号	Mercury 模拟值		MCNP 模拟值		GSMP3D 模拟值			
	$\alpha/\mu\text{s}^{-1}$	$P/\%$	$\alpha/\mu\text{s}^{-1}$	$P/\%$	$\alpha/\mu\text{s}^{-1}$	$P/\%$	$E_i/\mu\text{s}$	$S_i/\mu\text{s}$
Pu_100	-2.5	0.00	-0.97	0.00	-1.02	0.00		
Pu_120	63.4	9.12	68.34	8.97	68.4	9.43	10.75	10.50
Pu_140	140.0	17.40	149.27	17.31	148.0	17.65	5.84	5.78
Pu_160	226.9	24.49	238.78	24.65	237.7	24.26	4.14	4.12
Pu_180	319.6	30.53	334.80	29.81	334.9	29.86	2.41	3.36

3.2 次临界系统比较

对于无裂变链重叠的次临界系统,GSMP3D 的瞬态输运与 MCNP 的外源问题类似,二者对粒子的追踪均至粒子消失,对同一问题应具有相同的能谱,图 1 示出两个程序计算的 U_165 模型的中子能谱和光子能谱,二者结果吻合较好,表明 GSMP3D 的中子输运和光子输运是可靠的。

为计算次临界系统的 α ,GSMP3D 采取对系统做 Rossi- α 统计的策略,结果示于图 2。通过拟合参数方法给出瞬发中子衰减常数,数据列于表 2,GSMP3D 的计算结果与 MCNP 的接近。

计算结果表明,对于较高的超临界界裸铀球模型, α 的计算值吻合较好,而在浅次临界的情况下,瞬发中子衰减时间的源中子依赖成为噪声测量中的难点,数值模拟中偏差也较大。由于 Mercury 计算使用的裸 δ 相钚球模型组分不明确,该程序与 MCNP 结果存在较明显差异。GSMP3D 与 MCNP 使用相同核素组分,二者结果吻合较好,说明 GSMP3D 能有效处理中子点火问题。

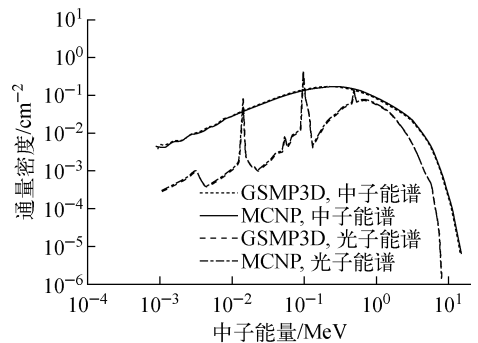


图 1 U_165 模型的中子能谱和光子能谱

Fig. 1 Neutron and photon spectra of U_165 model

3.3 瞬态能谱与定态化能谱

对于上述构型确定的超临界系统,瞬态过程

中子通量不断变化。以 U₃₁₅ 模型为例, GSMP3D 的数值计算表明, 该裂变系统在实现中子点火后(自发裂变源可忽略), 其中子能谱形状与 α 对应且保持不变。图 3 示出 U₃₁₅ 模型的 MCNP 经本征值 k 计算所得的归一化中子能谱与 GSMP3D 经 α 计算所得的归一化中子能谱的比较, 数值上说明了通过平均裂变中子数 ν 除以本征值的方式对 Boltzmann 方程进行定态化计算所得的超临界系统的中子能谱是软化的, 该方法对超临界系统的物理描述是不完备的。

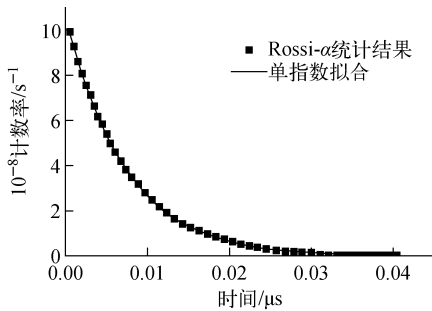


图 2 U₁₆₅ 模型的 Rossi- α 统计

Fig. 2 Rossi- α statistics of U₁₆₅ model

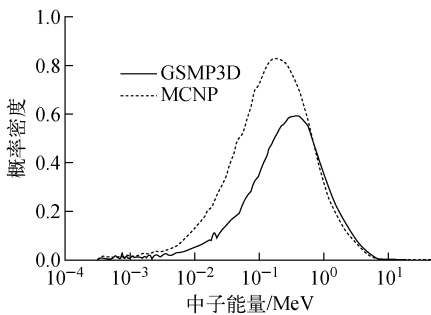


图 3 U₃₁₅ 模型的归一化中子能谱

Fig. 3 Normalized neutron spectrum of U₃₁₅ model

4 结论

1) 通过 LANL 中子点火模型, 检验了 GSMP3D 在中子点火问题中的正确性和适用性, 该程序能方便地给出脉冲爆发等待时间的统计特征。

2) 对于无裂变链重叠的次临界系统, GSMP3D 能提供与 MCNP 外源问题吻合的中子能谱和光子能谱, 并能在时域范围通过 Rossi- α 统计方法求解瞬发中子衰减常数, 成为噪声分析的有用工具。

3) 对于超临界系统, GSMP3D 能方便计算出中子点火概率、脉冲引发时间的统计特征和构型不变时的中子能谱形状, 为中子场瞬态计算提供有效的计算平台, 可用于校算确定论方法的中子输运瞬态计算。传统的本征值计算所得超临界系统的中子能谱偏软。

参考文献:

- [1] BELL G I. Probability distribution of neutrons and precursors in a multiplying assembly[J]. Annals of Physics, 1963, 21(2): 243-283.
- [2] BELL G I. On the stochastic theory of neutron transport[J]. Nuclear Science and Engineering, 1965, 21(3): 390-401.
- [3] HUMBERT P. Stochastic neutronics with PANDA deterministic code[C]// Nuclear Mathematical and Computational Sciences: A Century in Review. Gatlinburg, TN, USA: [s. n.], 2003: 6-11.
- [4] GREENMAN G M, PROCASSINI R J, CLOUSE C J. A Monte Carlo method for calculating initiation probability[C]// Proceedings of the Joint International Topical Meeting on Mathematics & Computation and Supercomputing in Nuclear Applications. [S. l.]: [s. n.], 2007: 16-19.
- [5] XIAO G. The simulation of probability distribution of the burst waiting time of neutron initiation[J]. Nuclear Science and Engineering, 2011, 169(1): 56-67.
- [6] 杨俊云, 肖刚, 应阳君. 点堆中子动力学方程的蒙特卡罗方法[J]. 核动力工程, 2015, 36(6): 4-9.
YANG Junyun, XIAO Gang, YING Yangjun. A Monte Carlo method for solving point reactor kinetics equation[J]. Nuclear Power Engineering, 2015, 36(6): 4-9(in Chinese).
- [7] NOLEN S D, SPRIGGS G D. Estimation of the neutron chain-length distribution in subcritical systems using a point Monte Carlo code[J]. Annals of Nuclear Energy, 2001, 28(5): 509-512.
- [8] VERBEKE J M, HAGMANN C, WRIGHT D. Simulation of neutron and gamma ray emission from fission and photo fission, UCRL-AR-228518[R]. US: Lawrence Livermore National Laboratory, 2010.
- [9] SPRIGGS G D, BUSCH R D, SAKURAI T, et al. The equivalent fundamental-mode source[J]. Annals of Nuclear Energy, 1999, 26(3): 237-264.