مجله علوم و فنون هستهای، دوره ۴۴، شماره ۴، جلد ۱۰۶، زمستان ۱۴۰۲

Journal of Nuclear Science and Technology Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024



توسعه نرمافزار شبیهساز SH^r-ACNEM بهمنظور حل معادلات مستقیم و الحاقی پخش نوترون در قلب رآکتورهای با هندسهٔ ششگوش

علی کللی، داود نقوی دیزجی، ناصر وثوقی* دانشکدهی مهندسی انرژی، دانشگاه صنعتی شریف، صندوق پستی: ۱۱۱۴–۱۴۵۶۵، تهران-ایران

*Email: nvosoughi@sharif.edu

مقالهی پژوهشی تاریخ دریافت مقاله: ۱۴۰۰/۵/۲۰ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۰/۷/۱

چکیدہ

بهمنظور تحلیل نوترونیک قلب رآکتورها، نیاز به توسعه نرمافزارهای محاسبات هستهای جهت تولید ثابتهای چند گروهی و حل عددی معادله پخش چند گروهی است. برای این منظور، از روشهایی استفاده میشود که علاوه بر دقت مناسب از حجم و زمان محاسبات بهینهای برخوردار باشند. در این پژوهش به تئوری حاکم بر روش نودال بسط شار جریان متوسط و همچنین مرتبههای بالاتر بسط شار پرداخته میشود. پسازآن با گسستهسازی معادله پخش چند گروهی نوترون، نشان داده میشود که این روش از زمان محاسبات بهینه و دقت خوبی بهره میبرد. گسستهسازی معادله پخش مستقیم و الحاقی، برای هندسه ششگوش دوبعدی و در دو گروه انرژی انجام میشود و بسازآن شبیهساز قلب رآکتور SH^{*}-ACNEM توسعه می ابد. جهت راستی آزمایی، محاسبات برای قلب رآکتور IAEA-۲D انجام شده و با مقایسه با مراجع معتبر، نتیجه میشود که با افزایش مرتبه بسط شار از چندجمله ای های درجه و به پنج، خطای محاسبات از ۲۵٪ بهبود می یابد.

كليدواژهها: شبيهساز، محاسبات هستهاي، معادله پخش نوترون، هندسه شش گوش، نودال بسط شار

Development of the SH3-ACNEM Simulator Program in order to Solving the Forward and Adjoint neutron Diffusion Equation for Hexagonal Geometry Reactor Cores

A. Kolali, D. Naghavi Dizaji, N. Vosoughi*

Department of Energy Engineering, Sharif University of Technology, P.O.BOX: 14565-1114, Tehran - Iran

Research Article Received 11.8.2021, Accepted 23.9.2021

Abstract

To perform a neutronic analysis of the reactor core, it is necessary to develop nuclear computing software to produce multi-group constants and numerical solutions to the multi-group neutron diffusion equation. For this purpose, some methods are used in nuclear calculation codes that, in addition to the necessary accuracy of cost and computing time, are optimal. This paper discusses the average current nodal expansion method as well as higher orders of flux expansion. Then, the discretization of the neutron diffusion equation with ACNEM is shown, which has the ability to calculate in optimum time and with good accuracy. The discretization of the Forward and Adjoint neutron diffusion equation is performed for two-dimensional hexagonal geometry in two energy groups and then the SH3-ACNEM reactor core simulator is developed. To verify; the calculations for the IAEA-2D reactor core are performed and compared with valid references. It results that the computational error improves from 11.36% to 3.52% by increasing the flux expansion order from quadratic polynomials to five.

Keywords: Simulator, Nuclear calculation, Diffusion equation, Hexagonal geometry, ACNEM

Journal of Nuclear Science and Technology

Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 103-110

کم مجله علوم و فنون هسته ای کم دوره ۴۴، شماره ۴، جلد ۱۰۶، زمستان ۱۴۰۲، ص ۱۰۳–۱۱۰



۱. مقدمه

اطلاعات توان میلههای سوخت بارگذاری شده در قلب رآکتور، جهت تعیین نرخ حرارت تولیدی در قلب و همچنین کمینه فاصله از جوشش هستهای^۱، در طراحی بهمنظور ارزیابی ایمنی رآکتور ضروری و مهم است. اکثر کدهای نوترونیک جدید از شیوهٔ بازسازی توان میله سوخت^۲ استفاده میکنند [۱، ۲]. شیوهٔ بازسازی توان میله سوخت^۲ استفاده میکنند [۱، ۲]. سوخت و یا تحلیل گذرا، به دلیل نیاز به تعداد حلهای فضایی نوترون با روشهای مشریز^۳ مثل اختلاف محدود^۴ ناکارآمد و زیاد در کل قلب رآکتور، حل مستقیم معادله پخش چند گروهی معادله پخش نوترون توسعهیافتهاند، که این موضوع اهمیت معادله پخش نوترون توسعهیافتهاند، که این موضوع اهمیت میدهد [۳، ۴].

انواع روشهای نودال را میتوان به دو دسته کلی نودال تحلیلی^۵ و نودال بسط^۶ تقسیمبندی کرد. روش نودال بسط نسبت بهروش نودال تحلیلی از سرعت همگرایی بیشتری برخوردار است ولی دقت محاسبات نودال تحلیلی از نودال بسط بیشتر است [۵]. روش نودال بسط که در آن از متوسط جریانهای جزیی روی سطوح استفاده میشود، را میتوان بهروش شار نقطهای، جریان نقطهای، شار متوسط و جریان متوسط تقسیم کرد. دقت محاسبات این چهار روش تقریباً برابر است ولی دراین بین روش جریان متوسط، کوتاهترین زمان اجرای برنامه را دارد که به همین دلیل در این پژوهش تمرکز بر روش جریان متوسط است [۶].

بنابراین در این پژوهش سعی میشود که با افزایش مرتبهٔ بسط شار از مرتبه صفرم به یک، در روش نودال بسط شار جریان متوسط^۲، ضمن حفظ هزینه و زمان کم محاسبات، دقت محاسبات هم بهصورت محلی^۸ (توزیع توان نسبی) و هم بهصورت کلی^۹ (ضریب تکثیر مؤثر) افزایش یابد و درنهایت برنامه SH^۳–ACNEM^۲ بهمنظور شبیهسازی قلب رآکتورهای با هندسه شش گوش توسعه یابد.

- 1. Departure from Nucleate Boiling Ratio
- 2. Pin Power Reconstruction
- 3. Fine Mesh
- 4. Finite Difference
- 5. Analytical Nodal
- 6. Nodal Expansion Method
- 7. Average Current Nodal Expansion Method
- 8. Local Accuracy
 9. Global Accuracy
- 10. Sharif University Hexagonal Geometry High Order-ACNEM

مجله علوم و فنون هسته ای مجله علوم و فنون هسته ای دوره ۲۴، شماره ۴، جلد ۱۰۶، زمستان ۱۴۰۲، ص ۱۳–۱۱۰

اساس روش نودال که مورد بحث این پژوهش میباشد، بر انتگرال گیری از معادله پخش نوترون و محاسبه شار متوسط در هر نود استوار است. روش حل نودال به علت استفاده از تراز نوترونی در هر نود، قابلیت حل معادله پخش با نودهایی بهاندازه یک مجتمع سوخت را همراه با ارائه دقت مناسب داراست. این امر باعث کاهش قابل ملاحظه مجهولات و درنتیجه زمان و حجم محاسبات میشود [۷]. در ابتدا جهت انجام محاسبات، نحوه گسسته سازی معادله پخش نوترون در حالت چندگروهی بهروش نودال بسط شار جریان متوسط برای هندسه شش گوش و دوبعدی ارائه میشود. معادله پخش نوترون چند گروهی در حالت ایستا مطابق رابطه ۱ است.

$$-\nabla D_{g} \nabla \phi_{g}(r) + \Sigma_{R,g} \phi_{g}(r) = \frac{\chi_{g}}{k_{eff}} \sum_{g'=1}^{G} v \Sigma_{f,g'} \phi_{g'}(r)$$
$$+ \sum_{\substack{g'=1\\g'\neq g}}^{G} \sum_{s,g'g} \phi_{g'}(r), g = 1, \forall, \cdots, G$$
(1)

در این رابطه، $D_{g} - \Delta_{R,g}$ مربوط به گروه g، $\Sigma_{R,g}$ سطح مقطع ماکروسکوپی برداشت گروه g، $V\Sigma_{f,g'}$ سطحمقطع ماکروسکوپی ماکروسکوپی شکافت گروه g، $g'_{s,g'g}$ سطحمقطع ماکروسکوپی ماکروسکوپی شکافت گروه g به گروه g، g'_{g} طیف نوترونی گروه g مؤثر، (r), $\phi_{g}^{*}(r)$ شار نوترونی گروه g و $g \times \mathcal{X}$ طیف نوترونی گروه g است. برای شروع، دستگاه مختصات دو بعدی با سه متغیر x و u

برای ادامه کار نیاز به تعریف کمیتهایی است که در قسمت علامتها و نشانهها تعریف شدهاند. با استفاده از شرط پیوستگی جریان، بهاینترتیب که جریان خروجی از نود برابر جریان ورودی به نود مجاور میباشد، میتوان نتیجه گرفت:

$$j_{gxl}^{+m} = j_{gxr}^{-mxl}, j_{gxr}^{+m} = j_{gxl}^{-mxr}, j_{gvl}^{+m} = j_{gvr}^{-mvl} j_{gul}^{+m} = j_{gur}^{-mul}, j_{gur}^{+m} = j_{gul}^{-mur}, j_{gvr}^{+m} = j_{gvl}^{-mvr}$$
(7)



شکل ۱. دستگاه مختصات شش گوش دو بعدی در روش نودال بسط شار.

Journal of Nuclear Science and Technology

Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 103-110



علی کللی، داود نقوی دیزجی، ناصر وثوقی

۲۰۲ گسستهسازی برای مرتبه اول بسط شار [۷، ۸] شار نوترونی در هر نود تا مرتبه اول بسط یعنی چندجملهایهای درجه پنج، به فرم رابطه ۶ بسط داده شده و سپس در رابطه ۱ جایگذاری میشود.

$$\phi_{g}^{[1]} = \phi_{g}^{[\circ]} + d_{gx} h_{\Delta}(\xi_{x}) + d_{gu} h_{\Delta}(\xi_{u}) + d_{gv} h_{\Delta}(\xi_{v}) \quad (8)$$

که در آن، $[\phi_s^{[0]}$ همان جملات رابطه ۳ است. پس از جای گذاری رابطه ۶ در رابطه ۱، با انتگرال گیری و اعمال شرایط پیوستگی جریان، معادله همبسته نودال برای هر نود نیز بهصورت رابطه ۷ حاصل می شود و معادله تراز نودال نیز به شکل رابطه ۵ باقی می ماند.

$$\begin{bmatrix} j_{gxr} \\ j_{gxr} \\ j_{gxr}^{+m} \\ j_{gur}^{+m} \\ j_{gur}^{+m} \\ j_{gur}^{+m} \\ j_{gur}^{+m} \\ j_{gur}^{+m} \\ j_{gur}^{+m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{g}^{m} & C_{g}$$

متغیر d_{g_w} ضرایب بسط مرتبه اول است و از رابطه ۸ به دست میآیند:

$$\begin{bmatrix} \alpha_{g}^{m} & \beta_{g}^{m} & \beta_{g}^{m} \\ \beta_{g}^{m} & \alpha_{g}^{m} & \beta_{g}^{m} \\ \beta_{g}^{m} & \beta_{g}^{m} & \alpha_{g}^{m} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d_{gx} \\ d_{gu} \\ d_{gv} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Q_{gx}^{m} \\ Q_{gu}^{m} \\ Q_{gv}^{m} \end{bmatrix}$$
(A)

که در آن

$$\alpha_{g}^{m} = \frac{\varsigma_{1}}{\varsigma} \frac{D_{g}^{m}}{H^{\gamma}} + \frac{1\gamma_{q}}{\varsigma_{V\Delta\gamma}} \Sigma_{rg}^{m}$$

$$\beta_{g}^{m} = \frac{1\gamma}{\varsigma_{S}} \frac{D_{g}^{m}}{H^{\gamma}} + \frac{\varsigma_{q}}{1 \varsigma_{V\Delta\gamma}} \Sigma_{rg}^{m}$$

$$Q_{gx}^{m} = \left[\frac{\varsigma_{1}}{\varsigma} \frac{D_{g}^{m}}{H^{\gamma}} + \frac{1\gamma_{q}}{\varsigma_{V\Delta\gamma}} \Sigma_{rg}^{m}\right] d_{gx} + \left[\frac{1\gamma}{\varsigma_{S}} \frac{D_{g}^{m}}{H^{\gamma}} + \frac{\varsigma_{q}}{1 \varsigma_{V\Delta\gamma}} \Sigma_{rg}^{m}\right] d_{gu}$$

$$+ \left[\frac{1\gamma}{\varsigma_{S}} \frac{D_{g}^{m}}{H^{\gamma}} + \frac{\varsigma_{q}}{1 \varsigma_{V\wedge\gamma}} \Sigma_{rg}^{m}\right] d_{gv} \qquad (9)$$

همچنین برای ${Q_{gx}^m}$ و ${Q_{gy}^m}$ نیز رابطههایی مشابه با ${Q_{gx}^m}$ به دست میآید.

Journal of Nuclear Science and Technology

Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 103-110

۱۰۵ ۱.۲ گسستهسازی برای مرتبه صفرم بسط شار [۷]

ابتدا شار نوترونی متوسط در هر نود برحسب چندجملهایهای درجه دو، مطابق رابطه ۳ تا مرتبه صفر بسط داده شده و سپس در رابطه ۱ جایگذاری میشود.

$$\phi_{g}\left(\xi_{x},\xi_{u},\xi_{v}\right) = A_{g}h_{\circ} + \alpha_{gx}h_{\uparrow}(\xi_{x}) + b_{gx}h_{\uparrow}(\xi_{x})$$
$$+ \alpha_{gu}h_{\uparrow}(\xi_{u}) + b_{gu}h_{\uparrow}(\xi_{u}) + \alpha_{gv}h_{\uparrow}(\xi_{v}) + b_{gv}h_{\uparrow}(\xi_{x})$$
$$+ c_{g}h_{\uparrow}(\xi_{x})h_{\uparrow}(\xi_{u})h_{\uparrow}(\xi_{v}) \qquad (\text{``)}$$

که در آن $(\xi_w)^{i}$ ها چندجملهایهایی درجه i برحسب متغیر ξ_w^{2} هستند و از شرط تعامد به ست میآیند. با جای گذاری رابطه ۳ در رابطه ۱ و انتگرالگیری از آن و سپس با اعمال شرایط پیوستگی جریان مطابق با رابطه ۲، معادله همبسته نودال به صورت رابطه ۴ نتیجه می شود.

$$\begin{bmatrix} j_{gxr}^{+m} \\ j_{gxl}^{+m} \\ j_{gxl}^{+m} \\ j_{gur}^{+m} \\ j_{gur}^{+m} \\ j_{gvr}^{+m} \\ j_{gvr}^{+m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} \\ C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\downarrow}^{m} \\ C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\downarrow}^{m} \\ C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\downarrow}^{m} \\ C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\downarrow}^{m} \\ C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\downarrow}^{m} \\ C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\downarrow}^{m} \\ C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\downarrow}^{m} \\ C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\downarrow}^{m} \\ C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\uparrow}^{m} & C_{g\downarrow}^{m} \\ \end{bmatrix}_{gvl}^{m} \end{bmatrix}_{qvl}^{m} \end{bmatrix}$$

با جای گذاری روابط ۴ و ۳ در رابطه ۱، معادله تراز نودال برای هر نود بهصورت معادله ۵ حاصل می شود.

$$\begin{bmatrix} \frac{\mathfrak{r}}{h} C_{g\,\flat}^{m} + \sum_{rg}^{m} \end{bmatrix} \Phi_{g}^{m} = \sum_{\substack{g'=1\\g'\neq g}}^{G} \sum_{sg'g}^{m} \Phi_{g'}^{m} + \frac{X_{g}}{K_{eff}} \sum_{g'=1}^{G} v \sum_{fg'}^{m} \Phi_{g'}^{m} + \sum_{\substack{s=r,l\\w=x,u,v}} \frac{\mathfrak{r}}{\mathfrak{r}h} (1 - C_{g\,1}^{m} - C_{g\,\tau}^{m} - \mathfrak{r}C_{g\,\tau}^{m} - \mathfrak{r}C_{g\,\tau}^{m}) j_{gws}^{-m} \quad (\Delta)$$

که در آن
$${D_g \atop g}^m$$
ها ضرایبی برحسب H و D_g ، ضریب پخش
نوترون هستند.

مجله علوم و فنون هسته ای دوره ۴۴، شماره ۴، جلد ۱۰۶، زمستان ۱۴۰۲، ص ۱۳۰–۱۱۰

۱۰۶

معادله الحاقی پخش نوترون با تعریف شار الحاقی (ϕ^{\dagger})، به صورت رابطه ۱۰ تعریف می شود [۹، ۱۰] که با انتگرال گیری از آن نسبت به حجم نود Π^m به صورت رابطه ۱۱ به دست می آید و در آن u = x, y و m = 1, ..., M است.

$$-\nabla D_{g} \nabla \phi_{g}^{\dagger} + \Sigma_{t,g} \phi_{g}^{\dagger} - \sum_{g'=1}^{G} \Sigma_{g'g} \phi_{g'}^{\dagger} = \frac{\nu \Sigma_{f,g}}{k_{eff}} \sum_{g=1}^{G} \chi_{g'} \phi_{g'}^{\dagger} \qquad (1 \cdot)$$

$$\sum_{\substack{u=x,y\\s=r,l}}^{u=x,y} \frac{1}{h_{u}^{m}} \left\{ j_{gus}^{+m} - j_{gus}^{-m} \right\} + \Sigma_{r,g} \phi_{g,m}^{\dagger} = \sum_{g'=1}^{G} \Sigma_{g'g} \phi_{g',m}^{\dagger} + \frac{\nu \Sigma_{f,g}}{k_{eff}} \sum_{g=1}^{G} \chi_{g'} \phi_{g',m}^{\dagger}$$
(11)

روند گسسته سازی معادلات الحاقی برای هندسه شش گوش مشابه بخش قبل یعنی محاسبات مستقیم است. مطابق قبل بسط شار الحاقی تا مرتبه اول (تا چند جمله ای های درجه پنج) در نظر گرفته می شود و سپس در رابطه ۱۱ جای گذاری می شود. با انجام این محاسبات معادله همبسته نودال مشابه رابطه ۷ نتیجه می شود که با جای گذاری آن در رابطه ۱۱، فرم ماتریسی معادله تراز الحاقی نودال در دو گروه انرژی به صورت رابطه ۱۲ حاصل می شود.

$$\begin{bmatrix} \frac{\mathfrak{r}}{H} C_{\mathfrak{y},\mathfrak{a}}^{m} + \Sigma_{R,\mathfrak{y}}^{m} & -\Sigma_{s,\mathfrak{y}\mathfrak{y}}^{m} \\ \cdot & \frac{\mathfrak{r}}{H} C_{\mathfrak{y},\mathfrak{a}}^{m} + \Sigma_{a,\mathfrak{r}}^{m} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{\mathfrak{y}}^{m\dagger} \\ \Phi_{\mathfrak{y}}^{m\dagger} \end{bmatrix} = \frac{1}{k_{eff}^{\dagger}} \begin{bmatrix} \chi_{\mathfrak{y}} V \Sigma_{f,\mathfrak{y}} & \cdot \\ \chi_{\mathfrak{y}} V \Sigma_{f,\mathfrak{y}} & \cdot \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{\mathfrak{y}}^{m\dagger} \\ \Phi_{\mathfrak{y}}^{m\dagger} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{\mathfrak{r}}{\mathfrak{r}_{H}} (\mathfrak{y} - C_{\mathfrak{y},\mathfrak{y}}^{m} - \mathfrak{r} C_{\mathfrak{y},\mathfrak{y}}^{m} - \mathfrak{r} C_{\mathfrak{y},\mathfrak{y}}^{m}) & \cdot \\ \cdot & \frac{\mathfrak{r}}{\mathfrak{r}_{H}} (\mathfrak{y} - C_{\mathfrak{y},\mathfrak{y}}^{m} - \mathfrak{r} C_{\mathfrak{y},\mathfrak{y}}^{m} - \mathfrak{r} C_{\mathfrak{y},\mathfrak{y}}^{m}) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} j_{Wr}^{-m} + j_{Wl}^{-m} \\ j_{Twr}^{-m} + j_{Twr}^{-m} \end{bmatrix}$$
(17)

که در آن $(C_{g,i}^m, C_{g,i}^m)$ است و همچنین ضرایب $C_{g,i}^m$ ، محامد قبلاً در محاسبات w = (x, u, v) و $C_{g,i}^m$ موجود در این معادله قبلاً در محاسبات مستقیم تعریف شدهاند. همچنین به منظور به دست آوردن معادلات مربوط به ضرایب مرتبه اول بسط شار الحاقی، روند محاسبات مشابه حالت مستقیم است. درنهایت معادلات مشابه Q_{gw}^m می شوند البته جملات مربوط به می شوند البته جملات مربوط به Q_{gw}^m

مجله علوم و فنون هستهای دوره ۴۴، شماره ۴، جلد ۱۰۶، زمستان ۱۴۰۲، ص ۱۰۳–۱۱۰

Archive of SID.ir

تغییر می کنند. بهعنوان نمونه فرم الحاقی دوگروهی برای W = x W = x W = x $Q_{\lambda x}^{m} = \sum_{R,\lambda}^{m} \left[\frac{\gamma \gamma \gamma}{\gamma \varsigma} \tilde{a}_{\lambda x}^{n} + \frac{1}{\lambda} \tilde{c}_{\lambda}^{n} \right] + \frac{\nu \Sigma_{f,\lambda}^{m}}{k^{\dagger}} \left[-\frac{\gamma \gamma \gamma}{\gamma \varsigma} \tilde{a}_{\lambda x}^{n} - \frac{1}{\lambda} \tilde{c}_{\lambda}^{n} + \frac{1}{\lambda} \tilde{c}_{\lambda}^{m} \right] + \sum_{R'}^{m} \left[-\frac{\gamma \gamma \gamma}{\gamma \varsigma} \tilde{a}_{\gamma x}^{n} - \frac{1}{\lambda} \tilde{c}_{\gamma}^{n} + \frac{1}{\gamma \iota_{\lambda} \lambda} \tilde{d}_{\lambda u}^{m} + \frac{\varsigma q}{1 q \ldots \lambda} \tilde{d}_{\lambda v}^{m} \right] + \sum_{R' \uparrow \Gamma}^{m} \left[-\frac{\gamma \gamma \gamma}{\gamma \varsigma} \tilde{a}_{\gamma x}^{n} - \frac{1}{\lambda} \tilde{c}_{\gamma}^{n} + \frac{1}{\gamma \iota_{\lambda} \lambda} \tilde{d}_{\gamma u}^{m} + \frac{\varsigma q}{1 q \ldots \lambda} \tilde{d}_{\gamma u}^{m} + \frac{\varsigma q}{1 q \ldots \lambda} \tilde{d}_{\gamma v}^{m} \right]$ (17)

رابطه ۱۳ برای گروه انرژی سریع است و همچنین برای گروه انرژی حرارتی بهصورت رابطه ۱۴ نتیجه میشود.

$$Q_{\tau_{x}}^{m} = \sum_{a,\tau}^{m} \left[\frac{\tau_{\tau\tau}}{\tau_{\tau}} \tilde{a}_{\tau_{x}}^{m} + \frac{1}{\lambda} \tilde{c}_{\tau} \right] + \frac{\nu \Sigma_{f,\tau}^{m}}{k^{\dagger}} \left[-\frac{\tau_{\tau\tau}}{\tau_{\tau}} \tilde{a}_{\iota_{x}}^{m} - \frac{1}{\lambda} \tilde{c}_{\iota}^{n} + \frac{1}{\lambda} \tilde{c}_{\iota_{x}}^{m} + \frac{\tau_{\tau}}{\lambda} \tilde{d}_{\iota_{u}}^{m} + \frac{\tau_{\tau}}{\lambda^{\tau_{\tau},\lambda}} \tilde{d}_{\iota_{u}}^{m} \right]$$
(14)

به همین ترتیب روابطی مشابه برای Q_{gu}^m و Q_{gv}^m نیز به دست میآید.

۴. الگوریتم استفاده شده در SH^۳-ACNEM

با به دست آوردن مجموعه کامل معادلات نودال، توزیع شار نوترونی در هر گروه انرژی و ضریب تکثیر مؤثر نوترونی از حل دستگاه معادلات به دست میآیند. از آنجایی که معادلات همبسته و تراز نودال مستقل از همدیگر نیستند و معادله تراز نودال از جای گذاری معادلات همبسته در معادله پخش نتیجه میشود، دستگاه معادلات بهدستآمده از نوع مقدار ویژه است و بهروش تکرار توان قابل حل است [۷]. الگوریتم تکرار توان برای حل معادله پخش بر مبنای روش نودال بسط شار مرتبه بالا در شکل ۲ نشان داده شده است. همچنین شرط هم گرایی برای محاسبه ضریب تکثیر برابر ^۲ ۱۰ و برای توزیع شار نوترونی برابر

۵. معرفی رآکتور IAEA-۲D

بهمنظور اطمینان از روش گسستهسازی و همچنین بررسی دقت برنامه توسعه دادهشده SH^T-ACNEM، محاسبات برای مسأله آزمون معتبر قلب رآکتور IAEA-۲D [۱۱] که سطح مقطعهای ماکروسکوپی و نتایج آنها گزارششده، انجام میشود. رآکتور IAEA-۲D، یک مسأله آزمون آژانس بینالمللی انرژی اتمی است که توسط ACC^۱ در سال ۱۹۷۷ ارائه شد. در شکل ۳ نصوهی چیدمان مجتمعهای سوخت در قلب رآکتور IAEA-۲D نشان دادهشده است. شماره موجود در هر یک از مجتمعها بیانگر شماره ماده است و مشخصات آنها در جدول ۱ آورده شده است.

1. Argonne Code Center Journal of Nuclear Science and Technology Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 103-110



شکل ۲. الگوریتم تکرار توان استفاده شده در SH^r-ACNEM.



شکل ۳. چینش مجتمعهای سوخت در قلب رآکتور IAEA-۲D [۱۲].

				•
ماده ۴	ماده ۳	مادہ ۲	ماده ۱	ثوابت گروهی
۱٫۵	۱٫۵	۵٫۱	۱٫۵	$D_{1}(cm)$
۴,۰	٠٫۴	۴ ٬ ۰	۴, ۰	$D_{\gamma}(cm)$
• / •	• / •	• / •	• / •	$V\Sigma_{f,v}(cm^{-v})$
• / •	۰٬۱۳۵	•،،،۳۵	• ، ۱۳۵	$V\Sigma_{f,\tau}(cm^{-1})$
• / •	• /•)	•/• 1	۰,۰ ۱	$\Sigma_{a,1}(cm^{-1})$
• /•)	•,1٣	• / • \\	• ,• A	$\Sigma_{a,r}(cm^{-1})$
۰,۰۴	• ,• ٢	• / • Y	• ,• ٢	$\Sigma_{s,i\tau}(cm^{-i})$

جدول ۱. ثوابت دو گروهی حرارتی و سریع برای قلب رآکتور IAEA-۲D [۱۱]

Journal of Nuclear Science and Technology

Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 103-110

مجله علوم و فنون هسته ای دوره ۴۴، شماره ۴، جلد ۱۰۶، زمستان ۱۴۰۲، ص ۱۳۰–۱۱۰

۶. نتایج و بحث

مطابق با مراجع، شرط مرزی برای قلب رآکتور IAEA-TD، به صورت آلبدو برابر با ۰/۵ در نظر گرفته شده است یعنی برای سطوح مرزی رابطه ۱۵ فرض شده است [۱۳].

$$j_{gws}^{-m} = \alpha_{gws}^{m} j_{gws}^{+m}$$
(10)

در جدول ۲، ضریب تکثیر مؤثر نوترونی مستقیم و الحاقی محاسبه شده برای نودهایی به اندازه یک مجتمع سوخت، گزارش شده است که مطابق انتظار ضریب تکثیر مؤثر نوترونی الحاقی با ضریب تکثیر مؤثر نوترونی مستقیم برابر شده است. لازم به ذکر است که اختلاف بین محاسبات انجام شده در این پژوهش و مقدار گزارش شده در مرجع، برای مرتبهٔ صفرم بسط شار برابر مقدار کرارش ده مرتبهٔ اول بسط شار برابر ۱۹ ما ۲۰ انتیجه شد. مقدار ضریب تکثیر مؤثر مرجع برابر ۱٬۰۰۵۵۱ است [۱۳].

همان طور که از جدول ۳ قابل مشاهده است، متوسط خطای نسبی توزیع توان نسبی با افزایش مرتبه بسط شار، از ۱۱/۳۶٪ به به ۳/۵۲٪ و همچنین بیشینه آن از ۲۳/۹۷٪ به ۸۸/۸٪ کاهش می یابد. همچنین مطابق شکل ۴ درصد خطای نسبی توزیع توان برای مرتبه صفرم و اول بسط شار، برای قلب رآکتور TD-AEA قابل مقایسه است. همان طور که در این شکل قابل مشاهده است، بیش ترین خطاهای روش نودال بسط شار در مجتمعهای سوختی اتفاق می افتد که تغییرات شار زیادی داشته باشند. مجتمعهای سوختی که در همسایگی باز تابده هستند یا آنهایی که سطح مقطعهای جذب بیش تری نسبت به مجتمعهای مجاورشان دارند، بیش ترین تغییرات شار را نیز دارند.

IAEA-۲D	ر آکتور ا	قلب ،	براى	محاسبهشده	مؤثر	تكثير	۲. ضریب	دول	ج
---------	-----------	-------	------	-----------	------	-------	---------	-----	---

خطا	ضريب تكثير الحاقي	ضريب تكثير	مرتبه بسط
(pcm)		مستقيم	
-ΔΙΥ	۱,۰۰۰۳۰	۱,۳.	صفرم
-18	1,	۱,••۵۳۴	اول

جدول ۳. مقایسه متوسط و بیشینه خطای نسبی توزیع توان نسبی در قلب رآکتور IAEA-۲D

زمان اجرا	بیشینه خطای	متوسط خطای توان	مرتبه بسط
(ثانيه)	توان (درصد)	(درصد)	
۱۸	۲۳٬۹۷	11,88	صفرم
۲۸	$A_{/}AA$	٣٫۵٢	اول



شکل ۴. خطای نسبی توزیع توان نسبی برای مرتبه صفرم و اول بسط شار، در یک دوازدهم قلب رآکتور IAEA-۲D نسبت به مراجع [۱۳، ۱۵].

در شکل ۵، توزیع شار نوترونی سریع و حرارتی محاسبه شده با نودال بسط شار مرتبه اول نمایش داده شده اند. از لحاظ کیفی، توزیع شارهای نوترونی مطابق مرجع [۱۴] به دست آمد و در هر مجتمع سوخت متناسب با سطح مقطعهای شکافت، پراکندگی و ضریب پخش نوترون است و در نواحی بازتابنده توزیع شار نوترونی سریع کاهش مییابد.

مطابق با شکل ۶، توزیع شار الحاقی سریع و حرارتی نشان داده شده است. مطابق انتظار توزیع شار الحاقی که اهمیت شار نوترونی را نشان می دهد، در مناطقی که شار نوترونی سریع بزرگتر از حرارتی است، شار الحاقی حرارتی بزرگتر از الحاقی سریع است. همان طور که از نتایج محاسبات انجام شده برای مسأله آزمون TAEA-TD مشخص است، محاسبات انجام شده به روش گسسته سازی نودال بسط شار جریان متوسط و استفاده از الگوریتم به روش تکرار توان با مش های در ابعاد یک مجتمع سوخت مورد تأیید است. به طورکلی از تحلیل نمودارها و نتایج این بخش می توان چنین برداشت کرد که با افزایش مرتبه بسط شار بدون تغییر در ابعاد نودها، دقت محاسبات به صورت قابل چشمگیری افزایش می یابد.

على كللى، داود نقوى ديزجى، ناصر وثوقى



شکل ۵. توزیع شار نوترونی سریع (الف) و حرارتی (ب) محاسبهشده با SH^r-ACNEM برای قلب رآکتور IAEA-۲D.



تعداد نود در جهت X (ب) **شکل ۶.** توزیع شار الحاقی سریع (الف) و حرارتی (ب) محاسبهشده با

SH[®]-ACNEM برای قلب رآکتور IAEA-۲D.

دوره ۴۴، شماره ۴، جلد ۱۰۶، زمستان ۱۴۰۲، ص ۱۰۳–۱۱۰

پژوهش نشان داده شد، روش نودال بسط شار مرتبه بالا این ویژگی را دارد. در روش نودال بسط شار میتوان با افزایش مرتبه بسط درروش جریان متوسط، علاوه بر حفظ زمان و حجم محاسبات کم، دقت محاسبات را به نسبت قابل ملاحظهای افزایش داد؛ بهطوری که با افزایش مرتبه بسط، متوسط و بیشینه خطای نسبی توزیع توان به یکسوم کاهش مییابد. به عنوان مثال برای قلب رآکتور IAEA-۲D با افزایش مرتبه بسط شار از صفر به یک، متوسط و بیشینه اختلاف نسبی توزیع توان به ترتیب از ۱۱٬۳۶٪ و ۲۳٬۹۷٪ به ۳٬۵۲٪ و ۸٬۸۸٪ بهبود مى يابد. از آنجایی که تعداد آشکارسازها در قلب رآکتور محدود است، به نظر میرسد که استفاده از روشهای با مشهای بزرگ^(۱۲) ضروری باشد. همچنین در مبحث محاسبات غیر ایستا به دلیل وجود گسستهسازی زمانی علاوه بر گسستهسازی مکانی، هزینه و زمان اجرای محاسبات به شدت افزایش می یابد. به همین دلیل استفاده از روش نودال بسط شار مرتبه بالا با

چالش امروز محاسبات هستهای یافتن روشهایی است که هزینه

و زمان محاسبات کمتری داشته باشند. همان طور که در این

به همین دلیل استفاده از روش نودال بسط شار مرتبه بالا با نودهایی در ابعاد یک مجتمع سوخت به منظور حل معادله پخش وابسته به زمان می تواند کار آمد باشد چراکه علاوه بر حفظ هزینه و زمان اجرای محاسبات غیر ایستا، از دقت خوبی نیز بر خوردار است.

فهرست علامتها و نشانهها

۷. نتیجهگیری

,	
شماره نود	Π^m
$\prod^m \; (m=$ ۱,۲,, M) ضخامت نود	H H
سطح چپ ($l=s=$) یا راست ($s=r$) در را	Γ^m_{ws}
w در نود m و w = x ,u ,v در نود w	
\prod^m شار متوسط گروه انرژی g در نود	Φ_g^m
جريان متوسط جزيى گروه g داخلشونده	$j_{gws}^{+m}, j_{gws}^{-m}$
Γ^m_{ws} خارجشونده (+) به (از) سطح	-
$\Gamma^m_{_{\scriptscriptstyle WS}}$ ود مجاور با نود m ام از طرف سطح	Π^{mws}

1. Coarse Mesh Journal of Nuclear Science and Technology

Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 103-110

Archive of SID.ir

مجله علوم و فنون هستهاي

11.

مراجع

- 1. D.G. Teixeira, F.C. da Silva, *Pin-by-pin power* reconstruction method using expansion in pseudo-harmonics, Annals of Nuclear Energy, **123**, 145-15 (2019).
- 2. T. Downar, et al, *PARCS v2. 6 US NRC core neutronics simulator theory manual*, Purdue University, West Lafayette, IN, (2004).
- 3. J. Putney, A hexagonal geometry nodal expansion method for fast reactor calculations, Progress in Nuclear Energy, **18(1-2)**, 113-121 (1986).
- R.D. Lawrence, DIF3D nodal neutronics option for two-and three-dimensional diffusion theory calculations in hexagonal geometry [LMFBR], Argonne National Lab., IL (USA), (1983).
- 5. S. Hall, The Development of a Nodal Method for the Analysis of PWR Cores with Advanced Fuels, (2013).
- 6. N. Poursalehi, A. Zolfaghari, A. Minuchehr, *Performance comparison of zeroth order nodal expansion methods in 3D rectangular geometry*, Nuclear Engineering and Design, **252**, 248-266 (2012).
- S.A. Hosseini, N. Vosoughi, J. Vosoughi, Neutron noise simulation using ACNEM in the hexagonal geometry, Annals of Nuclear Energy, 113, 246-255 (2018).
- 8. J. Putney, A nodal expansion method for fast reactor calculations in hexagonal geometry, Annals of Nuclear Energy, 14(1), 9-23 (1987).

- 9. G.I. Bell, S. Glasstone, *Nuclear reactor theory, US Atomic Energy Commission*, Washington, DC (United States), (1970).
- T.K. Kim, C.H. Kim, Solution of mathematical adjoint equation for a higher order nodal expansion method, Nuclear Science and Engineering, 123(3), 381-391 (1996).
- 11. A.C. Center, *Benchmark Problem Book, Report ANL-*7416 (Suppl. 2), Argonne National Laboratory, Argonne, IL, (1977).
- 12. A. Hebert, A Raviart–Thomas–Schneider solution of the diffusion equation in hexagonal geometry, Annals of Nuclear Energy, **35(3)**, 363-376 (2008).
- Y.A. Chao, Y. Shatilla, Conformal mapping and hexagonal nodal methods—II: implementation in the ANC-H code, Nuclear Science and Engineering, 121(2), 210-225 (1995).
- S.A. Hosseini, N. Vosoughi, Neutron noise simulation by GFEM and unstructured triangle elements, Nuclear Engineering and Design, 253, 238-258 (2012).
- 15. U. Grundmann, F. Hollstein, A two-dimensional intranodal flux expansion method for hexagonal geometry, Nuclear Science and Engineering, 133(2), 201-212 (1999).



DOI: 10.24200/nst.2023.436.1298

Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1580.html

