

Araştırma Makalesi/Research Article

Nötron Taşınma Denkleminin İki Boyutta Sonlu Farklar Yöntemi Yoluyla Çözümü

Solution of the Neutron Transport Equation in Two Dimensions via the Finite Difference Method

Ali İhsan GÖKER^{1*}, Emre ERGİN²

Gönderme Tarihi:09.02.2018

Düzeltilme Tarihi:02.03.2018

Kabul Tarihi: 06.03.2018

Öz- Nükleer reaktör çekirdeklerinde fisyon reaksiyonunu tetikleyen nötronların dağılımının tespit edilebilmesi nükleer kazaları engellemek için kritik önem taşımaktadır. Nötronların dağılımı ise nötron taşınma denklemi yoluyla tayin edilmektedir. Bu çalışmada, nötron taşınma denklemi orijinde yer alan Gauss ve Lorentz biçimli dış nötron kaynaklarını kullanarak 2 boyutlu bir çerçevede sonlu farklar yöntemiyle değişik emilme kesit alanları için çözülmüştür. Elde edilen nötron akı değerlerinin reaktör çekirdeği içindeki dağılımının profili tayin edilmiştir. Emilme kesit alanı artırıldığında hem Gauss hem Lorentz şeklindeki dış nötron kaynaklarında nötron akısının çekirdeğin tamamında azaldığı gözlenmiştir. Gauss şeklindeki dış nötron kaynağının daha dar profilinden dolayı bu durumda nötron akı değerleri Lorentz şeklindeki dış nötron kaynağına göre çekirdeğin tamamında azalmaktadır. Elde edilen sonuçlar ışığında, reaktörün kritik seviyede kalması için gerekli şartları tartışılmıştır.

Anahtar Kelimeler-Nükleer reaktör, nötron taşınması, sonlu farklar

Abstract- It is of paramount importance to determine the distribution of neutrons which trigger the fission reaction in nuclear reactor cores in order to prevent the nuclear accidents. The distribution of neutrons is determined via the neutron transport equation. In this work, the neutron transport equation is solved in a 2 dimensional grid via the finite difference method by using Gaussian and Lorentzian shaped external neutron sources for various absorption cross sections. The profile of the obtained neutron flux values within the reactor core is determined. When the absorption cross section is increased, it was observed that the neutron flux decreases within the entire core for both the Gaussian and Lorentzian shaped external neutron sources. Due to the narrower profile of the Gaussian shaped external neutron source, neutron flux values decrease within the entire reactor in this case relative to the Lorentzian shaped external neutron source. The required conditions for the reactor to stay critical in light of the obtained results are discussed.

Keywords-Nuclear reactor, neutron transport, finite difference

I. GİRİŞ

Günümüzde yüksek CO₂ salınımının yol açtığı iklim değişikliği yenilenebilir enerji kaynaklarına olan ilginin giderek artmasına yol açmaktadır. [1,2] Yenilenebilir enerji kaynaklarının kesintisiz güç kaynağı olarak sürekli kullanılmasında yaşanan zorluklar nükleer enerjinin gündemdeki yerini korumasını sağlamaktadır. Nükleer enerjinin günümüzde yaşanan enerji darboğazının aşılması için uzun dönemde ciddi bir alternatif olup olmadığı tartışma konusuysen [3], hali hazırda çalışmakta olan ve inşa edilmekte olan nükleer santrallerin optimum performans ve güvenliğinin sağlanabilmesi ise kayda değer bir çevre ve ekonomik sorun oluşturmaktadır. Nükleer

^{1*} Sorumlu yazar iletişim: aihsan.goker@bilecik.edu.tr,

² İletişim: emreergin54@gmail.com

^{1*} Fizik Bölümü, Fen-Edebiyat Fakültesi, Bilecik Şeyh Edebali Üniversitesi, BİLECİK

² Enerji Sistemleri Mühendisliği, Fen Bilimleri Enstitüsü, Bilecik Şeyh Edebali Üniversitesi, BİLECİK

reaktörlerin sorunsuz işletilebilmesi ise fisyon reaksiyonları sonucu oluşturulan nötronların reaktörün dış çeperlerinden dışarı çıkan ve emilen nötronların toplamına eşit olmasına hassas bir şekilde bağlıdır. Buna kritiklik denir ve zincirleme reaksiyonun gelişimi reaktörün geometrisine ve malzeme kompozisyonuna göre değişir. Zincirleme reaksiyonun hızı pratikte reaktör çekirdeğine sokulup çıkarılabilen ve nötronları emen kontrol çubukları vasıtasıyla ayarlanabilir.

Nötron taşınma teorisi nükleer mühendisler için hayati önemdedir çünkü stabil ve sürekli fisyon reaksiyonlarının gerçekleşerek güvenli ve kontrollü bir şekilde ısı enerjisi yoluyla türbinlerin dönmesini sağlayan ana mekanizmadır. Nükleer reaktör inşaatı çok maliyetli olduğu için, nötron taşınmasını doğru bir şekilde modellemek ve ortaya çıkan problemi çözebilmek yeni nükleer santraller tasarlanmasında hayati önem arz etmektedir. [4]

Nötron taşınma denklemini çözmek için değişik metotlar geliştirilmiştir. Bunlar genel olarak deterministik ve stokastik teknikler olarak ikiye ayrılır. Deterministik metotlar problemi kesik parçalara ayırır ve bunun sonucunda ortaya çıkan cebirsel denklemleri çözmeyi hedefler. Her bir nötronu rastgele şekilde modelleyen Monte Carlo metodu ise stokastik metotlara örnektir. [5,6] İki yaklaşım arasındaki fark literatürde detaylı olarak ele alınmıştır. [7]

Kesikli ordinatlar [8], küresel harmonikler [9], karakteristik metodu [10] ve difüzyon teorisi [11] deterministik metotlardan en yaygın kullanılanlardır. Difüzyon teorisi nötronların reaktör içindeki davranışını Boltzman benzeri bir difüzyon yaklaşımıyla ele alır. Bu çalışmada ilk kez nötron taşınma denklemini Gauss ve Lorentz şeklindeki dış nötron kaynaklarını kullanarak sonlu farklar yöntemiyle çözeceğiz.

II. MALZEME-YÖNTEM

Birçok nükleer reaktör çekirdeği uygulaması için , çekirdekdeki nötron akısının açısız bağımlılığı ihmal edilirse, çekirdeğin içindeki nötronların hareketini tasvir eden nötron taşınma denklemi

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{J} - \Sigma_a \phi + S \quad (1)$$

ile verilir. Burada, S nötron kaynağı tarafından üretilen nötron üretim oranını, $\nabla \cdot \vec{J}$ yüzeyden net nötron kaçak oranını, Σ_a nötron emilme kesit alanını, v nötronların hızını, ϕ ise nötron akısını temsil etmektedir. \vec{J} net nötron akımı olarak adlandırılır ve

$$\vec{J} = -D \nabla \phi \quad (2) \quad \text{halinde}$$

ifade edilen ve Fick kanunu olarak bilinen denklem ile gösterilir. Burada D difüzyon katsayısı olarak adlandırılır. Kafes hesaplamalarıyla tespit edilip çekirdek hesaplamalarına aktarılır. Fick kanununu 1. denkleme yerine koyarsak

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} = \nabla \cdot D \nabla \phi - \Sigma_a \phi + S$$

(3) denklemini elde ederiz. Bu denklemin zamandan bağımsız haline durgunluk durumundaki nötrondifüzyon denklemi denir ve

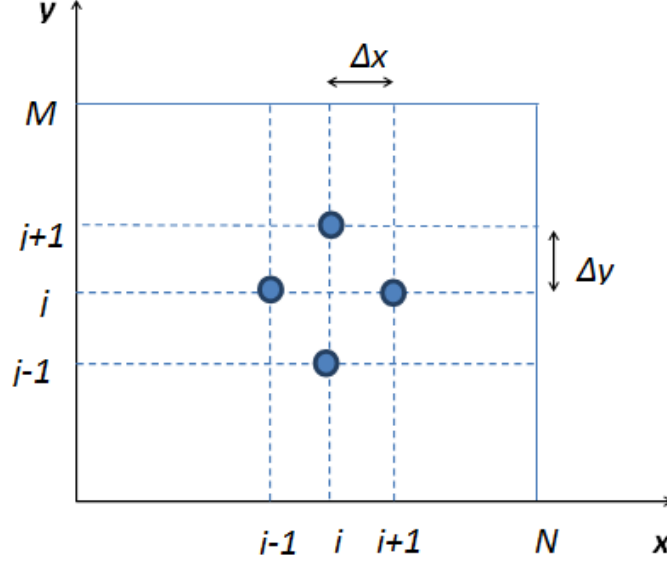
$$\nabla \cdot D \nabla \phi - \Sigma_a \phi + S = 0 \quad (4)$$

ile ifade edilir. Dolayısıyla, nükleer reaktör çekirdeklerinde difüzyon denkleminin çözümü reaktör çekirdeğini küp şeklindeki parçalara bölmeyi ve bütün bölgelerde nötron kaybı ve üretim dengesini sağlayan nötron dengesini sağlayan nötron akı dengesini bulmayı gerektirir.

Durgunluk durumundaki nötron difüzyon denklemi 2 boyutlu homojen düzlem geometride

$$-D \left(\frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial y^2} \right) + \Sigma_a \phi(x, y) = S(x, y) \quad (5)$$

haline gelir. Bu denklemin sonlu farklar yöntemiyle çözümünde düzlem Şekil 1'de gösterildiği gibi x ve y yönlerinde sırasıyla N ve M eşit parçaya bölünür.



Şekil 1: 2 boyutlu düzlem geometride sonlu farklar metodu.

Bu metotta, ikinci derece türevler (i, j) noktasındaki nötron akısı ve onun komşusu olan dört noktadaki nötron akıları yardımıyla

$$\left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right|_{i,j} \approx \frac{\phi_{i-1,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i+1,j}}{\Delta_x^2} \quad (6)$$

$$\left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right|_{i,j} \approx \frac{\phi_{i,j-1} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i,j+1}}{\Delta_y^2} \quad (7)$$

olarak yazılabilir. Bu ifadeleri Denklem 5'de yerine yazarsak seçilen çerçevenin her noktasında durgunluk durumundaki nötron difüzyon denklemi

$$\left(\frac{1}{\Delta_x^2} \right) \phi_{i-1,j} + \left(\frac{1}{\Delta_y^2} \right) \phi_{i,j-1} + \left(\frac{-2}{\Delta_x^2} + \frac{-2}{\Delta_y^2} + \frac{-1}{D/\Sigma_a} \right) \phi_{i,j} + \left(\frac{1}{\Delta_x^2} \right) \phi_{i+1,j} + \left(\frac{1}{\Delta_y^2} \right) \phi_{i,j+1} = \left(-\frac{S_{i,j}}{D} \right) \quad (8)$$

haline gelir. ($i=1$ 'den $N-1$ 'e kadar, $j=1$ 'den $M-1$ 'e kadar) Bu denklemlerin çözülebilmesi için sınır koşullarına ihtiyaç vardır. Çerçevenin dış kenarlarında

$$\phi_{N,j} = \phi_{i,M} = 0 \quad (9)$$

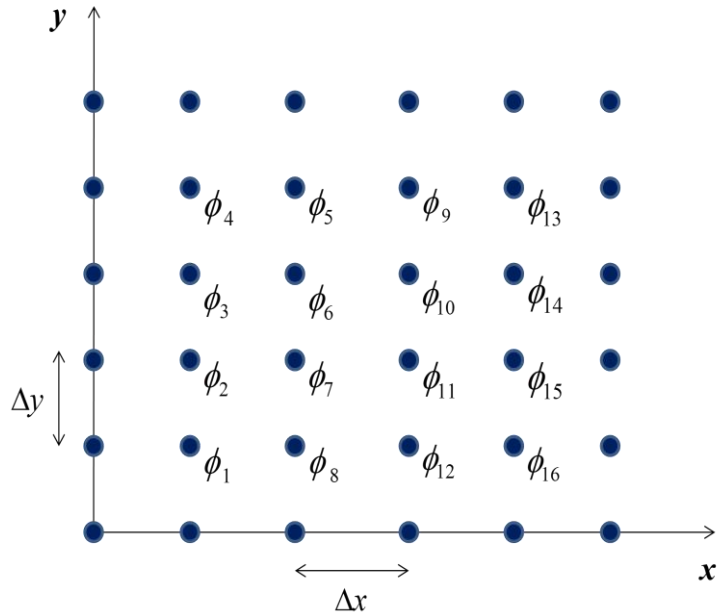
ile gösterilen boşluk sınır koşulları kullanılır. İç kenarlarda ise

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \rightarrow \frac{\phi_{1,j} - \phi_{0,j}}{\Delta x} = 0 \quad (10)$$

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial y} \right|_{y=0} = 0 \rightarrow \frac{\phi_{i,1} - \phi_{i,0}}{\Delta y} = 0 \quad (11)$$

şeklinde belirtilen yansıma sınır koşulları kullanılır.

Bu makalede 6×6 'lık bir çerçeve kullanarak durgunluk durumundaki nötron difüzyon denklemini çözmeyi hedefliyoruz. Bu amaçla kullanacağımız çerçeve Şekil 2'de gösterilmiştir. Buna göre tespit edilmesi gereken ve şekilde işaretlenen 16 nötron akı değeri bulunmakta olup bunlara karşılık gelen 16 noktada Denklem 8 yazılmalıdır. Ayrıca, hesaplamada kolaylık sağlaması açısından $\Delta x = \Delta y$ alınarak hesaplama yapılan çerçeve kare seçilmiştir.



Şekil 2: Hesaplamada kullanılan 2 boyutlu düzlem geometri.

Çerçevede gösterilen 16 nokta için Denklem 8 yazılıp matris haline getirildiğinde

$$\begin{pmatrix}
2a+b & a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
a & a+b & a & 0 & 0 & 0 & a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & a & a+b & a & 0 & a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & a & a+b & a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & a & b & a & 0 & 0 & a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & a & 0 & a & b & a & 0 & 0 & a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & a & 0 & 0 & 0 & a & b & a & 0 & 0 & a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a & a+b & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a \\
0 & 0 & 0 & 0 & a & 0 & 0 & 0 & b & a & 0 & 0 & a & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a & 0 & 0 & a & b & a & 0 & 0 & a & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a & 0 & 0 & a & b & a & 0 & 0 & a & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a & 0 & 0 & a & a+b & 0 & 0 & 0 & a \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a & 0 & 0 & 0 & b & a & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a & 0 & 0 & a & b & a & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a & 0 & 0 & a & b & a \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a & 0 & 0 & a & a+b
\end{pmatrix}
\begin{pmatrix}
\phi_1 \\
\phi_2 \\
\phi_3 \\
\phi_4 \\
\phi_5 \\
\phi_6 \\
\phi_7 \\
\phi_8 \\
\phi_9 \\
\phi_{10} \\
\phi_{11} \\
\phi_{12} \\
\phi_{13} \\
\phi_{14} \\
\phi_{15} \\
\phi_{16}
\end{pmatrix}
=
\begin{pmatrix}
-S_1 \\
-S_2 \\
-S_3 \\
-S_4 \\
-S_5 \\
-S_6 \\
-S_7 \\
-S_8 \\
-S_9 \\
-S_{10} \\
-S_{11} \\
-S_{12} \\
-S_{13} \\
-S_{14} \\
-S_{15} \\
-S_{16}
\end{pmatrix} \quad (12)$$

karşımıza çıkmaktadır. Burada $a = \frac{1}{\Delta_x^2} = \frac{1}{\Delta_y^2}$, $b = \frac{-2}{\Delta_x^2} + \frac{-2}{\Delta_y^2} + \frac{-1}{D/\Sigma_a}$ olup $S = \frac{s}{D}$ 'ye karşılık gelmektedir. O

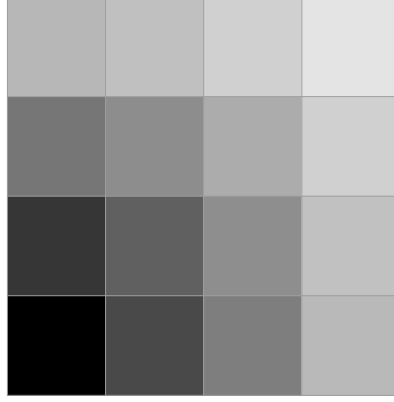
halde seçilen çerçevede her noktada nötron akı değerlerini bulabilmek için Denklem 12'nin sol tarafındaki 16×16 'lık katsayılar matrisinin tersi alınarak denklemin sağ tarafındaki kaynak terimlerine karşılık gelen 16×1 'lik matrisle çarpılması gerekmektedir.

III. BULGULAR VE TARTIŞMA

Yukarıda teknik detayları verilen hesaplamalarımızda reaktör çekirdeğini kare varsayıp $\Delta x = \Delta y = 0,2$ m şeklinde sabit olarak alınacaktır. Ayrıca yine difüzyon katsayısı da sabit $D=1$ m kabul edilecektir. Nötron akısının değerinin çerçevenin Şekil 2'de gösterilen tespit edilebilmesi için önce bir dış nötron kaynağı seçilip bunun çerçevenin her noktasında oluşturacağı $s_{i,j}$ değerleri hesaplanmalıdır. Bu amaçla ilk önce

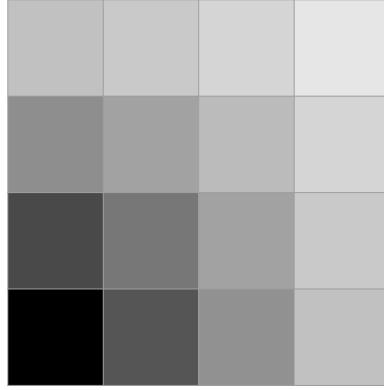
$$s = s_0 \frac{r_0^2}{r^2 + r_0^2} \quad (13)$$

olarak verilen merkezi orijinde yer alan bir Lorentz nötron kaynağını kullanacağız. Burada $s_0=1$ nötron/($m^2 \cdot s$) ve $r_0=0,283$ m olarak sabit kabul edilecek olup r çerçevedeki herhangi bir noktanın orijine olan uzaklığıdır. r_0 ise orijin ile ϕ_1 arasındaki diyagonalin uzunluğuna karşılık gelmektedir. Bu şekilde çerçevedeki noktaların s değerleri hesaplanıp Denklem 12'nin sağ tarafına yerleştirilir. Eşitliğin sol tarafındaki 16×16 'lık katsayılar matrisinin tersi alınır ve sağ taraftaki matrisle çarpılarak nötron akı değerleri bulunur. İlk etapta emilme kesit alanı için $\Sigma_a=10$ m^{-1} değerini kullandık.



Şekil 3: Lorentz nötron kaynağı ve $\Sigma_a = 10 \text{ m}^{-1}$ için çekirdekteki nötron akı dağılımı.

Elde edilen nötron akı değerleri Şekil 3'te kontur grafiği halinde gösterilmektedir. Burada konturu oluşturan karelerin her biri Şekil 2'de işaretlenen noktalara karşılık gelmektedir. Yani, sol alt köşedeki kare ϕ_1 'e karşılık gelirken sağ üst köşedeki kare ϕ_{13} 'e karşılık gelmektedir. Koyu renkler yüksek nötron akısını temsil ederken, renk açıldıkça o karedeki nötron akı değeri giderek azalmaktadır. Bu durumda, bir kare nötron kaynağının merkezini teşkil eden orijinden ne kadar uzaksa, o noktadaki nötron akı değeri de o kadar azalmaktadır. Bu gözlem aslında şaşırtıcı değildir çünkü nötronlar difüzyon yoluyla çekirdekte ilerlediği için nötron kaynağından uzaklaştıkça nötron akı değerleri de buna bağlı olarak düşmektedir.



Şekil 4: Lorentz nötron kaynağı ve $\Sigma_a = 40 \text{ m}^{-1}$ için çekirdekteki nötron akı dağılımı

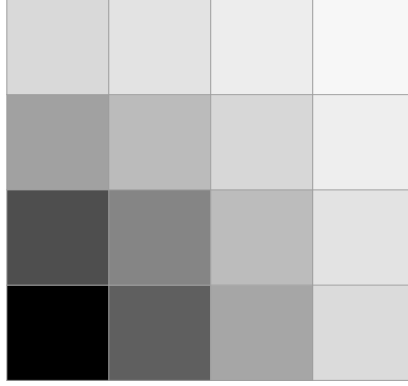
Bundan sonraki aşamada nötron emilme kesit alanının değerini değiştirerek yukarıdaki hesaplamayı aynı Lorentz nötron kaynağı için tekrarladık. Bu amaçla emilme kesit alanı artırarak $\Sigma_a = 40 \text{ m}^{-1}$ aldık. Elde edilen sonuçlar yine aynı kontur grafiği halinde Şekil 4'te gösterilmiştir. Şekil 3'le aradaki fark hemen dikkat çekmektedir. O da şudur ki hemen her yerde nötron akı değerleri azalmış durumdadır. Bunun da sebebi ortam tarafından nötronların emilmesinin artmış olmasıdır. Dolayısıyla elde ettiğimiz bu sonuçlar kullandığımız tekniğin doğruluğunu ve mantıklılığını teyit etmektedir.

Elde ettiğimiz sonuçların kullandığımız nötron kaynağının özelliklerine bağlı olup olmadığını anlamak için yukarıda tarif edilen hesaplamaları

$$s = s_0 e^{\frac{-r^2}{2r_0^2}} \quad (14)$$

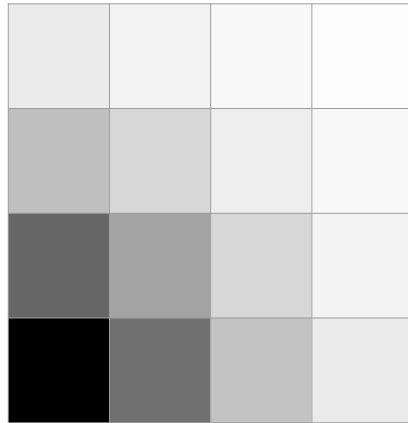
şeklinde verilen merkezi orijinde yer alan bir Gauss nötron kaynağı için tekrarladık. Burada yine yukarıdaki gibi $s_0=1$ nötron/($m^2 \cdot s$) ve $r_0=0,283$ m olarak sabit kabul edilecektir.

Emilme kesit alanı $\Sigma_a=10$ m^{-1} kabul edilerek yapılan hesaplama sonucu elde edilen nötron akı değerleri yine kontur grafiği olarak Şekil 5'te gösterilmektedir. Burada açıkça görüleceği gibi nötron akı değerleri aynı Lorentz nötron kaynağında olduğu gibi kaynak merkezinden yani orijinden uzaklaştıkça düşmektedir. Fakat, önemli fark nötron akı değerleri Lorentz kaynağına göre daha düşüktür. Bunu renk skalasından anlamak mümkündür. Örneğin, Şekil 3'te sağ ve üst kenarlardaki karelerin neredeyse tamamı koyu gri iken Şekil 5'te bu karelerin renkleri açılmış ve beyaza yaklaşmıştır. Bu da Gauss nötron kaynağının merkezden uzaklaştıkça daha hızlı değer kaybetmesinden ileri gelmektedir.



Şekil 5: Gauss nötron kaynağı ve $\Sigma_a=10$ m^{-1} için çekirdekdeki nötron akı dağılımı.

Son olarak hesaplamalarımızı yine Gauss nötron kaynağını kullanarak ve Emilme kesit alanını $\Sigma_a=40$ m^{-1} olarak tekrarladık. Elde edilen nötron akı değerlerinin kontur grafiği Şekil 6'da gösterilmektedir. Yine burada açıkça görüldüğü üzere nötron akı değerleri aynı Lorentz kaynağında olduğu gibi Şekil 5'e göre azalmıştır. Bunun da sorumlusu yine nötronların ortam tarafından emilmesinin artması sonucu serbest kalan nötron sayısının azalmasıdır.



Şekil 6: Gauss nötron kaynağı ve $\Sigma_a=40$ m^{-1} için çekirdekdeki nötron akı dağılımı.

Bu çalışmada dış nötron kaynağının oluşturduğu kendi kendine çoğalmayan nötronların reaktör içerisindeki dağılımını tayin ettik. Reaktör çekirdeğinde gerçekleşen fisyon reaksiyonu sonucu oluşan nötronlar ise kendi kendine çoğalma eğilimindedir. Birim hacimde oluşan fisyon reaksiyonu oranını $\Sigma_f \phi$ olarak varsayarsak, birim hacimde her fisyon reaksiyonu başına oluşan nötron sayısı da ν ile gösterilirse, birim hacimdeki nötron oluşum oranı $\nu \Sigma_f \phi$ haline gelir. Bu ifadeyi Denklem 4'te S yerine yazarsak, küçük bir dönüşüm sonucunda

$$-D\nabla^2 \phi + \Sigma_a \phi = \frac{\nu \Sigma_f}{k_e} \phi \quad (15)$$

ifadesini elde ederiz. Burada k_e sistemi karakterize eden ve özdeğer denen bir sabittir. Eğer $k_e=1$ ise Denklem 15 Denklem 4'e eşdeğerdir. Denklem 15 çözümlerse

$$k_e = \frac{\nu \Sigma_f \phi}{-D\nabla^2 \phi + \Sigma_a \phi} = \frac{P}{L + A} \quad (16)$$

elde edilir. Burada P , L ve A sırasıyla nötron üretimi, kaçacağı ve emilmesidir. Dolayısıyla pay nötron kazanç oranını, payda ise nötron kayıp oranını göstermektedir. Buna göre eğer $k_e > 1$ ise zincirleme reaksiyon başlar ve reaktör çekirdeği erir. Eğer $k_e < 1$ ise reaksiyon giderek yavaşlar ve reaktör bir süre sonra durur. Dolayısıyla bir nükleer reaktörün düzgün çalışabilmesi için $k_e = 1$ şartı sağlanmalıdır. Buna kritik reaktör denir.

Nötron taşınma denkleminin yukarıdaki gibi fisyon nötron kaynağı kullanarak çözülebilmesi iterasyon yoluyla mümkündür. [12] Yani nötron kaynağı yerine önce bir ilk tahmin değerleri koyulur. Bunlar kullanılarak nötron akısı tayin edilir. Sonra bu yeni akı değerleri aracılığıyla nötron kaynağı yeniden belirlenir. Bu yeni değerlerle nötron akısı tekrar hesaplanır. Bu şekilde yeni değer ve eski değer arasındaki fark belli bir tolerans değerinin altına düşünceye kadar hesaplamaya devam edilir. Bu oldukça uzun süreli hesaplamaya bu çalışmada girilmemiştir. Gelecekte yapılması planlanmaktadır.

IV. SONUÇLAR

Bu teorik çalışmada Gauss ve Lorentz şeklindeki dış nötron kaynaklarına sahip bir nükleer reaktör çekirdeğinde nötron akısı dağılımı ilk kez 10^{-4} tolerans değeriyle sonlu farklar yöntemi kullanılarak nötron difüzyon denkleminin çözülmesi yoluyla tespit edilmiştir. Aşağıda maddeler halinde verilen sonuçlara ulaşılmıştır:

- Hem Gauss hem Lorentz şeklindeki dış nötron kaynakları kullanıldığında nötron akısının kaynak merkezinden uzaklaştıkça azaldığı gözlenmiştir.
- Emilme kesit alanı artırıldığında hem Gauss hem Lorentz şeklindeki dış nötron kaynaklarında nötron akısının çekirdeğin tamamında azaldığı görülmektedir.
- Ayrıca, nötron kaynağının daha dar profilinden dolayı Gauss şeklindeki dış nötron kaynağı kullanıldığında nötron akı değerleri Lorentz şeklindeki dış nötron kaynağına göre çekirdeğin tamamında azalmaktadır.

KAYNAKLAR

- [1] Mitchell C., "Momentum is increasing towards a flexible electricity system based on renewables", *Nature Energy*, vol. 1, pp. 15030, 2016.
- [2] Meckling J., Sterner T. ve Wagner G., "Policy sequencing towards decarbonization", *Nature Energy*, vol. 2, pp. 918-922, 2017.

- [3] Qvist, S. A. ve Brook B. W., "Environmental and health impacts of a policy to phase out nuclear power in Sweden", *Energy Policy*, vol. 84, pp. 1-10, 2015.
- [4] Lewis E. E. ve Miller Jr. W. F., *Computational methods of neutron transport*, John Wiley&Sons, New York, 1984.
- [5] Spanier J ve Gelbard E. M., *Monte carlo principles and neutron transport problems*, Dover, 2008.
- [6] Mendelson M., "Monte Carlo criticality calculations for thermal reactors", *Nucl Science and Engineering*, vol. 32, pp. 319-331, 1968.
- [7] Marchuk G. ve Lebedev V., *Numerical methods in the theory of neutron transport*, Harwood Academic, new York, 1986.
- [8] Larsen E. W. ve Miller Jr. W. F., "Convergence rates of spatial difference equations for the discrete-ordinates neutron transport equations in slab geometry", *Nucl Science and Engineering*, vol. 73, pp. 76-83, 1980.
- [9] Fletcher J. K., "A solution of the neutron transport equation using spherical harmonics", *J Phys A: Math Gen*, vol. 16, pp. 2827, 1983.
- [10] Mazumdar T. ve Degweker S. B., "Solution of neutron transport equation by method of characteristics", *Annals of Nuclear Energy*, vol. 17, pp.522-535, 2015.
- [11] Larsen E. W., "Neutron transport and diffusion in inhomogeneous media", *J of Math Phys*, vol. 16, pp. 1421, 1975.
- [12] Tamrabet A. ve Kadem A., "An iterative method for solving neutron transport equation in 2-D plane geometry", *Phys Procedia*, vol. 21, pp. 198-204, 2011.