

**DİNAMİK MONTE CARLO TEKNİĞİ İLE ZAMANA
BAĞLI NÜKLEER REAKTÖR ANALİZİ**

**TIME-DEPENDENT NUCLEAR REACTOR ANALYSIS
WITH DYNAMIC MONTE CARLO TECHNIQUES**

BAHRAM RASHİDİAN MALEKİ

PROF. DR. MEHMET TOMBAKOĞLU

Tez Danışmanı

PROF. DR. SEDAT GOLUOĞLU

Eş Danışmanı

Hacettepe Üniversitesi

Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin

Nükleer Enerji Mühendisliği Anabilim Dalı için Öngördüğü

DOKTORA TEZİ olarak hazırlanmıştır.

Aileme ...

ÖZET

DİNAMİK MONTE CARLO TEKNİĞİ İLE ZAMANA BAĞLI NÜKLEER REAKTÖR ANALİZİ

Bahram RASHİDİAN MALEKİ

Doktora, Nükleer Enerji Mühendisliği Bölümü

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Mehmet Tombakoğlu

Eş Danışman: Prof. Dr. Sedat Goluoğlu

Ağustos 2020, 137 sayfa

Bu tez çalışmasında, nükleer sistemlerin zamana bağlı analizinde kullanılmak üzere analog olmayan Dinamik Monte Carlo (DMC) tekniği sunulmuştur. Önerilen benzeşim yönteminin geçerliliği, bir dizi zamana bağlı referans çalışmasının sonuçlarıyla doğrulanmıştır. Ayrıca, kaynak güdümlü sistemlerin (KGS) denge koşulu ve zamana bağlı davranış analizleri için, DMC yöntemini kullanarak zamana bağlı Green fonksiyon üretim tekniği sunulmuştur. Geliştirilen yeni yöntemin doğruluğu ise, KGS'lerin farklı referans çözümleri ile örtüştüğü gösterilerek kanıtlanmıştır

Geleneksel Nokta Reaktör Kinetiği Modellerinde (NRKM), ağırlıklı nötron yoğunluğu (genlik fonksiyonu) güç ve nötron yoğunluğu ile orantılı alınmaktadır. Ağırlık fonksiyonu ise, hesaplanan kinetik parametrelerinin ve genlik fonksiyonunun, sistemin gerçek davranışını vermesi için uygun seçilmelidir. Bu tez çalışmasında gücün ve nötron yoğunluğunun zaman bağılıklarının birbirinden tamamen farklı olabileceği durumların varlığı gösterilmiştir. Bu nedenle, geleneksel NRKM'den farklı olarak, gerçek nötron yoğunluğunu ve gerçek gücü veren, bir ve iki nokta reaktör kinetik modelleri

geliştirilmiştir. Seçilen farklı ağırlık fonksiyonları için, türetilmiş NRKM'leri tek enerji gruplu yansıtıcı levha reaktörünün zamana bağlı analizi yapılarak test edilmiştir. Elde edilen sonuçlar, Özfonksiyon Açılım Yöntemi (ÖAY) ile hesaplanan hatasız gerçek nötron yoğunluğu ve güç sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

Bunlara ek olarak, reaktivite geri besleme etkisi dâhil olduğu durumlarda, farklı pertürbasyonlar sonucu, yansıtıcı reaktörün bir ve iki nokta reaktör kinetik modellerinin benzeşimi için Nokta Kinetik Monte Carlo adlı analog olmayan dinamik Monte Carlo yöntemi ve Stokastik Nokta Reaktör Kinetik Modeli geliştirilmiştir. Son olarak, NRKM'lerin benzeşimi için daha düşük standart sapmaya sahip, analog olmayan bir stokastik kinetik model önerilerek, sonuçları analog stokastik nokta kinetik modelle karşılaştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Monte Carlo, Reaktör kinetiği, Varyans, Kaynak güdümlü sistemler, Nokta reaktör kinetiği, Geri besleme etkisi, Pertürbasyon, Stokastik nokta reaktör kinetik modeli

ABSTRACT

TIME-DEPENDENT NUCLEAR REACTOR ANALYSIS WITH DYNAMIC MONTE CARLO TECHNIQUES

Bahram RASHIDIAN MALEKI

Doctor of Philosophy, Department of Nuclear Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Mehmet Tombakoğlu

Co- Supervisor: Prof. Dr. Sedat Goluoğlu

August 2020, 137 pages

In this study, a detailed non-analog Dynamic Monte Carlo (DMC) methodology is provided and used to investigate the transient analysis of nuclear systems. The validity of the given methodology is demonstrated by solving a set of time-dependent benchmark problems. We also developed a new technique to generate time dependent Green's functions using DMC to perform transient analysis of source-driven systems (SDSs). The equilibrium and transient responses of SDSs are determined by using these generated Green's functions. This novel method is validated with comparison to different transient benchmark problem of SDSs.

In the conventional Point Reactor Kinetics Models (PRKMs), the time evolution of both neutron population and power are taken proportional to the weighted neutron density (amplitude function). The weight function must be chosen in such a way that the calculated kinetics parameters and amplitude function are as accurate as possible to characterize actual system. In this work, it is shown that, there are cases where the time dependency of power and neutron population differ. To overcome this problem, we

derived the general forms of one- and two- point reactor kinetics models by using the actual neutron population and power, which are different from the conventional PRKMs. For different weight functions, the derived PRKMs are tested for transient analysis of one speed reflected slab reactors. Thus, obtained results are compared with the exact analytical solutions given by the Eigenfunction Expansion Method (EEM).

Furthermore, for different amount of reactivity insertions, taking into account the reactivity feedback, both non-analog dynamic Monte Carlo method named Point Kinetics Monte Carlo (PKMC) and Stochastic Point Reactor Kinetics Model (SPRKM) are developed, to simulate one- and two-point reactor kinetic models of the reflected reactors. Finally, a non-analog stochastic kinetics model is developed to simulate the PRKMs and compared with analog stochastic point kinetics model.

Keywords: Monte Carlo, Reactor kinetics, Variance, Source-driven systems, Point reactor kinetics, Feedback effect, Perturbation, Stochastic point reactor kinetics model

TEŞEKKÜR

Doktora eğitimim boyunca bütün konularda desteğini benden esirgemeyen ve beni iyice eğitmeye çalışan saygı değer tez danışmanım Sayın Prof. Dr. Mehmet Tombakoğlu'na en derin teşekkürlerimi ve saygılarımı sunarım. Mehmet hocanın öğrencisi olmak ve onun değerli ve derin bilgilerinden yararlanmak benim için bir iftihar sayılır.

Bu tez çalışmasında hem bilimsel konularda hem de tez kontrolü aşamasında bize yardımcı olan Sayın Yrd. Doç. Dr. Erol Çubukçu'ya canı gönülden teşekkür ederim. Eş danışman olarak bize yardımları dokunan Sayın Prof. Dr. Sedat Goluoğlu'na teşekkürlerimi bildirmek isterim.

Güncel ders anlatma yöntemleri ve harika kişilikleri ile benim eğitimimde katkıda bulunan Sayın Yrd. Doç. Dr. Erol Çubukçu, Sayın Doç. Dr. Şule Ergün, Sayın Prof. Dr. Cemil Kocar ve Sayın Prof. Dr. Okan Zabunoğlu hocalarıma teşekkür ederim. Yabancı olmama rağmen her zaman ve her konuda yardımlarından yararlandığım Hacettepe Üniversitesi Nükleer Enerji Mühendisliği bölümü ailesine teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Tez izleme komitesi üyeleri Sayın Prof. Dr. Cemal Niyazi Sökmen'e ve Sayın Prof. Dr. Sinan Keskin'e, Sayın Prof. Dr. Ayhan Yılmaz'ın ve Sayın Prof. Dr. Ülfet Atav'a saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Beni yüzlerce arzu ve dilekle büyüten ve tüm varlıklarıyla her zaman arkamda duran Ana ve Atama teşekkür edip ellerinden öperim. Benden desteklerini esirgemeyen Leyla, Zöhre ve Behmen kardeşlerime teşekkür ederim.

Doktora eğitimim boyunca burslarından yararlandığım Yurt Dışı Türkler ve Akraba Topluluklar Başkanlığına teşekkürlerimi bildirmek isterim.

*Evler kalır, ev yiyesi yok özü *** Ocakların ancak ışıdır közü
Gidenlerin az çok kalıptır sözü *** Bizden de bir söz kalacak, ay aman
Kimler bizden söz salacak ay aman...*

Şehriyar

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	v
İÇİNDEKİLER.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xiv
1. GİRİŞ	1
2. GENEL BİLGİLER.....	6
2.1. Nötron Madde Etkileşimi	6
2.2. Ani ve Gecikmiş Nötronlar	7
2.3. Nükleer Güç Reaktörünün Kontrolü	10
2.4. Boltzmann Taşınım Denklemi	12
2.4.1. Deterministik Yöntemler.....	14
2.4.2. Stokastik Yöntemler.....	15
3. TEK ENERJİ GRUPLU REAKTÖR KİNETİĞİ	21
3.1. Özfonksiyon Açılım Yöntemi	21
3.2. Tek Nokta Reaktör Kinetiği Modeli.....	23
3.3. Yansıtıcı Reaktörlerin İki Nokta Reaktör Kinetiği Modeli.....	26
3.4. Örnek Test Problemleri	29
3.4.1. Yansıtıcı Reaktör.....	29
3.4.2. Üç Bölgeli Yansıtıcı Reaktör	35
3.4.3. İki Bölgeli Çıplak Reaktör	39
4. YANSITICILI REAKTÖRLERİN İKİ NOKTA REAKTÖR KİNETİK MODELİNİN STOKASTİK DİFERANSİYEL FORMU	41
4.1. Stokastik Diferansiyel Denklemler İçin Monte Carlo (SDDMC) Yöntemi.....	45
5. NÖTRON TRANSPORTU İÇİN TEMEL MONTE CARLO YÖNTEMLERİ.....	47

5.1. Nötronun Kat Ettiği Mesafenin Örneklenmesi	47
5.2. Nötron Yönünün Örneklenmesi.....	48
5.3. Gecikmiş Nötronların Yayınlanma Zamanının Örneklenmesi	49
5.4. Varyans Azaltma Teknikleri.....	49
5.4.1. Zorla Çarpışma	50
5.4.2. Kapalı Yakalama.....	50
5.4.3. Ölüm Kalım (Russian Roulette)	51
5.4.4. Bölünme.....	52
5.4.5. Ağırlık Penceresi Tekniği	52
5.5. Kritiklik Problemlerinin Monte Carlo Benzeşimi	53
5.6. Monte Carlo Sayıl Akı Tahmin Edicileri.....	56
6. DİNAMİK MONTE CARLO TEKNİĞİ.....	59
6.1. Gecikmiş Nötron Öncülerinin Zorla Bozunumu	59
6.2. Benzeşim Yöntemi.....	61
6.2.1. Başlangıç Koşulları.....	61
6.2.2. Parçacık İzlenmesi	63
6.2.3. Nötron Etkileşimi Örneklenmesi	65
6.2.4. Ağırlık Penceresi Tekniği	67
6.2.5. Çetele Tutma.....	67
6.2.6. Popülasyon Kontrolü	68
7. KAYNAK GÜDÜMLÜ SİSTEMLERİN ZAMANA BAĞLI ANALİZİ İÇİN MONTE CARLO İLE GREEN FONKSİYONU ÜRETİMİ.....	70
7.1. KGS'ler İçin Başlangıç Denge Koşulu.....	71
7.2. Kaynak Güdümlü Sistemlerin Zamana Bağlı Analizi	72
8. SONUÇLAR.....	74
8.1. Nokta Kinetiği Modellerinde Ağırlık Fonksiyonu Seçiminin Etkisi.....	74
8.1.1. İki Bölge Çıplak Reaktör	74
8.1.2. Yansıtıcı Reaktör	78
8.2. Nükleer Sistemlerin DMC Yöntemi İle Zamana Bağlı Analizi.....	84
8.2.1. Sonsuz Nötron Çoğaltıcı Ortamı.....	84
8.2.2. Yansıtıcı Levha Reaktör	85

8.2.3. ANL-BSS-6-A2 Referans Çalışması.....	88
8.2.4. Kaynak Güdümlü Kritik-Altı Reaktör İçin Nokta Kinetik Modeli	91
8.2.5. İki Bölgeli Kaynak Güdümlü Sistem	94
8.2.6. MYRRHA Projesinin Referans Çalışması	97
8.2.7. MASURCA Reaktöründe MUSE Deneyinin Referans Çalışması	100
8.3. Yansıtıcı Reaktörün Kinetik Modelinin Benzeşimi	104
8.3.1. Adım Reaktivite Girişi	109
8.3.2. Ramp Reaktivite Girişi.....	111
8.3.3. Newton Sıcaklık Geri Besleme Etkisi Varken Ramp Reaktivite Girişi	113
8.4. Analog Olmayan Stokastik Tek Nokta Reaktör Kinetik Modeli	117
9. TARTIşMA VE ÖNERİLER	122
10. KAYNAKLAR.....	124
EKLER	132
EK 1 – Tezde Kullanılan Bazı Türkçe Terimlerin İngilizce Karşılığı	132
EK 2 - Tezden Türetilmiş Yayınlar	134
EK 3 - Tez Çalışması Orjinallik Raporu	135
ZGEMIş	136

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Ani nötron yayılma şeması.	7
Şekil 2.2. Gecikmiş nötron yayılma şeması.....	8
Şekil 2.3. Doğruluk ve hassasiyet gösterimi.....	18
Şekil 3.1: Yansıtıcılı levha reaktörün şematik gösterimi.....	29
Şekil 3.2: Kor bölgesinde homojen olmayan pertürbasyonun şeması	35
Şekil 3.3: Çıplak levha korda homojen olmayan pertürbasyonun şeması.	39
Şekil 5.1. Ağırlık penceresi tekniğinin şeması	53
Şekil 6.1. Dinamik Monte Carlo yönteminde nötron izlenmesi.	65
Şekil 8.1. (a) $Wx = 1$, (b) $Wx =$ pertürbasyon öncesi eklenik akı, ve (c) $Wx =$ pertürbasyon sonrası eklenik akı alındığı durumlarda TNRKM, GTNRKM ve ÖAY karşılaştırması.	76
Şekil 8.2. (a) Farklı zamanlarda konuma bağlı akının değişimi ve (b) Bölgesel nötron yoğunluklarının zamana göre değişimi (c1 = bölge 1, c2 = bölge 2).	76
Şekil 8.3. (a) $Wx = 1$, (b) $Wx =$ pertürbasyon öncesi eklenik akı, ve (c) $Wx =$ pertürbasyon sonrası eklenik akı alındığı durumlarda TNRKM, GTNRKM ve ÖAY karşılaştırması.	77
Şekil 8.4. (a) Farklı zamanlarda konuma bağlı akının değişimi ve (b) Bölgesel nötron yoğunluklarının zamana göre değişimi (c1 = bölge 1, c2 = bölge 2).	77
Şekil 8.5. $Wx = 1$, $Wx =$ pertürbasyon öncesi eklenik akı, ve $Wx =$ pertürbasyon sonrası eklenik akı alındığı durumlarda GTNRKM ve ÖAY karşılaştırması.....	78
Şekil 8.6. (a) $Wx = 1$, (b) $Wx =$ pertürbasyon öncesi eklenik akı, ve (c) $Wx =$ pertürbasyon sonrası eklenik akı alındığı durumlarda İNRKM, GİNRKM ve ÖAY karşılaştırması	80
Şekil 8.7. Zamana bağlı bağlaşım parametreleri ve yansıtıcı geri dönüş kesri.....	80
Şekil 8.8. $Wx = 1$, $Wx =$ pertürbasyon öncesi eklenik akı, ve $Wx =$ pertürbasyon sonrası eklenik akı alındığı durumlarda GİNRKM ve ÖAY karşılaştırması.....	81
Şekil 8.9. (a) $Wx = 1$, (b) $Wx =$ pertürbasyon öncesi eklenik akı, ve (c) $Wx =$ pertürbasyon sonrası eklenik akı alındığı durumlarda İNRKM, GİNRKM ve ÖAY karşılaştırması	82
Şekil 8.10. Farklı zamanlarda konuma bağlı akıların değişimi.	82
Şekil 8.11. Zamana bağlı birleşik parametreleri ve yansıtıcı geri dönüş kesri.	83

Şekil 8.12. Öncülerin toplam yoğunluğunun konuma ve zamana bağlı davranışı.	83
Şekil 8.13. $Wx = 1$, $Wx =$ pertürbasyon öncesi eklenik akı, ve $Wx =$ pertürbasyon sonrası eklenik akı alındığı durumlarda GİNRKM ve ÖAY karşılaştırması.	83
Şekil 8.14. Reaktör gücünün zamana göre değişimi: (a) Gecikmiş nötronlar ihmal edildiğinde, ve (b) Gecikmiş nötronlar dâhil edildiğinde.	85
Şekil 8.15: Öncünün göreceli yoğunluğunun zamana göre değişimi.	85
Şekil 8.16. Yansıtıcılı levha reaktörün şematik gösterimi.	86
Şekil 8.17. Monte Carlo ve difüzyon yaklaşımından elde edilen konuma bağlı nötron akısı.	87
Şekil 8.18. Dinamik Monte Carlo ve difüzyon yaklaşımından elde edilen: (a) Reaktör gücü, (b) Nötron akısı, (c) Öncü yoğunluğu ve (d) Her bir öncü grubunun ortalama ağırlığının zamanla değişimi.	87
Şekil 8.19. Dinamik Monte Carlo ve difüzyon yaklaşımından elde edilen: (a) Reaktör gücü, (b) Nötron akısı, (c) Öncü yoğunluğu, ve (d) Her bir öncü grubunun ortalama ağırlığının zamanla değişimi.	88
Şekil 8.20. ANL-BSS-6-A2 referans çalışmasının geometrisi (sıfır akı sınır koşulları vakum sınır koşulları ile değiştirilmiştir).	89
Şekil 8.21. ANL-BSS-6-A2 referans çalışması için konuma ve zamana bağlı (a) Hızlı, ve (b) Termal nötron akıları.	90
Şekil 8.22. ANL-BSS-6-A2 referans çalışması için göreceli gücün zamana göre değişimi.	90
Şekil 8.23. $[-\infty; t - \tau]$ zaman aralığının ihmal edilmesinden kaynaklanan nötron ve öncü yoğunluklarındaki göreceli hataları.	94
Şekil 8.24. İki bölgeli kaynak güdümlü sistemin şematik gösterimi.	94
Şekil 8.25. İki bölgeli kaynak güdümlü sistem için nötron akısı.	95
Şekil 8.26. (a) Kaynak nötronlarının etkisi ile oluşan nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, (b) Başlangıç nötronları ve öncülerin oluşturduğu nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, ve (c) Sistem akısının konuma ve zamana bağlı değişimi.	96
Şekil 8.27. Göreceli gücün zamanla değişimi.	97
Şekil 8.28. MYRRHA araştırma reaktörünün tek boyutlu geometrisi (sayılar bölge numarasını göstermektedir).	97
Şekil 8.29. MYRRHA projesinin denge durumundaki grup akıları.	98

Şekil 8.30. (a) Harici hızlı ve termal kaynak nötronlarının etkilerine bağlı hızlı nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, (b) Başlangıç nötronlar ve öncülerin etkilerine bağlı hızlı nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, ve (c) Sistemin hızlı nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi.....	99
Şekil 8.31. (a) Harici hızlı ve termal kaynak nötronlarının etkilerine bağlı termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, (b) Başlangıç nötronlar ve öncülerin etkilerine bağlı termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, ve (c) Sistemin termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi.	99
Şekil 8.32. MYRRHA projesinin referans çalışmasında göreceli gücün zamanla değişimi.	100
Şekil 8.33. MUSE deneyinin referans çalışmasının tek boyutlu geometrisi.	101
Şekil 8.34. MUSE deneyinin denge durumundaki grup akıları.	101
Şekil 8.35. (a) Harici kaynak nötronların etkilerine bağlı hızlı nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, (b) Başlangıç nötronlar ve öncülerin etkilerine bağlı hızlı nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, ve (c) Sistemin hızlı nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi.	103
Şekil 8.36. (a) Harici kaynak nötronların etkilerine bağlı üst-termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, (b) Başlangıç nötronlar ve öncülerin etkilerine bağlı üst-termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, ve (c) Sistemin üst-termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi.	103
Şekil 8.37. (a) Harici kaynak nötronların etkilerine bağlı termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, (b) Başlangıç nötronlar ve öncülerin etkilerine bağlı termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, ve (c) Sistemin termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi.....	103
Şekil 8.38. Tek boyutlu MUSE deneyinin referans çalışmasında göreceli gücün zamanla değişimi.....	104
Şekil 8.39. Adım reaktivite girişi için: (a) TNRKM için kor nötron yoğunluğu, (b) İNRKM için kor nötron yoğunluğu, (c) İNRKM için yansıtıcı nötron yoğunluğu.	110
Şekil 8.40. Negatif rampa reaktivite girişi için: (a) TNRKM için kor nötron yoğunluğu, (b) İNRKM için kor nötron yoğunluğu (c) İNRKM için yansıtıcı nötron yoğunluğu.	113

Şekil 8.41. NKMC yönteminden elde edilen kor nötron yoğunluğu: (a) $a = 0.1$ ve $b = 10 - 11$, (b) $a = 0.1$ ve $b = 10 - 13$	114
Şekil 8.42. $a = 0.1$ ve $b = 10 - 11$ için NKMC yönteminden elde edilen reaktivite zamana göre değişimi.....	114
Şekil 8.43. Yansıtıcı bölgesindeki nötron yoğunluğunun zamanla değişimi	115
Şekil 8.44. NKMC yönteminden elde edilen her bir öncü grubunun göreceli yoğunluğunun zamana göre değişimi ($a = 0.1$ ve $b = 10 - 11$).	116
Şekil 8.45. 6'ncı öncü grubunun zamana bağlı davranışı ($a = 0.1$ ve $b = 10 - 13$).	116
Şekil 8.46. Ortalama nötron yoğunluğu ve öncü yoğunluğu.....	119
Şekil 8.47. Ortalama nötron yoğunluğuna ve öncü yoğunluğuna karşılık gelen standart sapmalar.	119
Şekil 8.48. Ortalama nötron yoğunluğu ve öncü yoğunluğu.....	120
Şekil 8.49. Ortalama nötron yoğunluğuna ve öncü yoğunluğuna karşılık gelen standart sapmalar.	121

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2. 1. Altı grup gecikmiş nötron öncülerinin bozunum sabitleri ve β – kesirleri.	9
Çizelge 2. 2. Muhtemel reaktör çalışma durumlarının özeti.....	11
Çizelge 2. 3. Farklı λ değerleri için güven aralığı sınırları.	18
Çizelge 8.1. Kritik sistem parametreleri.	74
Çizelge 8.2. Gecikmiş nötron öncülerinin grup parametreleri.....	74
Çizelge 8.3. Yansıtıcılı kritik levha reaktörü sistem parametreleri.	78
Çizelge 8.4. Sonsuz nötron çoğaltıcı ortamı için sistem parametreleri.	84
Çizelge 8.5. Kritik yansıtıcılı levha reaktör için sistem ve öncü parametreleri.....	86
Çizelge 8.6. ANL-BSS-6-A2 referans çalışmasının sistem parametreleri.....	89
Çizelge 8.7. ANL-BSS-6-A2 referans çalışmasının gecikmiş nötron öncü parametreleri.	90
Çizelge 8.8. Nokta kinetiği problemi için kinetik parametreleri ve kaynak gücü.	91
Çizelge 8.9. İki bölgeyi kaynak güdümlü sistemin sistem ve gecikmiş nötron öncü parametreleri	95
Çizelge 8.10. Tek boyutlu MYRRHA projesinin sistem parametreleri.....	98
Çizelge 8.11. Tek boyutlu MUSE deneyinin referans çalışması için sistem parametreleri.	102
Çizelge 8.12. Kritik sistem için iki ve bir nokta reaktör kinetik parametreleri	108
Çizelge 8.13. Tek nokta reaktör modeli için sistem parametreleri.	108
Çizelge 8.14. İki nokta reaktör modeli için sistem parametreleri.	108
Çizelge 8.15. Adım reaktivite giriş vakasında kor ve yansıtıcı nötron yoğunluğu.....	110
Çizelge 8.16. Adım reaktivite giriş senaryosu için yöntemlerin karşılaştırılması.	111
Çizelge 8.17. Pozitif ramp reaktivite girişi durumunda kor ve yansıtıcı nötron yoğunluğu.	112
Çizelge 8.18. Geri besleme etkisi varken pozitif ramp reaktivite girişi durumunda kor ve yansıtıcı bölgelerinde ulaşılan maksimum nötron yoğunluğu.	115
Çizelge 8.19. Başlangıçta kritik durumunda olan test probleminin sistem parametreleri	118
Çizelge 8.20. Analog Olmayan SNRKM (AO-SNRKM) ve Monte Carlo yöntemlerinin karşılaştırılması.....	120

SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler

Σ_i	Nötron için i tipi tepkime makroskobik tesir kesiti
E^*	Uyarılmış fisyon parçalarının enerji seviyesi
E_{Bn}	Son nötronun bağlanma enerjisi
E_r	Fisyon başına açığa çıkan enerji
β	Öncü oranı
v_p	Fisyon başına üretilen ortalama ani nötron sayısı
v_d	Fisyon başına üretilen ortalama öncü sayısı
λ	Öncü bozunum sabiti
k_{eff}	Etkin çoğalma faktörü
ρ	Reaktivite
\bar{l}_{eff}	Nötronların etkin ortalama ömrü
$n(t)$	Nötron yoğunluğu
$N(t)$	Genlik fonksiyonu
$\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$	Açısal akı
$\vec{\Omega}$	Birim yön vektörü
$\chi(E)$	Fisyon nötronların enerji spektrumu
$C(\vec{r}, t)$	Öncü yoğunluğu
Q	Harici nötron kaynağı
S	Harici nötron kaynağı
\vec{r}	Konum
t	Zaman
$v(E)$	Nötron hızı

$\varphi(\vec{r}, E, t)$	Nötron sayıl (skalär) akısı
$J(\vec{r}, E, t)$	Nötron akımı
$S(x, t)$	Şekil fonksiyonu
$W(x)$	Önem (Ağırlık) fonksiyonu
$P(t)$	Reaktör gücü
f_{cr}	Kordan yansıtıcıya kaçan nötronlarının oranı
f_{rc}	Yansıtıcıdan kora geri dönen nötronların oranı
f	Yansıtıcı geri dönüş kesri
P_f	Fisyon olasılığı
P_s	Saçılma olasılığı
w_{av}	(Monte Carlo'da) Nötronların ortalama ağırlığı
w_{sp}	(Monte Carlo'da) Nötronlar için bölünme (splitting) ağırlığı
w_{rr}	Russian Roulette Tekniğinde ağırlık eşiği
w_{sur}	Hayatta kalma ağırlığı
P_{sur}	Hayatta kalma olasılığı
δ_{mn}	Kronecker delta

Kısaltmalar

PDF	Probability Distribution Function (Olasılık Dağılım Fonksiyonu)
CDF	Cumulative Distribution Function (Birikimli Dağılım Fonksiyonu)
SD	Standard Deviation (Standart Sapma)
FOM	Figure of Merit (Değer Katsayısı)
SE	Standard Error (Standart Hata)
ÖAY	Özfonksiyon Açılım Yöntemi
TNRKM	Tek Nokta Reaktör Kinetiği Modeli

GTNRKM	Gelişmiş Tek Nokta Reaktör Kinetiği Modeli
İNRKM	İki Nokta Reaktör Kinetiği Modeli
GİNRKM	Gelişmiş İki Nokta Reaktör Kinetiği Modeli
MCNP	Monte Carlo N-Particle
DMC	Dinamik Monte Carlo
KGS	Kaynak GÜdümlü Sistem
NKMC	Nokta Kinetik Monte Carlo
SNRKM	Stokastik Nokta Reaktör Kinetik Modeli
SDDMC	Stokastik Diferansiyel Denklemler için Monte Carlo
TMY	Temel Matris Yöntemi

1. GİRİŞ

Nükleer reaktör analizinde, reaktörlerin kontrolü açısından önemli olan tepkime hızları, reaktörün gücü ve ısı üretimi gibi önemli bilgiler sayıl (skalalar) akıyı kullanarak elde edilmektedir. Sayıl akı ise açısız akının, tüm katı açılar üzerinden integrali alınarak elde edilir. Nötronların ortamda konum, enerji, zaman ve katı açığa bağlı dağılımı, buna bağlı olarak maddeyle etkileşim hızları ise, nötron taşınım (transport) denkleminin çözümünden elde edilen açısız akı ile verilmektedir. Kararlı durum ve zamana bağlı nötron taşınım denklemlerinin çözümü için deterministik ve stokastik (Monte Carlo) olmak üzere iki farklı yöntem kullanılmaktadır.

Deterministik yöntemlerde, nötron taşınım denkleminin konum, enerji ve zamana bağlılıkları uygun yöntemler kullanılarak ayrıştırılır. Katı açığa bağlı değişimler için ise küresel harmonik (P_N) veya ayırık ordinatlar (S_N) yöntemleriyle türetilen denklemler, uygun sınır ve başlangıç koşulları kullanılarak çözülür [1]. Örneğin, nötron akısı, zaman içinde konuma bağlılığının yavaş değiştiği kabul edilen bir şekil fonksiyonu ve yalnızca zamana bağlı olan bir genlik fonksiyonunun çarpımıyla ifade edilir. Üç boyutlu zamana bağlı nötron taşınım denkleminin için Gelişmiş Yarı Durağan¹ yöntemiyle her bir zaman aralığında uygun bir şekil fonksiyonu elde edilir. Anılan şekil fonksiyonu kullanılarak nokta kinetiği parametreleri hesaplanır ve ardından sistemin zamana bağlı davranışı incelenir [2,3].

Her yaklaşım veya ayrıştırma yönteminin olumlu ve olumsuz yönleri vardır. Araştırmacıların amacı fiziksel problemi tanımlayan zamana bağlı nötron taşınım problemleri için güvenilir bir yanıt bulmaktır.

Zamana bağlı taşınım veya difüzyon denklemlerinin çözümleri bize doğru reaktör gücü ve nötron akılarını verirken, Nokta Kinetiği Modelinde (NKM) genlik fonksiyonu (ağırlıklı nötron yoğunluğu) kullanılmakta ve söz konusu fonksiyonun değeri ile reaktör gücünün orantılı olduğu kabul edilmektedir. Bu tezde, NKM'de de yer alan şekil fonksiyonu kavramını kullanarak, Gelişmiş Nokta Reaktör Kinetiği Modeli (GNRKM) üretilmiş ve doğru reaktör gücü herhangi bir kabul yapılmaksızın elde edilmiştir.

¹ Improved Quasi-Static

Deneyisel sonuçlar, Tek Nokta Reaktör Kinetiği Modelinin (TNRKM) yansıtıcılı sistemlerin kinetik davranışlarını yeterince hassas öngöremediğini göstermektedir. Yansıtıcılı reaktörlerde, etkin nötron üretim zamanı, nötronların yansıtıcıdaki ortalama yaşam zamanından güçlü bir şekilde etkilenmektedir [4-5]. Bu nedenle, Avery tarafından önerilen birleşik reaktör teorisi ve tek nötron enerji grubu kullanarak, yansıtıcılı reaktörlerin kinetik davranışını analiz etmek için, İki Nokta Reaktör Kinetiği Modeli (İNRKM) Cohn tarafından geliştirilmiş; Van Dam ve Spriggs ile arkadaşları tarafından yeniden ayrıntılı olarak türetilmiştir [4, 6-9]. Bu tez çalışmasında, başlangıç anında kararlı durum dengesinde (kritik) bulunan tek boyutlu ve tek enerji gruplu yansıtıcılı bir levha reaktörü için, farklı pertürbasyonlar koşullarında, Özfonksiyon Açılım Yöntemi (ÖAY) ile doğru nötron yoğunluğu ve reaktör gücü analitik olarak bulunmuştur. GNRKM'de farklı Önem (Ağırlık) Fonksiyonları kullanarak elde edilen sonuçların ÖAY'nin analitik sonuçlarına uyumlanması sağlanmıştır.

Monte Carlo yöntemi, Olasılık Dağılım Fonksiyonlarını (PDF) kullanarak birçok fiziksel ve matematiksel problemin çözümünü üreten stokastik bir benzeşim yöntemidir. Bu yöntem, reaktör fiziği problemlerinin çözümü ile ilgili birçok çalışmada kullanılmaktadır. Monte Carlo'nun pek çok uygulamalarında fiziksel süreçler, doğrudan PDF'ler kullanılarak yapılan benzeşim yoluyla, sistemin davranışını belirleyen deterministik denklemleri çözmeye gerek kalmadan, stokastik olarak analiz edilmektedir. Burada dikkat edilmesi gereken konu, fiziksel (veya matematiksel) sistemin PDF'sinin doğru tanımlanmasıdır. Monte Carlo yönteminde nötron taşınım denklemi, herhangi bir yaklaşıklık kabulü yapılmadan, yalnızca nötronun ortamda aldığı yolu, yönü ve yapabileceği etkileşim tipleri istatistiksel olarak örneklenecek şekilde çözülmektedir. Bu yöntemde, rassal sayıların kullanımı nedeniyle elde edilen sonuçlar belli bir dağılım gösterecektir. Etkili bir benzeşim yöntemi, gerçek beklenen değer etrafında dar bir dağılım gösteren ve göreceli olarak düşük bir hesaplama zamanında üretilen sonuç vermelidir. Bu nedenle Monte Carlo yazılımlarının performans analizinde Değer Katsayısı -Figure Of Merit- (FOM) tanımı kullanılmakta olup, amaç FOM değerini en büyük yapmaktır. Analog Monte Carlo yönteminde, güven aralığını daraltarak belirsizliği azaltmak için örneklem sayısı artırılabilir. Örneklem sayısının artışı hesaplama zamanında artışa neden olacağından, FOM'de herhangi bir değişim yaratmamaktadır. Benzeşimde kullanılan örneklem sayısını artırmadan Monte Carlo hesaplamalarının güven aralığını daraltmak ve göreceli hatayı azaltarak daha az hesaplama süresi kullanımı

ile çözüme ulaşmak için varyans azaltma teknikleri kullanılmaktadır. Varyans azaltma tekniklerinin kullanıldığı Monte Carlo yöntemleri, Analog olmayan Monte Carlo yöntemleri olarak adlandırılır [9,10].

Monte Carlo yöntemleri, kararlı durum denge (kritiklik) problemleri ve zırlama hesaplamalarında yaygın olarak kullanılmaktadır [11-13]. Nükleer reaktörlerin zamana bağlı davranışları ise yaygın olarak deterministik yöntemlerle incelenmektedir. Bunun yanında, zamana bağlı problemlerde Monte Carlo teknikleri ve deterministik yöntemlerin bir arada kullanıldığı çalışmalar da bulunmaktadır. Bu çalışmalarda, belli bir andaki şekil fonksiyonu (statik nötron akısı) Monte Carlo teknikleri kullanılarak üretilmekte ve genlik fonksiyonu ise geleneksel bir nokta kinetiği algoritması ile deterministik olarak hesaplanmaktadır [14-16].

Nükleer reaktörlerin zamana bağlı analizlerinde, hassas bir yanıt elde edilmesi reaktör güvenliği açısından son derece önemlidir. Hızlı bilgisayarların ve paralel hesaplama yöntemlerinin gelişmesi ve yaygınlaşmasıyla, nükleer reaktörlerin zamana bağlı analizinde Monte Carlo yönteminin kullanılması olanaklı olmuştur. Nükleer reaktörlerin zamana bağlı nötronik analizlerinde, Monte Carlo benzeşimini kullanan ilk araştırmalar Kaplan tarafından gerçekleştirilmiştir [17]. Tüm gecikmiş nötron öncülerinin tek bir grup olarak kullanıldığı zamana bağlı Monte Carlo yöntemi, Sjenitzer ve Hoogenboom tarafından önerilmiş ve Tripoli4 koduna uyarlanmıştır [18-21]. Bu çalışmalar, reaktörlerin zamana bağlı analizi için yeni teknikler gelişmesinde öncü olmuştur [22-24].

Bu tez çalışmasında, başlangıçta kararlı durum dengesinde (kritik) olan ve belli bir güç düzeyinde çalışmakta olan nükleer reaktörlerin, bir pertürbasyon sonucu, davranışlarının zamana bağlı değişim analizi için Dinamik Monte Carlo (DMC) tekniği önerilmektedir. Önceki çalışmalardan farklı olarak bir değil altı gecikmiş nötron öncü grubu kullanılmaktadır. Her gecikmiş nötron öncü grubunun zamana bağlı davranışı ayrı ayrı analiz edilmektedir. Her bir öncü grubunda yer alan öncülerin, başlangıç anı hariç, önemleri konuma bağlı olarak yeniden hesaplanmaktadır. Benzeşim belirsizliklerini azaltmak ve daha güvenilir sonuçlar elde etmek için kapalı yakalama, zorla çarpışma, örtük fisyon ve bölünme gibi varyans azaltma teknikleri kullanılmaktadır. Ayrıca, her bir zaman aralığında nötronların ortalama ağırlıklarına bağlı olarak, ağırlık penceresinin alt ve üst sınırları dinamik olarak güncellenmektedir. Böylece hem kritik-altı hem de kritik-

üstü sistemlerin benzeşiminde örneklem sayısını artırmadan güvenilir sonuçlar elde edilmektedir.

DMC yönteminde, nötron yoğunluğu ile gecikmiş nötron öncüleri arasındaki denge koşulu, başlangıç koşulu olarak alınmaktadır. Konum ve zamana bağlı problemlerde, zamana bağlı analizde kullanılacak olan kararlı nötron ve öncü dağılımları statik Monte Carlo kodu kullanılarak başlangıç anı için hesaplanmaktadır. Sabit nötron kaynağına sahip kaynak güdümlü sistemlerde, sistemin denge koşullarının hesaplanması uzun zaman almaktadır. Bu tez çalışmasında, söz konusu başlangıç denge koşulunu elde etmek için, daha önceden Monte Carlo yöntemi ile üretilmiş zamana bağlı Green fonksiyonlarının kullanımı önerilmektedir. Anılan sistemlerin zamana bağlı analizlerinde, kaynak nötronlarının etkisi DMC tekniği ile üretilen Green fonksiyonlarının zaman üzerinden integrali alınarak belirlenmiştir. Başlangıç anındaki nötronların ve öncülerin etkisi ise DMC yöntemi ile elde edilmektedir. Tüm sistemin genel davranışı ise elde edilen sonuçların süperpozisyonundan hesaplanmaktadır. Bu yaklaşımla hesaplama zamanının önemli ölçüde azaldığı görünmektedir.

DMC yöntemi ile konuma ve zamana bağlı taşınım denkleminin çözümünün yapılması mümkün olup, bu tez kapsamında ilk olarak geleneksel nokta kinetik ve iki nokta reaktör kinetiği problemlerinin çözümü Monte Carlo yöntemi ile yapılmıştır. Bu çalışmada, yansıtıcı reaktörlerin bir ve iki nokta reaktör kinetik modelleri, Nokta Kinetik Monte Carlo (NKMC) adlı dinamik Monte Carlo yöntemi ve bu modellere karşılık gelen stokastik diferansiyel denklemlerin sayısal çözümleri kullanılarak analiz edilmiştir. Elde edilen sonuçların farklı deterministik metotların sonuçlarıyla uyumlu olduğu gözlemlenmiştir.

Bu tez kapsamında ikinci bölümde nötron madde etkileşimi tipleri, ani ve gecikmiş nötronların reaktör güvenliği açısından önemi; zamana bağlı taşınım denkleminin deterministik ve stokastik çözüm yöntemleri hakkında genel bilgiler verilmiştir.

Üçüncü bölümde ise tek boyutlu ve tek enerji gruplu çıplak ve yansıtıcı reaktörlerin zamana bağlı davranışları analitik olarak incelenmiştir. Bu bölümde ÖAY kullanılarak, konuma ve zamana bağlı difüzyon denklemlerinden, nötron akı ve reaktör gücü dağılımı hesaplanmıştır. Ayrıca, nokta kinetik denklemlerinden doğru nötron yoğunluğu ve reaktör gücünü elde etmek amacıyla, gelişmiş nokta reaktör kinetiği modelleri türetilmiştir.

Dördüncü bölümde, yansıtıcılı reaktörlerin iki nokta reaktör kinetik modelinin stokastik diferansiyel formu türetilmiş olup, stokastik diferansiyel denklemlerinin benzeşimi için kullanılan Monte Carlo algoritması anlatılmıştır.

Beşinci bölümde, nötronların konum, enerji ve yönlerinin örneklenmeleri anlatılmaktadır. Bu tez kapsamında kullanılan varyans azaltma teknikleri ile ilgili bilgiler bu bölümde verilmiş olup, sayıl akı ve nötron çoğaltma faktörünün belirlenmesi için kullanılan öngörü yöntemleri verilmiştir.

Altıncı bölümde, başlangıçta kararlı durumda olan bir nükleer reaktörün, pertürbasyon sonucu davranışının zamana bağlı değişiminin analizli için dinamik Monte Carlo yönteminin algoritması sunulmaktadır.

Yedinci bölümde ise, kaynak güdümlü kritik-altı reaktörlerin denge durumu ve zamana bağlı analizlerini yapmak için geliştirilen Green fonksiyonu yöntemi tartışılmış olup, Green fonksiyonlarının Monte Carlo yöntemi ile üretim tekniği anlatılmıştır.

Son olarak, sekizinci ve dokuzuncu bölümlerde çeşitli örnek problemlerde, reaktörlerin zamana bağlı davranışları, bu tez kapsamında geliştirilen analitik ve stokastik yöntemler kullanılarak incelenmiş ve elde edilen sonuçlar tartışılmıştır.

2. GENEL BİLGİLER

2.1. Nötron Madde Etkileşimi

Nötronlar göresiz ve elektriksel nötr olan temel parçacıklardır. Kararlı durumda olan bir çekirdekte, nötronlar kısa mesafeli nükleer kuvvet tarafından çekirdeğe bağlanırlar. Belli bir hıza sahip olan serbest nötronlar, atom elektron bulutundan geçerek atom çekirdeği ile doğrudan etkileşime girerler. Bu durumda, nötron aniden çekirdek içine çekilir ve hedef çekirdekteki diğer nükleonlarla çarpışma yaparak parçacıkların ortalama kinetik enerjisi artar ve elde edilen enerjik çekirdek, bileşik çekirdek olarak adlandırılır. Uyarılmış bileşik çekirdek fazla enerjisini çeşitli şekillerde bırakarak veya farklı çekirdeklere bölünerek, kararlı çekirdek veya çekirdekler oluşur; bu olası olayların her birisi farklı bir etkileşim tipi olarak tanımlanır [25-27].

Bir nükleer reaktörde, nötronlar aşağıda tanımlı etkileşim türlerinden birine sebep olabilir:

- i. Esnek saçılma
- ii. Esnek olmayan saçılma
- iii. Işınımlı yakalama
- iv. Fisyon

Ve benzeri.

Her etkileşim σ ile gösterilen ve tesir kesiti olarak adlandırılan oluşma olasılığına sahiptir. Tesir kesiti cm^2 veya barn birimleri cinsinden ölçülür, bir barn $10^{-24} cm^2$ 'ye eşittir. Σ_i , i tipli etkileşimin makroskobik tesir kesiti olarak adlandırılır ve birim uzunluk başına etkileşim olasılığı olarak tanımlanır.

$$\Sigma_i = N \times \sigma_i \quad (cm^{-1}) \quad (2.1)$$

N , hedef çekirdeklerin atom yoğunluğudur.

Gelen nötron, hedef çekirdek tarafından yakalanırsa ve uyarılmış bileşik çekirdeğin enerjisi, fisyon olayı için gereken kritik enerjiden daha büyük olursa, bileşik çekirdek, iki farklı – nadiren üç farklı- hafif uyarılmış çekirdeğe (fisyon parçalarına), farklı verimlerle bölünebilir. Uyarılmış fisyon parçaları, gama, beta veya nötron emisyonu gibi olası

bozunumlara uğrar. Tepkimeye giren nötronun enerjisi arttığında fisyon ürünlerinin dağılımı simetrik bir hal alır.

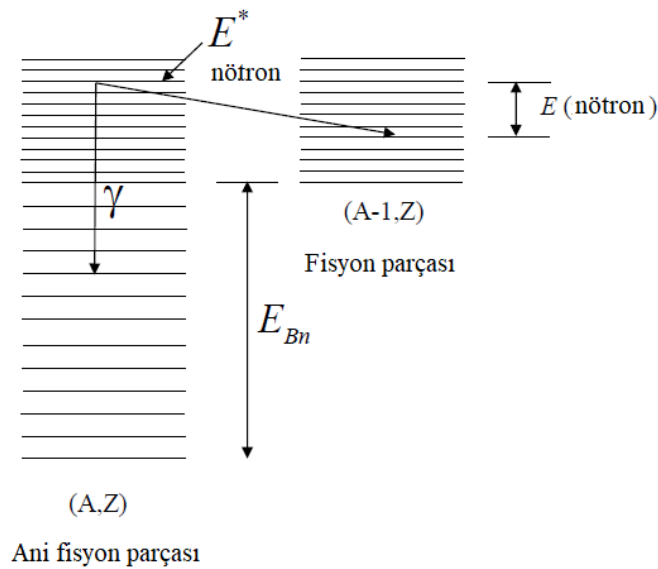
Bir nötron soğurulması ile başlayan fisyon sonucunda, büyük miktarda enerji ile birlikte, iki ya da üç ani nötron ve bazen gecikmiş nötron öncüleri açığa çıkar. Serbest bırakılan nötronlar fisyonla maruz kalabilir ve bu nükleer reaktörlerde zincirleme fisyon tepkimelerine neden olur. Fisyon başına açığa çıkan enerji, tepkimeye giren izotopa bağlıdır. Uranyum-235 için fisyon başına $E_f = 200 \text{ MeV}$ enerjinin serbest bırakıldığı varsayılmaktadır. Kullanılmış yakıtta bulunan, nötron ile fisil olmayan izotopların etkileşiminden üretilen farklı bir fisil izotopunda enerji üretiminde katkıda bulunduğu belirtilmelidir.

2.2. Ani ve Gecikmiş Nötronlar

Fisyon olayı sonucu iki tür nötron oluşmaktadır:

- i. Ani nötronlar
- ii. Gecikmiş nötronlar

Uyarılmış fisyon parçalarının enerji seviyesi (E^*) bir nötronun bağlanma enerjisinden (E_{Bn}) çok daha yüksektir. Şekil 2.1'de gösterildiği gibi, çekirdek bazı durumlarda nötron veya gama ışını yayarak bozunabilir. Yayılan nötrona ani nötron denir ve fisyon ürününün enerjisi nötronun bağlanma enerjisinden daha az olana kadar bu işlem devam edebilir [28-30].



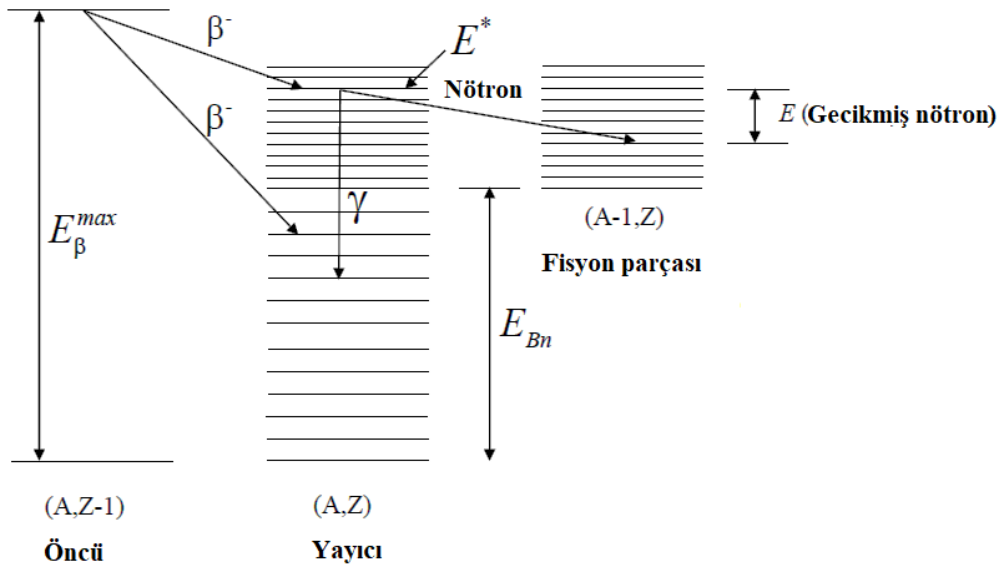
Şekil 2.1. Ani nötron yayılma şeması.

Fisyon başına açığa çıkan ortalama ani nötron sayısı ν_p ile gösterilir. Ani bir nötron yaklaşık 10^{-14} s zaman ölçeğinde serbest bırakılır, bu zaman aralığı, bir benzeşimin doğruluğundan daha kısa bir zaman aralığıdır ve bu nedenle serbest bırakılma anı olarak düşünülür.

Bir diğer olayda ise, uyarılmış fisyon ürünü, bir beta parçacığı yayarak bozunabilir. Elde edilen çekirdek gama veya nötron yayımı ile (eğer $E^* > E_{Bn}$), bozunabilir. Şekil 2.2'de gösterildiği gibi, beta bozunumu ani değildir ve belli bir ortalama bozunum sabitine sahiptir. Bu fisyon ürünlerine gecikmiş nötron öncüleri denilmekte olup, beta bozunumu sonrası bu izotoplar nötron yayar. Fisyon başına açığa çıkan ortalama gecikmiş nötron sayısı ν_d ile gösterilir.

Her fisyon başına oluşan ani ve gecikmiş nötronların toplamının ortalama sayısı ν ile gösterilir. Üretilen gecikmiş nötronların toplam nötronlara oranı β ile gösterilir ve β - kesri veya gecikmiş nötron kesri olarak bilinir.

$$\beta = \frac{\nu_d}{\nu} \quad (2.2)$$



Şekil 2.2. Gecikmiş nötron yayılma şeması.

Fisyon sonucu açığa çıkan fisyon ürünlerinin bir kısmı gecikmiş nötron öncüleridir. Bunlardan Br^{87} , Br^{88} ve I^{137} gibi birkaç yüzü bugüne kadar tanımlanmıştır. Her öncünün bir bozunma sabiti vardır. Gecikmiş nötron öncüleri, her öncü grubu için tanımlanan β - kesri ve bozunum sabitleri ile tanımlanarak, altılı veya sekizli gruplar olarak birleştirilir ve zamana bağlı problemlerin analizinde kullanılır [31,32]. Çizelge 2.

1'de U^{235} 'in altı grup gecikmiş nötron öncüleri için bozunum sabitleri ve β - kesirleri göstermektedir [33].

Çizelge 2. 1. Altı grup gecikmiş nötron öncülerinin bozunum sabitleri ve β – kesirleri.

Grup	1.	2.	3.	4.	5.	6.
$\lambda(s^{-1})$	0.0124	0.0305	0.111	0.301	1.14	3.01
β	0.000215	0.001424	0.001274	0.002568	0.000748	0.000273

Bazı araştırmalarda tüm gecikmiş nötron öncü grupları yerine etkin bir öncü grubu hesaplamalarda kullanılmaktadır. Öncü grubu için tanımlanan etkin (ortalama) bozunum sabiti ve etkin (toplam) gecikmiş nötron kesri aşağıdaki gibi hesaplanır [34].

$$\lambda_{eff} = \frac{\beta}{\sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i}} \quad (2.3)$$

$$\beta_{eff} = \sum_i \beta_i$$

Öncülerin bozunumları stokastik bir süreçtir ve bir öncünün t zamanında dt zaman aralığında bir beta ışını yayımlama olasılığı şu şekildedir:

$$P(t) dt = e^{-\lambda t} \lambda dt \quad (2.4)$$

Bir öncünün ortalama ömrü ise aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$\bar{l}_{öncü} = \int_0^{\infty} t P(t) dt = \frac{1}{\lambda} \quad (2.5)$$

Gecikmiş nötron öncülerinin ortalama ömrü yaklaşık olarak 10^{-2} s ile 10^2 s arasında değişebilir, hâlbuki hafif su ve hızlı reaktörlerde nötronların ortalama ömürleri sırasıyla kabaca 10^{-4} s ve 10^{-7} s dir [30]. Bunu belirtmeliyiz ki, gecikmiş nötronların ortalama ömrü, gecikmiş nötron öncüsünün ortalama bozunum zamanı ile yayımlanmış nötronun ortalama ömrünün toplamına eşittir. Yayımlanmış nötronun ömrü (\bar{t}_d), öncü ömrüne göre çok az olduğu için, gecikmiş nötronların ortalama ömrü öncü ortalama ömrüne eşit alınır.

Nötronların etkin ortalama ömrü, ani ve gecikmiş nötronların ortalama ömürlerini kullanılarak hesaplanır[30,35]:

$$\begin{aligned} \bar{l}_{eff} &= (1 - \beta)\bar{l}_{ani} + \beta(\bar{l}_{öncü} + \bar{t}_d) = (1 - \beta)\bar{l}_{ani} + \beta \bar{l}_{öncü} \\ &= (1 - \beta)\bar{l}_p + \sum_i \left(\frac{\beta_i}{\lambda_i}\right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Örneğin, bir hafif su reaktörü için, $\bar{l}_{ani} = 2 \times 10^{-5} s$, $\beta_t = 0.0065$ ve $\lambda_{av} = 0.077 s^{-1}$ kabul edilirse, etkin ortalama nötron ömrü yaklaşık 0.09 s elde edilir. Reaktör kontrolü açısından, bu zaman aralığı $10^{-5} s$ 'den çok büyüktür ve önemlidir.

$$\bar{l}_{eff} = (1 - 0.0065) \times (2 \times 10^{-5}) + \frac{0.0065}{0.08} = 0.085 s$$

2.3. Nükleer Güç Reaktörünün Kontrolü





Nükleer güvenlik açısından bakıldığında, zincirleme fisyon tepkimeleri ve daha sonra açığa çıkan ısı üretme hızı kontrol altında tutulmalıdır. Örneğin, üretilen ısıdan kaynaklı kritik ısı akışı maksimum tasarım değerini aşarsa, yakıt çubuğunun yüzey sıcaklığı soğutucu yığın sıcaklığından daha yüksek olur ve daha sonra kabarcıklı kaynama meydana gelir. Kabarcıklı kaynama durumlarında ısı transfer modu konveksiyon iken ısı transfer katsayısı çok küçüktür. Bu yakıt zarf sıcaklığında bir artışa ve nihayet yakıt çubuklarının bütünlüğünün bozulmasına sebep olabilir.

Çoğaltma faktörü k ile (veya k_{eff}) gösterilir ve bir jenerasyondaki fisyon ile üretilen nötron sayısının bir önceki jenerasyonda fisyonla üretilen nötron sayısına oranı olarak tanımlanır. Nükleer reaktörü kontrol etmek için çoğaltma faktörü ve reaktivite ($\rho = 1 - \frac{1}{k_{eff}}$) önemli parametreler olarak kullanılır.

$$k = \frac{(n + 1). \text{jenerasyondaki nötron sayısı}}{(n). \text{jenerasyondaki nötron sayısı}} \quad (2.7)$$

$k = 1$ veya $\rho = 0$ iken reaktör “kritik” ; $k < 1$ veya $\rho < 0$ iken reaktör “kritik-altı”; $k > 1$ veya $\rho > 0$ iken reaktör “kritik-üstü” olarak adlandırılır. Farklı çoğaltma faktörleri ve reaktivitelere karşılık nükleer reaktörün farklı olası çalışma durumları, Çizelge 2. 2'de gösterilmektedir [35]. Ani çoğaltma faktörü ise k_p ile gösterilir ve $(1 - \beta)k_{eff}$ 'e eşit alınır.

Çizelge 2. 2. Muhtemel reaktör çalışma durumlarının özeti.

Reaktörün durumu	Reaktör gücünün davranışı	Çoğaltma faktörü	Reaktivite	
			$\rho = 1 - \frac{1}{k_{eff}}$	$\rho' = \frac{\rho}{\beta}$ [\$]
Kritik-altı		< 1	< 0	< 0
Kritik (Gecikmiş kritik ve ani kritik-altı)		$= 1$	$= 0$	$= 0$
Gecikmiş kritik-üstü ve ani kritik-altı		$1 < k < 1/(1 - \beta)$	$0 < \rho < \beta$	$0 < \rho' < 1$
Ani kritik-üstü		$k \geq 1/(1 - \beta)$	$\rho \geq \beta$	$\rho' \geq 1$

Nükleer reaktörlerdeki reaktivite geri-besleme mekanizmaları ihmal edildiğinde, eğer güç reaktörü ani kritik-üstü durumdaysa ($k_p > 1$), ani nötronlar tek başına reaktörü kritik-üstü yapar ve ani nötronların ortalama ömrü yaklaşık 10^{-5} s olduğuna göre, reaktör gücünün mekanik cihazlar ile kontrol edilemesi mümkün olmayabilir. Bu etkiyi göz önüne alarak, nükleer güç reaktörleri gecikmiş kritik ve ani kritik-altı koşullarda çalışacak şekilde tasarlanır. Bu durumda, nötron sayısı, mekanik cihazlar (kontrol çubukları veya kimyasal şim, ...) ile rahatlıkla kontrol edilebilir.

2.3.1. Basit Nokta Kinetik Denklemi

Nötron çoğaltma faktörünün başka bir tanımı ise nötron denge denklemini kullanarak verilebilir:

$$k = \frac{P(t)}{L(t)} \quad (2.8)$$

Burada $P(t)$, nötronların üretim hızı; $L(t)$, nötronların tüketim hızıdır.

$N(t)$, t zamanındaki toplam nötron sayısı olursa, nötron yoğunluğunun zamanla değişimi aşağıdaki şekilde yazılır:

$$\frac{dN(t)}{dt} = P(t) - L(t) \quad (2.9)$$

Nötron yaşam ömrü $l = \frac{N(t)}{L(t)}$ şekilde tanımlanırsa, zamana bağlı nötron yoğunluğu aşağıdaki şekilde hesaplanır:

$$N(t) = N_0 \exp\left(\frac{(k-1)}{l}t\right) = N_0 \exp\left(\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.10)$$

Burada, τ reaktör periyodudur ve nötron yoğunluğunun $e (= 2.718)$ faktörü ile değişmesi için gereken süre olarak tanımlanır.

Nötron yoğunluğunu N_0 'dan ($t = 0$), $N(t)$ 'ye değiştirmek için gereken zaman şu şekilde verilmektedir:

$$t = \frac{l}{(k-1)} \ln\left(\frac{N(t)}{N_0}\right) \quad (2.11)$$

Örneğin, $k = 1.0001$ olan kritik-üstü bir hafif su reaktöründe, nötronların yoğunluğu 2.718 katına çıkarmak için gereken süre, gecikmiş nötronların olduğu ve olmadığı durumlarda, aşağıdaki gibi hesaplanır:

- i. Zincirleme tepkimeleri ani nötronlar tarafından sürdürülürse: $l = l_p = 2 \times 10^{-5} s$ alınarak, gereken süre yaklaşık $\tau = 0.2 s$ elde edilir.
- ii. Zincirleme tepkimeleri ani ve gecikmiş nötronlar tarafından sürdürülürse: Nötronların etkin ömrü $l = 0.085 s$ alınır, gerekli süre yaklaşık $\tau = 850 s$ olur.

Dolayısıyla gecikmiş nötronlar, bir reaktörün davranışını önemli ölçüde yavaşlatır ve nükleer tepkimelerinin etkin bir şekilde kontrol edilmesini mümkün kılar.

Basit nokta kinetik modelinde, gecikmiş nötronlar örtük olarak temsil edilir; gecikmiş nötronların açık gösterimi için gecikmiş nötron öncülerinin zamana bağlı değişiminde denklemlere dâhil edilmesi gerekir. Bu amaca yönelik olarak, zamana ve konuma bağlı Boltzmann taşınım denkleminin gecikmiş nötron öncülerini içerecek şekilde yazılması gerekmektedir. Bir başka yöntem ise difüzyon denkleminin gecikmiş nötron öncülerini de içerecek şekilde yazılmasıdır. Bu denklemler kullanılarak nokta kinetik denklemleri gecikmiş nötron öncüleri de dâhil edilerek yazılabilir.

2.4. Boltzmann Taşınım Denklemi

Nükleer reaktörlerde, nötron sayıl (skaler) akısı, $\varphi(\vec{r}, E, t)$, bir maddenin birim yüzeyinden birim zamanda birim enerji başına geçen nötron sayısı olarak tanımlanır ve konuma,

enerjiye ve zamana bağlı nötron yoğunluğu ile nötron hızının çarpımından elde edilir. Sayıl akıyı ve etkileşim makroskobik tesir kesitlerini kullanarak, tepkime hızları ve üretilen güç gibi önemli bilgileri elde etmiş oluruz.

Sayıl akıyı elde etmek için, faz uzayında nötron hareketi göz önüne alınmalıdır. Nötronların malzemelerle olan etkileşim ve hareketlerini tanımlayan nötron transport modeli, 1800'lü yıllarda gazların kinetik teorisini incelemek için kullanılan Boltzman denklemini kullanmaktadır. Nötron açısız akısı için yazılan Boltzmann transport denkleminin zamana bağlı şekli gecikmiş nötronların açık gösterimi ile aşağıdaki gibi verilir [1,36].

$$\begin{aligned}
\frac{1}{v(E)} \frac{\partial \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} + \Sigma_t(\vec{r}, E, t) \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \vec{\Omega} \cdot \nabla \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \\
= \iint \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, t) \psi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) dE' d\Omega' \\
+ \frac{x_p(E)}{4\pi} \iint (1 - \beta(E)) v(E) \Sigma_f(\vec{r}, E', t) \psi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) dE' d\Omega' \\
+ \sum_{i=1}^N \frac{x_d^i(E)}{4\pi} \lambda_i C_i(\vec{r}, t) + Q(r, \vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Bu denkleme karşılık gelen öncü denklemi aşağıdaki gibidir.

$$\frac{\partial C_i(\vec{r}, t)}{\partial t} = \iint \beta_i(E) v(E) \Sigma_f(\vec{r}, E', t) \psi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) dE' d\Omega' - \lambda_i C_i(\vec{r}, t) \tag{2.13}$$

Burada, $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ nötronun açısız akısı, $\vec{\Omega}$ nötron yönü, $x_p(E)$ ani nötronların fisyon spektrumu, $x_d(E)$ gecikmiş nötronların spektrumu, $C_i(\vec{r}, t)$ gecikmiş nötron öncü yoğunluğu, $Q(r, \vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ harici nötron kaynağı, $v(E)$ nötron hızı, E nötron enerjisi, \vec{r} konum ve t zamandır.

Nötron transport denkleminin çözümü bize nötron açısız akısını vermiş olup ve açısız akının tüm açılar üzerinden integralinden sayıl akı elde edilir.

$$\varphi(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d\Omega \tag{2.14}$$

Tamamen soğurucu ortamlardaki nötron transport incelenmesi gibi bazı basit durumlar dışında, nötron transport denklemi analitik olarak çözülemez. Kararlı durum ve zamana bağlı nötron transport denklemlerinin çözümünde iki yöntem kullanılır:

- i. Deterministik yöntemler.

- ii. Stokastik yöntemler.

2.4.1. Deterministik Yöntemler

Deterministik yöntemlerde, nötron transport denkleminin konuma, enerjiye ve zamana bağılıkları uygun yöntemler kullanılarak ayrıklaştırılır ve açısal bağıllık için küresel harmonik (P_N) veya ayrık ordinatlar (S_N) metodları gibi yapılan yaklaşımlar sonucunda elde edilen denklemler sınır ve başlangıç koşullarını kullanılarak çözülür. Her yaklaşım veya ayrıklaştırma yönteminin avantaj ve dezavantajları vardır. Araştırmacıların amacı fiziksel problemi tanımlayan zamana bağlı nötron taşınımı problemleri için güvenilir bir cevap bulmaktır.

Tek boyutlu modeller hariç, deterministik yöntemleri yüksek hesaplama kaynaklarına (yüksek kapasiteli bilgisayarlara) ihtiyaç duymaktadır. Çünkü problemin yedi boyutu vardır: uzayda üç boyut, yönde iki boyut, enerjide bir boyut ve zamanda bir boyut ($x, y, z, \mu, \varphi, E, t$) [1, 36-37].

2.4.1.1. Nötron Difüzyon Teorisi

Difüzyon teorisi transport denklemine yapılan P_1 yaklaşımı kullanılarak türetilir. Nötron akımı ise nötron sayı akımının gradyanti cinsinden aşağıdaki şekilde verilmekte olup Fick's kanunu olarak da bilinmektedir:

$$J(\vec{r}, E, t) \approx -\frac{1}{3 \Sigma_{tr}(\vec{r}, E, t)} \vec{\nabla} \varphi(\vec{r}, E, t) \quad (2.15)$$

Nötron difüzyon teorisi uzun süredir nükleer reaktör fiziği ve nükleer reaktör kinetiği çalışmalarında kullanılmaktadır. Bazı durumlarda nötron difüzyon teorisi analitik olarak çözülebilir. Karmaşık problemlerin çözümü için konumsal ve enerji ayrıklığı gibi sayısal yöntemler kullanılmaktadır. Çok gruplu ve zamana bağlı nötronların difüzyon denklemi ve bu denkleme karşılık gelen öncü denklemi aşağıdaki gibidir.

$$\frac{1}{v_g} \frac{\partial \varphi_g(\vec{r}, t)}{\partial t} = - \left(\vec{\nabla} \cdot (-D_g(\vec{r}, t) \vec{\nabla} \varphi_g(\vec{r}, t)) + \Sigma_{a,g}(\vec{r}, t) \varphi_g(\vec{r}, t) + \sum_{g'=1}^G \Sigma_{s,g \rightarrow g'}(\vec{r}, t) \varphi_{g'}(\vec{r}, t) \right) \quad (2.16)$$

$$+ \left(x_{p,g} \sum_{g'=1}^G v_{p,g'} \Sigma_{f,g'}(\vec{r}, t) \varphi_{g'}(\vec{r}, t) + \sum_{g'=1}^G \Sigma_{s,g' \rightarrow g}(\vec{r}, t) \varphi_{g'}(\vec{r}, t) + \sum_{i=1}^N \lambda_i x_{d,g_i} C_i(\vec{r}, t) + Q_g(\vec{r}, t) \right)$$

$$\frac{\partial C_i(\vec{r}, t)}{\partial t} = \sum_{g'=1}^G v_{d,g'i} \Sigma_{f,g'}(\vec{r}, t) \varphi_{g'}(\vec{r}, t) - \lambda_i C_i(\vec{r}, t) \quad (2.17)$$

Difüzyon yöntemleri çoğu durumda hesaplama açısından verimli olsa bile, bazı güçlü soğurucu içeren problemlerde difüzyon teorisi yeterince doğru olmayabilir. Toplam tesir kesiti büyük olduğu ve soğurulma tesir kesiti ve harici kaynağının küçük olduğu fiziksel sistemlerde difüzyon teorisi transport teorisinin bir asimptotik limiti olduğu bilinmektedir. Bu nedenle nükleer reaktör kinetiği için nötron transport yöntemlerinin doğrudan kullanımına ilgi duyulmaktadır[1,38-39].

2.4.2. Stokastik Yöntemler

Monte Carlo yöntemi birçok fiziksel ve matematiksel problemin çözümünde kullanılan stokastik benzeşim yöntemidir. Bu yöntem reaktör fiziği, karmaşık matematiksel problemler ve benzeri birçok araştırma alanlarında kullanılmaktadır. Monte Carlo'nun pek çok uygulamasında, fiziksel süreç doğrudan benzeşim yöntemi ile modellenerek çözüm üretilmekte olup, sistemin davranışını tanımlayan diferansiyel denklemleri kullanmaya gerek yoktur. Tek şart, fiziksel (veya matematiksel) sistemin olası stokastik süreçlerini tanımlayan olasılık dağılım fonksiyonlarının (PDF) tanımlanmasıdır. Monte Carlo yöntemi ile PDF'ler kullanılarak oluşturulan rassal değişkenlerin bulunması sonucu benzeşim yöntemi ile elde edilen sonuçların analizinden istenen değişkenlerle ilgili ortalama değerler belli bir belirsizlik aralığında tahmin edilebilir. Bu yöntemde, birçok benzeşim yapılarak ortalama bir sonuç elde edilir ve bu ortalama sonuçtaki, istatistiksel hata tahmin edilir[11,40-43]. Monte Carlo yöntemlerini kullanarak nükleer sistemi incelemek için herhangi bir yaklaşımın yapılmasına gerek yoktur.

Monte Carlo hesaplamasının ilk adımı rassal değişkenlerin sayısal örnekleme olmasıdır. Rassal değişken, ayrık veya sürekli olabilir.

Ayrık rassal değişken, sonlu sayıda değer alabilir ($x_i \in R$) ve her bir değer belirli bir olasılığa ($Pdf(x_i) = P(X = x_i)$) sahiptir. Bir zar atma sonucu, ayrık rassal değişken kullanılarak tanımlanabilir.

[a, b] aralığında tanımlanan sürekli bir rassal değişken ise, olasılık dağılım fonksiyonu kullanılarak hesaplanabilir. Bu aralıkta sonsuz sayıda rassal değişken tanımlamak mümkün olup, $Pdf(x) dx$ değeri ise herhangi bir rassal değişkenin x komşuluğunda dx aralığında değer alma olasılığını gösterir [11,43-44].

Herhangi bir x rassal değişkenini örnekleme için iki fonksiyon tanımlanır:

1. Olasılık dağılım fonksiyonu (PDF)
2. Birikimli dağılım fonksiyonu (CDF)

PDF, rassal bir değişkenin olasılık dağılım fonksiyonu olup, PDF 'nin integrali birikimli dağılım fonksiyonunu vermektedir. Sürekli ve ayrık X değişkeni için, olasılık dağılımı, sırasıyla sürekli olasılık yoğunluğu ve ayrık olasılık yoğunluğu olarak adlandırılır. Bir $f(x)$ fonksiyonun olasılık dağılım fonksiyonu olabilmesi için aşağıdaki iki şartı sağlaması lazımdır:

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_a^b f(x) dx = 1 \text{ ve } f(x) \geq 0, \quad x \in [a, b] \text{ ; Sürekli rassal değişkenler} \\ \sum_{i=1}^N f(x_i) = 1 \text{ ve } f(x = x_i) \geq 0 \quad ; \text{Ayrık rassal değişkenler} \end{array} \right.$$

Rassal bir x değişkenin, x'den daha küçük veya eşit bir değer alma olasılığı birikimli dağılım fonksiyonu tarafından (Cdf) hesaplanır.

$$\left\{ \begin{array}{l} Cdf(x) = \int_a^x Pdf(x) dx \quad ; \text{Rassal değişkenin } [a, x] \text{ aralığında olma olasılığı} \\ Cdf(x_n) = \sum_{\substack{i=1 \\ x \leq x_n}}^n Pdf(x = x_i) \quad ; \text{Rassal ayrık değişkenlerin } (x_1, x_2, \dots, x_n) \text{ değerlerinden birini alma olasılığı} \end{array} \right.$$

Bir rassal değişkenin birikimli dağılım fonksiyonunun iki özelliği vardır:

- i. $0 \leq Cdf(x) \leq 1$
- ii. Eğer $x_0 < x_1 \rightarrow Cdf(x_0) \leq Cdf(x_1)$

2.4.2.1. Rassal Örnekleme

[a,b] aralığında tanımlı olan x rassal değişkeninin örnekleme için, birikimli dağılım fonksiyonu, [0,1] aralığında tekdüze dağılıma sahip olan bir rassal sayıya (ξ 'e) eşitlenerek ters dönüşüm yöntemi kullanılır [11,40-44].

$$\begin{aligned} CDF(x) &= \xi \\ \Rightarrow x &= CDF^{-1}(\xi) ; \quad \xi \in [0,1] \text{ \& } x \in [a,b] \end{aligned} \quad (2.18)$$

2.4.2.2. Doğruluk ve hassasiyet

Monte Carlo yönteminde, birçok tekrardan sonra elde edilen sonuçların kullanımı ile bulunması istenen değerlerin ortalama örneklem sonucu elde edilir. Elde edilen bu ortalama değerdeki belirsizlik ile güven aralığı istatistiksel yöntemler kullanılarak tahmin edilir. Örneğin, bir $x (\in [a,b])$ değişkeninin olasılık dağılım fonksiyonu $f(x)$ olarak düşünüldüğünde gerçek ortalama şu şekilde hesaplanır:

$$E(x) = \int_a^b x f(x) dx \quad (2.19)$$

Gerçek varyans ise şu şekildedir:

$$\sigma^2 = E(x^2) - (E(x))^2 \quad (2.20)$$

Bunu belirtmeliyiz ki tüm Monte Carlo benzeşimleri için gerçek ortalama ve varyansın elde edilmesi mümkün değildir.

N sayıda rassal x örnekleri için, örnek ortalaması ve örnek varyansı aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \\ S^2 &= \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \end{aligned} \quad (2.21)$$

Örneklerin standart sapması, varyansın karekökü ile elde edilir.

$$SD = \sqrt{S^2} \quad (2.22)$$

Eğer m tane örnekleme yapılırsa, her bir örneklemede \bar{x} değerinin farklı olduğu \bar{x} 'de bir belirsizlik olduğunu gösterir. Merkezi limit teoremi, büyük m için ortalamasının normal

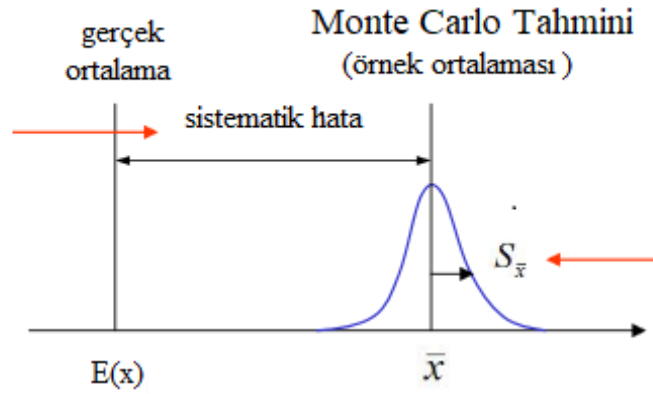
dağılıma yaklaştığını belirtir. Buna dayanarak, \bar{x} 'in tahmini varyansı, örnek varyansı cinsinden şöyle tanımlanır:

$$S_{\bar{x}}^2 = \frac{S^2}{N} \quad (2.23)$$

Ortalamanın standart hatası ise, standart sapma cinsinden şöyle tanımlanır:

$$SE = S_{\bar{x}} = \frac{SD}{\sqrt{N}} \quad (2.24)$$

Gerçek ortalama ve örnek ortalaması arasındaki farka doğruluk veya sistematik hata denir ve istatistiksel dalgalanmadan kaynaklanan belirsizlik ($S_{\bar{x}}$), hassasiyet olarak adlandırılır [11,40, 43].



Şekil 2.3. Doğruluk ve hassasiyet gösterimi.

Monte Carlo sonucunun hassasiyeti için güven aralığı tanımlanır. Bunun için de Merkezi Limit teoremi kullanılır ve \bar{x} için tahmini aralık şu şekilde elde edilir:

$$\bar{x} \pm \lambda S_{\bar{x}} \quad (2.25)$$

Örneğin, $\lambda = 1$ ise, $[\bar{x} - \frac{SD}{\sqrt{N}}, \bar{x} + \frac{SD}{\sqrt{N}}]$ aralığı, doğru ortalamayı içeren %68 olasılığa sahiptir. Farklı λ değerleri için sonuçlar Çizelge 2. 3 'de gösterilmektedir [40,45].

Çizelge 2. 3. Farklı λ değerleri için güven aralığı sınırları.

λ	0.25	0.5	1	1.5	2	3	4
Güvenirlik sınırı	20%	38%	68%	87%	95%	99%	99.99%

Farklı benzeşim tekniklerini karşılaştırmak için değer katsayısı (FOM) bir kriter olarak kullanılmaktadır:

$$FOM = \frac{1}{R^2 T} \quad (2.26)$$

$R \left(= \frac{S_{\bar{x}}}{\bar{x}} = \frac{SD}{\bar{x} \sqrt{N}} \right)$, örnek ortalamasının göreceli hatasıdır ve T ise parçacıkları simüle etmek için bilgisayarın harcadığı zamandır. T zamanı $N \times t_p$ olarak ifade edilebilir. Burada, t_p bir parçacığın benzeşimi için harcanan ortalama hesaplama zamanıdır. Bu tanımlar kullanılarak FOM hesaplandığında, $FOM = \frac{\bar{x}^2}{SD^2 t_p}$ sabit değerini almaktadır. Daha etkili bir benzeşim yöntemi için SD azaltılmalı veya t_p azaltılarak FOM artırılabilir. Analog olmayan Monte Carlo yöntemlerindeki temel amaç $SD^2 t_p$ değerini minimum yapmaktır.

2.4.2.3. Binom dağılımı

Binom dağılımı ilk önce çok daha basit olan Bernoulli dağılımıyla oluşturulabilir. Bernoulli dağılımı basit bir evet ya da hayır rassal olaydır. Bir Bernoulli rassal olayının sonuçları 0 ve 1 ile verilirse, Bernoulli dağılımı aşağıdaki şekilde tanımlanabilir:

$$\begin{cases} P(X = 1) = p \\ P(X = 0) = 1 - p \end{cases} \quad (2.27)$$

Bernoulli dağılımının ortalama ve varyansı aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned} E(X) &= p \\ V(X) &= p(1 - p) \end{aligned} \quad (2.28)$$

Deneme veya geçmiş (parçacık) sayısı N ise standart sapma, standart hata ve göreceli hata şu şekilde hesaplanır [11,43]:

$$\begin{aligned} SD &= \sqrt{P(1 - P)} \\ SE &= \frac{\sqrt{P(1 - P)}}{\sqrt{N}} \end{aligned} \quad (2.29)$$

$$R = \frac{\sqrt{(1-P)}}{\sqrt{NP}}$$

Nötron transportunda, üretilen nötron, ya sistemden kaçır (örneğin, $X = 1$) veya sistem içinde soğurulur. Buna bakarak, nötron transportunda bile Binom dağılımı kullanılabilir.

$$P_{kill}(X = 1) = p_{esc} \tag{2.30}$$

$$P_{kill}(X = 0) = 1 - p_{esc} = p_a$$

Bu durumda sistemden kaçan veya sistem içinde yakalanan nötronların standart sapmaları eşit olarak verilir:

$$SD = \sqrt{P_{esc}(1 - P_{esc})} = \sqrt{P_a(1 - P_a)} \tag{2.31}$$

güven aralığı ise aşağıdaki gibi verilir:

$$\left[P - \frac{\lambda SD}{\sqrt{N}}, P + \frac{\lambda SD}{\sqrt{N}} \right]$$

3. TEK ENERJİ GRUPLU REAKTÖR KİNETİĞİ

Bu bölümde, başlangıçta kararlı durumda olan tek boyutlu ve tek enerji gruplu çıplak ve yansıtıcılı reaktörlerin zamana bağlı davranışları incelenmektedir. Farklı reaktivite geçiş durumları için gelişmiş tek ve iki nokta reaktör kinetik modellerini kullanarak gerçek nötron yoğunluğu ve gerçek reaktör gücü hesaplanır. Gelişmiş nokta reaktör kinetik modellerinden elde edilen sonuçlar ise özfonksiyon açılım yöntemi kullanılarak konuma ve zamana bağlı difüzyon teorisinden elde edilen sonuçlarla karşılaştırılır.

3.1. Özfonksiyon Açılım Yöntemi

Özfonksiyon açılım Yönteminde (ÖAY), konuma ve zamana bağlı akı ve öncü yoğunlukları konuma bağlı şekil fonksiyonuyla bir zaman fonksiyonunun çarpımından elde edilen konum ve zaman bağımlı fonksiyonların doğrusal bir kombinasyonu olarak tanımlanır. Şekil fonksiyonları nötron difüzyon denkleminin elde edilen özdeğerlere karşı gelen özfonksiyonlardır (modlardır). Sturm-Liouville teoremine dayanarak, kritiklik probleminde elde edilen k-özdeğerlerine karşılık gelen özfonksiyonların karşılıklı-diklik şartını sağlamadıkları bilinmektedir. Bu nedenle, bu tezde, özfonksiyon açılım yönteminde, ω (bazen α olarak da adlandırılan) modlar, karşılıklı-dik olma özellikleri nedeniyle kullanılmıştır. İki yaygın ω -özdeğer türü vardır[46-53]:

i. Ani ω - özdeğerleri yöntemi

Bu yöntemde, öncü yoğunluğunun zamana göre türevi sifira eşit alınarak $\lambda C(x, t) = v_d \Sigma_f \varphi(x, t)$ elde edilir ve konuma ve zamana bağlı akı $\varphi(x, t) = \psi(x)e^{\omega t}$ formunda alınır. Böylelikle, difüzyon denkleminde $\varphi(x, t)$ ve $\lambda C(x, t)$ yerine sırasıyla $\psi(x)e^{\omega t}$ ve $v_d \Sigma_f \varphi(x, t)$ yerleştirilerek, $\left[\frac{\omega}{v} + L \right] \psi(x) = F\psi(x)$ formunda denklem elde edilir. Bu denklemi çözmek üzere sınır koşulları uygulanır ve ani ω - özdeğerlerini elde etmek için ilgili transandant denklem elde edilir. Ardından her bir özdeğere karşılık gelen özfonksiyon(mod), $\psi_n(x)$, hesaplanır. Maksimum ω değerine karşılık gelen mod, temel mod olarak bilinir.

$\psi(x)$ özfonksiyonları karşılıklı-diklik özellikleri aşağıdaki gibidir:

$$\int \psi_m^+(x)\psi_n(x)dx = \delta_{mn} = \begin{cases} 1 & , m = n \text{ olursa} \\ 0 & , m \neq n \text{ olursa} \end{cases} \quad (3.1)$$

δ_{mn} Kronecker deltası olarak adlandırılmıştır.

$\psi_m^+(x)$ eklenik nötron akısıdır ve aşağıda verilen denklemin çözümünden elde edilir.

$$\left[\frac{\omega}{v} + L^+ \right] \psi^+(x) = F^+ \psi^+(x) \quad (3.2)$$

Tek gruplu problemlerde, eklenik akı ve statik akının aynı olduğunu belirtmek gerekir, yani, $\psi^+(x) = \psi(x)$.

Konuma ve zamana bağlı difüzyon ve öncü yoğunlukları denklemlerinde, nötron akısı ve öncü yoğunlukları, aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\varphi(x, t) = \sum_{n=1}^N \phi_n(t) \psi_n(x) \quad (3.3)$$

$$C(x, t) = \sum_{n=1}^N C_n(t) \psi_n(x) \quad (3.4)$$

Burada N , alınan özdeğerlerin veya modların sayısını temsil eder. Bu tez çalışmasında, en az 10 mod dikkate alınmıştır.

Özfonksiyonların karşılıklı-diklik özelliklerini kullanarak, $\phi_n(t)$ ve $C_n(t)$ zaman fonksiyonlarını elde etmek için birinci dereceden bir matris diferansiyel denklemi elde edilir. Bu matris denkleminin çözümünden elde edilen özdeğerler, zaman özdeğerleri olarak adlandırılır ve Λ ile gösterilir. $\phi_n(t=0)$ ve $C_n(t=0)$ başlangıç koşulları kullanılarak zaman fonksiyonları ve ardından konuma ve zamana bağlı akı ve öncü yoğunlukları elde edilir.

ii. Tam ω -özdeğerleri yöntemi

Bu yöntemde, konuma ve zamana bağlı akı ve öncü yoğunluğu sırasıyla $\psi(x)e^{\omega t}$ ve $C(x)e^{\omega t}$ alınarak difüzyon ve öncü yoğunluğu denklemleri aşağıdaki gibi yazılır:

$$\begin{bmatrix} \frac{\omega}{v} & 0 \\ 0 & \omega \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi(x) \\ C(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_P - L & \lambda \\ F_d & -\lambda \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi(x) \\ C(x) \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

$C(x)$ fonksiyonu $\psi(x)$ cinsinden aşağıdaki gibi yazılır.

$$C(x) = \frac{F_d}{\lambda + \omega} \psi(x) \quad (3.6)$$

Bu ilişkiyi difüzyon denkleminde yerleştirerek, $(F_P - L - \frac{\omega}{v} + \frac{\lambda F_d}{\lambda + \omega}) \psi(x) = 0$ formunda bir denklem elde edilir. Sınır koşullarını uygulayarak, tam ω -özdeğerlerini ve

karşılık gelen özfonksiyonlarını elde etmek için ilgili transandant denklem elde edilir. Ani ω -özdeğerleri modelinden elde edilen zaman özdeğerleri ile tam ω -özdeğerlerinin eşit olduklarını belirtmeliyiz.

Konuma ve zamana bağlı difüzyon ve öncü yoğunluğu denklemlerinde, nötron akısı ve öncü yoğunlukları, aşağıdaki gibi yazılır:

$$\begin{aligned}\varphi(x, t) &= \sum_{n=1}^N A_n e^{w_n t} \psi_n(x) \\ C(x, t) &= \sum_{n=1}^N A_n e^{w_n t} C_n(x)\end{aligned}\tag{3.7}$$

A_n katsayıları, başlangıç koşulu uygulanarak ve karşılıklı-diklik özelliğinin kullanılmasıyla elde edilir. $\psi(x)$ ve $C(x)$ özfonksiyonları karşılıklı-diklik özellikleri aşağıdaki gibidir:

$$\int \psi_m^+(x) \frac{1}{v} \psi_n(x) dx + \int C_m^+(x) C_n dx = \delta_{mn}\tag{3.8}$$

$\psi_m^+(x)$ ve $C_m^+(x)$ eklenik fonksiyonlar aşağıdaki denklemin sonucudur.

$$\begin{bmatrix} \frac{\omega}{v} & 0 \\ 0 & \omega \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi^+(x) \\ C^+(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (F_P - L)^+ & F_d \\ \lambda & -\lambda \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi^+(x) \\ C^+(x) \end{bmatrix}\tag{3.9}$$

$C^+(x) = \frac{\lambda}{\lambda + \omega} \psi^+(x)$ ifadesini difüzyon denkleminde yerleştirerek, $\left(F_P - L - \frac{\omega}{v} + \frac{\lambda F_d}{\lambda + \omega} \right) \psi^+(x) = 0$ formunda bir denklem elde edilir.

Tam ω -özdeğerleri yönteminden elde edilen transandant denklemin, ani ω -özdeğerleri yönteminden elde edilen transandant denkleme karşı daha karmaşık olması nedeniyle, bu tezde yansıtıcı levha reaktörlerde farklı reaktivite geçiş durumlarında, kolayca uygulanabilen ani ω -özdeğerleri yöntemi dikkate alınmaktadır.

3.2. Tek Nokta Reaktör Kinetiği Modeli

Reaktör kinetiği nötron akısının, reaktör gücünün ve öncü yoğunluğunun zamana bağlı davranışlarının kısa zaman aralıklarında incelenmesidir. Belirtmeliyiz ki, kısa zaman aralıklarında yakıtın yanmasının ve fisyon ürünlerinin üretiminin etkileri ihmal edilebilir, yani reaktör kompozisyonun değişmediği varsayılmaktadır. Reaktörün belli bir bölgesinin özelliklerinde (örneğin, makroskobik tesir kesitlerde) yapılan bir pertürbasyon

sonucu, sistemin kararlı durumdan zamana bağılı bir duruma geçtiği ve bu geçişin zamana ve konuma bağılı çözümünü elde edilmesi için difüzyon veya transport denklemlerinin çözümü gerekmektedir. Böyle bir geçiş durumunda, nötronların yaşam ömrü kısa olduğu için, akının pertürbasyon sonrasındaki sistemin temel modunu tanımlayan konuma bağılı özfonksiyona yakınsaması birkaç milisaniye sürer ve bu süreden sonra sistemin reaktivitesinden kaynaklanan zamana bağılı değişime göre akının seviyesi değişir. Bu nedenle, pertürbasyon sonucunda sistem davranışını çok doğru bir şekilde tahmin etmek için sadece akı seviyesindeki değişiklikleri tahmin edebilmek yeterli olabilir. Bu yaklaşım, geleneksel tek nokta reaktör kinetiği olarak adlandırılan yaklaşım yönteminin temelidir. Bu yaklaşımda konuma ve zamana bağılı nötron akısı, zaman içinde yavaşça değişen bir konuma bağılı şekil fonksiyonu ile tamamen zamana bağılı bir genlik fonksiyonunun (ağırlıklı nötron yoğunluğu) çarpımıyla ifade edilir[54-56].

$$\varphi(x, t) = S(x, t) \times N(t) \quad (3.10)$$

Herhangi bir pertürbasyon nedeniyle reaktörün geçiş analizini incelemek için, geleneksel Tek Nokta Reaktör Kinetiği Modelinde (TNRKM) genlik fonksiyonu hem nötron yoğunluğu hem de reaktör gücü ile orantılı olarak alınır.

$$N(t) = \int W(x) \frac{1}{v} \varphi(x, t) dx \quad (3.11)$$

Böylelikle, şekil fonksiyonu zamana bağılı olmasına rağmen, herhangi bir t zamanında, normalizasyon koşulu sağlanır:

$$\int W(x) \frac{1}{v} S(x, t) dx = 1.0 \quad (3.12)$$

Nokta kinetiği yaklaşım modelinde, genlik fonksiyonunu olabildiğince doğru bir şekilde belirlemek için, nokta kinetiği parametrelerinin belirlenmesindeki hataları en aza indirilecek şekilde, $W(x)$ ' ile gösterilen bir ağırlık veya önem fonksiyonu seçilir. Çoğu durumda, sistemin pertürbasyondan önceki eklenik akısı $W(x)$ kullanılmıştır [15, 56-59].

Zamana bağılı nötron difüzyon denklemlerinde $\varphi(x, t)$, $S(x, t) \times N(t)$ ile değiştirilir ve elde edilen denklemler, ağırlık fonksiyonu ile çarpılır. Daha sonra uzamsal integral gerçekleştirilir, kinetik parametreler hesaplanır, ve birkaç işlem sonrası, birleşik diferansiyel denklemler sistemi şeklinde olan nokta reaktörü kinetik modeli, harici nötron kaynağı olmadan, aşağıdaki gibi türetilir:

$$\begin{cases} \frac{dN(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} N(t) + \sum_{i=1}^I \lambda_i C_i(t) \\ \frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} N(t) - \lambda_i C_i(t) \quad (i = 1, 2, \dots, I) \end{cases} \quad (3.13)$$

Burada $\rho(t)$ sistemin reaktivitesi, $\rho(0) = 0.0$, Λ nötron üretim zamanı, λ_i ve β_i i 'inci öncü grubunun bozunum sabiti ve gecikmiş nötron kesri, $\beta = \sum_{i=1}^I \beta_i$ toplam gecikmiş nötron kesri, ve $C_i(t)$ i 'inci öncü grubunun ağırlıklı öncü yoğunluğu olarak tanımlanır.

Difüzyon denklemlerinin çözümleri bize gerçek gücü ve gerçek nötron yoğunluğunu verirken, nokta kinetiği modelinde genlik fonksiyonu güç ve nötron yoğunluğu ile orantılı alınır. Bu iki yaklaşımdan elde edilen sonuçları birbirleriyle karşılaştırılabilir hale getirmek için, şekil fonksiyonu kavramını kullanarak, Gelişmiş Tek Nokta Reaktör Kinetiği Modeli (GTNRKM) gerçek gücü ve nötron yoğunluğunu elde etmek üzere türetilmiştir [60]. Bu modelde reaktörün gerçek gücü, $P(t)$, ve gerçek nötron yoğunluğunu, $n(t)$, genlik fonksiyonu cinsinden aşağıdaki gibi yazılır:

$$n(t) = \int \frac{1}{v} \varphi(x, t) dx = \left[\int \frac{1}{v} S(x, t) dx \right] N(t) = \eta(t) N(t) \quad (3.14)$$

$$P(t) = \int E_R \Sigma_f(x) \varphi(x, t) dx = \left[\int E_R \Sigma_f(x) S(x, t) dx \right] N(t) = \chi(t) N(t) \quad (3.15)$$

Denklem (3.13)'de $N(t)$ yerine $n(t)/\eta(t)$ kullanarak, gerçek nötron yoğunluğunu veren GTNRKM aşağıdaki gibidir:

$$\begin{cases} \frac{dn(t)}{dt} = \left(\frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} + \frac{1}{\eta(t)} \frac{d\eta(t)}{dt} \right) n(t) + \sum_{i=1}^I \lambda_i \eta(t) C_i(t) \\ \frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\eta(t) \Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t) \quad (i = 1, 2, \dots, I) \end{cases} \quad (3.16)$$

Benzer şekilde, reaktörün gerçek gücünü veren GTNRKM aşağıdaki gibidir

$$\begin{cases} \frac{dP(t)}{dt} = \left(\frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} + \frac{1}{\chi(t)} \frac{d\chi(t)}{dt} \right) n(t) + \sum_{i=1}^I \lambda_i \chi(t) C_i(t) \\ \frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\chi(t) \Lambda} P(t) - \lambda_i C_i(t) \quad (i = 1, 2, \dots, I) \end{cases} \quad (3.17)$$

3.3. Yansıtıcılı Reaktörlerin İki Nokta Reaktör Kinetiği Modeli

Deneyisel sonuçlar, küçük bir korun kalın bir yansıtıcı ile çevrili olduğu güçlü yansıtıcılı reaktörler gibi bazı yansıtıcıli sistemlerin kinetik davranışlarını TNRK M'nin yeterince tanımlayamadığını doğrulamaktadır. Bu tür reaktörlerde, etkin nötron yaşam ömrü, yansıtıcıdaki nötron ortalama ömründen güçlü bir şekilde etkilenir [4,61]. Bu nedenle, Avery tarafından geliştirilen birleşik reaktör teorisine dayanarak ve tek nötron enerji grubu kullanarak, yansıtıcıli reaktörlerin kinetik davranışını analiz etmek için, İki Nokta Reaktör Kinetiği Modeli (İNRKM) Cohn tarafından geliştirilmiş ve Van Dam ve Spriggs ile arkadaşları tarafından yeniden türetilmiştir [4-8]. Bu modelde, kordan yansıtıcıya kaçan fisyon nötronlarının kesri, ve yansıtıcıdan kora geri dönen nötron kesri sırasıyla f_{cr} ve f_{rc} ile gösterilir. f_{cr} ve f_{rc} yansıtıcıli reaktör birleşik parametreleri olarak bilinir, ve nötronların kor ve yansıtıcı arasındaki göçünü tanımlar.

$$\begin{cases} \frac{dN_c(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta - f_{cr} f_{rc}}{\Lambda_c} N_c(t) + \frac{f_{rc}}{l_r} N_r(t) + \sum_{i=1}^I \lambda_i C_i(t) \\ \frac{dN_r(t)}{dt} = \frac{f_{cr}}{\Lambda_c} N_c(t) - \frac{N_r(t)}{l_r} \\ \frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} N_c(t) - \lambda_i C_i(t) \quad i = 1, 2, \dots, I \end{cases} \quad (3.18)$$

Burada $N_c(t)$ ve $N_r(t)$ sırasıyla kor ve yansıtıcı bölgelerindeki nötron yoğunluğu, $\rho(t) = \rho_\infty(t) - f_{cr}(1 - f_{rc})$ sistem reaktivitesi, $\rho_\infty(t) = 1 - \frac{\Sigma_{a,c}}{v\Sigma_{f,c}}$ sonsuz kor reaktivitesi, $\Lambda_c = \frac{1}{v\Sigma_{f,c}}$ sonsuz kor'da nötron üretim zamanı, $l_r = \frac{1}{v(\Sigma_{a,r} + \Sigma_{l,r} + \Sigma_{rc})}$ yansıtıcıdaki nötron ortalama ömrü, $f_{cr} = \frac{\Sigma_{cr}}{v\Sigma_{f,c}}$, $f_{rc} = \frac{\Sigma_{rc}}{(\Sigma_{a,r} + \Sigma_{l,r} + \Sigma_{rc})}$, Σ_{cr} kordan yansıtıcıya nötron transferi için tanımlanan makroskobik tesir kesiti, Σ_{rc} yansıtıcıdan kora nötron transferi için tanımlanan makroskobik tesir kesiti, $\Sigma_{l,r}$ yansıtıcı için sızma veya kaçma tesir kesiti (kor bölgesine değilde, yansıtıcının dışına kaçan nötronlar için tanımlanmış olup), Σ_a soğurulma tesir kesiti, v fisyon başına açığa çıkan toplam nötron sayısı ve v nötron hızıdır.

Bir başka iki nokta reaktör kinetiği modelinde ise yansıtıcıdan kora yansıyan nötronlar ek bir gecikmiş nötron grubu gibi tanımlanarak aşağıdaki diferansiyel denklemler yazılır [61-62]:

$$\begin{cases} \frac{dN_c(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta - \rho_r(t)}{\Lambda_c(t)} N_c(t) + \frac{1}{\Lambda_r(t)} N_r(t) + \sum_{i=1}^I \lambda_i C_i(t) \\ \frac{dN_r(t)}{dt} = \frac{\rho_r(t)}{\Lambda_c(t)} N_c(t) - \frac{N_r(t)}{\Lambda_r(t)} \\ \frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda_c(t)} N_c(t) - \lambda_i C_i(t) \quad i = 1, 2, \dots, I \end{cases} \quad (3.19)$$

Burada $N_c(t)$ kor bölgesindeki nötron yoğunluğu, $N_r(t)$ yansıtıcıdan kora yansıyan nötronların yoğunluğu, Λ_c herhangi bir yansıtılmış nötron olmadan kor bölgesindeki nötronların üretim zamanı, Λ_r kordan kaçan ve sonunda kora geri dönen ve fisyon zinciri tepkimesine önemli bir katkısı olan nötronların üretim zamanı, ρ_r yansıtıcıdan kora yansıyan nötronların neden olduğu pozitif reaktivite kazancını ve fisyonla neden olan yansıyan nötronların ürettiği fisyon nötronlarının sayısı ile sistemde üretilen toplam fisyon nötronlarının sayısı arasındaki oran olarak tanımlanır.

Bu İNRKM formunda, kinetik parametrelerin belirlenmesi aşağıdakilerin bilinmesini gerektirir:

- i. $\varphi_{C_{C+R}}(x, t)$ ve $\varphi_{R_{C+R}}(x, t)$: Kor ve yansıtıcı bölgelerdeki konuma ve zamana bağlı nötron sayıl akıları.
- ii. $\varphi_C(\vec{x}, t)$: Çıplak bir korda üretilen ve kor bölgesinden kaçmayan nötronlara karşılık gelen konuma ve zamana bağlı nötron akısı.
- iii. $\Delta\varphi_{C_{C+R}}(x, t) = \varphi_{C_{C+R}}(x, t) - \varphi_C(x, t)$: Reaktör korunda üretilen ve kordan yansıtıcı bölgesine kaçan ve dolayısıyla hem kor hem de yansıtıcı bölgelerindeki nötron yoğunluğuna katkıda bulunan nötronların kor bölgesindeki konuma ve zamana bağlı akı.
- iv. $\Delta\varphi_{R_{C+R}}(x, t) = \varphi_{R_{C+R}}(x, t)$: Reaktör korunda üretilen ve kordan yansıtıcı bölgesine kaçan ve dolayısıyla hem kor hem de yansıtıcı bölgelerindeki nötron yoğunluğuna katkıda bulunan nötronların yansıtıcı bölgesindeki konuma ve zamana bağlı akı.

Kinetik parametreler aşağıdaki gibi hesaplanırlar:

$$\rho_R(t) = \frac{\int_{C+R} W(x) v\nu\Sigma_f \Delta\varphi_{C+R}(x, t) dx}{\int_{C+R} W(x) v\nu\Sigma_f \varphi_{C+R}(x, t) dx} \quad (3.20)$$

$$\Lambda_c(t) = \frac{\int_C W(x) \varphi_c(x, t) dx}{\int_C W(x) v\nu\Sigma_f \varphi_c(x, t) dx} \quad (3.21)$$

$$\Lambda_R(t) = \frac{\int_{C+R} W(x) \Delta\varphi_{C+R}(x, t) dx}{\int_{C+R} W(x) v\nu\Sigma_f \Delta\varphi_{C+R}(x, t) dx} \quad (3.22)$$

kor bölgesinde üretilen ve kaçmayan nötronların çoğaltma faktörü k_c ile gösterilir:

$$k_c(t) = \frac{\int_C W(x) v\nu\Sigma_f \varphi_c(x, t) dx}{\int_C W(x) v(-D_c\nabla^2 + \Sigma_{a,c}) \varphi_c(x, t) dx} \quad (3.23)$$

Yansıyan nötronlar dâhil olmak üzere sistemin etkin reaktivitesi ve nötron üretim zamanı aşağıdaki gibi verilir:

$$\rho(t) = \rho_c(t) (1 - \rho_R(t)) + \rho_R(t) \quad (3.24)$$

$$\rho_c(t) = 1 - \frac{1}{k_c(t)}$$

$$\Lambda(t) = \Lambda_c(t) (1 - \rho_R(t)) + \Lambda_R(t) \rho_R(t) \quad (3.25)$$

Kor bölgesinde şekil fonksiyonu $S_{C+C+R}(x, t) = \varphi_{C+C+R}(x, t)/N_c(t)$ olarak tanımlanır. Kor bölgesindeki gerçek gücü ve nötron yoğunluğu, kor bölgesindeki genlik fonksiyonu cinsinden aşağıdaki gibi yazılır.

$$n_c(t) = \int \frac{1}{v_c} \varphi_{C+C+R}(x, t) dx = \left[\int \frac{1}{v_c} S_{C+C+R}(x, t) dx \right] N_c(t) \quad (3.26)$$

$$= \eta(t) N_c(t)$$

$$P(t) = \int E_R \Sigma_{fc}(x) \varphi_{C+C+R}(x, t) dx = \left[\int E_R \Sigma_{fc}(x) S_{C+C+R}(x, t) dx \right] N_c(t) \quad (3.27)$$

$$= \chi(t) N_c(t)$$

Gelişmiş İki Nokta Reaktör Kinetiği Modeli (GİNRRKM) gerçek nötron yoğunluğu cinsinden aşağıdaki denklem sisteminde verilmektedir.

$$\begin{cases} \frac{dn_c(t)}{dt} = \left(\frac{\rho(t) - \beta - \rho_r(t)}{\Lambda_c(t)} + \frac{1}{\eta(t)} \frac{d\eta(t)}{dt} \right) n_c(t) + \frac{\eta(t)}{\Lambda_r(t)} N_r(t) + \sum_{i=1}^I \lambda_i \eta(t) C_i \\ \frac{dN_r(t)}{dt} = \frac{\rho_r(t)}{\eta(t) \Lambda_c(t)} n_c(t) - \frac{N_r(t)}{\Lambda_r(t)} \\ \frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda_c(t) \eta(t)} N_c(t) - \lambda_i C_i(t) \quad i = 1, 2, \dots, I \end{cases} \quad (3.28)$$

GİNRRKM reaktörün gerçek gücü cinsinden aşağıdaki gibidir:

$$\begin{cases} \frac{dP(t)}{dt} = \left(\frac{\rho(t) - \beta - \rho_r(t)}{\Lambda_c(t)} + \frac{1}{\chi(t)} \frac{d\chi(t)}{dt} \right) P(t) + \frac{\chi(t)}{\Lambda_r(t)} N_r(t) + \sum_{i=1}^I \lambda_i \chi(t) C_i(t) \\ \frac{dN_r(t)}{dt} = \frac{\rho_r(t)}{\chi(t) \Lambda_c(t)} P(t) - \frac{N_r(t)}{\Lambda_r(t)} \\ \frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda_c(t) \chi(t)} N_c(t) - \lambda_i C_i(t) \quad i = 1, 2, \dots, I \end{cases} \quad (3.29)$$

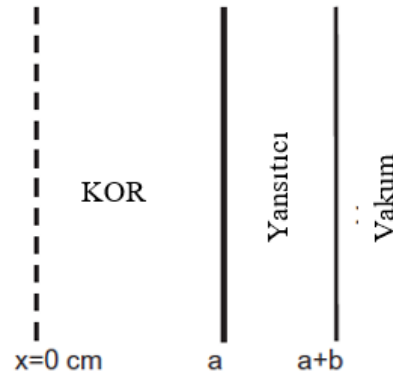
3.4. Örnek Test Problemleri

Bu bölümde, farklı test problemleri için, reaktörün gerçek nötron yoğunluğu ve gerçek gücü, ÖAY ve nokta reaktör kinetiği modellerini kullanarak, birbirleriyle karşılaştırmak amacıyla, elde edilmiştir. Farklı ağırlık fonksiyonları için, kinetik parametrelerini belirlemek için gerekli akılar ÖAY kullanılarak hesaplanmıştır.

3.4.1. Yansıtıcılı Reaktör

3.4.1.1. Difüzyon Denklemi Çözümü

Bu örnek problem, Şekil 3.1'de gösterilen kritik bir yansıtıcı levha reaktör için tanımlanmıştır. $0 \leq x < a$ bölgesi, b cm kalınlığı olan bir yansıtıcıyla çevrelenen bir nötron çoğaltıcı ortamını temsil eder. Kor ve yansıtıcı bölgelerinin dış sınırları, sırasıyla yansıtma ve vakum sınır koşullarına tabidir. Pertürbasyon öncesi, kor ve yansıtıcı bölgelerine karşılık gelen kritik durum statik akıları hesaplanır ve sırasıyla $\varphi_c(x, 0)$ ve $\varphi_R(x, 0)$ ile gösterilir. Bu akılar, pertürbasyon sonrası başlangıç koşulu olarak kullanılır.



Şekil 3.1: Yansıtıcılı levha reaktörün şematik gösterimi.

$t = 0$ s'de kor veya yansıtıcı bölgelerinde herhangi bir homojen pertürbasyon nedeniyle sistemin zaman ve konuma bağlı davranışı ÖAY'yi kullanarak incelenir. Zamana bağlı difüzyon ve öncü yoğunluğu denklemleri $t > 0$ için aşağıdaki gibi verilir:

$$\frac{1}{v_c} \frac{\partial \varphi_c(x, t)}{\partial t} = (1 - \beta) v \Sigma_{f,c} \varphi_c(x, t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(x, t) + D_c \frac{\partial^2 \varphi_c(x, t)}{\partial x^2} - \Sigma_{a,c} \varphi_c(x, t) \quad ; \quad 0 < x < a \quad (3.30)$$

$$\frac{1}{v_R} \frac{\partial \varphi_R(x, t)}{\partial t} = D_R \frac{\partial^2 \varphi_R(x, t)}{\partial x^2} - \Sigma_{a,R} \varphi_R(x, t) \quad ; \quad a < x < a + b + d \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial C_i(x, t)}{\partial t} = \beta_i v \Sigma_{f,c} \varphi_c(x, t) - \lambda_i C_i(x, t) \quad ; \quad 0 < x < a \quad (3.32)$$

Burada $\varphi(x, t)$ nötron sayıl akısı, v fisyon başına açığa çıkan toplam nötron sayısı, D difüzyon katsayısı, λ_i ve β_i i'nci öncü grubunun bozunum sabiti ve gecikmiş nötron kesri, $\beta = \sum_{i=1}^l \beta_i$, $C_i(x, t)$ i'nci öncü grubunun yoğunluğu, Σ_f ve Σ_a sırasıyla makroskobik fisyon ve soğurulma tesir kesitleri, $d = 2.13D_R$ yansıtıcı bölgesinin uzatılmış uzunluğu, t zaman, x konum, ve v nötron hızıdır. R ve c alt-simgeler ise sırasıyla yansıtıcı ve kor bölgelerine karşılık gelir.

Ani ω - özdeğerleri ve onlara karşılık gelen özfonksiyonları elde etmek için, $\lambda_i C_i(x, t) = \beta_i v \Sigma_{f,c} \varphi_c(x, t)$ kabul edilerek, difüzyon ve öncü yoğunluğu denklemleri aşağıdaki form dönüşür:

$$\frac{1}{v_c} \frac{\partial \varphi_c(x, t)}{\partial t} = v \Sigma_{f,c} \varphi_c(x, t) + D_c \frac{\partial^2 \varphi_c(x, t)}{\partial x^2} - \Sigma_{a,c} \varphi_c(x, t) \quad (3.33)$$

$$\frac{1}{v_R} \frac{\partial \varphi_R(x, t)}{\partial t} = D_R \frac{\partial^2 \varphi_R(x, t)}{\partial x^2} - \Sigma_{a,R} \varphi_R(x, t) \quad (3.34)$$

Yukarıdaki denklemlerde $\varphi_c(x, t)$ ve $\varphi_R(x, t)$ yerine, sırasıyla $\psi_c(x) e^{\omega t}$ ve $\psi_R(x) e^{\omega t}$ yerleştirilerek ve ilgili sınır koşullarını uygulayarak, ani ω - özdeğerleri aşağıdaki transadant denklemin çözümünden elde edilir:

$$\frac{D_c B_c}{D_R B_R} \tanh(B_R(b + d)) \tan(B_c a) = 1 \quad (3.35)$$

Burada $B_c = \sqrt{\frac{v \Sigma_{f,c} - \Sigma_{a,c} - \frac{\omega}{v_c}}{D_c}}$ ve $B_{Rn} = \sqrt{\frac{\Sigma_{a,R} + \frac{\omega}{v_R}}{D_R}}$.

ω -modlarını kullanarak, zamana bağlı nötron akısı ve öncü yoğunlukları aşağıdaki gibi yazılır:

$$\varphi_c(x, t) = \sum_{n=1}^N \phi_n(t) \psi_{c,n}(x) = \sum_{n=1}^N \phi_n(t) \sinh(B_{R_n}(b+d)) \cos(B_{c_n}x) \quad (3.36)$$

$$\begin{aligned} \varphi_R(x, t) &= \sum_{n=1}^N \phi_n(t) \psi_{R,n}(x) \\ &= \sum_{n=1}^N \phi_n(t) \cos(B_{c_n}a) \sinh(B_{R_n}(a+b+d-x)) \end{aligned} \quad (3.37)$$

$$C_i(x, t) = \sum_{n=1}^N C_{i_n}(t) \psi_{c,n}(x) = \sum_{n=1}^N C_{i_n}(t) \sinh(B_{R_n}(b+d)) \cos(B_{c_n}x) \quad (3.38)$$

$\phi_n(t)$ ve $C_{i_n}(t)$ zaman fonksiyonlarını bulmak üzere, (3.30) ve (3.31) denklemlerinde $\varphi_c(x, t)$, $\varphi_R(x, t)$ ve $C_i(x, t)$ yerine sırasıyla $\sum_{n=1}^N \phi_n(t) \psi_{c,n}(x)$, $\sum_{n=1}^N \phi_n(t) \psi_{R,n}(x)$ ve $\sum_{n=1}^N C_{i_n}(t) \psi_{c,n}(x)$ yerleştirilir, ve elde edilen denklemlerin her iki tarafını sırasıyla $\psi_{c,m}(x)$ ve $\psi_{R,m}(x)$ ile çarptıktan sonra konuma bağlı integral alınır, ve son olarak, elde edilen ifadelerin iki tarafının birbiriyle toplanması bir matris diferansiyel denklemi oluşturur:

$$\frac{d}{dt} \bar{X} \bar{\phi}(t) = \bar{W} \bar{\phi}(t) + \sum_{i=1}^6 \bar{Y}_i \bar{C}_i(t) \quad (3.39)$$

$$X(m, n) = \int_0^a \psi_{c,m}(x) \psi_{c,n}(x) dx + \int_a^{a+b+d} \psi_{R,m}(x) \psi_{R,n}(x) dx = \delta_{mn}$$

$$W(m, n) = P_{1,n} \int_0^a \psi_{c,m}(x) \psi_{c,n}(x) dx + P_{2,n} \int_a^{a+b+d} \psi_{R,m}(x) \psi_{R,n}(x) dx$$

$$Y_i(m, n) = \lambda_i v_c \left(\int_0^a \psi_{c,m}(x) \psi_{c,n}(x) dx \right);$$

$$P_{1,n} = v_c (v_p \Sigma_{f,c} - \Sigma_{a,c} - D_C B_{c,n}^2); P_{2,n} = v_R (D_R B_{R,n}^2 - \Sigma_{a,R}); \quad m, n = 1, \dots, N$$

Benzer şekilde, denklem (3.32)'nin her iki tarafının $\psi_{c,m}(x)$ ile çarpımından elde edilen ifadenin konuma bağlı integralinden bir diğer matris diferansiyel denklemler elde edilir:

$$\frac{d}{dt} \bar{Q} \bar{C}_i(t) = \bar{V}_i \bar{\phi}(t) - \bar{Z}_i \bar{C}_i(t) \quad ; i = 1, \dots, 6 \quad (3.40)$$

$$Q(m, n) = \int_0^a \psi_{c,m}(x) \psi_{c,n}(x) dx$$

$$V_i(m, n) = v_{d_i \Sigma_{f,c}} \left(\int_0^a \psi_{c,m}(x) \psi_{c,n}(x) dx \right)$$

$$Z_i(m, n) = \lambda_i \left(\int_0^a \psi_{c,m}(x) \psi_{c,n}(x) dx \right)$$

(3.39) ve (3.40) denklemleri birinci mertebeden birleşmiş diferansiyel denklemleri oluşturur:

$$\frac{d}{dt} \bar{A}(t) = \bar{R} \bar{A}(t) \quad (3.41)$$

$$\bar{M}_1 = \begin{pmatrix} \bar{X} & \bar{O} & \bar{O} & \dots & \bar{O} \\ \bar{O} & \bar{Q} & \bar{O} & \dots & \bar{O} \\ \bar{O} & \bar{O} & \bar{Q} & \ddots & \bar{O} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \bar{O} & \bar{O} & \dots & \bar{O} & \bar{Q} \end{pmatrix}_{7N \times 7N} \quad ; \quad \bar{M}_2 = \begin{pmatrix} \bar{W} & \bar{Y}_1 & \bar{Y}_2 & \dots & \bar{Y}_6 \\ \bar{V}_1 & -\bar{Z}_1 & \bar{O} & \dots & \bar{O} \\ \bar{V}_2 & \bar{O} & -\bar{Z}_2 & \ddots & \bar{O} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \bar{V}_6 & \bar{O} & \dots & \bar{O} & -\bar{Z}_6 \end{pmatrix}_{7N \times 7N}$$

$$\bar{R} = \bar{M}_1^{-1} \bar{M}_2 \quad ; \quad \bar{A}(t) = \begin{pmatrix} \bar{\phi}(t) \\ \bar{C}_1(t) \\ \vdots \\ \bar{C}_6(t) \end{pmatrix}_{7N \times 1} \quad ; \quad O(m, n) = 0.0 \quad ; \quad m, n = 1, \dots, N$$

Diferansiyel denklemler sistemi (3.41)'in çözümü şu şekildedir:

$$\bar{A}(t) = E_1 e^{\Lambda_1 t} \bar{y}_1 + E_2 e^{\Lambda_2 t} \bar{y}_2 + \dots + E_{7N} e^{\Lambda_{7N} t} \bar{y}_{7N} \quad (3.42)$$

Λ 'lar, zaman özdeğerleri olarak bilinen \bar{R} matrisinin özdeğerleridir; \bar{y}_i 'ler, \bar{R} matrisinin, Λ_i özdeğerine karşılık gelen özvektörleridir. E'ler ise sabit katsayılardır.

Sabit katsayıları bulmak üzere başlangıç ($t = 0$ s) koşulları kullanılmaktadır. Sistemin başlangıç akısı genel olarak $\Phi(x)$ düşünülürse:

$$\Phi(x) = \varphi_c(x, 0) = \sum_{n=1}^N \phi_n(0) \psi_{c,n}(x) \quad ; 0 \leq x < a \quad (3.43)$$

$$\Phi(x) = \varphi_R(x, 0) = \sum_{n=1}^N \phi_n(0) \psi_{R,n}(x) \quad ; a \leq x < a + b + d \quad (3.44)$$

Denklem (3.43)'ün ve denklem (3.44)'ün her iki taraflarını sırasıyla $\psi_{c,m}(x)$ ve $\psi_{R,m}(x)$ ile çarpılması, ve ardından ilgili konuma bağlı integrallerin hesaplanması ve son olarak elde edilen denklemlerin iki taraflarının toplanması bize bir doğrusal denklem sistemi verir:

$$\bar{\phi}_n(0) = \bar{\phi}_0 = \bar{T}^{-1} \bar{S} \quad (3.45)$$

$$T(m, n) = \left[\int_0^a \psi_{c,m}(x) \psi_{c,n}(x) dx + \int_a^{a+b+d} \psi_{R,m}(x) \psi_{R,n}(x) dx \right]$$

$$S(m, 1) = \int_0^a \psi_{c,m}(x) \Phi(x) dx + \int_a^{a+b+d} \psi_{R,m}(x) \Phi(x) dx$$

$$\phi_0(n, 1) = \phi_{0n}$$

Sistemin başlangıçta kararlı durum dengesinde olduğu varsayıldığı için :

$$\bar{C}_i(0) = \bar{Z}_i^{-1} \bar{V}_i \bar{\phi}_0 \quad (3.46)$$

$\bar{A}(0)$ bir homojen olmayan lineer denklemler sistemini temsil eder ve çözüldüğünde sabit katsayılar (E 'ler) elde edilir. Böylelikle $\phi_n(t)$ ve $C_{i_n}(t)$ zaman fonksiyonları elde edilir ve ardından konuma ve zamana bağlı nötron akıları ve öncü yoğunlukları hesaplanır. Elde edilen nötron akılarını kullanarak reaktörün gerçek gücü ve gerçek nötron yoğunluğu hesaplanabilir:

$$P(t) = \int E_r \Sigma_f(x) \varphi(x, t) dx \quad (3.47)$$

$$n_c(t) = \int_{Core} \frac{1}{V_c} \varphi_c(x, t) dx \quad (3.48)$$

$$n_R(t) = \int_{Ref} \frac{1}{V_R} \varphi_R(x, t) dx \quad (3.49)$$

Kordan yansıtıcıya kaçan fisyon nötronlarının zamana bağlı kesri ve yansıtıcıdan kora geri dönen nötronların zamana bağlı kesri, birleşik parametreler olarak bilinir ve aşağıdaki gibi verilir:

$$f_{cr}(t) = \frac{J_{out,c}(a, t)}{\int_C v \Sigma_{f,c} \varphi_c(x, t) dx} \quad (3.50)$$

$$f_{rc}(t) = \frac{J_{out,R}(a, t)}{J_{out,R}(a, t) + J_{out,R}(a + b, t) + \int_R \Sigma_{a,R} \varphi_R(x, t) dx} \quad (3.51)$$

3.4.1.2. Kinetik parametrelerin hesaplanması

İNRKM'inde, seçilmiş herhangi bir ağırlık fonksiyonu için, kinetik parametrelerin belirlenmesi için gereken akıları elde etmemiz gerekmektedir.

$\varphi_{C_{C+R}}(x, t)$ ve $\varphi_{R_{C+R}}(x, t)$ akıları sırasıyla, bölüm 3.4.1.1'de elde edilen, $\varphi_c(x, t)$ ve $\varphi_R(x, t)$ ile aynıdır.

$$\varphi_{C_{C+R}}(x, t) = \sum_{n=1}^N \phi_n(t) \psi_{C,n_{C+R}}(x) \quad (3.52)$$

$$\varphi_{R_{C+R}}(x, t) = \sum_{n=1}^N \phi_n(t) \psi_{R,n_{C+R}}(x) \quad (3.53)$$

Korda üretilen ve kor bölgesinden kaçmayan nötronlara karşılık gelen konuma ve zamana bağlı akıyı elde etmek için hem kordan kaçmayan nötronlar hem de kora yansıyan nötronlar kaynak terim olarak alınır. $\varphi_c(\vec{x}, t)$ 'nin zamana bağlılığı kor ve yansıtıcı bölgelerindeki akılarla aynıdır. Böylelikle, $\varphi_{C_{C+R}}(x, t) = \psi_{C,n_{C+R}}(x) e^{\omega t}$ ve $\varphi_C(x, t) = \psi_C(x) e^{\omega t}$ ifadelerini denklem (3.54)'de yerleştirerek ve çıplak bir levha sınır koşullarını uygulayarak, korda üretilen ve kor bölgesinden kaçmayan nötronlara karşılık gelen konuma ve zamana bağlı nötron akısı (3.55)'de verildiği gibi elde edilir.

$$\frac{1}{v_c} \frac{\partial \varphi_C(x, t)}{\partial t} = D_c \frac{\partial^2 \varphi_C(x, t)}{\partial x^2} - \Sigma_{a,c} \varphi_C(x, t) + v \Sigma_{f,c} \varphi_{C_{C+R}} \quad (3.54)$$

$$\begin{aligned} \varphi_C(x, t) &= \sum_{n=1}^N \phi_n(t) \psi_{C,n}(x) \\ &= \sum_{n=1}^N \phi_n(t) \left(-\kappa_n \cosh(B_{C,n} x) + \mu_n \gamma_n \cos(B_{C,n} x) \right) \end{aligned} \quad (3.55)$$

$$B_{C,n} = \sqrt{\frac{\Sigma_{a,c} + \frac{\omega_n}{v}}{D_c}}$$

$$\kappa_n = \frac{\mu_n \gamma_n \cos(B_{c,n} a)}{\cosh(B_{c,n} a)}$$

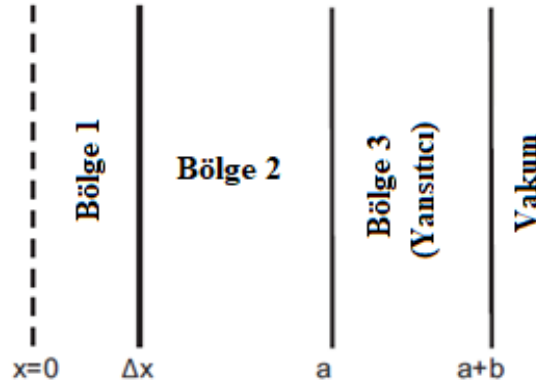
$$\mu_n = -\frac{1}{B_{c,n}^2 + B_{c,n}^2}$$

$$\gamma_n = -\frac{v \Sigma_{f,c}}{D_c} \sinh(B_{R,n} (b + d))$$

Reaktör korunda üretilen ve kordan yansıtıcı bölgesine kaçan ve dolayısıyla hem kor hem de yansıtıcı bölgelerindeki nötron yoğunluğuna katkıda bulunan nötronların kor ve yansıtıcı bölgelerindeki konuma ve zamana bağlı akıları sırasıyla $\Delta\varphi_{C+C+R}(x, t)$ ($= \varphi_{C+C+R}(x, t) - \varphi_C(x, t)$) ve $\Delta\varphi_{R+C+R}(x, t)$ ($= \varphi_{R+C+R}(x, t)$) 'e eşitler.

3.4.2. Üç Bölgeli Yansıtıcılı Reaktör

Bu test probleminde, başlangıçta kritik olan yansıtıcılı reaktörde, $t = 0$ 'da, kor sabitleri kor bölge 1'de $\Sigma_{f,1}, D_1$ ve $\Sigma_{a,1}$ ve kor bölge 2'de $\Sigma_{f,2}, D_2$ ve $\Sigma_{a,2}$ olarak pertürbe edilerek, sistem homojen olmayan pertürbasyona maruz kalır. Böylelikle, Şekil 3.2'de gösterildiği gibi, iki bölgeli bir kor üçüncü bölge olan bir yansıtıcı bölgesi ile çevrelenmiş olur.



Şekil 3.2: Kor bölgesinde homojen olmayan pertürbasyonun şeması

ω -modlarını kullanılarak, konuma ve zamana bağlı akılar ve öncü yoğunlukları aşağıdaki gibidir:

$$\varphi_1(x, t) = \sum_{n=1}^N \phi_n(t) \psi_{1,n}(x) = \sum_{n=1}^N \phi_n(t) f_{1,n} \cos(B_{1,n} x) \quad (3.56)$$

$$\varphi_2(x, t) = \sum_{n=1}^N \phi_n(t) \psi_{2,n}(x) = \sum_{n=1}^N \phi_n(t) (f_{2,n} \sin(B_{2,n}x) + f_{3,n} \cos(B_{2,n}x)) \quad (3.57)$$

$$\varphi_R(x, t) = \sum_{n=1}^N \phi_n(t) \psi_{R,n}(x) = \sum_{n=1}^N \phi_n(t) f_{6,n} \sinh(B_{R,n}(a + b + d - x)) \quad (3.58)$$

$$C_{1,i}(x, t) = \sum_{n=1}^N C_{i_n}(t) f_{1,n} \cos(B_{1,n}x) \quad (3.59)$$

$$C_{2,i}(x, t) = \sum_{n=1}^N C_{i_n}(t) (f_{2,n} \sin(B_{2,n}x) + f_{3,n} \cos(B_{2,n}x)) \quad (3.60)$$

$$f_{1,n} = D_2 B_{2,n}$$

$$f_{2,n} = D_2 B_{2,n} \sin(B_{2,n}\Delta x) \cos(B_{1,n}\Delta x) - D_1 B_{1,n} \sin(B_{1,n}\Delta x) \cos(B_{2,n}\Delta x)$$

$$f_{3,n} = D_2 B_{2,n} \cos(B_{2,n}\Delta x) \cos(B_{1,n}\Delta x) + D_1 B_{1,n} \sin(B_{1,n}\Delta x) \sin(B_{2,n}\Delta x)$$

$$f_{4,n} = D_1 B_{1,n} \sin(B_{1,n}\Delta x) [\sin(B_{2,n}\Delta x) \cos(B_{2,n}a) - \cos(B_{2,n}\Delta x) \sin(B_{2,n}a)]$$

$$f_{5,n} = D_2 B_{2,n} \cos(B_{1,n}\Delta x) [\sin(B_{2,n}\Delta x) \sin(B_{2,n}a) + \cos(B_{2,n}\Delta x) \cos(B_{2,n}a)]$$

$$f_{6,n} = \frac{f_4 + f_5}{\sinh(B_{R,n}(b + d))}$$

$$B_{1,n} = \sqrt{\frac{\nu \Sigma_{f,1} - \Sigma_{a,1} - \frac{\omega_n}{v_c}}{D_1}}, B_{2,n} = \sqrt{\frac{\nu \Sigma_{f,2} - \Sigma_{a,2} - \frac{\omega_n}{v_c}}{D_2}}$$

$$B_{R,n} = \sqrt{\frac{\Sigma_{a,3} + \frac{\omega_n}{v_R}}{D_3}} \text{ and } d = 2.13 D_R.$$

ω - özdeğerleri aşağıdaki transandant denklemden elde edilir:

$$\frac{f_3 \left(2 D_2 B_2 \tan(B_2 a) \left(\frac{1 + \alpha}{1 - \alpha} \right) - 1 \right)}{f_2 \left(2 D_2 B_2 \left(\frac{1 + \alpha}{1 - \alpha} \right) - \tan(B_2 a) \right)} = 1 \quad (3.61)$$

Burada $\alpha = \frac{1 - 2D_3 B_R \coth(B_R(b+d))}{1 + 2D_3 B_R \coth(B_R(b+d))}$ 'dir.

$C_{i_n}(t)$ ve $\phi_n(t)$ 'yi belirtmek için homojen olarak pertürbe edilen sistemde yapılan aynı metot tekrarlanır ve denklem (3.41)'e benzer bir birinci mertebeden matris diferansiyel denklemi elde edilir; yalnız bu durumda matris elemanlarının tanımında kullanılan kor bölgesindeki konuma bağlı integrallerin iki kısma ayrıldığını belirtmeliyiz. Elde edilen diferansiyel denklem sisteminin çözümü (3.42)'e benzerdir ve sabit katsayılar başlangıç koşulları kullanılarak hesaplanır.

İki nokta reaktör kinetik parametrelerin belirlenmesi için $\varphi_{1_{C+R}}(x, t)$, $\varphi_{2_{C+R}}(x, t)$ ve $\varphi_{R_{C+R}}(x, t)$ sırasıyla (3.56), (3.57) ve (3.58)'de verildiği gibi ifade edilir. Korda üretilen ve kor bölgesinden kaçmayan nötronlara karşılık gelen konuma ve zamana bağlı nötron akılarını hesaplamak için aşağıdaki denklemlerde $\varphi_{c_1}(x, t) = \psi_{c_1}(x) e^{\omega t}$ ve $\varphi_{c_2}(x, t) = \psi_{c_2}(x) e^{\omega t}$ alınır:

$$\frac{1}{v_c} \frac{\partial \varphi_{c_1}(x, t)}{\partial t} = D_1 \frac{\partial^2 \varphi_{c_1}(x, t)}{\partial x^2} - \Sigma_{a,1} \varphi_{c_1}(x, t) + \nu \Sigma_{f,1} \varphi_{1_{C+R}}(x, t) \quad (3.62)$$

$$\frac{1}{v_c} \frac{\partial \varphi_{c_2}(x, t)}{\partial t} = D_2 \frac{\partial^2 \varphi_{c_2}(x, t)}{\partial x^2} - \Sigma_{a,2} \varphi_{c_1}(x, t) + \nu \Sigma_{f,2} \varphi_{2_{C+R}}(x, t) \quad (3.63)$$

İki bölgeyi çıplak bir levha için sınır koşullarının uygulanmasıyla, $\varphi_{c_1}(x, t)$ ve $\varphi_{c_2}(x, t)$ aşağıda gösterildiği gibi elde edilir.

$$\begin{aligned} \varphi_{c_1}(x, t) &= \sum_{n=1}^N \varphi_n(t) \psi_{c_{1,n}}(x) \\ &= \sum_{n=1}^N \varphi_n(t) \left(A_n \gamma_{7,n} \cosh(B_{c_{1,n}} x) + \gamma_{8,n} \cosh(B_{c_{1,n}} x) \right. \\ &\quad \left. + \mu_{1,n} \gamma_{1,n} \cos(B_{1,n} x) \right) \end{aligned} \quad (3.64)$$

$$\begin{aligned} \varphi_{c_2}(x, t) &= \sum_{n=1}^N \varphi_n(t) \psi_{c_{2,n}}(x) \\ &= \sum_{n=1}^N \varphi_n(t) \left(A_n \left[\sinh(B_{c_{2,n}} x) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \tanh(B_{c_{2,n}} a) \cosh(B_{c_{2,n}} x) \right] - \gamma_{4,n} \cosh(B_{c_{2,n}} x) \right. \\ &\quad \left. + \mu_{2,n} \gamma_{2,n} \sin(B_{2,n} x) + \mu_{2,n} \gamma_{3,n} \cos(B_{2,n} x) \right) \end{aligned} \quad (3.65)$$

$$B_{c,1,n} = \sqrt{\frac{\Sigma_{a,1} + \frac{W_n}{v_c}}{D_1}} \quad , \quad B_{c,2,n} = \sqrt{\frac{\Sigma_{a,2} + \frac{W_n}{v_c}}{D_2}}$$

$$\gamma_{1,n} = -\frac{v \Sigma_{f,1}}{D_1} f_{1,n} \quad ; \quad \mu_{1,n} = -\frac{1}{B_{1,n}^2 + B_{c,1,n}^2} \quad ;$$

$$\gamma_{2,n} = -\frac{v \Sigma_{f,2}}{D_2} f_{2,n} \quad ; \quad \gamma_{3,n} = -\frac{v \Sigma_{f,2}}{D_2} f_{3,n} \quad ; \quad \mu_{2,n} = -\frac{1}{B_{2,n}^2 + B_{c,2,n}^2}$$

$$\gamma_{4,n} = \left[\mu_{2,n} \gamma_{2,n} \frac{\sin(B_{2n} a)}{\cosh(B_{c,2n} a)} + \mu_{2,n} \gamma_{3,n} \frac{\cos(B_{2n} a)}{\cosh(B_{c,2n} a)} \right]$$

$$\gamma_{5,n} = [\sinh(B_{c,2n} \Delta x) - \tanh(B_{c,2n} a) \cosh(B_{c,2n} \Delta x)]$$

$$\gamma_{6,n} = \mu_{2,n} \gamma_{2,n} \sin(B_{2n} \Delta x) + \mu_{2,n} \gamma_{3,n} \cos(B_{2n} \Delta x) - \gamma_{4,n} \cosh(B_{c,2n} \Delta x) \\ - \mu_{1,n} \gamma_{1,n} \cos(B_{1n} \Delta x)$$

$$\gamma_{7,n} = \frac{\gamma_{5,n}}{\cosh(B_{c,1n} \Delta x)} \quad ; \quad \gamma_{8,n} = \frac{\gamma_{6,n}}{\cosh(B_{c,1n} \Delta x)}$$

$$\gamma_{9,n} = D_1 \gamma_{7,n} B_{c,1n} \sinh(B_{c,1n} \Delta x)$$

$$\gamma_{10,n} = D_1 \gamma_{8,n} B_{c,1n} \sinh(B_{c,1n} \Delta x) - D_1 \mu_{1,n} \gamma_{1,n} B_{1n} \sin(B_{1n} \Delta x)$$

$$\gamma_{11,n} = D_2 (B_{c,2n} \cosh(B_{c,2n} \Delta x) - B_{c,2n} \tanh(B_{c,2n} a) \sinh(B_{c,2n} \Delta x))$$

$$\gamma_{12,n} = -D_2 \gamma_{4,n} B_{c,2n} \sinh(B_{c,2n} \Delta x) + D_2 B_{2n} \mu_{2,n} \gamma_{2,n} \cos(B_{2n} \Delta x) \\ - D_2 B_{2n} \mu_{2,n} \gamma_{3,n} \sin(B_{2n} \Delta x)$$

$$A_n = \frac{\gamma_{12,n} - \gamma_{10,n}}{\gamma_{9,n} - \gamma_{11,n}}$$

Reaktör korunda üretilen, kordan yansıtıcı bölgesine kaçan ve son olarak kora geri gelen nötronlar için nötron akıları şunlardır:

$$\Delta \varphi_{c1C+R}(x, t) = \varphi_{1C+R}(x, t) - \varphi_{c1}(x, t) \quad (3.66)$$

$$\Delta \varphi_{c2C+R}(x, t) = \varphi_{2C+R}(x, t) - \varphi_{c2}(x, t) \quad (3.67)$$

ve ayrıca $\Delta \varphi_{RC+R}(x, t) = \varphi_{RC+R}(x, t)$.

Kor bölgelerine karşılık gelen şekil fonksiyonları $S_{1C+R} = \varphi_{1C+R}(x, t)/N_C(t)$ ve $S_{2C+R} = \varphi_{2C+R}(x, t)/N_C(t)$ şekilde olarak tanımlanarak, gerçek güç ve gerçek nötron yoğunluğu genlik fonksiyonu cinsinden aşağıdaki gibi yazılır:

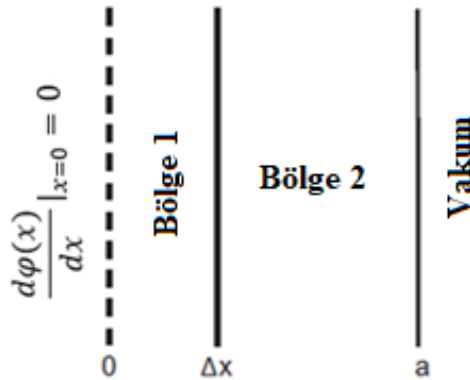
$$n_c(t) = \left[\int_0^{\Delta x} \left(\frac{1}{V} \right) S_{1C+R} dx + \int_{\Delta x}^a \left(\frac{1}{V} \right) S_{2C+R} dx \right] N_C(t) = \eta(t) N_C(t) \quad (3.68)$$

$$P(t) = \left[\int_0^{\Delta x} E_r \Sigma_{f,1} S_{1C+R} dx + \int_{\Delta x}^a E_r \Sigma_{f,2} S_{2C+R} dx \right] N_C(t) = \kappa(t) N_C(t) \quad (3.69)$$

$$N_c(t) = \int_0^{\Delta x} W_1(x) \left(\frac{1}{V} \right) \varphi_{2C+R}(x, t) dx + \int_{\Delta x}^a W_2(x) \left(\frac{1}{V} \right) \varphi_{2C+R}(x, t) dx$$

3.4.3. İki Bölge Çıplak Reaktör

Bu örnek problemde, başlangıçta tek bölge, kritik ve homojen bir çoğaltıcı ortam dikkate alınmıştır. $t = 0$ 'da, Şekil 3.3'de gösterildiği gibi, kor sabitleri kor bölge 1'de $\Sigma_{f,1}, D_1$ ve $\Sigma_{a,1}$ ve kor bölge 2'de $\Sigma_{f,2}, D_2$ ve $\Sigma_{a,2}$ olarak pertürbe edilmiş ve sistem homojen olmayan pertürbasyona maruz kalmıştır.



Şekil 3.3: Çıplak levha korda homojen olmayan pertürbasyonun şeması.

Bu durumda, konuma ve zamana bağlı akılar aşağıda verilmektedir:

$$\varphi_1(x, t) = \sum_{n=1}^N \varphi_n(t) \sin(B_{2,n}(\Delta x - \tilde{a})) \cos(B_{1,n}x) \quad (3.70)$$

$$\varphi_2(x, t) = \sum_{n=1}^N \varphi_n(t) \cos(B_{1,n}\Delta x) \sin(B_{2,n}(x - \tilde{a})) \quad (3.71)$$

$$B_{1,n} = \sqrt{\frac{v\Sigma_{f,1} - \Sigma_{a,1} - \frac{\omega n}{v_c}}{D_1}} \text{ ve } B_{2,n} = \sqrt{\frac{v\Sigma_{f,2} - \Sigma_{a,2} - \frac{\omega n}{v_c}}{D_2}}.$$

$S_1(x, t) = \varphi_1(x, t)/N_c(t)$ ve $S_2(x, t) = \varphi_2(x, t)/N_c(t)$ alınarak, normalizasyon koşulu aşağıdaki gibi yazılır.

$$\int_0^{\Delta x} W_1(x) \left(\frac{1}{V}\right) S_1(x, t) dx + \int_{\Delta x}^a W_2(x) \left(\frac{1}{V}\right) S_2(x, t) dx = \alpha_1(t) + \alpha_2(t) \quad (3.72)$$

$$= 1$$

Tek nokta reaktör kinetik parametreleri aşağıda verilmektedir:

$$\rho(t) = \rho_{\infty, c}(t) + f_l(t) \quad (3.73)$$

$$\Lambda_c(t) = \frac{1}{v\nu\Sigma_{f, c}(t)} \quad (3.74)$$

$f_l(t) = \frac{\Sigma_l(t)}{v\nu\Sigma_{f, c}(t)}$: kordan dışarı kaçan fisyon nötronlarının kesri

$\rho_{\infty, c}(t) = 1 - \frac{1}{k_{\infty, c}(t)}$: sonsuz kor reaktivitesidir.

$$k_{\infty, c}(t) = \frac{v\Sigma_{f, c}(t)}{\Sigma_{a, c}(t)}$$

$$v\Sigma_{f, c}(t) = v\Sigma_{f, 1}\alpha_1(t) + v\Sigma_{f, 2}\alpha_2(t)$$

$$\Sigma_{a, c}(t) = \Sigma_{a, 1}\alpha_1(t) + \Sigma_{a, 2}\alpha_2(t)$$

$$\Sigma_l(t) = \frac{\int_0^{\Delta x} W_1(x) D_1 \frac{\partial^2 S_1(x, t)}{\partial x^2} dx + \int_{\Delta x}^a W_2(x) D_2 \frac{\partial^2 S_2(x, t)}{\partial x^2} dx}{v}$$

Bu problemin çözümü bölüm

3.4'de tanımlanan metodu kullanarak elde edilmiştir.

4. YANSITICILI REAKTÖRLERİN İKİ NOKTA REAKTÖR KİNETİK MODELİNİN STOKASTİK DİFERANSİYEL FORMU

Nokta reaktör kinetik modellerinin deterministik nümerik çözümleri bize nötron yoğunluğu ve öncü yoğunluklarının ortalama değerlerini vermektedir. Nükleer reaktörde herhangi bir nötronik olayın meydana gelmesi o olaya karşılık gelen etkileşim olasılığı (tesir kesiti) tarafından belirlendiği için, nükleer reaktörün davranışı her zaman bir ortalama etrafında dalgalanma içerir. Yüksek güç seviyelerinde rassal dalgalanmalar önemsiz olsa da, reaktör çalışma başlangıcındaki gibi düşük güç seviyelerinde rassal dalgalanmalar önemli olabilir. Dalgalanmalar sistemin temel bir özelliği olarak kabul edilir ve ortalama değerler kadar sistem hakkında önemli bilgiler taşır [63-68].

Stokastik tek nokta kinetik denklemler sistemi ilk olarak Hayes ve Allen tarafından türetilmiştir[69]. Stokastik diferansiyel denklemler olduklarından, nötron yoğunluğu ve öncü yoğunluklarının rassal davranışını belirlemek için, farklı reaktivite girişi senaryolarında, Analitik üstel teknik², Euler-Murayama ve 1.5 güçlü Taylor yöntemleri³ gibi farklı sayısal yöntemler kullanılmıştır [70-72].

Stokastik iki nokta kinetik denklemleri türetmek için, nötron veya öncü doğumuna veya ölümüne neden olan tüm olası olaylar ayrı ayrı düşünülmelidir. Bu amaçla, ilk önce, (3.18) denklemler sisteminde ρ yerine $\rho_\infty - f_{cr}(1 - f_{rc})$ yazılır ve ρ_∞ kendisi fisyon ve yakalama kısımlarına ayrılır:

$$\rho_\infty = \underbrace{\left[\frac{(v_p - 1)}{v} + \beta \right]}_{\text{fisyon kısım}} - \underbrace{\left[1 - \rho - f_{cr}(1 - f_{rc}) - \frac{1}{v} \right]}_{\text{yakalama kısım}} \quad (4.1)$$

Yansıtıcı bölgesindeki nötron kaybını, yansıtıcıdan kora nötron transferi, kaçma ve yakalama kısımlarına ayırarak (3.18) denklemler sistemi aşağıda gösterildiği gibi yeniden yazılır.

$$\begin{cases} \frac{dN_c(t)}{dt} = (v_p - 1) \frac{N_c(t)}{v\Lambda_c} - d_c(t) \frac{N_c(t)}{\Lambda_c} - f_{cr} \frac{N_c(t)}{\Lambda_c} + f_{rc} \frac{N_r(t)}{l_r} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) \\ \frac{dN_r(t)}{dt} = f_{cr} \frac{N_c(t)}{\Lambda_c} - f_{rc} \frac{N_r(t)}{l_r} - f_{ar} \frac{N_r(t)}{l_r} - f_{lr} \frac{N_r(t)}{l_r} \\ \frac{dC_i(t)}{dt} = v_{di} \frac{N_c(t)}{v\Lambda_c} - \lambda_i C_i(t) \quad i = 1, 2, \dots, 6 \end{cases} \quad (4.2)$$

² Analytical exponential technique,

³ 1.5 strong Taylor method

Burada $d_c(t) = 1 - \rho(t) - f_{cr}(1 - f_{rc}) - \frac{1}{v}$; $f_{ar} = \frac{\Sigma_{a,r}}{(\Sigma_{a,r} + \Sigma_{l,r} + \Sigma_{rc})}$ ve $f_{lr} = \frac{\Sigma_{l,r}}{(\Sigma_{a,r} + \Sigma_{l,r} + \Sigma_{rc})}$ yansıtıcı bölgedeki kaçma ve soğrulma olasılıklarıdır. Referans makalelerde sadece f_{rc} verildiğine göre, bu çalışmada f_{ar} ve f_{lr} eşit kabul edilerek, $(1 - f_{rc})/2$ alındı.

Bu modelde, $[0, T]$ zaman aralığında aşağıdaki gibi M tane çok küçük zaman aralıkları tanımlandı:

$$h = \frac{T - 0}{M} \quad (4.3)$$

$m = 0, \dots, M$, ve $t_m = m \times h$ olarak alınır.

Her $[t_m, t_{m+1}]$ zaman aralığında, kor ve yansıtıcı bölgelerindeki nötron ve öncülerin değişimlerinin yaklaşık normal dağılıma sahip olduğu varsayılmaktadır [70-72]. Bu nedenle, aşağıdaki gibi listelenen on-iki seçenek ve her bir seçeneğe karşılık gelen olasılık değerleri vardır.

$$|\Delta\Psi_1\rangle = \begin{pmatrix} \Delta N_c \\ \Delta N_r \\ \Delta C_1 \\ \vdots \\ \Delta C_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (v_p - 1) \\ 0 \\ v_{d_1} \\ \vdots \\ v_{d_6} \end{pmatrix}; \quad P_1 = h \frac{N_c(t_m)}{v\Lambda_c} \quad (4.4)$$

$$|\Delta\Psi_2\rangle = \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}; \quad P_2 = h d_c(t_m) \frac{N_c(t_m)}{\Lambda_c} \quad (4.5)$$

$$|\Delta\Psi_3\rangle = \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}; \quad P_3 = h f_{cr} \frac{N_c(t_m)}{\Lambda_c} \quad (4.6)$$

$$|\Delta\Psi_4\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}; \quad P_4 = h f_{rc} \frac{N_r(t_m)}{l_r} \quad (4.7)$$

$$|\Delta\Psi_5\rangle = |\Delta\Psi_6\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}; \quad P_5 = h f_{ar} \frac{N_r(t_m)}{l_r} \quad \& \quad P_6 = h h f_{lr} \frac{N_r(t_m)}{l_r} \quad (4.8)$$

$$|\Delta\Psi_7\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix}; \quad P_7 = h\lambda_1 C_1(t_m) \quad (4.9)$$

$$\vdots$$

$$|\Delta\Psi_{12}\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}; \quad P_{12} = h\lambda_6 C_6(t_m) \quad (4.10)$$

Küçük h zaman aralığındaki ortalama değışiklik aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$E[|\Delta\Psi_m\rangle] = \sum_{k=1}^{12} P_k |\Delta\Psi_k\rangle = h \bar{A}(t_m) |\Psi(t_m)\rangle \quad (4.11)$$

$$\bar{A}(t_m) = \begin{pmatrix} \frac{\rho(t_m) - \beta - f_{cr} f_{rc}}{\Lambda_c} & \frac{f_{rc}}{l_r} & \lambda_1 & \lambda_2 & \dots & \lambda_6 \\ \frac{f_{cr}}{\Lambda_c} & -\frac{1}{l_r} & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \frac{\beta_1}{\Lambda} & 0 & -\lambda_1 & 0 & \dots & 0 \\ \frac{\beta_2}{\Lambda} & 0 & 0 & -\lambda_2 & \ddots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \frac{\beta_6}{\Lambda} & 0 & 0 & 0 & \dots & -\lambda_6 \end{pmatrix}$$

$$|\Psi(t_m)\rangle = \begin{pmatrix} N_c(t_m) \\ N_r(t_m) \\ C_1(t_m) \\ \vdots \\ C_6(t_m) \end{pmatrix}$$

Değişikliklerin varyansı ise aşağıdaki gibi elde edilir:

$$Var[|\Delta\Psi\rangle] = \sum_{k=1}^{12} P_k |\Delta\Psi_k\rangle \langle \Delta\Psi_k| = h \bar{B}(t_m) \quad (4.12)$$

$\bar{B}(t_m)$ kovaryans matrisidir.

$$\bar{B}(t_m) = \begin{pmatrix} \mu_c(t_m) & -\mu_{r1}(t_m) & \mu_{p1}(t_m) & \mu_{p2}(t_m) & \dots & \mu_{p6}(t_m) \\ -\mu_{r1}(t_m) & \mu_{r2}(t_m) & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \mu_{p1}(t_m) & 0 & \mu_1(t_m) & \mu_{1,2}(t_m) & \dots & \mu_{1,6}(t_m) \\ \mu_{p2}(t_m) & 0 & \mu_{2,1}(t_m) & \mu_2(t_m) & \dots & \mu_{2,6}(t_m) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \mu_{p6}(t_m) & 0 & \mu_{6,1}(t_m) & \mu_{6,2}(t_m) & \dots & \mu_6(t_m) \end{pmatrix}$$

$$\mu_c(t_m) = \frac{(v_p - 1)^2 N_c(t_m)}{v \Lambda_c} + d_c(t_m) \frac{N_c(t_m)}{\Lambda_c} + f_{cr} \frac{N_c(t_m)}{\Lambda_c} + f_{rc} \frac{N_r(t_m)}{l_r} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t_m)$$

$$\mu_{r1}(t_m) = \frac{f_{cr} N_c(t_m)}{\Lambda_c} + \frac{f_{rc} N_r(t_m)}{l_r}$$

$$\mu_{r2}(t_m) = \frac{f_{cr} N_c(t_m)}{\Lambda_c} + \frac{N_r(t_m)}{l_r}$$

$$\mu_{pi}(t_m) = \frac{v d_i (v_p - 1) N_c(t_m)}{v \Lambda_c} - \lambda_i C_i(t_m)$$

$$\mu_i(t_m) = \frac{\beta_i^2 v N_c(t_m)}{\Lambda_c} + \lambda_i C_i(t_m)$$

$$\mu_{i,j}(t_m) = \frac{v \beta_i \beta_j}{\Lambda_c} N_c(t_m) \quad ; \quad i \neq j \text{ \& } i, j = 1, \dots, 6$$

Merkezi limit teoremini kullanarak, $\frac{|\Delta\Psi\rangle - E[|\Delta\Psi\rangle]}{\sqrt{Var[|\Delta\Psi\rangle]}}$ rassal değişkeni standart normal dağılımına sahiptir.

$$\frac{|\Delta\Psi\rangle - E[|\Delta\Psi\rangle]}{\sqrt{Var[|\Delta\Psi\rangle]}} = |\eta\rangle \quad (4.13)$$

$|\eta\rangle = (\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_8)^T$. η_i lar standart normal dağılımını $N(0,1)$ 'dan seçilen rassal sayılardır.

Ortalama ve varyans sonuçlarını Denklem (4.13)'de yerine koyarak aşağıdaki ifade elde edilir.

$$|\Delta\Psi\rangle = h \bar{A}(t_m) |\Psi(t_m)\rangle + \sqrt{h} \bar{B}^{\frac{1}{2}}(t_m) |\eta\rangle \quad (4.14)$$

$N(0,1)$ dağılımına sahip olan bir değişken standart Wiener süreci veya diğer adı ile skaler standart Brownian hareketi izler. $[0, T]$ zaman bölgesinde, skaler standart Brownian hareketi veya standart Wiener süreci, sürekli olarak zamana bağlı ve aşağıdaki üç koşulu sağlayan rassal bir $W(t)$ değişkenidir [70].

- i. Her zaman $W(0) = 1$ 'dir.

- ii. Her bir küçük $\Delta t = t - s$ zaman aralığında, $W(t) - W(s) = \sqrt{\Delta t} N(0,1)$ 'dir.
- iii. $0 \leq s \leq t \leq u \leq v \leq T$ için, $W(t) - W(s)$ ve $W(v) - W(u)$ birbirinden bağımsızlar.

Böylelikle, $\sqrt{h} |\eta\rangle = |\Delta W\rangle$ olarak alınabilir:

$$|\Delta W\rangle = \begin{pmatrix} \Delta W_1 \\ \Delta W_2 \\ \vdots \\ \Delta W_8 \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

$$\Delta W_j = W_j(t_{m+1}) - W_j(t_m).$$

Denklemler (4.14)'ün her iki tarafını h ile bölerek ve $h \rightarrow 0$ limiti olarak, stokastik iki nokta reaktör kinetik modelini temsil eden Itô stokastik diferansiyel denklemler sistemi aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = \bar{A}(t) |\Psi(t)\rangle + \bar{B}^{\frac{1}{2}}(t) \frac{d}{dt} |W(t)\rangle \quad (4.16)$$

$\bar{B}(t) = 0$ olduğunda, standart deterministik iki nokta reaktör kinetik denklemleri elde edilir.

Bu tezde, stokastik iki nokta reaktör kinetiği modelini çözmek için Euler-Maruyama sayısal yöntemi kullanılmıştır [70,73].

$$|\Psi(t_{m+1})\rangle = |\Psi(t_m)\rangle + h \bar{A}(t_m) |\Psi(t_m)\rangle + \bar{B}^{\frac{1}{2}}(t_m) |\Delta W\rangle \quad (4.17)$$

Bu tür problemlerde, her bir bireysel benzeşimin sonucu diğer benzeşimlerin sonuçlarından farklı bir patika izlemektedir. Bu nedenle ortalama nötron yoğunluğu ve ortalama öncü yoğunluklarını ve bunlara karşılık gelen standart sapmaları elde etmek için bireysel benzeşimlerin sonuçlarının ortalamaları ve standart sapmaları dikkate alınır.

4.1. Stokastik Diferansiyel Denklemler İçin Monte Carlo (SDDMC) Yöntemi

Allen, stokastik diferansiyel denklemlerin çözümünü elde etmek için bir tür Monte Carlo hesaplama yöntemi önermiştir [74]. Sadece adım reaktivite girişi vakaları için kullanılan bu yöntemde, olasılıkların toplamının birden daha az olması için çok küçük bir zaman aralığı seçilir ve ek bir seçenek ve ona karşılık gelen olasılık aşağıda verildiği gibi tanımlanır:

$$|\Delta\Psi_{13}\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad P_{13} = 1 - \sum_{k=1}^{12} P_k \quad (4.18)$$

Bu durumda, her çok küçük zaman aralığında, tekdüze dağılıma sahip olan rassal sayılar kullanılarak, olası olayın oluşumuna karar verilir. Parçacık yoğunluğuna karşılık gelen değişiklik güncellenir ve bir sonraki zaman aralığının benzeşimi gerçekleştirilir. Stokastik nokta kinetiği modellerinde yapılan prosedür gibi, ortalama değerleri ve karşılık gelen belirsizlikleri elde etmek için bireysel benzeşimlerin sonuçları kullanılır.

Çok sayıda başlangıç nötronuna sahip gerçek nükleer reaktörler için ve pozitif rampa reaktivite girişi ve geri besleme etkilerinin olduğu durumlarda, zaman aralığının daraltılması gerekmektedir. Böyle durumlarda, benzeşim zamanının artması ve daha büyük bilgisayar hesap kapasitesine ihtiyaç duyulduğu nedeniyle bu yöntem nükleer problemlere uygulamak için verimli olmayacaktır. TNRKM'nin benzeşiminde Allen kendisi 1E-7 saniyelik zaman aralıkları almış ve yalnız çok küçük bir zaman dilimi için ortalama değeri ve bu değerlere karşılık gelen standart sapmaları sunmuştur [74].

5. NÖTRON TRANSPORTU İÇİN TEMEL MONTE CARLO YÖNTEMLERİ

Nötron transport denkleminin çözümünün Monte Carlo yöntemi ile benzeşimini yapmak için tüm stokastik olayların modellenmesi gerekmektedir. Nötron transportunda kullanılan bir Monte Carlo yönteminde sistemde doğan ya da dışarıdan sisteme giren nötronların konum, enerji ve yönlerinin uygun olasılık yoğunluk fonksiyonları kullanılarak belirlenmesi gerekir. Zamana bağlı problemlerde nötronların üretildiği ya da sisteme girdiği zaman da rassal bir değişken olarak belirlenmelidir. Nötronların malzeme ile etkileşimlerinin tanımlanarak etkileşme yapmak için kat ettikleri yollar da rassal bir değişken olarak belirlenmelidir. Tepkimelerin olduğu konumlarda, tepkimenin tipi ve tepkime sonrası oluşan olası yeni parçacıkların ya da etkileşen parçacığın etkileşme sonucundaki değişen enerjilerinin ve yönlerinin de rassal değişken olarak tanımlanması gerekir. Bu tür benzeşim yazılımlarında parçacıkların farklı malzeme içeren bölgeler arasındaki taşımını da doğru yapmak ve parçacıkları farklı malzeme içeren bölgelerde takip etmek gerekir. Birçok parçacık için elde edilen rassal değişkenlerin taşıdıkları bilgiler çetele olarak tutulmakta olup, daha sonra bu bilgiler sistemin ortalama davranışını belirlemek için kullanılmaktadır. Monte Carlo yöntemleri analog ve analog olmayan yöntemler olarak ikiye ayrılmaktadır. Analog Monte Carlo yöntemlerinde fiziksel süreçler doğasında olduğu gibi analiz edilmekte olup olasılık yoğunluk fonksiyonları fiziksel sistemin özelliğini birebir taşımaktadır. Analog olmayan yöntemlerde ise sistemden istenen bilgiye daha az bir belirsizlikle ulaşmak için olasılık yoğunluk fonksiyonları değiştirilmekte olup, sistemin ortalama davranışını doğru bir şekilde elde etmek için benzeşimde kullanılan parçacıkların ağırlıkları ve bazen de sayıları değiştirilmektedir.

5.1. Nötronun Kat Ettiği Mesafenin Örneklenmesi

(x_0, y_0, z_0) konumunda doğan bir nötronun, s uzunluğundaki bir mesafeyi kat ettikten sonra s ve $s + ds$ aralığında etkileşim yapma olasılığı, nötronun s' e kadar etkileşim yapmaması ve $[s, s + ds]$ aralığında etkileşme yapma olasılıklarının çarpımından bulunmaktadır.

$$P(s)ds = e^{-\Sigma_t s} \Sigma_t ds \quad s \in [0, \infty) \quad (5.1)$$

Bu durumda olasılık dağılım fonksiyonu aşağıdaki gibidir

$$Pdf(s)ds = a e^{-\Sigma_t s} \Sigma_t ds \quad (5.2)$$

a normalizasyon katsayısıdır:

$$\int_0^{\infty} Pdf(s)ds = 1 \rightarrow a = 1 \quad (5.3)$$

Bir nötronun iki etkileşme arasındaki ortalama kat ettiği mesafeye, ortalama serbest yol denir. Ortalama serbest yol aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\langle s \rangle = \int_0^{\infty} s Pdf(s)ds = \frac{1}{\Sigma_t} \quad (5.4)$$

Nötronun kat ettiği mesafe x ile gösterilir ve $[0, \infty)$ aralığında şu şekilde örneklenir [12].

$$cdf(x) = \int_0^x Pdf(s)ds = \xi \rightarrow x = -\frac{1}{\Sigma_t} \ln(\xi) \quad (5.5)$$

Nötronun $x \in [0, d]$ aralığında etkileşmesini zorunlu kılırsak, $[0, d]$ aralığındaki rassal etkileşme değişkenini aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\int_0^d Pdf(s)ds = 1 \rightarrow a = \frac{1}{1 - e^{-\Sigma_t d}} \quad (5.6)$$

ve ardından

$$cdf(x) = \int_0^x Pdf(s)ds = \xi \rightarrow x = -\frac{1}{\Sigma_t} \ln[1 - \xi(1 - e^{-\Sigma_t d})] \quad (5.7)$$

5.2. Nötron Yönünün Örneklenmesi

Eşyönlü nötron kaynaklarından yayılan parçacıklar herhangi bir rassal yönde yayılabilir.

Katı açı tanımı aşağıdaki gibi yazılmaktadır:

$$\int d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin(\theta) d\theta = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d\mu = 4\pi \quad (5.8)$$

$$\mu = \cos(\theta).$$

Yukarıdaki denklem, iki integrali alınmış olasılık dağılım fonksiyonunun çarpımı şeklinde yazılabilir:

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{d\mu}{2} = 1 \quad (5.9)$$

$Pdf(\varphi)$ ve $Pdf(\mu)$ sırasıyla $\frac{1}{2\pi}$ ve $\frac{1}{2}$ 'ye eşit alınır ve bunlara karşılık gelen birikimli dağılım fonksiyonları $[0,1]$ arasında tekdüze dağılıma sahip olan rassal sayılara (ξ 'lere) eşit alınarak ters dönüşüm yöntemi kullanılırsa, azimut açısı ve kutup açısının kosinüsü aşağıdaki gibi örneklenir:

$$Cdf(\varphi) = \int_0^\varphi Pdf(\varphi)d\varphi = \xi \quad \rightarrow \quad \varphi = 2\pi\xi \quad (5.10)$$

$$Cdf(\mu) = \int_{-1}^\mu Pdf(\mu)d\mu = \xi \quad \rightarrow \quad \mu = (2\xi - 1) \quad (5.11)$$

5.3. Gecikmiş Nötronların Yayılma Zamanının Örneklenmesi

Bir radyoaktif izotopun t ve $t + dt$ zaman aralığında bozunma olasılığı şu şekildedir:

$$Pdf(t)dt = a \times e^{-\lambda t} \lambda dt \quad t \in [0, \infty) \quad (5.12)$$

a normalizasyon katsayısıdır:

$$\int_0^\infty Pdf(t)dt = 1 \quad \rightarrow \quad a = 1 \quad (5.13)$$

Bozunma zamanının örneklenmesi aşağıdaki gibi yapılır:

$$Cdf(t) = \int_0^t Pdf(t)dt = \xi \quad \rightarrow \quad t = -\frac{1}{\lambda} \ln(\xi) \quad (5.14)$$

Öncüler $t \in [T, T + \Delta t]$ zaman aralığında gecikmiş nötronlar yayarak bozunmaya zorlandığı durumlarda, gecikmiş nötronların yayılma zamanı aşağıdaki gibi örneklenir:

$$t = -\frac{1}{\lambda} \ln \left[e^{-\lambda T} - \xi (e^{-\lambda T} - e^{-\lambda(T+\Delta t)}) \right] \quad (5.15)$$

5.4. Varyans Azaltma Teknikleri

Analog Monte Carlo benzeşiminde nötronlar doğduklarından (kaynaktan veya fisyonlardan) ölümlerine (sistemden kaçma veya sistemde soğurulma) kadar takip edilir. Nötronun doğumundan ölümüne kadar uğradığı tüm olaylara bir nötron geçmişi denir. Etkili bir benzeşim yöntemi, daha yüksek hassasiyete, az göreceli hataya ve yüksek bir FOM'e

sahiptir. Analog Monte Carlo yönteminde hassasiyeti çok sayıda örnekleme ile arttırabiliriz, ancak bu daha uzun bir hesaplama zamanına neden olur[9,10].

Parçacık sayısını arttırmadan Monte Carlo hesaplamalarının istatistiksel hatasını ve hesaplama süresini azaltmak için çeşitli teknikler vardır. Bu teknikler varyans azaltma olarak bilinir. Varyans azaltma tekniklerinin dikkate alındığı bu tür Monte Carlo yöntemleri Analog olmayan Monte Carlo yöntemi olarak adlandırılır. Varyans azaltma tekniklerini kullandığımızda her nötron belli bir ağırlığa sahiptir ve tepkime esnasında nötronun ağırlığı değişir. Nötron ağırlığı belirlediğimiz belli bir miktardan daha büyük olursa nötron bölünerek birden fazla nötronla benzeşime devam edilir. Eğer nötron ağırlığı belirlediğimiz belli bir değerden daha küçük olursa, nötron ya öldürülür veya ağırlığı artırılarak benzeşime devam edilir[9,10,30,40,75-78].

Varyans azaltma tekniklerinden bazıları şu şekildedir: zorla çarpışma, kapalı yakalama, ölüm kalım (Russian Roulette) , bölünme ve ağırlık penceresi tekniği.

5.4.1. Zorla Çarpışma

Bu yöntemde, (x_0, y_0, z_0) başlangıç noktasından ve $\vec{\Omega}$ yönünde hareket eden, w_0 ağırlığında olan bir nötronun tamamen sistemden kaçmasına izin verilmemektedir. Bu nedenle, nötronun yönünde, nötronun sistem sınırına olan en kısa d_s mesafesi hesaplanır; nötronun $w_{esc}(= w_0 \times P_{esc} = w_0 e^{-\Sigma_t d_s})$ kısmı sistemden kaçmış olur ve $w_{int}(= w_0 \times (1 - P_{esc}) = w_0 (1 - e^{-\Sigma_t d_s}))$ kısmı ise sistem içinde $d \in [0, d_s]$ olmak üzere rassal değişkenin kullanılmasıyla belirlenen konumda etkileşime yapmış kabul edilir.

5.4.2. Kapalı Yakalama

Büyük ağırlığa sahip olan nötronların tamamen yakalanması benzeşimde bilgi kaybına ve belirsizliğe sebep olmaktadır. Bu nedenle kapalı yakalama varyans azaltma yöntemi kullanılır. Bu yöntemde, çarpışma yapan w_0 ağırlıklı nötronun tamamen yakalanmasına izin verilmemekte ve yalnız nötronun $w_{cap} = w_0 P_c = w_0 \frac{\Sigma_c}{\Sigma_t}$ kısmı sistemde yakalanmakta olup nötronun ağırlığı $w_{new} = w_0(1 - P_c)$ olarak benzeşime devam edilmekte ve daha sonra nötronun etkileşim tipine (örneğin, fisyon veya saçılma) rassal olarak karar verilir.

Kapalı yakalama sonrası, iki farklı yöntem kullanılmaktadır:

- i. MCNP kodu yöntemi
- ii. Gelişmiş dalsız yöntem⁴

MCNP kodunda kullanılan yöntemde, kapalı yakalama sonrası, nötronun kalan kısmı $P_s = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_f}$ ve $P_f = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_s + \Sigma_f}$ olasılıklarıyla fisyon veya saçılma etkileşmelerine maruz kalır. Nötronun etkileşim tipini belirlemek için bir rassal sayı atılır, eğer $\xi < P_f$ olursa nötron soğurularak fisyon ortaya çıkar ve bu fisyondan iki veya üç nötron, $\frac{\Sigma_s + \Sigma_f}{\Sigma_t} w_0$ ağırlıkla doğar. Eğer $P_f < \xi < P_f + P_s = 1$ olursa nötron $\frac{\Sigma_s + \Sigma_f}{\Sigma_t} w_0$ ağırlıkla saçılır (saçılma sonrası nötronun saçılma sonrası enerjisi ve yönü belirlenir). Doğan nötron sayısı ise $v = [v_{av} + \xi]$ şekilde tanımlanmakta olup, köşeli parantezler, ifadenin tamsayı kısmının alınacağını göstermektedir. Açığa çıkan iki veya üç $\frac{\Sigma_s + \Sigma_f}{\Sigma_t} w_0$ ağırlıklı fisyon nötronlarını birebir izleme yerine $v \left(\frac{\Sigma_s + \Sigma_f}{\Sigma_t} w_0 \right)$ ağırlığına sahip olan tek bir fisyon nötronunun transportu izlenilebilir.

Gelişmiş dalsız yönteminde, kapalı yakalama sonrası, nötron $P_f = \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_s + v\Sigma_f}$ ve $P_s = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + v\Sigma_f}$ olasılıklarıyla sırasıyla fisyon veya saçılma etkileşmelerine maruz kalır. Bu yöntemde fisyon ve saçılma sonrası $\frac{\Sigma_s + v\Sigma_f}{\Sigma_t} w_0$ ağırlıklı tek bir nötronun transportu izlenir [30].

5.4.3. Ölüm Kalım (Russian Roulette)

Benzeşim sürecinde, bazı nötronların ağırlığı azalır ve ihmal edilebilir hale gelir, bu parçacıkların benzeşimi zaman alıcıdır ve hesaplama açısından istenen bir durum değildir.

Bu durumlarda, bir Russian Roulette ağırlık eşiği (w_{rr}) ve bir hayatta kalma veya hayatta kalma (w_{sur}) ağırlığı tanımlanır. Nötronun ağırlığı (w_0) Russian Roulette ağırlık eşiğinden az olduğu zaman, Russian Roulette oynanılır. Bu oyunda, nötron ağırlığı bölü hayatta kalma ağırlığı nötronun hayatta kalma olasılığı olarak tanımlanır ve $P_{sur} = \frac{w_0}{w_{sur}}$ ile gösterilir. Rassal bir sayı (ξ) atılır, eğer $\xi < P_{sur}$ olursa nötron kurtarılır ve nötronun

⁴ improved branchless method

yeni ağırlığı $w_0 = \frac{w_0}{P_{sur}} = w_{sur}$ olur ve transportu izlenir, aksi takdirde ($\xi > P_{sur}$ olursa) nötronun öldürülür. Bu yöntem, benzeşim zamanının azalmasına sebep olmaktadır.

Bu oyunda önemli olan, parçacığın beklenen ağırlığının, bu yöntemi uygulamadan önce olduğu gibi, korunmuş olmasıdır.

$$E[w_{new}(= w_{sur})] = P_{kill} \times w_{kill}(= 0) + P_{sur} \times w_{new} = 0 + \frac{w_0}{w_{sur}} \times w_{sur} \quad (5.16)$$

$$= w_0$$

Yani, yeterli nötron sayısı için Russian Roulette oyununa giren nötronların toplam ağırlıkları ve bu oyun sonucunda kurtarılan nötronların toplam ağırlıkları hemen hemen aynıdır.

5.4.4. Bölünme

Russian Roulette yönteminin tersine, benzeşim sürecinde bazı nötronların ağırlığı azaltılır. Bu durumlarda, kapalı yakalama ve zorla çarpışma yöntemlerinin kullanıldığını varsaysak bile nötron ağırlığının belli bir oranı kayıp edilse bile kalan nötronların taşıdıkları bilgi benzeşimini yaptığımız sistemin ortalama değerlerindeki belirsizliği azaltacaktır. Bu yöntemde, bir bölünme ağırlığı w_{sp} tanımlanır ve nötron ağırlığı (w_0) bölünme ağırlığından büyük olduğu zaman, nötron $\frac{w_0}{m}$ ağırlıkları olan m nötrona bölünür.

$$m = \left\lceil \frac{w_0}{w_{sp}} + 1 \right\rceil \quad (5.17)$$

Köşeli parantezler, ifadenin tamsayı kısmının alınacağını göstermektedir.

Bu yöntemde, varyansı doğrudan azalmaktadır ve yeni parçacıkların beklenen değeri, onların ağırlıklarının toplamına eşittir.

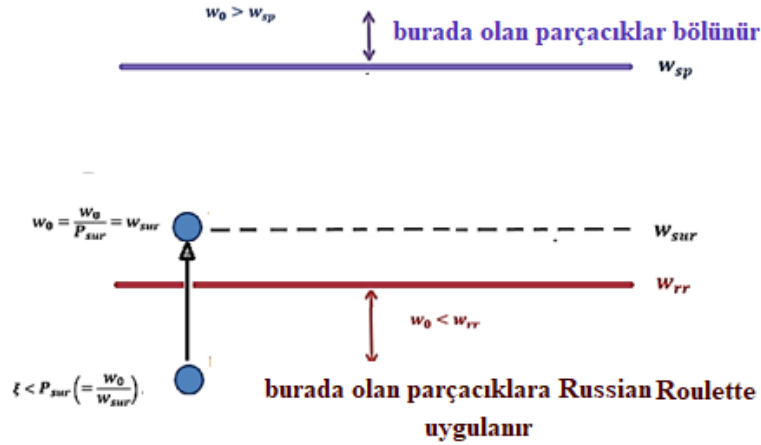
$$E \left[\sum_{i=1}^m w_i \right] = E[w_1 + w_2 + \dots + w_m] = m \cdot \frac{w_0}{m} = w_0 \quad (5.18)$$

5.4.5. Ağırlık Penceresi Tekniği

Ağırlık penceresi tekniği, en çok kullanılan ve etkili varyans azaltma yöntemlerinden biridir. Bu teknik, bölünme yöntemini kullanarak, çok sayıda parçacık kullanımı

nedeniyle varyansın doğrudan azalmasına ve Russian Roulette yöntemini kullanarak benzeşim zamanının kılmasına sebep olmaktadır.

Bu teknikte, iki değeri, üst ve alt ağırlık sınırları, belirlenir. Üst ve alt sınırların ağırlıkları sırasıyla w_{sp} ve w_{rr} ile gösterilir. Üst sınırın üzerinde ağırlıkları olan parçacıkların ($w_0 > w_{sp}$) ayrıştırılmasıyla, ağırlık penceresi sınırları arasında olan, daha fazla parçacık olacaktır.



Şekil 5.1. Ağırlık penceresi tekniğinin şeması

Pencere sınırları arasındaki bir hayatta kalma w_{sur} ağırlığı tanımlayarak ($w_{rr} < w_{sur} < w_{sp}$), ağırlığı alt sınırın altında olan ($w_0 < w_{rr}$) her bir parçacık için Russian Roulette yöntemi uygulanır ve belli olasılıklarla parçacık ya kurtarılır ya da öldürülür.

Çok yaygın olarak kullanılmakta olan w_{rr} , w_{sur} ve w_{sp} değerleri, tüm parçacık ağırlıklarının ortalaması (w_{av}) cinsinde aşağıdaki gibi ifade edilir [78]:

$$w_{rr} = 0.25 w_{av}; \quad w_{sur} = 2 w_{rr} = 0.5 w_{av}; \quad w_{sp} = 2 w_{av} \quad (5.19)$$

Tripoli Monte Carlo kodunda ise yukarıdaki değerler şu şekilde alınmaktadır [30]:

$$w_{rr} = 0.8 w_{av}; \quad w_{sur} = w_{av}; \quad w_{sp} = 2 w_{av} \quad (5.20)$$

5.5. Kritiklik Problemlerinin Monte Carlo Benzeşimi

Monte Carlo yöntemleri, 1950'lerden beri sistemlerin çoğaltma faktörlerini ve temel mod özfonksiyonunu hesaplamak için kullanılmıştır. k-özdeğer transport denklemi aşağıdaki gibi verilir:

$$\begin{aligned}
& \Sigma_t(\vec{r}, E) \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \\
& = \iint \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \psi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') dE' d\Omega' \\
& + \frac{x(E)}{4\pi k_{eff}} \iint v \Sigma_f(\vec{r}, E') \psi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') dE' d\Omega'
\end{aligned} \tag{5.21}$$

Kritiklik problemlerinin Monte Carlo benzeşimlerinde, ilk olarak başlangıç döngüsünde, yakıt bölgesinde veya bölgelerinde rassal olarak üretilmiş $N_{initial}$ sayıda fisyon enerji spektrumuna sahip nötron üretildiği varsayılır. Başlangıçta eşit ağılıkta olan ($w = 1$) nötronların enerjileri, konumları ve yönleri örneklenir. Her döngünün başlangıcında, ağırlık penceresi tekniği kullanımı nedeniyle, tüm nötronlarının ortalama ağırlığı ve ardından Russian Roulette ağırlık eşiği, hayatta kalma ağırlığı ve bölünme ağırlığı hesaplanır ve nötronların transportu izlenmeye başlanır. Nötronlar sistemden kaçma olasılığı varsa, nötronun yönünde, sistem sınırına olan en kısa mesafe d_s hesaplanır, zorla çarpışma yöntemini kullanılarak, $w_0 = w_0(1 - e^{-\Sigma_t d_s})$ ağırlığı olan nötron sistem içinde $d \in [0, ds]$ yol uzunluğunu kat ettikten sonra, etkileşme yapar. Nötronun etkileşim konumu ($\vec{r} = \vec{r}_0 + d \cdot \vec{\Omega}$) hesaplanır. Eğer nötron var olduğu homojen bölgenin sınırlarından dışarı çıkmışsa, aynı yönde nötron iki komşu bölgenin ara yüzüne taşınılır ve yeni bölgede transportu izlenir. Aksi takdirde, kapalı yakalama yöntemini kullanarak, etkileşim türü belirlenir. Fisyon meydana gelirse nötron ölür ve yeni doğan nötronların konumu, enerjisi ve ağırlıkları kaydedilir ve başka nötronların transportu izlenir. Nötron saçılırsa, nötronun yeni ağırlığı, enerjisi ve yönü örneklendikten sonra ağırlık penceresi tekniği uygulanır. Eğer nötron bölünmeye maruz kalırsa, nötronun konumuna, yönüne ve enerjisine sahip olan $m \left(= \left\lceil \frac{w_0}{w_{sp}} + 1 \right\rceil \right)$ tane $\frac{w_0}{m}$ ağırlıklı nötronun transportu izlenir. Nötron ölene kadar aynı prosedür devam eder. Son olarak, döngü sonunda doğan nötronların sayısı ve ağırlıklarını kullanarak, çoğaltma faktörü aşağıdaki Üretim Yöntemi adlı denklemden elde edilir.

$$\begin{aligned}
k_{cycle} & = \frac{\text{bir döngüde fisyon üretilen nötronların ağırlıklarının toplamı}}{\text{toplam başlangıç nötronların toplam ağırlıkları}} \tag{5.22} \\
& = \frac{\sum_{i=1}^{N_{new}} w_{new_i}}{N_{initial} \left(= \sum_{j=1}^{N_{initial}} 1 \right)}
\end{aligned}$$

i , bir döngüde fisyon olayından üretilen nötron sayısını belirtir, ve N_{new} döngüdeki fisyon doğan nötronların toplam sayısıdır.

Döngü sonunda doğan nötronların sayısı (N_{new}) ve toplam ağırlıkları ($\sum w_{new_i}$), nötronların ilk sayısı ($N_{initial}$) ve toplam ağırlıklarından ($N_{initial}$ 'dan) farklı olabilir. Nötronların konumsal önemini⁵ koruyarak, yeni bir döngü benzeşimine başlamak için, yenidoğan nötron sayısı nötronların ilk sayısına ve yenidoğan nötronların toplam ağırlıkları başlangıç döngüsündeki toplam ağırlığa ($N_{initial}'a$) eşitlenir (normalize edilir). Eğer $N_{new} > N_{initial}$ olursa doğan nötronlar kümesinden rassal n ($= N_{new} - N_{initial}$) tane nötron atılır. $N_{new} < N_{initial}$ durumlarında, doğan nötronlar içinden rassal n ($= |N_{new} - N_{initial}|$) tane nötron, doğan nötronlar kümesine eklenir. Bu durumda seçilmiş nötronların toplam ağırlıkları ($\sum w'_{new_i}$) değişir. Yeni doğan nötronların toplam ağırlığını ($\sum w_{new_i}$) korumak için her bir seçilmiş nötronun ağırlığı $\frac{\sum w_{new_i}}{\sum w'_{new_i}}$ ile çarpılır. Tüm döngülerde aynı başlangıç toplam ağırlıkla devam etmek için her bir seçilmiş nötronun ağırlığı $\frac{1}{k_{cycle}}$ ile çarpılır.

Konumu, enerjileri ve ağırlıkları belli olan nötronların yönleri örneklenir ve yeni bir döngünün benzeşimine başlanır ve daha sonra yeni bir k_{cycle} değeri elde edilir. Bu süreç birkaç döngü boyunca devam eder. Başlangıç döngülerinden bazıları dikkate alınmaz, bu döngülere pasif döngüler denir. Bu pasif döngülerden amaç fisyonun açığa çıkan nötronların dağılımının temel moda yakınsamasının sağlanmasıdır. Geri kalan döngülere aktif döngü denir. Son olarak, etkin çoğaltma faktörü, aktif döngülerin çoğaltma faktörlerinin ortalaması olarak hesaplanır[79-80].

$$k_{av} = \langle k_{active\ cycles} \rangle \quad (5.23)$$

Üretim yönteminin yanı sıra, fisyonun üretilen nötronların yoğunluğu ve ardından k 'yi tahmin etmek için farklı tahmin ediciler kullanılmaktadır[79-82]:

i. Patika-uzunluğu tahmin edici:

$$k_{cycle} = \frac{1}{N_{initial}} \sum_{i=1}^{N_i} w_i d_i \bar{v} \Sigma_f \quad (5.24)$$

N_i : bir döngüde, yakıt bölgelerinde, nötronun herhangi iki olay (etkileşim türleri ve sınırdan kaçma) arasındaki kat ettiği mesafelerin sayısı.

d_i : nötronun kat ettiği mesafe

⁵ Importance

$N_{initial}$: döngü başlangıcı nötron nüfusu

$\bar{\nu}$: fisyon başına üretilen ortalama nötron sayısı

w_i : transportu izlenen nötronun istatistiksel ağırlığı

ii. Soğurma tahmin edici:

$$k_{cycle} = \frac{1}{N_{initial}} \sum_{i=1}^{N_a} w_i \frac{\bar{\nu}\Sigma_f}{\Sigma_a} \quad (5.25)$$

N_a : Bir döngüde, yakıt bölgelerinde, nötron soğurma (fisyon ve yakalanma) etkileşimlerin sayısı

w_i : soğurulan nötronun istatistiksel ağırlığı

$w_i \frac{\bar{\nu}\Sigma_f}{\Sigma_a}$: w_i ağırlığa sahip olan nötronun soğurulmasından, üretilmesi beklenen nötron sayısı.

iii. Çarpışma tahmin edici:

$$k_{cycle} = \frac{1}{N_{initial}} \sum_{i=1}^{N_c} w_i \frac{\bar{\nu}\Sigma_f}{\Sigma_t} \quad (5.26)$$

N_c : Bir döngüde, nötronun yaptığı çarpışmaların (fisyon, yakalanma ve saçılma) sayısı.

w_i : Çarpışma yapan nötronun istatistiksel ağırlığı

$w_i \frac{\bar{\nu}\Sigma_f}{\Sigma_t}$: w_i ağırlığa sahip olan nötronun çarpışmasından, üretilmesi beklenen nötron sayısı.

5.6. Monte Carlo Sayıl Akı Tahmin Edicileri

Monte Carlo hesaplamalarında homojen bir hücrede veya küçük homojen kafeslere bölünmüş bir sistemde ortalama akı hesaplamaları Patika-uzunluğu ve Çarpışma tahmin edicilerini kullanarak tahmin edilmektedir[83,84].

i. Patika-uzunluğu tahmin edici

V hacimli bir hücredeki ortalama parçacık akısı aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\bar{\varphi}_V = \frac{1}{V} \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\Omega \int dt \int_V dV \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (5.27)$$

Açısal nötron akısı nötron sayı yoğunluğu ile nötron hızı çarpımına eşit olduğuna dayanarak ve birim zaman başına E enerjisine sahip toplam nötron sayısının $N(E) = \int_{4\pi} d\Omega \int_V dV n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ olduğunu göz önüne alarak yukardaki ifade aşağıdaki gibi yazılır.

$$\begin{aligned} \bar{\varphi}_V &= \frac{1}{V} \int_0^\infty dE \int v(E) dt \int_{4\pi} d\Omega \int_V dV n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \\ &= \frac{1}{V} \int_0^\infty dE \int v(E) dt N(E) \end{aligned} \quad (5.28)$$

Nötron hızının birim zaman başına bir parçacığın kat ettiği mesafe olduğunu hatırlatarak, $v(E) dt = dl$ olarak yazılır:

$$\bar{\varphi}_V = \frac{1}{V} \int_0^\infty dE \int dl N(E) \quad (5.29)$$

Böylelikle, $\bar{\varphi}_V$, tüm parçacıklar tarafından birim hacim başına ve birim zaman başına kat edilen toplam patika uzunluğu olarak yorumlanabilir.

$$\bar{\varphi}_V = \frac{\text{parçacıkların kat ettiği yol uzunluklarının toplamı}}{\text{hacim}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_t} w_i l_i}{V} \quad (5.30)$$

w_i : bölgede belli bir mesafe kat eden nötronun ağırlığı

l_i : nötronun kat ettiği mesafe

N_t : bölgede belli bir mesafe kat eden nötron sayısı

Patika-uzunluğu tahmin edici yöntemini kullanarak, bir ortamda akıyı belirlemek için, ortam küçük küçük homojen bölgelere bölünür. Her bölgede transportu izlenen nötronun o bölgede soğurulana ya da o bölgeden başka bir bölgeye geçene kadar transportu izlenir ve kat edilen yol uzunlukları toplanır. Bölge sınırında kaçan nötronlar sınırda durdurulur ve aynı yönde komşu bölgede transportuna devam edilir.

ii. Çarpışma tahmin edici

Sayı akıyı kullanarak, toplam çarpışma sayısı ve ortalama nötron akısı şu şekilde hesaplanır:

$$N_{\text{collision}} = \iiint \Sigma_t \varphi(\vec{r}, E, t) dE dt dV \quad (5.31)$$

$$\bar{\varphi}_V = \frac{1}{V} \iiint \varphi_{(\vec{r}, E, t)} dE dt dV \quad (5.32)$$

Σ_t 'si sabit olan her bir homojen bölge (V hacim ile) düşünerek, ortalama sayıl akı ifadesinin pay ve paydası Σ_t ile çarpıldığında, ortalama akı, toplam çarpışma sayısı cinsinden yazılır.

$$\bar{\varphi}_V = \frac{1}{\Sigma_t V} \int \int \int \Sigma_t \varphi_{(\vec{r}, E, t)} dE dt dV = \frac{N_{collision}}{\Sigma_t V} = \frac{N_{collision} (= \sum_{n=1}^{N_c} w_n)}{\Sigma_t V} \quad (5.33)$$

w_n : bölgede çarpışma yapan nötron ağırlığı

N_c : bölgede çarpışma yapan nötron sayısı

Nükleer mühendislik uygulamalarında standart bir metot olarak, çarpışma ve patika-uzunluğu tahmin edicilerinden elde edilen ortalama statik akılar, toplam parçacık sayısı (nötron toplam başlangıç ağırlığı) ile normalize edilebilir[11,82,84].

6. DİNAMİK MONTE CARLO TEKNİĞİ

Bu bölümde, başlangıçta kararlı durumda olan ve belli bir güç seviyesinde çalıştırılan harici kaynaksız nükleer reaktörlerin, herhangi bir pertürbasyon nedeniyle, zamana bağlı analizi için Dinamik Monte Carlo tekniği önerilmektedir. Dinamik Monte Carlo (DMC) yönteminde, benzeşimi başlatmak için belli sayıda nötronun ve öncünün başlangıç koşulu olarak kullanılması gerekmektedir. Çok sayıda parçacığın bulunduğu gerçek nükleer reaktörlerin aksine, Monte Carlo benzeşimlerinde, benzeşim zaman maliyeti nedeniyle, sadece sınırlı sayıda parçacık dikkate alınmaktadır. Bu nedenle, nötronlar ve öncüler için kullanılan parçacık sayısı dikkate alınarak başlangıç ağırlıkları belirlenmelidir.

Bu yöntemde, zaman bölgesi küçük zaman aralıklarına bölünür. Her zaman aralığında, geometri ve tesir kesitlerinin değişmedikleri varsayılır ve sayıl akı, öncü yoğunluğu ve üretilen güç gibi parametrelerin zamana bağlı değişimleri analiz edilir. Sistem geometrisi ise birçok küçük ve homojen alt bölgelere ayrıklaştırılır. Her alt bölgede tesir kesitlerinin sabit olduğu ve saçılmanın eşyönlü olduğu varsayılmıştır.

Başlangıç denge durumunda, her alt bölgeye karşılık gelen ortalama grup nötron akısı, akı tahmin edicilerinden hesaplanır. Sistem akısını ilk reaktör gücüne normalize etmek için, elde edilen akıların normalizasyon katsayısı A ile çarpılmaları gerekir:

$$A = \frac{P}{\sum_{g=1}^{N_G} \sum_{j=1}^J E_r \Sigma_{fg_j} \bar{\varphi}_{g_j} V_j} \quad (6.1)$$

$\bar{\varphi}_{g_j}$ ve Σ_{fg_j} sırasıyla j 'inci alt bölgede ve g 'inci enerji grubuna ait ortalama akı ve fisyon tesir kesitidir, N_G enerji grupların sayısı, J alt bölgelerin sayısı ve V_j bölge j 'nin hacmidir.

Elde edilen akı vasıtasıyla, başlangıç parçacıkların enerjileri, ağırlıkları ve konumsal dağılımları örneklenir.

6.1. Gecikmiş Nötron Öncülerinin Zorla Bozunumu

Fisyondan açığa çıkan ve öncülerin bozunumundan yayımlanan ani ve gecikmiş nötronlar bir fisyon zinciri başlatabilirler. Nötronlar sistemden kaçana veya sistemde soğurulana kadar konum ve zamanda takip edilirler. Her ne kadar bir nötronun oluşturduğu fisyon zincirinin uzunluğu ve ani nötronların ömrünün hesaplanması tamamen rassal bir süreç olsa da, ortalama değerleri hesaplanabilir.

Nükleer reaktörler gecikmiş kritik ve ani kritik-altı koşullarda karalı durumda çalışacak şekilde tasarlanır. Nükleer reaktörlerde ani nötron ömrü 10^{-7} ile 10^{-4} s arasında değişir. Ortalama ani fisyon zincirinin uzunluğu ise $\bar{n} = 1/(1 - k_p)$ olarak verilmektedir, $k_p = k_{eff}(1 - \beta)$ ise ani nötron oluşturma olasılığı veya ani nötron çoğaltma faktörü olarak bilinir[30,85-86].

Her bir fisyon zincirinde ortalama olarak $\bar{n}\beta$ sayıda öncü oluşturulur, bu sayının büyük bir sayı olmamasına rağmen, bir sonraki fisyon zincirinin başlatılmasında önemli bir katkısı vardır. Örneğin, bir kritik reaktörde, belli bir zaman aralığında, fisyon zincirlerinin yaklaşık olarak %99 undan fazlası ani nötronlardan kaynaklanmakta olup, öncülerin bozunumundan açığa çıkan gecikmiş nötronların katkısı ise %1 den azdır.

Fisyon zincirinin ortalama ömrü \bar{n} ile nötronun ortalama ömrünün çarpımından elde edilir, örneğin, hafif su reaktörü için ani fisyon zincirinin ortalama ömrü 10^{-2} s'ler mertebesinde olur. Öncülerin ortalama ömrü ise yaklaşık 10^{-2} 'den 10^2 s 'ye değişmektedir.

Gerçek nükleer reaktörde, çok sayıda eşzamanlı fisyon zincirinin (Örneğin, saniyede $1E16$ fisyon) ve dolayısıyla çok sayıda üretilen öncü olduğu için, öncülerin uzun ömürlü olmasına rağmen, zaman bölgesinin herhangi bir noktasında fisyon zinciri başlatma olasılıkları vardır. Monte Carlo benzeşiminde ise her bir nötron için $(\beta/\lambda\Lambda)$ sayıda öncü dikkate alınmalıdır. Hafif su reaktörlerde her başlangıç nötron için yaklaşık $0.007/(0.07 \times 10^{-5}) \approx 10^4$ başlangıç öncü dikkate alınmalıdır. Çok sayıda öncü parçacığın kullanılması ve her bir öncü için rassal bir bozunum zamanı bulunması hesaplama açısından maliyetli olacağından hem öncü sayıları azaltılıp ağırlıkları artırılarak hem de benzeşim zaman aralıklarında belli oranlarda bozunumları zorlanarak benzeşim yapılır. Öyle ki, w_{pri} ağırlığında bir öncünün bozunma olasılığı bize yayılan gecikmiş nötronun ağırlığını verir[18-24,30].

$$W_{dn} = W_{pri}(1 - e^{-\lambda_i \Delta t}) \quad (6.2)$$

Öncünün geriye kalan ağırlığı $(W_{pri}e^{-\lambda_i \Delta t})$, her bir zaman aralığının sonunda öncülerin yeni ağırlığı olarak depolanır.

6.2. Benzeşim Yöntemi

6.2.1. Başlangıç Koşulları

Denge durumundan başlayan bir reaktörün zamana bağlı analizini başlatmak için, sırasıyla N_{n0} ve N_{p0} sayıda başlangıç nötronu ve öncü dikkate alınır. Başlangıçtaki N_{n0} sayıda nötronun enerji grubunu belirlemek için, grup akıları kullanarak, g enerji grubuna ait gerçek nötron sayısının toplam nötron sayısına oranı, f_g , olasılığı kullanılır.

$$f_g = \frac{\frac{1}{v_g} \sum_{j=1}^J \bar{\varphi}_{g_j} V_j}{\sum_{g=1}^{N_G} \frac{1}{v_g} \sum_{j=1}^J \bar{\varphi}_{g_j} V_j} \quad (6.3)$$

v_g , g 'inci enerji grubun ortalama nötron hızıdır, $\sum_{g=1}^{N_G} N_g = N_{n0}$, ve N_g , benzeşimdeki g enerji grubuna ait nötron sayısıdır.

Her enerji grubu için, her bir bölgedeki nötronların sayısının aynı grup için tüm bölgelerdeki toplam nötron sayısına oranı, f_{g_j} , hesaplanır ve nötronların başlangıç bölgesini örneklemek için kullanılır.

$$f_{g_j} = \frac{N_{g_j}}{N_g} = \frac{\frac{1}{v_g} \bar{\varphi}_{g_j} V_j}{\frac{1}{v_g} \sum_{j=1}^J \bar{\varphi}_{g_j} V_j} \quad (6.4)$$

N_{g_j} , benzeşimdeki g enerji grubuna ait ve j bölgesinde olan nötron sayısıdır ve $N_g = \sum_{j=1}^J N_{g_j}$.

Her j bölgesinde, N_{g_j} sayıda nötronun konumları rassal olarak örneklenir.

Denge koşulları altında, i 'inci öncü grubunun gerçek sayısı ve sistemdeki toplam gerçek öncü sayısı, sırasıyla denklem (6.5) ve (6.6)'da gösterildiği gibi hesaplanır

$$N_{P_i} = \frac{\beta_i}{\lambda_i} \left(\sum_{g=1}^{N_G} \sum_{j=1}^J v \Sigma_{f_{g_j}} \bar{\varphi}_{g_j} V_j \right) \quad (6.5)$$

$$N_{P_{total}} = \sum_{i=1}^6 N_{P_i} \quad (6.6)$$

N_{p0} kadar öncünün ilgili bölgelere ve konumlara dağılımı, her bir bölgedeki toplam gerçek öncü sayısının sistemdeki gerçek toplam öncülerin sayısına oranını olasılık kabul ederek örneklenir:

$$f_{p_j} = \frac{\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i} \left(\sum_{g=1}^{N_G} \nu \Sigma_{f_{g_j}} \bar{\varphi}_{g_j} V_j \right)}{\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i} \left(\sum_{g=1}^{N_G} \sum_{j=1}^J \nu \Sigma_{f_{g_j}} \bar{\varphi}_{g_j} V_j \right)} \quad (6.7)$$

Her bir öncünün bulunduğu grup ise, her bir öncü grubundaki gerçek öncü sayısının tüm öncülerin gerçek sayısına oranını olasılık olarak kullanarak örneklenir.

$$f_i = \frac{N_{P_i}}{N_{P_{total}}} = \frac{\frac{\beta_i}{\lambda_i}}{\sum_{i=1}^6 \left(\frac{\beta_i}{\lambda_i} \right)} \quad (6.8)$$

Benzeşimdeki her bir öncü grubundaki öncü sayısı $N_{P_{i_0}}$ ile gösterilir ve $N_{P_0} = \sum_{i=1}^6 N_{P_{i_0}}$ olarak tanımlanır.

DMC yönteminde, nötronların başlangıç ağırlığı bir alınmıştır. Öncülerin zorla bozunumu ile yayılan gecikmiş nötronların başlangıç ağırlıklarının belirlenmesi, tüm öncülerin başlangıç ağırlıklarının belirlenmesini gerektirir. İlk zaman aralığında, öncülerin başlangıç ağırlıkları birbirine eşit alınmakta ve başlangıç koşulu kullanılarak hesaplanmaktadır.

Sistemdeki gerçek nötron sayısı, benzeşimde kullanılan nötron sayısı ve onlara karşılık gelen ağırlıkların çarpımı ile orantılı olarak alınmaktadır. Öncü grubundaki gerçek öncü sayısı da, o grubun benzeşimde kullanılan öncü sayısı ile her bir öncüye karşılık gelen ağırlıkların çarpımı ile orantılı olarak alınmaktadır. Bu oranları kullanarak, öncü grubunun başlangıç ağırlığı aşağıda gibi elde edilir.

$$W_{pr_{i_l}} = W_{pr_i} = \frac{\frac{\beta_i}{\lambda_i} \left(\sum_{g=1}^{N_G} \sum_{j=1}^J \nu \Sigma_{f_{g_j}} \bar{\varphi}_{g_j} V_j \right)}{\sum_{g=1}^{N_G} \frac{1}{\nu_g} \sum_{j=1}^J \bar{\varphi}_{g_j} V_j} \times \frac{N_{n_0} W_{n_0}}{N_{P_{i_0}}} ; \quad (l = 1, \dots, N_{P_{i_0}}) \quad (6.9)$$

$W_{n_0} (= 1)$, nötronların başlangıç ağırlığıdır.

Tüm öncülerin etkili ağırlığı şu şekildedir:

$$W_{preff} = \frac{\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i} \left(\sum_{g=1}^{N_G} \sum_{j=1}^J \nu \Sigma_{f_{g_j}} \bar{\varphi}_{g_j} V_j \right)}{\sum_{g=1}^{N_G} \frac{1}{\nu_g} \sum_{j=1}^J \bar{\varphi}_{g_j} V_j} \times \frac{N_{n_0} W_{n_0}}{N_{P_0}} \quad (6.10)$$

$$= \frac{\beta}{\lambda_{eff}} \left(\sum_{g=1}^{N_G} \sum_{j=1}^J \nu \Sigma_{f_{g_j}} \bar{\varphi}_{g_j} V_j \right) \times \frac{N_{n_0} W_{n_0}}{\sum_{g=1}^{N_G} \frac{1}{\nu_g} \sum_{j=1}^J \bar{\varphi}_{g_j} V_j} \times \frac{N_{n_0} W_{n_0}}{N_{P_0}}$$

Benzeşim sırasında, her bir öncü grubundaki öncü sayısı ve her bir enerji grubundaki nötron sayısı zaman aralığı sonunda normalize edilerek parçacıkların ağırlıkları ayarlanır. Geçiş durumlarında sistemin reaktivitesine bağlı olarak parçacıkların ortalama ağırlıkları artmakta ya da azalmaktadır.

6.2.2. Parçacık İzlenmesi

İlk zaman aralığının başlangıcında, her nötronun yönü rassal ve eşyönlü olarak belirlenir. Diğer zaman aralıklarının başlangıcında ise, nötronun yönü bir önceki zaman aralığından diğer zaman aralığına geçen nötronun sahip olduğu yön olarak alınır.

Her zaman aralığında, başlangıç nötronların ağırlıkları, enerjileri ve konumsal dağılımları, ya ilk zaman aralığındaki başlangıç koşullarından ya da bir önceki zaman aralığının sonundaki popülasyon kontrol sürecinden gelen bilgilerden elde edilir.

Gecikmiş nötronların çok gruplu enerji spektrumu ($\chi_{d_{ig}}$), g grubu içinde bir enerji ile gecikmiş bir nötronun yayımlanması için tanımlanan olasılık kullanılarak belirlenir. $W_{pr_{i_0}}(1 - e^{-\lambda_i \Delta t})$ ağırlığında olan $N_{P_{i_0}}$ sayıda gecikmiş nötronun enerjileri örneklenir. Her zaman aralığının başlangıcında, gecikmiş nötronların konumları öncü konumları olarak alınır ve gecikmiş nötronların başlangıç yönleri her zaman rassal olarak eşyönlü örneklenir.

Her $[T, T + \Delta t]$ zaman aralığında, tüm başlangıç nötronların doğum zamanları, zaman aralığının başlangıç noktası olarak alınır. Ayrıca, gecikmiş nötronların doğum zamanları ise başlangıç ve bitiş zaman aralıkları arasında rassal olarak örneklenir:

$$T_{dn} = -\frac{1}{\lambda_i} \ln[e^{-\lambda_i T} - \xi(e^{-\lambda_i T} - e^{-\lambda_i(T+\Delta t)})] \quad (6.11)$$

ξ , sıfır ile bir arasında tekdüze dağılıma sahip olan bir rassal sayıyı belirtir.

Her zaman aralığının başlangıcında, zaman aralığı içinde sabit olan sistem geometrisi ve karşılık gelen tesir kesitleri kullanılır ve belirli bir konuma, ağırlığa, yöne ve enerjiye sahip olan ve $t_0 \in [T, T + \Delta t]$ zamanında doğan her bir nötronun transportu izlenir. Her bir nötronun taşınımı ve etkileşimleri, zaman sınırını geçmediği veya Russian Roulette tarafından öldürülmediği sürece takip edilir.

Sistemin geometrik olarak tanımlanan sınırlarında, nötronun tamamen sistemden kaçmasını önlemek için, zorla çarpışma varyans azaltma tekniği uygulanmıştır. Nötronun

yönüne bağlı olarak, nötronun sistem sınırına ulaşması için gerekli olan en kısa d_s mesafesi sınırı tanımlayan yüzeyin geometrik tanımı kullanılarak hesaplanır. Daha sonra ikiye ayrılan nötronlardan ağırlığı $w_{new} = w_{old}(1 - e^{-\Sigma_{tg} d_s})$ olanı rassal olarak örneklenmiş ve değeri $d \in [0, d_s]$ aralığında olan etkileşme konumunda çarpışmaya zorlanır. Zorla çarpışmanın kullanıldığı veya kullanılmadığı durumlarda, nötronun kat ettiği yol sırasıyla denklem (6.12) ve (6.13)'de verilmiştir.

$$d = -\frac{1}{\Sigma_{tg}} \ln[1 - \xi(1 - e^{-\Sigma_{tg} d_s})] \quad (6.12)$$

$$d = -\frac{1}{\Sigma_{tg}} \ln(\xi) \quad (6.13)$$

Σ_{tg} , g'inci enerji grubunun toplam makroskobik nötron tesir kesitidir. İkiye ayrılan nötronlardan diğerinin ağırlığı ise $w_{new} = w_{old}e^{-\Sigma_{tg} d_s}$ olarak belirlenir. Bu nötron örtük olarak sistemden kaçan nötronları temsil etmektedir.

Nötronun çarpışmaya uğradığı konum ve buna karşılık gelen geçen zaman aşağıdaki gibidir.

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + d \vec{\Omega} \quad (6.14)$$

$$t = t_0 + \frac{d}{v_g} \quad (6.15)$$

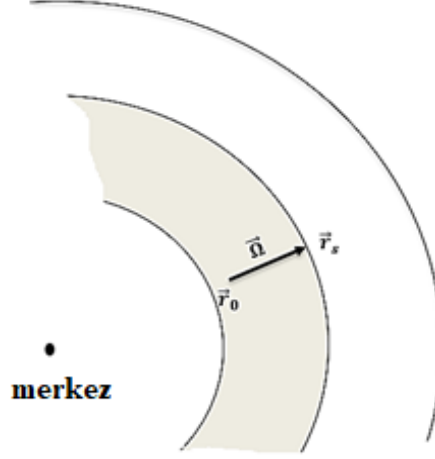
\vec{r}_0 ve t_0 , sırasıyla, $\vec{\Omega}$ yönünde hareket eden nötronun başlangıç konumunu ve zamanını göstermekte olup, t ve \vec{r} etkileşme zamanını ve konumunu göstermektedir.

Farklı homojen bölgelerden oluşan heterojen ortamda, nötron bulunduğu bölgeden çıktığında, iki bölgenin arayüzünde durdurulur ve nötronun arayüzü tanımlayan yüzeye ulaşması için gereken süre (T_s) hesaplanır. Nötron zaman aralığı sınırını aşarsa ($T_s > T + \Delta t$), herhangi bir bölge değişikliği yapılmadan, nötronun bu zaman aralığında kat ettiği mesafe dikkate alınarak yeni konumu $\vec{r} = \vec{r}_0 + (T + \Delta t - t_0)v_g\vec{\Omega}$ olarak belirlenir ve bu konuma ulaştığı andaki zaman $T + \Delta t$ olarak tanımlanır. Nötronun ağırlığı, yönü, enerjisi ve yeni konumu kayıt edilir ve bir sonraki zaman aralığının benzeşiminde başlangıç nötronu olarak kullanılmak üzere depolanır. Nötron zaman aralığı sınırını aşmaz ise ($T < T_s < T + \Delta t$), nötronun bulunduğu bölge ile komşu bölge arasındaki yüzeye taşınarak, nötronun geçtiği bölgenin tesir kesitleri ve geometrik özellikleri

güncellenir. $t_0 = T_s$ anından itibaren nötron önceki yönünde ve iki bölgenin ara-yüzünden hareketine başlayarak nötronun transportu izlenir.

$$T_s = t_0 + \frac{\vec{r}_s - \vec{r}_0}{\vec{\Omega} v_g} \quad (6.16)$$

\vec{r}_s , nötron hareketi yönünde, iki komşu bölgenin ara-yüzdeki noktanın koordinatlarını verir.



Şekil 6.1. Dinamik Monte Carlo yönteminde nötron izlenmesi.

Nötronun mevcut bölgeyi terk etmediği durumlarda, nötronun kat ettiği sürede zaman aralığı sınırı aşılmışsa ($t > T + \Delta t$), nötronun konumu zaman sınırı dikkate alınarak güncellenir ve sonraki zaman aralığında bir başlangıç nötronu olarak kullanılmak üzere depolanır. Öte yandan, $T < t < T + \Delta t$ olursa, nötron bir etkileşime yapar ve taşınımı etkileşime tipine göre devam ettirilir.

6.2.3. Nötron Etkileşimi Örneklenmesi

Nötronların tamamen yakalanmasından kaynaklanan benzeşimdeki belirsizliği azaltmak için, nötronun ($\Sigma_{c_g}/\Sigma_{t_g}$) kadarlık bir oranı hedef çekirdek tarafından yakalandığı kabul edilerek, kapalı yakalama varyans azaltma tekniği uygulanır. Sonraki etkileşim türüne bakmadan, her etkileşimde, W_{P_i} ağırlığında bir öncü üretilmeğe zorlanır. Üretilen öncü grubunun türü ise (β_i/β) olasılığı ile örneklenir.

$$W_{P_i} = \frac{v_d \Sigma_{f_g}}{\Sigma_{t_g}} W_0 \quad (6.17)$$

W_0 , etkileşimden önceki nötron ağırlığıdır.

Yeni üretilen öncü, bulunduğu zaman aralığının kalan süresinde ($[t, T + \Delta t]$), W_{DN} ağırlığında gecikmiş bir nötron yayarak bozunmaya zorlanır. Yayılan gecikmiş nötronun doğum zamanı, enerji grubu ve yönünü örnekleyerek ve doğduğu konumundan başlayarak transportu izlenir. Üretilen öncünün geriye kalan ağırlığı ($W_{P_{i,new}}$) ve konumu, popülasyon kontrol prosedürü kullanılarak, her bir zaman aralığının sonunda öncülerin yeni ağırlıklarını hesaplamak için depolanır.

$$W_{DN} = W_{P_i}(e^{-\lambda_i t} - e^{-\lambda_i(T+\Delta t)}) \quad (6.18)$$

$$W_{P_{i,new}} = W_{P_i} \left(1 - (e^{-\lambda_i t} - e^{-\lambda_i(T+\Delta t)}) \right) \quad (6.19)$$

Fisyon, grup içi saçılma ve bir gruptan diğer bir gruba saçılma olaylarının olasılıkları dikkate alınarak, etkileşme sonrası nötronun ağırlığı aşağıda gösterildiği gibi güncellenir.

$$W'_0 = \frac{\nu_p \Sigma_{f_g} + \Sigma_{s_{gg}} + \sum_{g' \neq g}^{N_G} \Sigma_{s_{gg'}}}{\Sigma_{t_g}} W_0 \quad (6.20)$$

$\Sigma_{s_{gg}}$ ve $\Sigma_{s_{gg'}}$, sırasıyla grup içi saçılma ve bir gruptan diğer bir gruba saçılma tesir kesitleridir. Herhangi g grubu için saçılma tesir kesiti $\Sigma_{s_g} (= \Sigma_{s_{gg}} + \sum_{g' \neq g}^{N_G} \Sigma_{s_{gg'}})$ değerine eşittir.

Böylelikle, nötronun fisyon kaynaklı olma olasılığı aşağıdaki gibi verilir:

$$P_f = \frac{\nu_p \Sigma_{f_g}}{\nu_p \Sigma_{f_g} + \Sigma_{s_{gg}} + \sum_{g' \neq g}^{N_G} \Sigma_{s_{gg'}}} \quad (6.21)$$

Grup içi ve bir gruptan diğer bir gruba saçılma etkileşimlerine karşılık gelen olasılıklar şunlardır:

$$P_{s_{gg}} = \frac{\Sigma_{s_{gg}}}{\nu_p \Sigma_{f_g} + \Sigma_{s_{gg}} + \sum_{g' \neq g}^{N_G} \Sigma_{s_{gg'}}} \quad (6.22)$$

$$P_{s_{gg'}} = \frac{\Sigma_{s_{gg'}}}{\nu_p \Sigma_{f_g} + \Sigma_{s_{gg}} + \sum_{g' \neq g}^{N_G} \Sigma_{s_{gg'}}} ; \quad g' = 1, \dots, N_G \text{ ve } g' \neq g \quad (6.23)$$

Fisyon olayı durumunda, açığa çıkan parçacığın (ani nötronun) enerjisi, ani nötronların çok gruplu fisyon enerji spektrumunu (χ_{P_g}) kullanarak örneklenir. Ayrıca, grup dışı

saçılmalarda, nötronun enerji grubu değişir ve tesir kesitler yeni enerji grubuna göre güncellenir. Bu nötronların hareket yönleri de etkileşme tipine bağlı olarak tanımlanan olasılık yoğunluk fonksiyonları kullanılarak örneklenir.

6.2.4. Ağırlık Penceresi Tekniği

İhmal edilebilir ağırlığa sahip olan nötronların izlenmesi benzeşim süresini arttırır. Ayrıca kapalı yakalama ve zorla çarpışma tekniklerin kullanımı sonucu ağırlıkları değişen nötronlardan kaynaklanan belirsizlikleri azaltılması için ağırlık penceresi tekniği kullanılmaktadır. Hem benzeşim süresinin artması, hem de belirsizliğin artması FOM değerini azaltır ve bu da istenmeyen bir sonuçtur. Bu sorunların üstesinden gelmek için nötronun ağırlığı her bir çarpışma sonrası kontrol edilir.

Bu tezde sunulan DMC yönteminde, her zaman aralığında nötronun ortalama ağırlıklarına bağlı olarak ağırlık penceresinin üst ve alt sınırları dinamik bir şekilde güncellenir. Böylelikle hem kritik-altı hem de kritik-üstü sistemlerin benzeşiminde parçacık sayısını arttırmadan, güçteki ya da nötron ve öncü sayılarındaki zamana bağlı değişim analiz edilebilir.

6.2.5. Çetele Tutma

Nötron akısı, güç ve öncü yoğunluğunun zamana göre değişiminin benzeşimini elde etmek için, her bir zaman aralığında ilgili parametrelerin çetelesini tutma işlemi gerçekleştirilir.

Her zaman aralığında, sayıl akı hem çarpışma sayısı hem de kat edilen patika uzunlukları çetelesi tutularak, tahmin ediciler tarafından hesaplanır. Benzeşimde kullanılan zaman aralıklarının genişliğinin eşit olmadığı durumlarda, her zaman aralığındaki akı tahmin edicilerin zaman aralığına bölünmesiyle hesaplanır. Tahmini ortalama akıları kullanarak, her bir zaman aralığındaki reaktör ortalama gücü aşağıdaki gibi tahmin edilir.

$$P = \sum_{g=1}^{N_G} \sum_{j=1}^J E_r \Sigma_{f_{g_j}} \bar{\varphi}_{g_j} V_j \quad (6.24)$$

Etkileşime giren tüm nötronların ağırlığını kullanarak, güç aşağıdaki tahmin edici tarafından da tahmin edilebilir:

$$P = E_r \sum_{i=1}^{N_{int}} \Sigma_{fg} v_{g_i} W_{0_i} \quad (6.25)$$

i , etkileşimlerin sayısı ve W_{0_i} , etkileşime giren nötronun ağırlığıdır.

Ayrıca, fisyon etkileşimi yapan nötronların toplam ağırlığının hesaplanması, bize her bir zaman aralığında üretilen ortalama gücü verir:

$$P = E_r \sum_{i=1}^{N_f} \frac{\Sigma_{fg_i} + \Sigma_{sgg_i} + \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^{N_G} \Sigma_{sgg'_i}}{\Sigma_{tg_i}} W_{0_i} \quad (6.26)$$

i , fisyon etkileşimlerinin sayısıdır ve W_{0_i} , etkileşime giren nötronun ağırlığıdır. Her bir nötronun $(\Sigma_{fg_i} + \Sigma_{sgg_i} + \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^{N_G} \Sigma_{sgg'_i}) / \Sigma_{tg_i}$ kesri fisyon yapmaktadır.

Zaman aralıklarının eşit olmadığı durumlarda, (6.25) ve (6.26) denklemlerdeki ifadeler Δt 'ye bölünür.

Öncü ağırlıkları her alt bölgede toplanır ve öncü yoğunluklarının zamana göre değişimini tahmin etmek için kullanılır.

6.2.6. Popülasyon Kontrolü

Her zaman aralığının sonunda, g 'inci enerji grubuna ait olan ve zaman sınırını geçen nötron sayısı, aynı grubun başlangıç nötron sayısından farklı olabilir. Bu durumda, nötronların toplam ağırlığını koruyarak, nötron sayısı, karşılık gelen enerji grubunun başlangıç nötron sayısı kullanılarak (N_g 'ye) normalize edilir. Bu nötronlar bir sonraki zaman aralığının başında başlangıç nötronları olarak kullanılır.

Sadece ilk zaman aralığında, nötronların ağırlıkları birbirine eşit alınmaktadır. Diğer zaman aralıklarında, her nötronun kendine has ağırlığı veya önemi olduğu belirtilmelidir.

Öncülerin zorla bozunumundan geriye kalan ve $W_{pr_{i_l}} e^{-\lambda_i \Delta t}$, ($l = 1, \dots, N_{P_{i_0}}$), ağırlıkta olan $N_{P_{i_0}}$ sayıda öncünün yanı sıra, her zaman aralığında $W_{P_{i_{new_n}}}$, ($n = 1, \dots, N_{new}$), ağırlıkta olan N_{new} sayıda yenidoğan öncü göz önüne alınmalıdır. $N_{P_{i_0}} + N_{new}$ sayıda öncülerin toplam ağırlığını koruyarak, öncü sayısını başlangıç öncü sayısına ($N_{P_{i_0}}$) normalize etmek için, $N_{P_{i_0}}$ 'a göre, öncülerin ortalama ağırlıkları aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$\bar{W}_{P_i} = \frac{\sum_{l=1}^{N_{P_{i_0}}} W_{pr_{i_l}} e^{-\lambda_i \Delta t} + \sum_{n=1}^{N_{new}} W_{P_{i,newn}}}{N_{P_{i_0}}} \quad (6.27)$$

Öncülerin zorla bozunumundan geriye kalan ve yenidoğan öncülerinin her biri için ağırlık oranları sırasıyla $P_l = \frac{W_{pr_{i_l}} e^{-\lambda_i \Delta t}}{\bar{W}_{P_i}}$ ve $P_n = \frac{W_{P_{i,newn}}}{\bar{W}_{P_i}}$ olarak tanımlanır. Bu oranlara göre $N_{P_{i_0}}$ tane öncü seçimi yapılır. Öncelikle P değeri birden büyük olanlar seçilerek öncünün bir sonraki zaman aralığında kullanılmak üzere konumu ve ağırlığı kaydedilir. P değerleri birden büyük olan öncü sayısı $N_{P_{i_0}}$ 'dan büyük olursa, rassal olarak bunların $N_{P_{i_0}}$ tanesi seçilir. P değerleri birden büyük olan öncü sayısı $N_{P_{i_0}}$ 'dan küçükse, P değerleri birden küçük olan öncülerini seçmek için tekdüze bir rassal sayı atılır ve $P > \xi$ olma şartıyla öncü seçimi yapılarak $N_{P_{i_0}}$ değeri elde edilene kadar bu süreç devam ettirilir. Son olarak, toplam öncü ağırlığını korumak için, $N_{P_{i_0}}$ sayıda seçilen her bir öncü ağırlığı aşağıdaki gibi güncellenir:

$$W'_{pr_{i_l}} = W_{pr_{selected_l}} \times \frac{\sum_{l=1}^{N_{P_{i_0}}} W_{pr_{i_l}} e^{-\lambda_i \Delta t} + \sum_{n=1}^{N_{new}} W_{P_{i,newn}}}{\sum_{l=1}^{N_{P_{i_0}}} W_{pr_{selected_l}}} ; (l = 1, \dots, N_{P_{i_0}}) \quad (6.28)$$

$W_{pr_{selected_l}}$, seçilmiş öncünün ağırlığıdır.

$W_{pr_{i_l}} = W'_{pr_{i_l}}$ olarak. $N_{P_{i_0}}$ sayıda öncü, bir sonraki zaman aralığının başlangıcında, başlangıç öncüler olarak kullanılır.

7. KAYNAK GÜDÜMLÜ SİSTEMLERİN ZAMANA BAĞLI ANALİZİ İÇİN MONTE CARLO İLE GREEN FONKSİYONU ÜRETİMİ

Kaynak Güdümlü Sistemler (KGS'ler) kritik-altı reaktörler olup, zincir tepkimeleri harici nötron kaynağı tarafından sürdürülür. Bu sistemlerin zamana bağlı analizi farklı yöntemler ve yaklaşımlar kullanarak geniş çapta literatürde incelenmiştir [57,87-89].

Boltzman nötron transport denklemi ve bu denkleme karşılık gelen öncü yoğunlukları için zamana bağlı denklemler, operatör gösterimi formunda yazılabilir:

$$\hat{H}\mathbf{u}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \mathbf{q}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (7.1)$$

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \hat{M} & \hat{X}_1 & \hat{X}_2 & \dots & \hat{X}_6 \\ \hat{V}_1 & \hat{P}_1 & \hat{O} & \dots & \hat{O} \\ \hat{V}_2 & \hat{O} & \hat{P}_2 & \ddots & \hat{O} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \hat{O} \\ \hat{V}_6 & \hat{O} & \dots & \hat{O} & \hat{P}_6 \end{pmatrix}; \quad \mathbf{u}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \begin{pmatrix} \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \\ C_1(\vec{r}, t) \\ \vdots \\ C_6(\vec{r}, t) \end{pmatrix};$$

$$\mathbf{q}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \begin{pmatrix} Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\hat{M} = \frac{1}{v(E)} \frac{\partial}{\partial t} + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma_t(\vec{r}, E, t) - \iint dE' d\Omega' \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, t) \\ - \frac{x_p(E)}{4\pi} \iint dE' d\Omega' (1 - \beta) v \Sigma_f(\vec{r}, E', t)$$

$$\hat{V}_i = -\beta_i \iint dE' d\Omega' v \Sigma_f(\vec{r}, E', t); \quad i = 1, \dots, 6$$

$$\hat{X}_i = -\frac{1}{4\pi} x_{d_i}(E) \lambda_i$$

$$\hat{P}_i = \frac{\partial}{\partial t} + \lambda_i$$

Belirli bir \vec{r}' konumu, $\vec{\Omega}'$ yönü ve E' enerjisi ile sisteme t' zamanında giren bir birim kaynağına verilen sistem yanıtı Green fonksiyonu olarak adlandırılır. Açısız akıya ve öncü yoğunluklarına karşılık gelen Green fonksiyonları aşağıdaki diferansiyel denklem sisteminden elde edilir.

$$\hat{H}\mathbf{G}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t; \vec{r}', E', \vec{\Omega}', t') = \delta(\vec{r} - \vec{r}') \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}') \delta(E - E') \delta(t - t') \mathbf{Q} \quad (7.2)$$

$$\mathbf{G}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t; \vec{r}', E', \vec{\Omega}', t') = \begin{pmatrix} G_{\psi}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t; \vec{r}', E', \vec{\Omega}', t') \\ G_{C_1}(\vec{r}, t; \vec{r}', t') \\ \vdots \\ G_{C_6}(\vec{r}, t; \vec{r}', t') \end{pmatrix}; \quad \mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}$$

Açısal akı ve öncü yoğunluklarının Green fonksiyonlarını kullanarak, herhangi bir zaman, konum, yön ve enerji bağımlı bir nötron kaynağının oluşturduğu açısal akı ve öncü yoğunlukları aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \int \int \int \int G_{\psi}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t; \vec{r}', E', \vec{\Omega}', t') \times Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) dE' d\vec{\Omega}' dt d^3\vec{r}' \quad (7.3)$$

$$C_i(\vec{r}, t) = \int \int \int \int G_{C_i}(\vec{r}, t; \vec{r}', t') \times Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) dE' d\vec{\Omega}' dt d^3\vec{r}' \quad (7.4)$$

7.1. KGS'ler İçin Başlangıç Denge Koşulu

DMC yönteminde, nötron yoğunluğu ile gecikmiş nötron öncüleri arasındaki denge koşulu, başlangıç koşulu olarak alınmaktadır. Herhangi bir harici kaynak olmaksızın kritiklik problemlerinde başlangıç durumu Monte Carlo kritiklik kodlarını kullanarak ve kararlı durum kritik akıyı elde ederek hesaplanır. Başlangıçta sabit nötron kaynağına sahip KGS'lerde, harici sabit nötron kaynağı olması nedeniyle sistemin bir dengeye ulaşması uzun bir zaman almaktadır.

KGS'lerde nötron yoğunluğu ile öncüler arasındaki denge koşulunu elde etmek için kullanılacak olan Green fonksiyonlarını hesaplamaya yönelik olarak bir DMC kodu geliştirilerek kullanılmıştır:

İlk zaman aralığının başlangıcında ($t = 0$ s'de), S_g (kaynak gücü) ağırlıklara sahip ve g grubuna ait, N_{sg} sayıda nötron oluşturulur. İlk zaman aralığının başlangıcında, öncü sayısı sıfır alınır. Sistemde doğan kaynak nötronlarının etkileşimi sonucu bu zaman aralığında, örtük fisyon veya zorunlu öncü üretimi sonucunda öncüler üretilmeye başlanır. Üretilen öncüler bulunduğu zaman aralığının kalan süresinde belirli ağırlıklarda gecikmiş nötron yaymaya zorlanır ve kalan ağırlıkları bir sonraki zaman aralığında başlangıç öncüler olarak kullanılmak üzere depolanır. İkinci zaman aralığından, her bir öncü grubunun başlangıç sayısı, ilk zaman aralığındaki karşılık gelen kayıtlı öncülerin sayısına eşit alınır. Benzeşim sırasında her g enerji grubuna ait başlangıç nötron sayısı (N_{sg}) sabit tutulur. Sistemde öncülerin bozunumu sonucu açığa çıkan gecikmiş

nötronların etkileşimi sonucu oluşan ani nötronlar da dikkate alınarak zamana göre değişimi takip edilir. Her zaman aralığında, nötronların ve öncülerin ağırlıkları belirlenir ve bu ağırlıklar nötronların ve öncülerin zamana göre değişimini belirlemek için kullanılır.

j 'inci alt bölgede ve i 'inci zaman aralığında, g enerji grubundaki birim kaynak nötronundan g' enerji grubunun nötron akısına karşılık gelen Green fonksiyonu aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$G_{gg'_{j,i}} = \frac{\bar{\varphi}_{g'_{j,i}}}{N_{sg} \times S_g} ; g' = 1, \dots, N_G \text{ \& } j = 1, \dots, J \quad (7.5)$$

$\bar{\varphi}_{g'_{j,i}}$, j 'inci alt bölgede ve i 'inci zaman aralığında, g' enerji grubu için elde edilen ortalama akıdır.

Yeterli zaman aralıklarının benzeşimden sonra, g enerji grubundaki her bir j alt bölge için denge koşulundaki akı aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\bar{\varphi}_{g_j} = \sum_{g'=1}^{N_G} \sum_{i=1}^{N_t} S_{g'_i} G_{g'g_{j,i}} \Delta t_i \quad (7.6)$$

$S_{g'_i}$, i 'inci zaman aralığında g' enerji grubun ait olan kaynak nötron aktivitesidir.

7.2. Kaynak GÜdümlü Sistemlerin Zamana Bağlı Analizi

Başlangıçta denge durumunda olan ve P_0 güç seviyesinde çalışan kaynak güdümlü sistemlerin herhangi bir pertürbasyon nedeniyle zamana bağlı analizlerinin benzeşimini yapmak için, aşağıda belirtilen iki farklı Monte Carlo hesaplamalarının sonuçlarının süperpozisyonu kullanılmıştır:

- i- Herhangi bir başlangıç nötronu ve öncü göz önüne alınmadan, harici nötron kaynağından dolayı sistemin davranışı DMC yöntemi kullanılarak hesaplanan Green fonksiyonlarından analiz edilir.
- ii- Herhangi bir harici nötron kaynağı olmadan, denge durumundaki başlangıç nötronlarını ve öncülerin enerji ve konuma bağlılıkları göz önüne alarak, sistemin davranışı standart DMC yöntemini kullanılarak analiz edilir.

Başlangıçta kararlı durumda bulunan ve sabit güç üreten KGS için, sisteme eklenen harici bir nötron kaynağından dolayı ya da sistemdeki bir reaktivite geçişinden dolayı oluşan

zamana bağlı geçişin analizinde yukarıda anlatılan yöntemler kullanılarak zamana bağlı analizler Bölüm 8.2’de yapılmıştır.

8. SONUÇLAR

8.1. Nokta Kinetiği Modellerinde Ağırlık Fonksiyonu Seçiminin Etkisi

Bu bölümde, herhangi bir pertürbasyon durumunda, farklı ağırlık fonksiyonları kullanılarak elde edilen nokta kinetiği modellerinden, nötron yoğunluğundaki ve sistem gücündeki değişiklikler, referans çözüm olarak önerilen ÖAY'den elde edilen sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Böylelikle farklı ağırlık fonksiyonlarının seçilmesinin nokta kinetik denklemlerinin çözümleri üzerine olan etkileri araştırılmıştır.

Pertürbasyondan önce sistemin eklenik akısı, yaygın ağırlık fonksiyonu olarak kullanılmaktadır[15,56-59]. Bu çalışmada, bu fonksiyonun yanı sıra, pertürbasyon sonrası sistemin eklenik akısı ve ağırlık fonksiyonu bir alınarak elde edilen sonuçlar tartışılmıştır.

8.1.1. İki Bölgeli Çıplak Reaktör

Bu örnek problemde, başlangıç nötron yoğunluğu ve gücü sırasıyla 3.4421×10^7 ve $1W$ olan, 50 cm kalınlığında bir kritik çıplak levha reaktörü dikkate alınmıştır. Kritik sistemin parametreleri ve altı grup gecikmiş nötron öncülerinin grup parametreleri sırasıyla Çizelge 8.1 ve Çizelge 8.2'de verilmiştir. Reaktör, $t = 0 \text{ s}$ 'de, Şekil 3.3'de gösterildiği gibi homojen olmayan bir pertürbasyona maruz bırakılmıştır. Birinci ve ikinci bölge sırasıyla 10 cm ve 40 cm kalınlığındadır. Başlangıç koşulu olarak kullanılan statik akı ise aşağıdaki gibidir:

$$\Phi(x) = 2.3466E + 11 \cos(0.03098 x) \quad (8.1)$$

Çizelge 8.1. Kritik sistem parametreleri.

$D(\text{cm})$	$\Sigma_f(\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_c(\text{cm}^{-1})$	ν	$v(\text{cm/s})$
0.33	0.0041267	0.0058733	2.5	2.2E+5

Çizelge 8.2. Gecikmiş nötron öncülerinin grup parametreleri

i	1	2	3	4	5	6
$\lambda_i (\text{s}^{-1})$	0.0124	0.0305	0.111	0.301	1.14	3.01
β_i	0.00021	0.00141	0.00127	0.00255	0.00074	0.00027

8.1.1.1. Pertürbasyon sonrası reaktör kritik durumda I

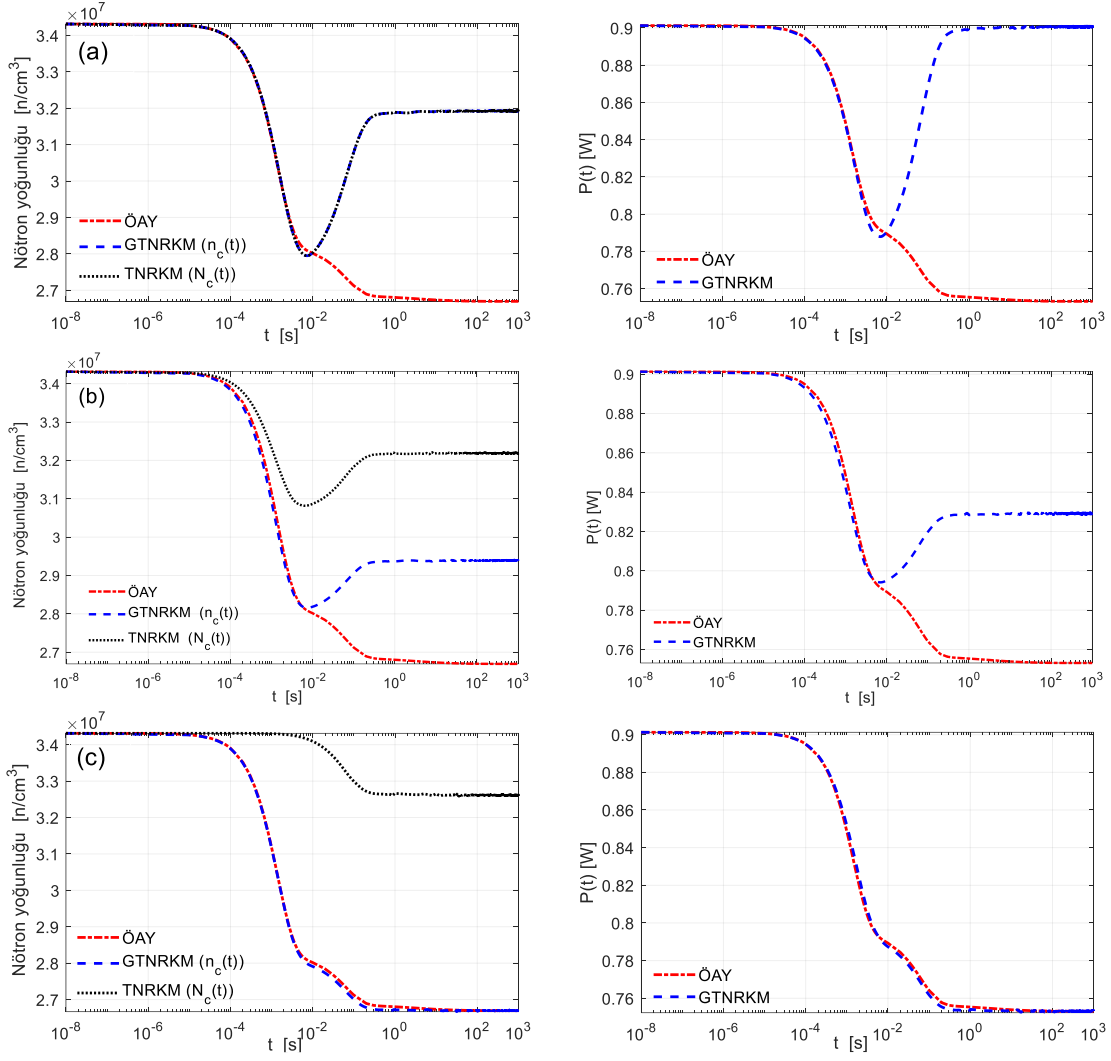
Bu durumda, $t = 0$ s'de, birinci bölgedeki fisyon tesir kesiti $\Sigma_{f,1} = 0.005 \text{ cm}^{-1}$ 'e yükseltirken, bölge 2'deki fisyon tesir kesiti $\Sigma_{f,2} = 0.003166 \text{ cm}^{-1}$ 'e düşürülür ve sistem halen kritik durumda kalır. Şekil 8.1'de gösterildiği gibi, farklı ağırlık fonksiyonları için TNRKM ve GTNRKM'den elde edilen sonuçlar, ÖAY sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Reaktörün başlangıçtaki kararlı modundan başka bir kararlı moda zamana bağlı geçişi analitik olarak elde edilmiştir. Yalnızca pertürbasyon sonrası eklenik akı ağırlık fonksiyonu olarak kullanıldığında, GTNRKM'den elde edilen sonuç asimptotik olarak ÖAY sonucu ile aynı olduğu saptanmıştır. Şekillerde görüldüğü gibi, ağırlık fonksiyonu sabit alındığı durumda, GTNRKM'den elde edilen gerçek nötron yoğunluğu, TNRKM'den elde edilen genlik fonksiyonu ile aynı olmaktadır.

ÖAY den hesaplanan konuma ve zamana bağlı nötron akısı ve bölgesel nötron yoğunlukları Şekil 8.2'de gösterilmiştir. Reaktör gücünün düşüşü, bölge 2'deki fisyon tesir kesitinin azalması nedeniyle nötron öneminin azalmasından kaynaklanmaktadır. Bu sonuç standart nokta kinetik denklemler ile elde edilememektedir. Bu tez kapsamında, ağırlık fonksiyonunun pertürbasyon sonrası sistemin davranışını belirleyen temel mod kullanılarak tanımlanması koşulu ile asimptotik sonuçların elde edilebileceği gösterilmiştir.

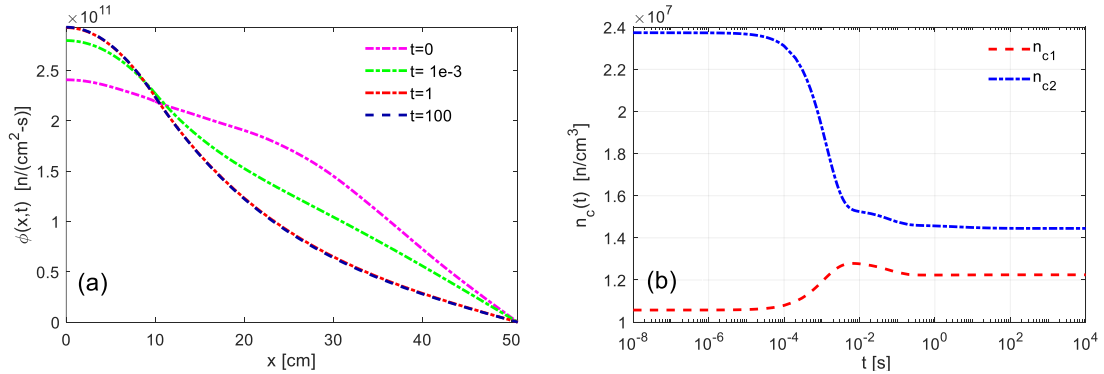
8.1.1.2. Pertürbasyon sonrası reaktör kritik durumda II

Bu test probleminde, $t = 0$ s'de, birinci bölgedeki fisyon tesir kesiti $\Sigma_{f,1} = 0.00318390 \text{ cm}^{-1}$ 'e düşürülürken, bölge 2'deki fisyon tesir kesiti $\Sigma_{f,2} = 0.0045 \text{ cm}^{-1}$ 'e yükseltir ve sistem halen kritik durumda kalır. Şekil 8.3'de görüldüğü gibi, farklı ağırlık fonksiyonları için GTNRKM'den elde edilen sonuçlar ile ÖAY sonuçları arasında bir karşılaştırma yapılmıştır.

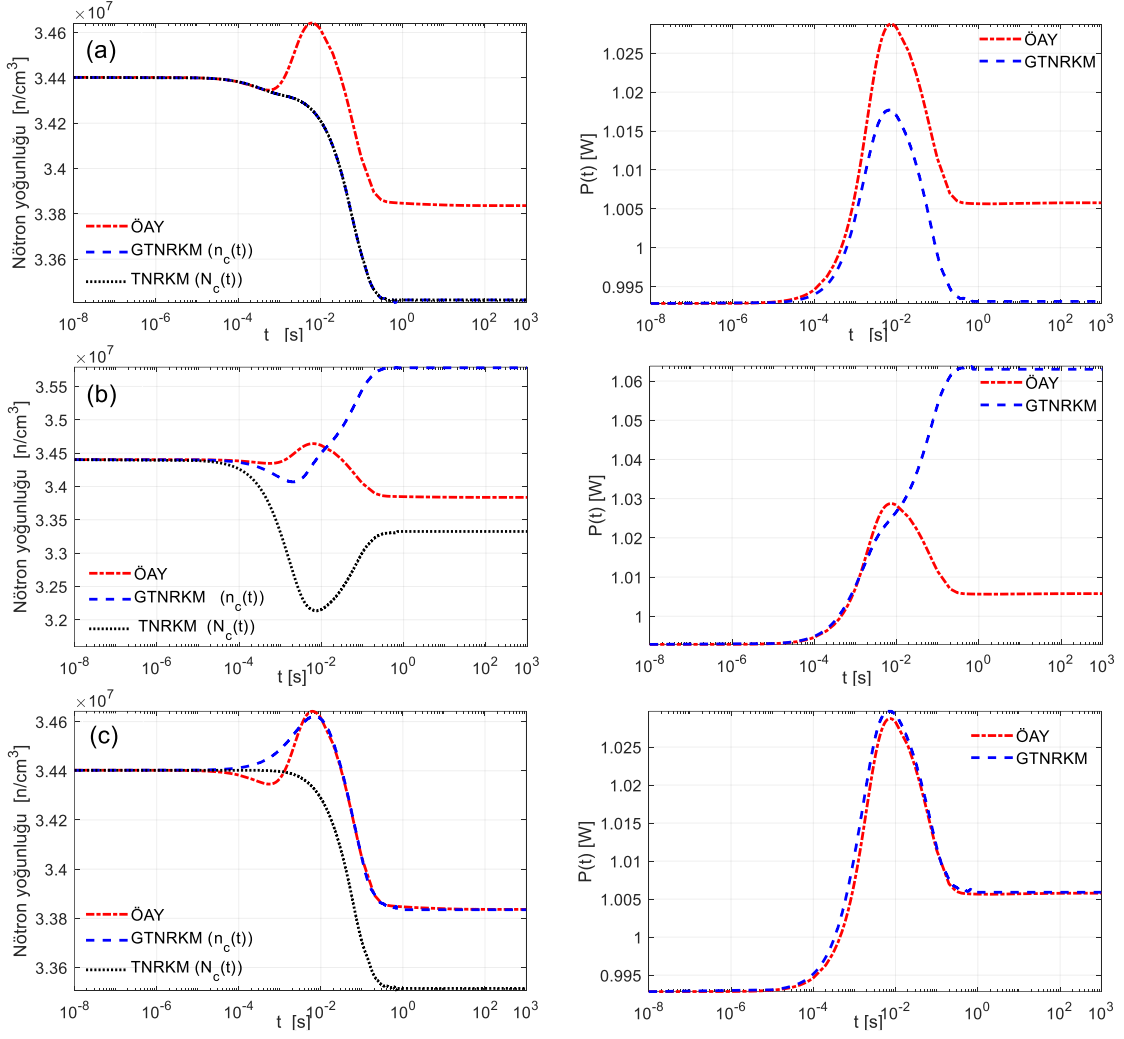
ÖAY'den hesaplanan konuma ve zamana bağlı nötron akısı ve bölgesel nötron yoğunluğu Şekil 8.4'de gösterilmiştir. Kor nötron yoğunluğunun azalmasına rağmen, sistem gücünün arttığı gözlenmiştir. Bu değişim pertürbasyon sonrası bölge 2'deki nötronların öneminin artmasından kaynaklanmaktadır. Gerçek güç ve gerçek nötron yoğunluğunun zamana bağlı davranışları arasındaki gözlenen fark, nokta kinetik modellerinde gerçek nötron yoğunluğu ve gerçek güç için farklı denklem sistemlerinin kullanılması gerektiğini göstermektedir.



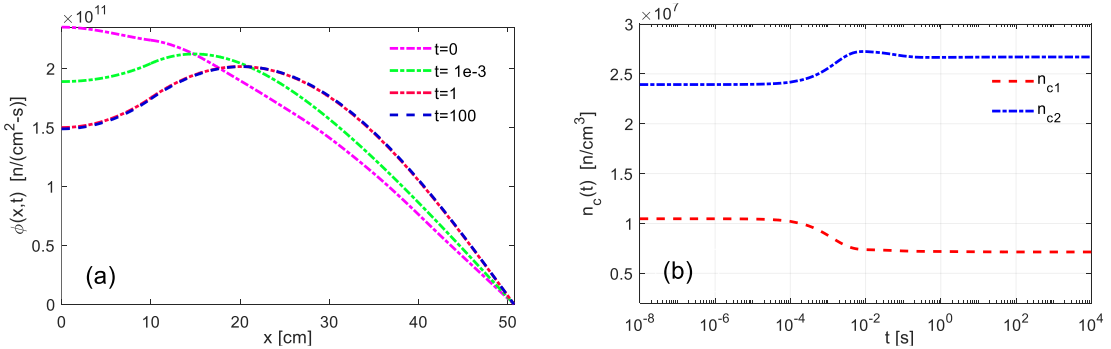
Şekil 8.1. (a) $W(x) = 1$, (b) $W(x) = \text{perturbasyon öncesi eklenik akı}$, ve (c) $W(x) = \text{perturbasyon sonrası eklenik akı}$ alındığı durumlarda TNRKM, GTNRKM ve ÖAY karşılaştırması.



Şekil 8.2. (a) Farklı zamanlarda konuma bağlı akının değişimi ve (b) Bölgesel nötron yoğunluklarının zamana göre değişimi ($c1 = \text{bölge 1}$, $c2 = \text{bölge 2}$).



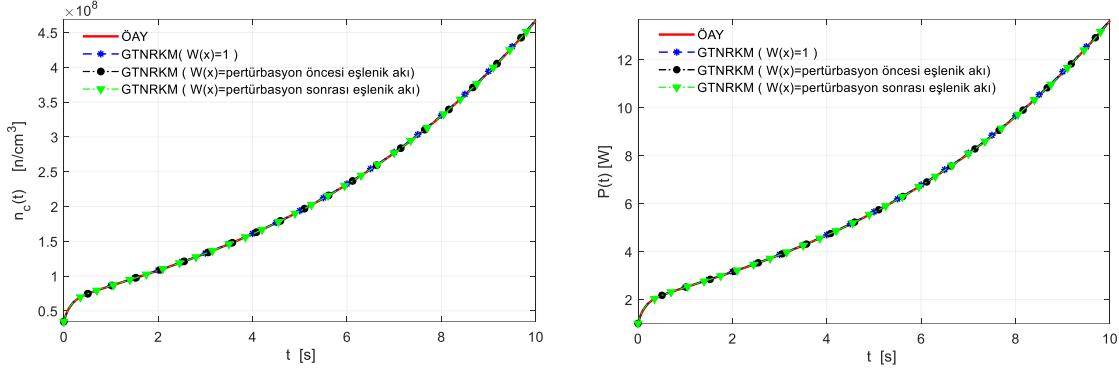
Şekil 8.3. (a) $W(x) = 1$, (b) $W(x) = \text{perturbasyon öncesi eklenik akı}$, ve (c) $W(x) = \text{perturbasyon sonrası eklenik akı alındığı durumlarda}$ TNRKM, GTNRKM ve ÖAY karşılaştırması.



Şekil 8.4. (a) Farklı zamanlarda konuma bağlı akının değişimi ve (b) Bölgesel nötron yoğunluklarının zamana göre değişimi ($c1 = \text{bölge 1}$, $c2 = \text{bölge 2}$).

8.1.1.3. Pertürbasyon sonrası reaktör kritik-üstü durumda

Bu test probleminde, $t = 0$ s'de, ikinci bölge fisyon tesir kesiti değişmeden birinci bölge fisyon tesir kesiti 0.004184793'e yükseltilir ve sistemde 0.50 dolarlık pozitif bir reaktivite oluşur. Şekil 8.5'de görüldüğü gibi, pertürbasyon sonrası veya öncesi eklenik akılar ağırlık fonksiyonu olarak kullanıldığında, ÖAY ve GTNRKM sonuçları birbiriyle aynıdır.



Şekil 8.5. $W(x) = 1$, $W(x) =$ pertürbasyon öncesi eklenik akı, ve $W(x) =$ pertürbasyon sonrası eklenik akı alındığı durumlarda GTNRKM ve ÖAY karşılaştırması.

8.1.2. Yansıtıcı Reaktör

Bu test probleminde, kor ve yansıtıcı bölgeleri sırasıyla 50 cm ve 30 cm kalınlığında olan, ve başlangıç nötron yoğunluğu 3.4609×10^7 ve gücü 1 W olan, Şekil 3.1'de gösterilen yansıtıcı kritik levha reaktörü dikkate alınmıştır. Sistem parametreleri ve öncülerin özellikleri sırasıyla Çizelge 8.3 ve Çizelge 8.2'de verilmiştir. Başlangıç koşulu olarak kullanılan kor ve yansıtıcı bölgelerinin statik akıları aşağıdaki gibidir:

$$\varphi_c(x) = 2.1702E + 11 \cos(0.028116 x) \quad (8.2)$$

$$\varphi_R(x) = -3.2461E + 9 \sinh(0.099103 x - 8.0465) \quad (8.3)$$

Çizelge 8.3. Yansıtıcı kritik levha reaktörü sistem parametreleri.

	D(cm)	$\Sigma_f(\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_c(\text{cm}^{-1})$	ν	$\nu(\text{cm/s})$
Kor	0.33	0.00410435	0.00589565	2.5	2.2e5
Yansıtıcı	0.56	0	0.0055	0	2.2e5

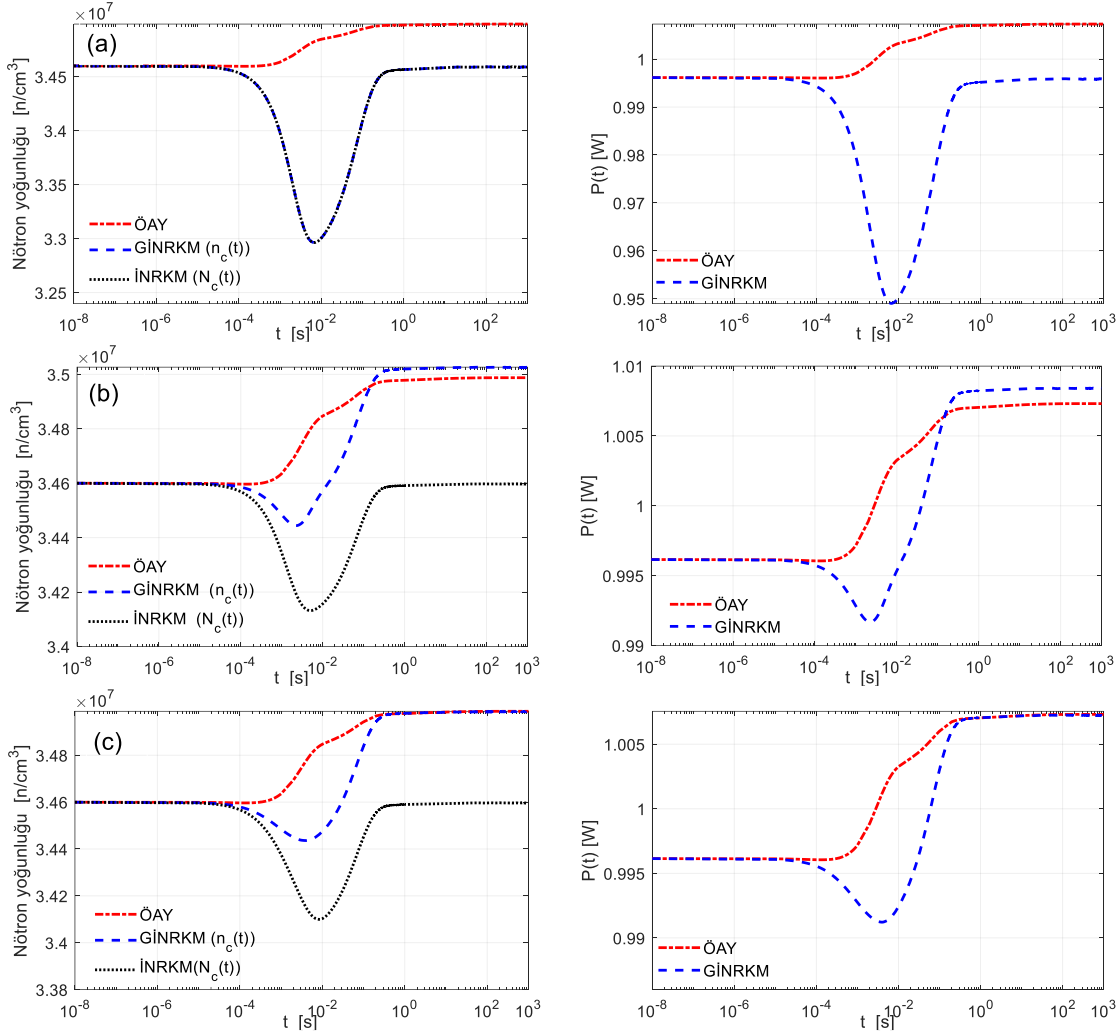
8.1.2.1. Homojen pertürbasyon sonrası reaktör kritik durumda

Bu durumda, $t = 0$ s'de, kor bölgesinin fisyon tesir kesiti $\Sigma_{f,c} = 0.00408957 \text{ cm}^{-1}$ 'e ve yansıtıcı soğurulma tesir kesiti $\Sigma_{a,R} = 0.0025 \text{ cm}^{-1}$ 'e düşürülerek reaktör pertürbe edilir ve sistem halen kritik durumda kalır. Farklı ağırlık fonksiyonları için İNRKM ve GİNRKM'den elde edilen sonuçlar ve ÖAY sonuçları Şekil 8.6'de gösterilmiştir. Yalnızca pertürbasyon sonrası eklenik akı ağırlık fonksiyonu olarak kullanıldığında, GİNRKM'den elde edilen sonuç asimptotik olarak ÖAY sonucu ile aynı olduğu gösterilmiştir. Şekillerde görüldüğü gibi, ağırlık fonksiyonu sabit alındığı durumda, GİNRKM'den elde edilen gerçek nötron yoğunluğu, İNRKM'den elde edilen genlik fonksiyonu ile aynıdır.

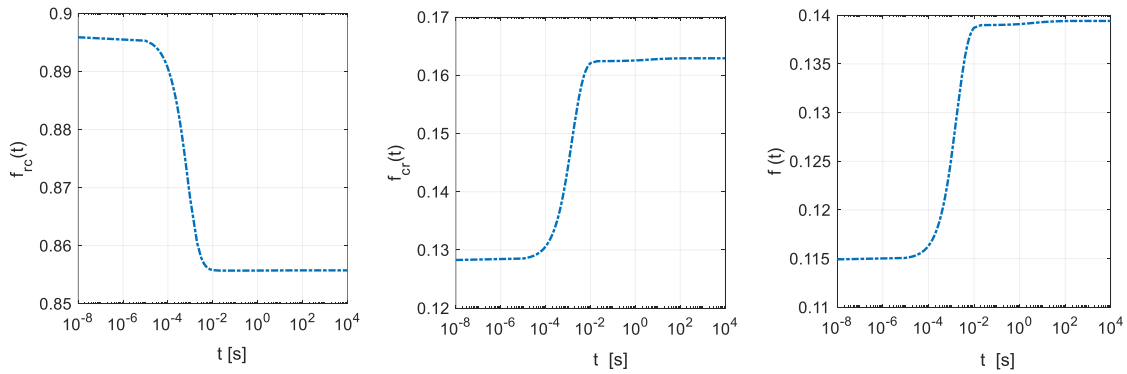
Kordan yansıtıcıya kaçan fisyon nötronlarının zamana bağlı kesri $f_{cr}(t)$, yansıtıcıdan kora geri dönen nötronlarının zamana bağlı kesri $f_{rc}(t)$, ve yansıtıcı geri dönüş kesri $f(t) (= f_{cr}(t) f_{rc}(t))$, ÖAY'den elde edilerek Şekil 8.7'de çizilmiştir. Fisyon tesir kesitinin azaltılmasına rağmen, yansıtıcı geri dönüş kesrinin artması nedeniyle reaktör gücünün artması bariz olarak görülmektedir. $f_{rc}(t)$ nin asimptotik olarak sistem albedosu değeri olan $\alpha = 0.8567$ değerine ulaştığı görülmektedir.

8.1.2.2. Homojen pertürbasyon sonrası reaktör kritik-üstü durumda

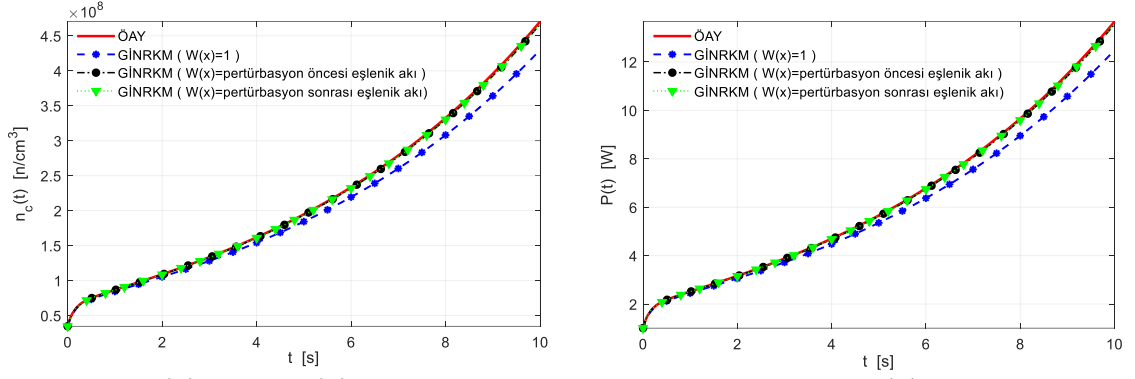
Bu problemde, $t = 0$ s'de, kor fisyon tesir kesiti 0.0041267023 olarak değiştirilir ve sistemde 0.50 dolarlık pozitif reaktivite girişi oluşur. Gücün ve nötron yoğunluğunun zamana göre değişimleri Şekil 8.8'de gösterilmektedir. Pertürbasyon öncesi veya sonrası eklenik akılar, ağırlık fonksiyonu olarak kullanıldığında ÖAY ve GİNRKM sonuçları birbiriyle aynıdır; ancak ağırlık fonksiyonu 1'e eşit olduğunda, iki yöntemden elde edilen sonuçlar arasında fark vardır.



Şekil 8.6. (a) $W(x) = 1$, (b) $W(x) =$ pertürbasyon öncesi eklenik akı, ve (c) $W(x) =$ pertürbasyon sonrası eklenik akı alındığı durumlarda İNRKM, GINRKM ve ÖAY karşılaştırması



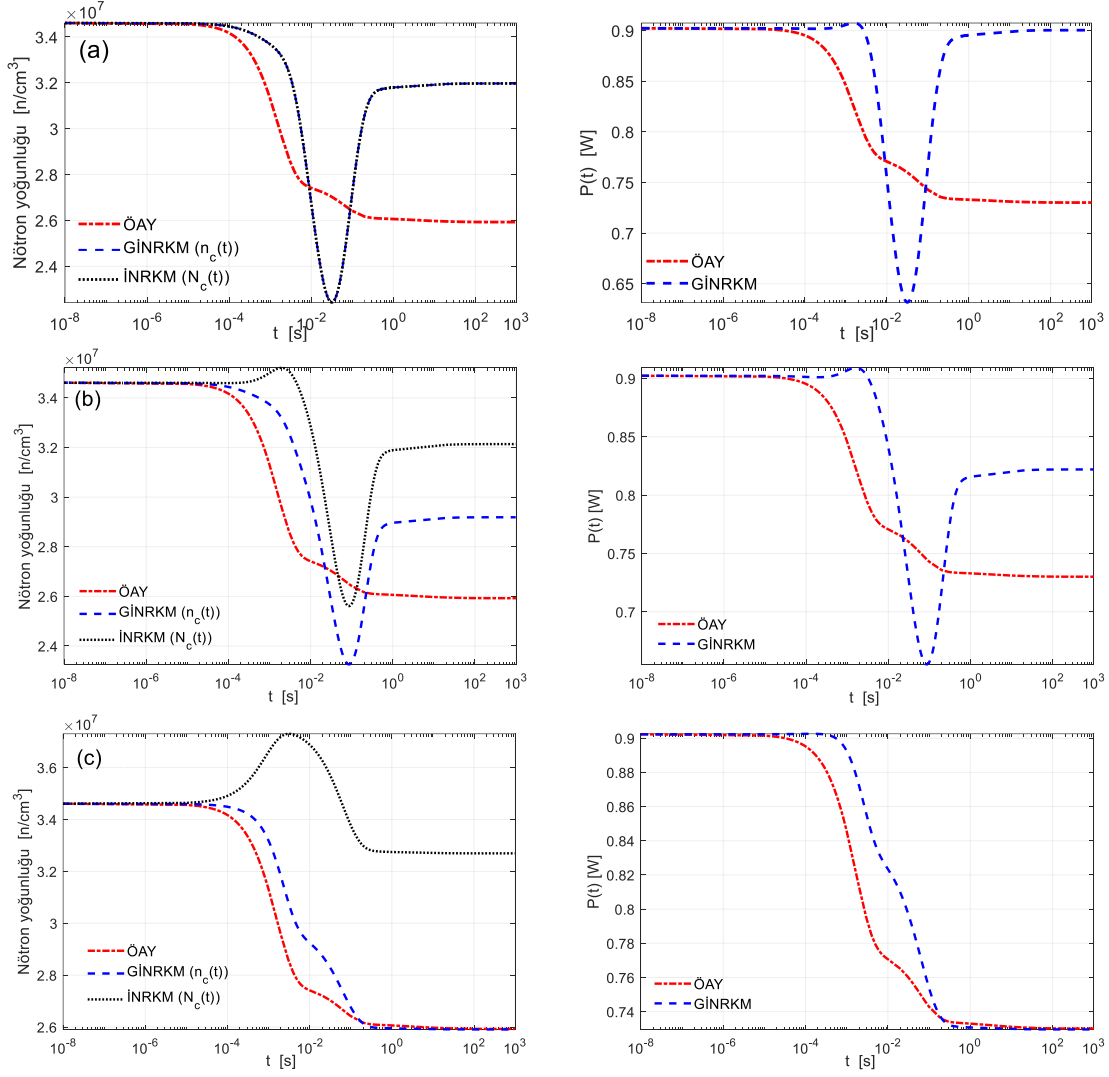
Şekil 8.7. Zamana bağlı bağlaşım parametreleri ve yansıtıcı geri dönüş kesri.



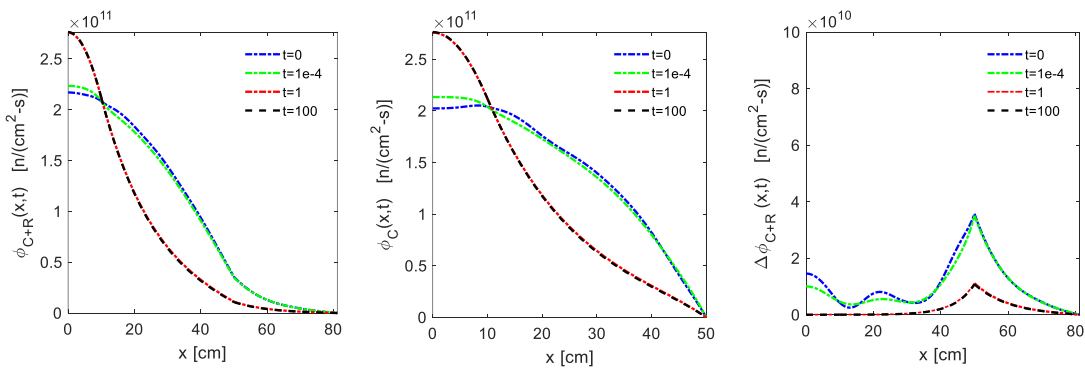
Şekil 8.8. $W(x) = 1$, $W(x) =$ pertürbasyon öncesi eklenik akı, ve $W(x) =$ pertürbasyon sonrası eklenik akı alındığı durumlarda GİN RKM ve ÖAY karşılaştırması.

8.1.2.3. Homojen olmayan pertürbasyon sonrası reaktör kritik durumda

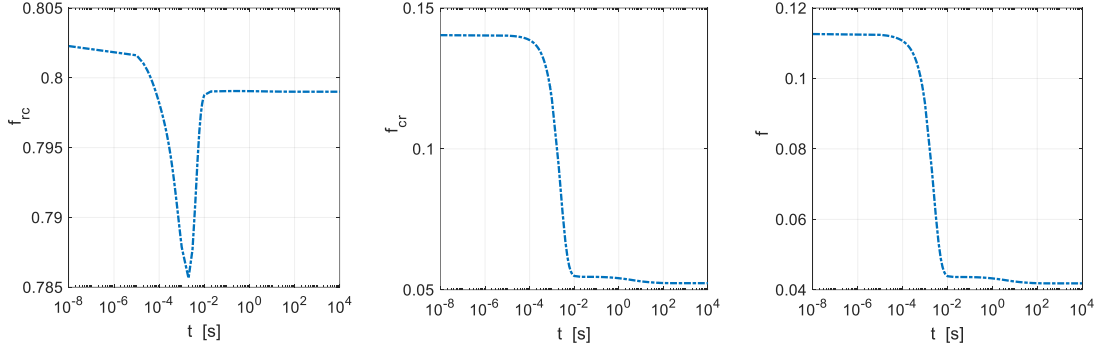
Bu problemde, $t = 0$ s'de, başlangıçta yansıtıcı kritik reaktörün kor bölgesinde homojen olmayan pertürbasyon nedeniyle, Şekil 3.2'de gösterildiği gibi, iki bölgeyi bir kor üçüncü bölge olan bir yansıtıcı bölgesi ile çevrelenmiş olmaktadır. Kor bölgeleri ve yansıtıcı bölgesi sırasıyla 10, 40 ve 30 cm kalınlığındadır. Korun birinci ve ikinci bölgelerindeki fisyon tesir kesitleri sırasıyla 0.005 cm^{-1} 'e ve $0.003194272 \text{ cm}^{-1}$ 'e pertürbe edilir ve sistem pertürbasyon sonrası hala kritik durumda kalır. Farklı ağırlık fonksiyonları için ÖAY ve GİN RKM sonuçları arasındaki bir karşılaştırma Şekil 8.9'da gösterilmiştir. Farklı zamanlarda $\varphi_{C+R}(x, t)$, $\varphi_C(\vec{x}, t)$ ve $\Delta\varphi_{C+R}(x, t)$ akıları Şekil 8.10'da çizilmiştir. Zamana bağlı birleşik parametreleri ve yansıtıcı geri dönüş kesri Şekil 8.11'de gösterilmektedir. Yansıtıcı geri dönüş kesrinin azalması nedeniyle reaktör gücünün azaldığı açıkça görünmektedir. Öncülerin toplam yoğunluğunun konuma ve zamana bağlı değişimleri Şekil 8.12'de gösterilmiştir. Kritiklik durumunda, öncü yoğunluklarının akıya kıyasla daha uzun bir zaman sonra dengeye ulaştığı görülmektedir.



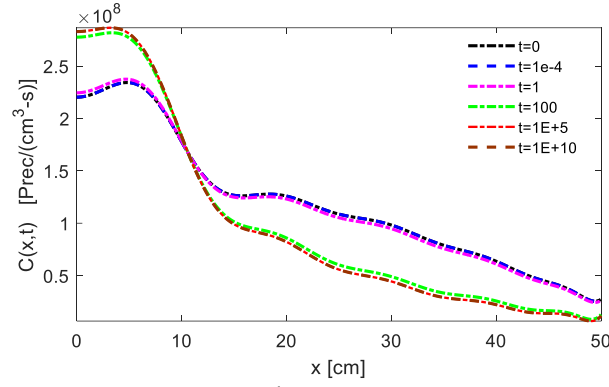
Şekil 8.9. (a) $W(x) = 1$, (b) $W(x) =$ pertürbasyon öncesi eklenik akı, ve (c) $W(x) =$ pertürbasyon sonrası eklenik akı alındığı durumlarda İNRKM, GİNRKM ve ÖAY karşılaştırması



Şekil 8.10. Farklı zamanlarda konuma bağlı akıların değişimi.



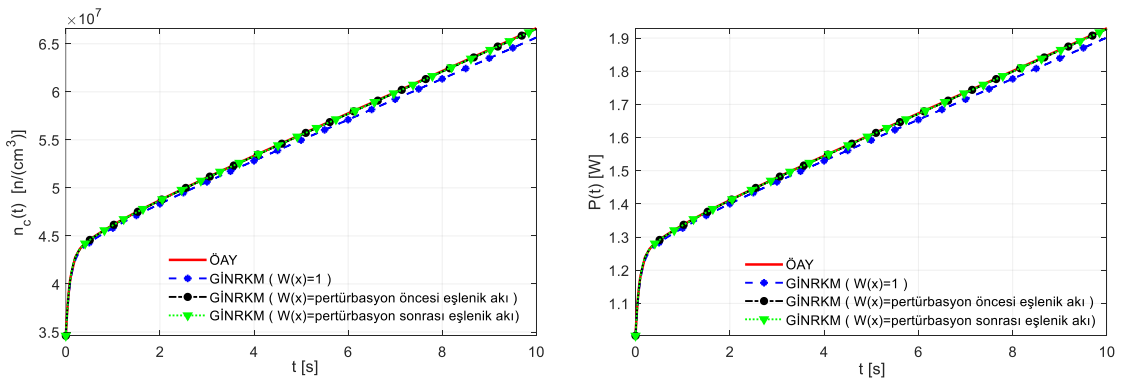
Şekil 8.11. Zamana bağlı birleşik parametreleri ve yansıtıcı geri dönüş kesri.



Şekil 8.12. Öncülerin toplam yoğunluğunun konuma ve zamana bağlı davranışı.

8.1.2.4. Homojen olmayan pertürbasyon sonrası reaktör kritik-üstü durumda

Bu test durumunda, $t = 0$ s’de, korun birinci bölgesinde hiçbir değişiklik yapmadan ikinci bölge fisyon tesir kesitinin 0.004118’e değiştirmesi, 0.20 \$ reaktivite girişi ile sonuçlanır. Şekil 8.13, pertürbasyon sonrası güç ve nötron yoğunluğunu göstermektedir.



Şekil 8.13. $W(x) = 1$, $W(x) =$ pertürbasyon öncesi eklenik akı, ve $W(x) =$ pertürbasyon sonrası eklenik akı alındığı durumlarda G1NRKM ve ÖAY karşılaştırması.

8.2. Nükleer Sistemlerin DMC Yöntemi İle Zamana Bağlı Analizi

Bu bölümde, önerilen DMC yönteminin geçerliliğinin test edilmesi ve doğrulanması için, sonsuz ve sonlu nükleer sistemlerin benzeşim sonuçları, sırasıyla nokta kinetiği denklemlerinin analitik sonuçları ve literatürde verilen transport denklemlerinin zamana bağlı çözümlerinden elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Ayrıca aynı zamanda, literatürde verilen kaynak güdümlü sistemlerin zamana bağlı davranışları Green fonksiyon üretim tekniğini kullanarak elde edilmiş olup, farklı çözüm metotlarının sonuçları ile kıyaslanmıştır.

8.2.1. Sonsuz Nötron Çoğaltıcı Ortamı

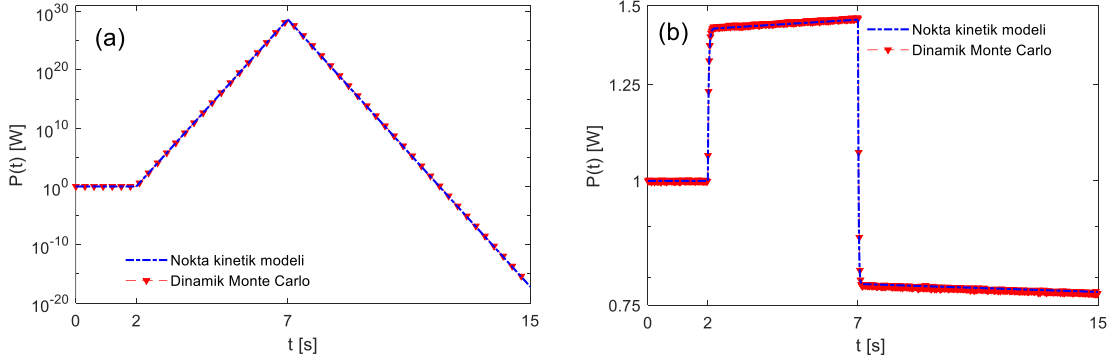
Bu test probleminde, 1 W güce sahip, tek enerji gruplu ve kritik durumda olan bir homojen sonsuz nötron çoğaltıcı ortamının benzeşimi Monte Carlo yöntemi ile elde edilmiştir. Bu problem için tanımlanan nötronik parametreler Çizelge 8.4'de verilmiştir.

Çizelge 8.4. Sonsuz nötron çoğaltıcı ortamı için sistem parametreleri.

$\Sigma_f(\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_c(\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_s(\text{cm}^{-1})$	ν	$v(\text{cm/s})$	β	$\lambda(\text{s}^{-1})$
0.1	0.1	0.8	2	2.2E+4	0.01	0.01

Sistem ilk iki saniye boyunca kritik ve kararlı bir durumda olup, $t = 2$ s'de, soğurulma tesir kesiti sabit tutularak, fisyon ve yakalama tesir kesitlerinin sırasıyla 0.1003 cm^{-1} ve 0.0997 cm^{-1} değerine pertürbe edilerek, sisteme 0.3 dolarlık bir pozitif reaktivite eklenir. Daha sonra, $t = 7$ s'de, fisyon tesir kesitinin 0.0997 cm^{-1} 'ye düşürülmesi ve yakalama tesir kesitinin 0.1003 cm^{-1} 'ye artırılması, sisteme 0.3 dolarlık bir negatif reaktivite eklenmesine neden olur.

Benzeşimde her zaman aralığının uzunluğu $\Delta t = 0.01$ s olarak alınır. Her bir zaman aralığı için örnekleme sonucu elde edilen gücün zaman aralığındaki değeri zaman aralığının orta noktasına karşı hesaplanmıştır. Gecikmiş nötronlar ihmal edildiğinde ve hesaplamalara dâhil edildiğinde reaktör gücünün zamana göre değişimi sırasıyla Şekil 8.14(a) ve Şekil 8.14(b)'de verilmektedir. Sonsuz reaktör için tanımlanan Monte Carlo ve nokta kinetiği hesaplamalarının sonucunda elde edilen değerlerin birbirleri ile uyumlu olduğu görülmüştür. Ayrıca, gecikmiş nötron öncülerinin varlığında, sistemin zamana bağlı davranışının, beklendiği gibi, yavaşladığı saptanmıştır.

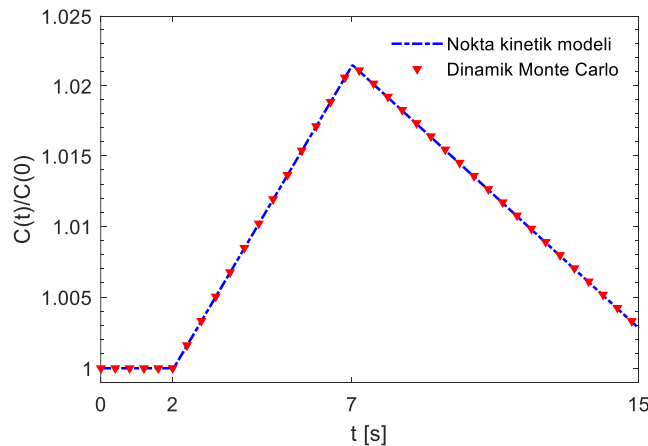


Şekil 8.14. Reaktör gücünün zamana göre değişimi: (a) Gecikmiş nötronlar ihmal edildiğinde, ve (b) Gecikmiş nötronlar dâhil edildiğinde.

Benzeşim başlangıcında, 10^5 başlangıç nötronu ve aynı sayıda öncü dikkate alınır. Bire eşit olan başlangıç nötrona ağırlığı için başlangıç öncü ağırlığı 4400 olarak hesaplanmıştır. Öncünün ortalama ağırlığının zamanla değişimi Şekil 8.15' de verilmiştir. Monte Carlo benzeşimi ve nokta kinetiği modelinin sonuçlarının aynı olduğu görülmektedir.

Belirtmeliyiz ki, sonsuz bir ortamda, nötronun konumunun ve yönünün örneklenmesi gerekmemektedir ve nötron transportunu izlemek için yalnız nötronun kat ettiği mesafesi için gereken zaman örneklenir.

$$t = t_0 - \frac{1}{v \Sigma_t} \ln(\xi) \quad (8.4)$$

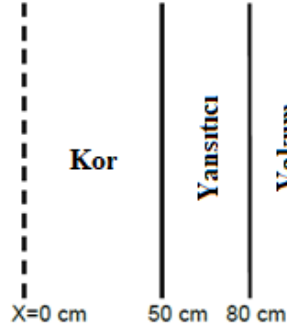


Şekil 8.15: Öncünün göreceli yoğunluğunun zamana göre değişimi.

8.2.2. Yansıtıcı Levha Reaktör

Bu test probleminde, Şekil 8.16'da şematik olarak gösterildiği gibi, 1 W'lık güce sahip yansıtıcı levha reaktörü, 30 cm kalınlığında bir yansıtıcı ile çevrelenmiş 100 cm

kalınlığında bir nötron çoğaltıcı ortamdan oluşmaktadır. Sistemin nötronik parametreleri ve gecikmiş nötron öncü parametreleri Çizelge 8.5'de verilmiştir.



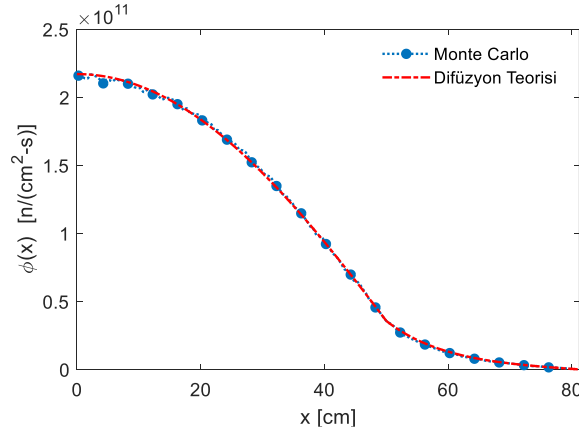
Şekil 8.16. Yansıtıcılı levha reaktörün şematik gösterimi.

Çizelge 8.5. Kritik yansıtıcılı levha reaktör için sistem ve öncü parametreleri.

Bölge	Kor	Yansıtıcı
$D(= 1/3\Sigma_t)(cm)$	0.33	0.56
Σ_f	0.00410435	0
Σ_c	0.00589565	0.0055
ν	2.5	0
$v(cm/s)$	2.2E+5	2.2E+5
Öncü grubu (i)	$\lambda_i (s^{-1})$	β_i
1	0.0127	0.0003
2	0.0317	0.0015
3	0.1156	0.0013
4	0.311	0.0028
5	1.4	0.0009
6	3.87	0.0002

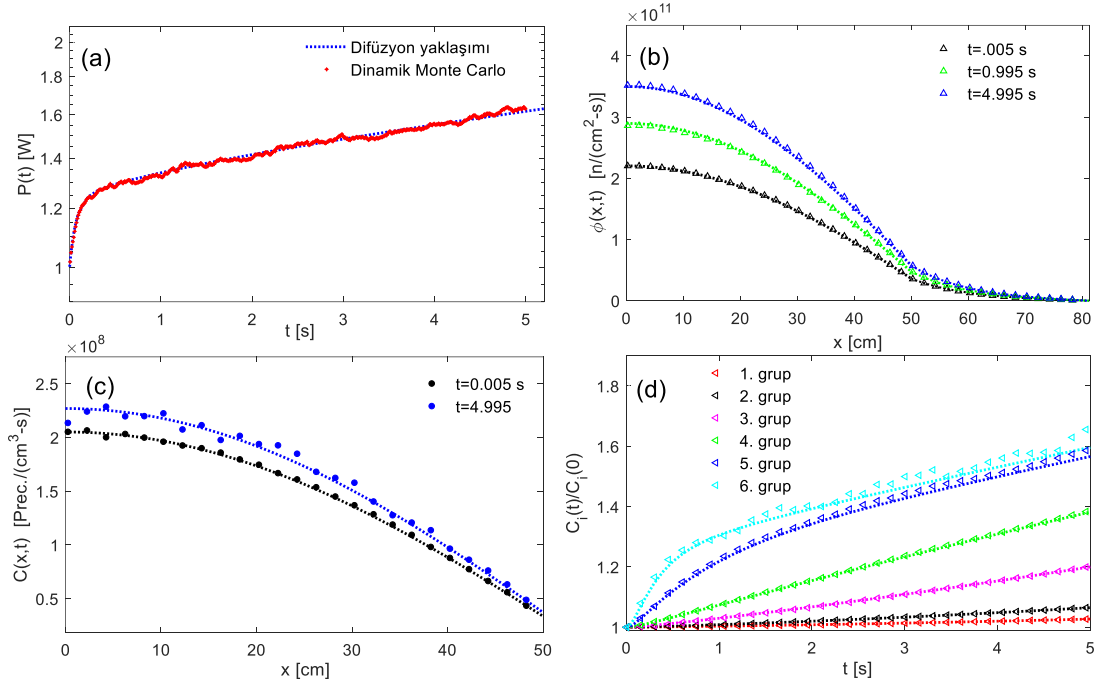
Kararlı durumdaki kritik akı dağılımı için elde edilen Monte Carlo ve difüzyon sonuçları Şekil 8.17'de gösterilmektedir. Monte Carlo ve difüzyon yaklaşımı sonuçlarının uyumlu olduğu görülmektedir. Bu akıyı kullanarak nötronların ve öncülerin pertürbasyon öncesi konuma bağlı başlangıç koşulları belirlenir.

Bu sistemim pertürbasyonu sonucunda, kor bölgesinin toplam tesir kesiti sabit tutulacak şekilde fisyon ve saçılma tesir kesitleri homojen olarak pertürbe edilir. Monte Carlo benzeşiminde, başlangıç nötron ve öncü sayıları eşit olarak 10^5 alınır. Benzeşim de kullanılan zaman aralıklarının uzunlukları ise eşit ve 0.01s alınmaktadır.



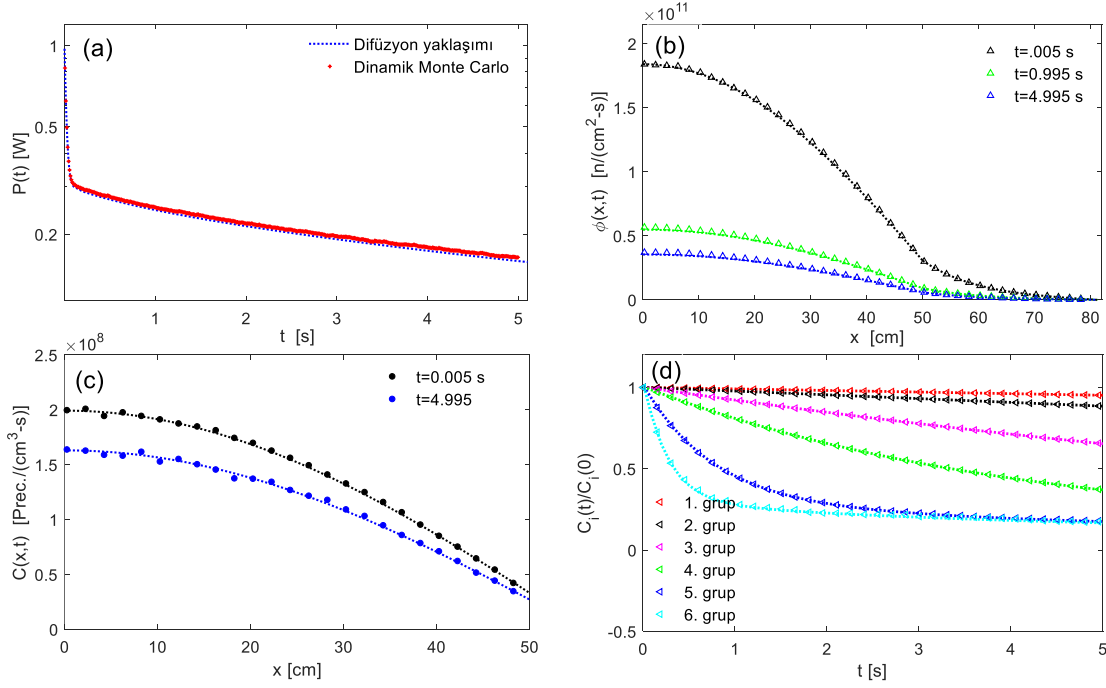
Şekil 8.17. Monte Carlo ve difüzyon yaklaşımından elde edilen konuma bağlı nötron akısı.

İlk test probleminde, $t = 0$ s'de, kor fisyon tesir kesiti $\Sigma_{fc} = 0.00411395 \text{ cm}^{-1}$ değerine artırılmış olup, sistemde 0.2 dolarlık pozitif reaktivite girişi oluşturulur. Reaktör gücünün zamana göre değişimi, konuma ve zamana bağlı nötron akısı, tüm öncülerin konumsal ve zamansal değişimleri ve her bir öncü grubunun ortalama ağırlığının zamanla değişimi sırasıyla Şekil 8.18(a)'dan Şekil 8.18(d) 'ye kadar gösterilmektedir. Şekillerde görüldüğü gibi, difüzyon yaklaşımından elde edilen sonuçlar noktalar halinde ve dinamik Monte Carlo yönteminin sonuçları ise işaretçiler kullanılarak gösterilmiştir. Her iki yöntemden elde edilen sonuçların birbirleri ile uyumlu olduğu saptanmıştır.



Şekil 8.18. Dinamik Monte Carlo ve difüzyon yaklaşımından elde edilen: (a) Reaktör gücü, (b) Nötron akısı, (c) Öncü yoğunluğu ve (d) Her bir öncü grubunun ortalama ağırlığının zamanla değişimi.

İkinci test probleminde ise, $t = 0$ s'de, kor fisyon tesir kesiti $\Sigma_{fc} = 0.004 \text{ cm}^{-1}$ değerine değiştirilerek sisteme 2.24 dolarlık bir negatif reaktivite eklenir. Şekil 8.19'da görüldüğü gibi, difüzyon yaklaşımı ve Monte Carlo yöntemi sonuçları hemen hemen aynıdır.

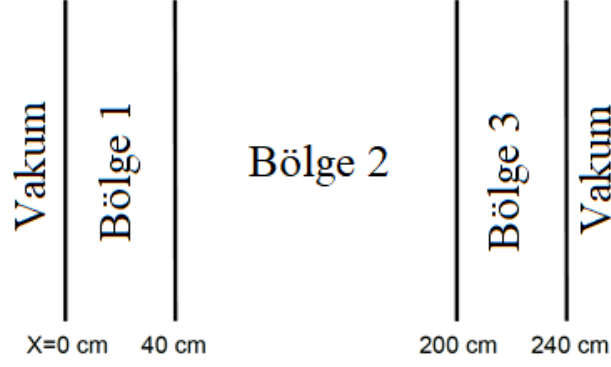


Şekil 8.19. Dinamik Monte Carlo ve difüzyon yaklaşımından elde edilen: (a) Reaktör gücü, (b) Nötron akısı, (c) Öncü yoğunluğu, ve (d) Her bir öncü grubunun ortalama ağırlığının zamanla değişimi.

8.2.3. ANL-BSS-6-A2 Referans Çalışması⁶

Bu referans çalışma, Şekil 8.20'de gösterildiği gibi, iki enerji gruplu ve altı gecikmiş nötron öncü grubu ile üç bölge ve tek boyutlu gecikmiş kritik-üstü difüzyon teorisi problemidir. İki grup difüzyon ve gecikmiş nötron öncülerinin parametreleri sırasıyla Çizelge 8.6 ve Çizelge 8.7'de listelenmiştir [90-91]. Bu test probleminde, hem ani hem de gecikmiş nötronların doğduğu kabul edilen enerji grupları χ_g Çizelge 8.6'daki gibi birbirine eşit alınmıştır. Monte Carlo benzeşiminde vakum sınır koşulu kullanılmaktadır. Referans çalışmada sınır koşulu olarak nötron akısı dış yüzeylerde sıfır alınmıştır.

⁶ benchmark problem



Şekil 8.20. ANL-BSS-6-A2 referans çalışmasının geometrisi (sıfır akı sınır koşulları vakum sınır koşulları ile değiştirilmiştir).

Referans çalışmada sıfır akı koşulu kullanılarak etkin çoğaltma faktörü, 0.90155 olarak elde edilmiştir. Bu problem, vakuma sınır koşulu dikkate alınarak ve zamana bağlı difüzyon denklemi için nodal yöntemler kullanılarak çözüldüğünde etkin çoğaltma faktörü 0.91052 olarak elde edilmiştir[92]. Monte Carlo yöntemi ile elde edilen etkin çoğaltma faktörü ise yaklaşık 0.91128'dir.

Görüldüğü gibi, sistem kritik-altı bir durumdadır. Sistemin başlangıçta kritik hale gelmesi için fisyon tesir kesitleri elde edilen k_{eff} değerine bölünerek Monte Carlo benzeşimi için başlangıç koşullarını elde etmek mümkün hale gelmiş ve bu değerler benzeşimde kullanılmıştır. Bu test probleminde, $t = 0$ s'de, birinci bölge termal yakalama tesir kesiti bir saniye boyunca doğrusal olarak % 1 azaltılır ve daha sonra 4 saniyeye kadar sabit tutulur.

Çizelge 8.6. ANL-BSS-6-A2 referans çalışmasının sistem parametreleri.

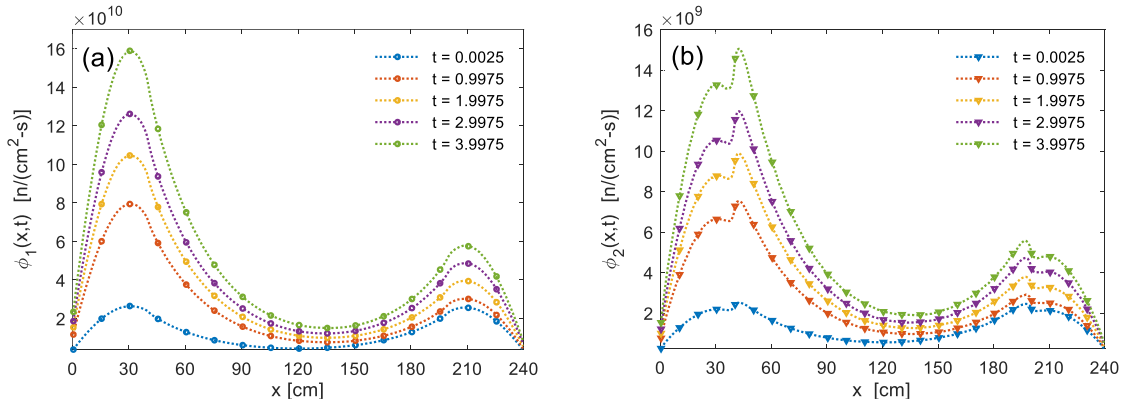
Bölge	1 ve 3	2
$D_1 (= 1/3\Sigma_{t_1})(cm)$	1.50	1.0
$D_2 (= 1/3\Sigma_{t_2})(cm)$	0.5	0.5
$\Sigma_{R_1}(cm^{-1})$	0.026	0.02
$\Sigma_{R_2}(cm^{-1})$	0.18	0.08
$v\Sigma_{f_1}(cm^{-1})$	0.01	0.005
$v\Sigma_{f_2}(cm^{-1})$	0.2	0.099
$\Sigma_{s_{12}}(cm^{-1})$	0.015	0.01
$\Sigma_{s_{21}}(cm^{-1})$	0.0	0.0
$v_1(cm/s)$	1.0E+7	1.0E+7
$v_2(cm/s)$	3.0E+5	3.0E+5
χ_1	1.0	1.0
χ_2	0.0	0.0

Çizelge 8.7. ANL-BSS-6-A2 referans çalışmasının gecikmiş nötron öncü parametreleri.

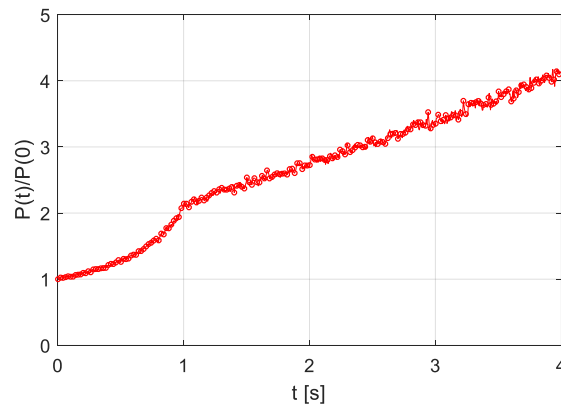
Öncü grubu(t)	λ_i (s^{-1})	β_i
1	0.0124	0.00025
2	0.0305	0.00164
3	0.111	0.00147
4	0.301	0.00296
5	1.14	0.00086
6	3.01	0.00032

Farklı zaman noktalarındaki hızlı ve termal nötron grupları için konuma ve zamana bağlı nötron akıları Şekil 8.21(a) ile Şekil 8.21 (b)'de verilmiştir. Göreceli gücün zamana göre değişimi ise Şekil 8.22'de gösterilmiştir. Sınır koşullarındaki farklılıklara rağmen, DMC'den elde edilen gücün zamana göre değişimi ve akıların zamana göre konuma bağlı değişimi referans çalışmadaki sonuçları ile benzerdir.

DMC'de, her zaman aralığının uzunluğu 0.005 s'ye eşit alınır ve 10^5 sayıda başlangıç nötronu ve aynı sayıda başlangıç öncüler için tüm öncülerin başlangıç ortalama ağırlığı 5305.2171'e eşit alınmıştır.



Şekil 8.21. ANL-BSS-6-A2 referans çalışması için konuma ve zamana bağlı (a) Hızlı, (b) Termal nötron akıları.



Şekil 8.22. ANL-BSS-6-A2 referans çalışması için göreceli gücün zamana göre değişimi.

Bu tez kapsamında geliştirilen DMC kodu kullanılarak hem konum hem de zamana bağlı iki grup test probleminin analizi yapılmış olup, geliştirilen yöntemin güvenilirliği test edilmiştir. Bu test probleminin analizi sonucunda, sistemin konuma bağlı değişiminin belli bir zaman sonra temel modlara yakınsadığı ve genliğinin zamanla arttığı gösterilmiştir. Bu sonuçtan da anlaşıldığı üzere pertürbasyon sonrası elde edilen termal ve hızlı grup akılarını tanımlayan modların sistemin dinamiğini tanımladığı söylenebilir. Bu nedenle, benzeşim sonucu elde edilen temel modlar, nokta kinetik parametrelerinin zamanla değişiminin modellenmesi için kullanılabilir.

8.2.4. Kaynak Güdümlü Kritik-Altı Reaktör İçin Nokta Kinetik Modeli

Bu test probleminde, Green fonksiyon kavramını ve kritik-altı kaynak güdümlü sistemlerde uygulanmasını daha iyi anlamak için, harici nötron kaynağı varken ve bir grup gecikmiş nötron öncüsü kullanılarak, nokta kinetik denklemleri çözülmüştür. Nokta kinetik denklem sistemi denklem (8.5)'de gösterilmiştir. Sabit kinetik parametreler ve sabit kaynak terimi ise Çizelge 8.8'de verilmiştir.

$$\begin{cases} \frac{dN(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} N(t) + \lambda C(t) + S \\ \frac{dC(t)}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} N(t) - \lambda C(t) \end{cases} \quad (8.5)$$

Çizelge 8.8. Nokta kinetiği problemi için kinetik parametreleri ve kaynak gücü.

ρ	$\Lambda(s)$	β	$\lambda(s^{-1})$	$S(n/s)$
-0.004	5.0E-4	0.0075	0.08	10.0

t' zamanında sisteme giren bir birim kaynak nötron için sistemin t zamanındaki yanıtı, bize genlik fonksiyonuna ve ağırlıklı öncü yoğunluğuna karşılık gelen ve sırasıyla $G_n(t, t')$ ve $G_c(t, t')$ ile gösterilen Green fonksiyonlarını verir. Bu Green fonksiyonları aşağıdaki denklem sisteminin çözümünden elde edilir:

$$\frac{d}{dt} \bar{g}(t, t') = \bar{A} \bar{g}(t, t') + \bar{f}(t, t') \quad (8.6)$$

$$\bar{g}(t, t') = \begin{pmatrix} G_n(t, t') \\ G_c(t, t') \end{pmatrix}, \quad \bar{A} = \begin{pmatrix} \frac{\rho - \beta}{\Lambda} & \lambda \\ \frac{\beta}{\Lambda} & -\lambda \end{pmatrix} \text{ ve } \bar{f}(t, t') = \delta(t - t') \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

A matrisi aşağıdaki gibi köşegenleştirilebilir:

$$\bar{A} = \bar{P} \bar{D} \bar{P}^{-1} \quad (8.7)$$

$$\bar{P} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{\beta}{\Lambda(\lambda+\omega_1)} & \frac{\beta}{\Lambda(\lambda+\omega_2)} \end{pmatrix} \text{ ve } \bar{D} = \begin{pmatrix} \omega_1 & 0 \\ 0 & \omega_2 \end{pmatrix}.$$

ω_i 'lar A matrisinin özdeğerleridir. Tersinebilir P matrisinin her bir sütunu ise A matrisinin her ω_i özdeğerine karşılık gelen öz-vektördür. Sabit katsayılı, homojen olmayan ve birleşik lineer diferansiyel denklem sistemi (8.6), aşağıdaki ifadeyi kullanarak ayrıklaştırıla bilinir:

$$\bar{g}(t, t') = \bar{P} \bar{u}(t, t') \quad (8.8)$$

$$\bar{u}(t, t') = \begin{pmatrix} u_n(t, t') \\ u_c(t, t') \end{pmatrix}.$$

Böylelikle, $\bar{u}(t, t')$ için karşılık gelen sistem şu şekildedir:

$$\frac{d}{dt} \bar{u}(t, t') = \bar{D} \bar{u}(t, t') + \bar{P}^{-1} \bar{f}(t, t') \quad (8.9)$$

Başlangıç koşulları olarak hem genlik fonksiyonu hem de öncü yoğunluğu sıfır olarak alınır ve $\bar{g}(t, t')$ aşağıdaki gibi elde edilir:

$$G_n(t, t') = \left(\frac{\lambda + \omega_1}{\omega_1 - \omega_2} \right) e^{\omega_1(t-t')} - \left(\frac{\lambda + \omega_2}{\omega_1 - \omega_2} \right) e^{\omega_2(t-t')} \quad (8.10)$$

$$G_c(t, t') = \frac{\beta}{\Lambda(\omega_1 - \omega_2)} e^{\omega_1(t-t')} - \frac{\beta}{\Lambda(\omega_1 - \omega_2)} e^{\omega_2(t-t')} \quad (8.11)$$

Elde edilen Green fonksiyonlarını kullanarak, zamana bağlı genlik fonksiyonu ve öncü yoğunlukları elde edilir:

$$n(t) = \int_{-\infty}^t S(t') G_n(t, t') dt' \quad (8.12)$$

$$c(t) = \int_{-\infty}^t S(t') G_c(t, t') dt' \quad (8.13)$$

Sabit bir nötron kaynağı için, kritik-altı sistemlerin belli bir süre sonra denge durumuna ulaştığı bilinmektedir.

$$n_{eq} = \int_{-\infty}^t S(t') G_n(t, t') dt' = S \left[-\frac{\lambda}{\omega_1(\omega_1 - \omega_2)} + \frac{\lambda}{\omega_2(\omega_1 - \omega_2)} \right] \quad (8.14)$$

$$c_{eq} = \int_{-\infty}^t S(t') G_c(t, t') dt' = S \left[-\frac{\beta}{\Lambda \omega_1(\omega_1 - \omega_2)} + \frac{\beta}{\Lambda \omega_2(\omega_1 - \omega_2)} \right] \quad (8.15)$$

Bu iki ifadenin, denklem (8.5)'den elde edilen $n_{eq} = -(\Lambda/\rho)S$ ve $C_{eq} = (\beta/\lambda\Lambda)n_{eq}$ ifadeleriyle eşit oldukları belirtilmelidir.

Herhangi bir pertürbasyon nedeniyle kaynak güdümlü sistemlerin davranışını Monte Carlo ile benzeşim yöntemi ile elde etmek için nötron yoğunluğu ile gecikmiş nötron öncüleri arasındaki denge koşulunu başlangıç koşulu olarak kullanmalıyız. Sonsuz bir zaman aralığı için Monte Carlo benzeşimi yapmak pratikte mümkün olmamaktadır. Bu nedenle, başlangıç koşullarını en az hata ile tahmin etmek için kabul edilebilir bir τ zaman aralığının seçilmesi gerekmektedir.

Bu kavramı daha iyi anlamak için, bir τ zaman aralığı seçilerek n_{eq} ve C_{eq} integrallerinin sınırları aşağıdaki gibi iki terime bölünür:

$$\int_{-\infty}^t S(t') G_n(t, t') dt' = \int_{t-\tau}^t S(t') G_n(t, t') dt' + \int_{-\infty}^{t-\tau} S(t') G_n(t, t') dt' \quad (8.16)$$

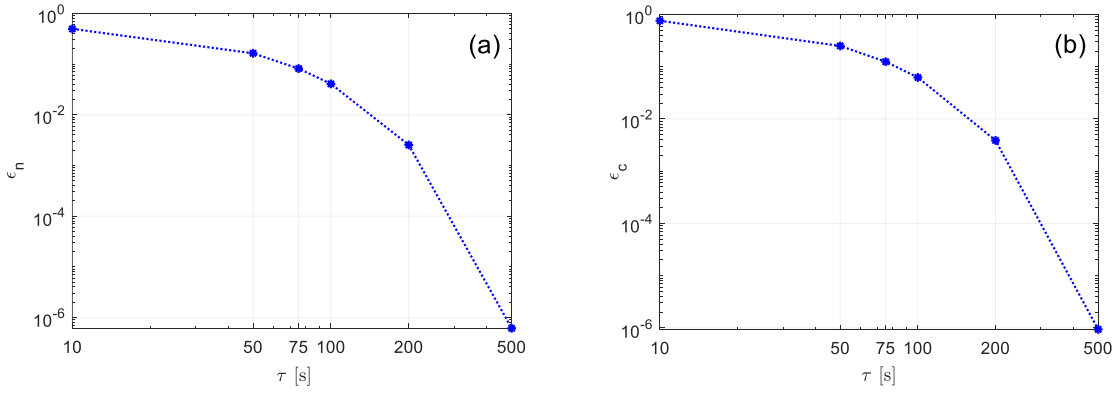
$$\int_{-\infty}^t S(t') G_c(t, t') dt' = \int_{t-\tau}^t S(t') G_c(t, t') dt' + \int_{-\infty}^{t-\tau} S(t') G_c(t, t') dt' \quad (8.17)$$

τ zaman aralığında sistem simüle edilir ve bu zaman aralığının sonunda elde edilen nötron ve öncü yoğunlukları başlangıç koşullarını belirlemek için kullanılır. Geriye kalan ve ihmal edilen terime bağlı, nötron ve öncü yoğunluklarındaki göreceli hatalar aşağıdaki gibi verilir.

$$\epsilon_n = \frac{\int_{-\infty}^{t-\tau} S(t') G_n(t, t') dt'}{\int_{-\infty}^t S(t') G_n(t, t') dt'} \quad (8.18)$$

$$\epsilon_c = \frac{\int_{-\infty}^{t-\tau} S(t') G_c(t, t') dt'}{\int_{-\infty}^t S(t') G_c(t, t') dt'} \quad (8.19)$$

Farklı τ değerleri için, $[-\infty; t - \tau]$ zaman aralığının ihmal edilmesinden kaynaklanan hatalar Şekil 8.23(a) ve Şekil 8.23(b)'de gösterilmiştir. τ zaman aralığının artırılması veya geri kalan zaman aralığını azaltılmasıyla göreceli hataların azaldığı görülmektedir. $\tau = 200$ s seçimi nötron ve öncü yoğunluklarında sırasıyla 0.0025 ve 0.0038'lik göreceli hatalara yol açar.

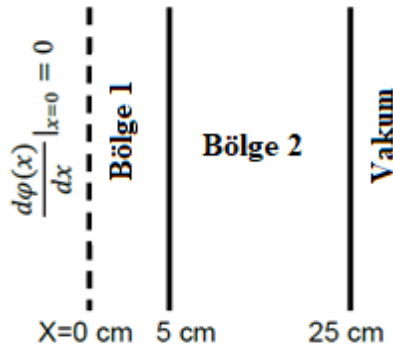


Şekil 8.23. $[-\infty; t - \tau]$ zaman aralığının ihmal edilmesinden kaynaklanan nötron ve öncü yoğunluklarındaki göreceli hataları.

Bu tezde, Monte Carlo benzeşimlerinde, Green fonksiyon üretim tekniğini kullanarak nötron ve öncülerin zamana göre değişimini elde etmek için 200 s'lik bir zaman aralığında Green fonksiyonlar üretilmiştir.

8.2.5. İki Bölgeci Kaynak Güdümlü Sistem

Bu test problemi, tek boyutlu, iki bölgeci, tek nötron hızına sahip, ve harici kaynak nötron aktivitesi $10 \text{ n/cm} - \text{s}$ olan kritik-altı ve 0.978067 etkin çoğalma faktörüne sahip bir kaynak güdümlü sistem için tanımlanmıştır. Şekil 8.24'de şematik olarak gösterildiği gibi, tekdüze dağıtılmış nötron kaynağına sahip ve 5 cm kalınlığında olan nötron yavaşlatıcı bölge (Bölge bir), 20 cm kalınlığında bir nötron çoğaltıcı ortam (Bölge iki) ile çevrelenmiştir. Sistemin nötronik parametreleri, tek grup gecikmiş nötron öncü parametreleri ve sınır koşulları Çizelge 8.9'da verilmiştir.



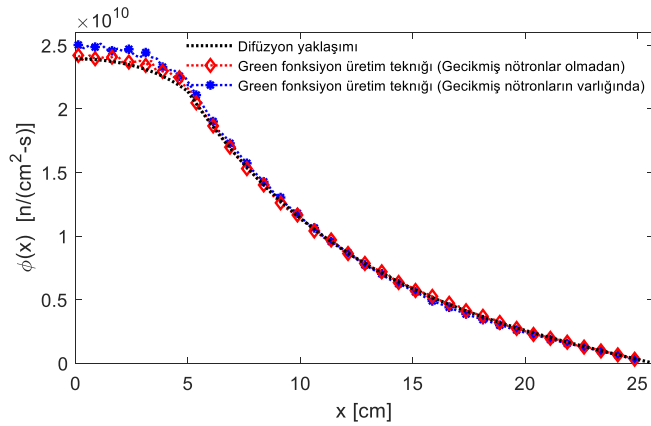
Şekil 8.24. İki bölgeci kaynak güdümlü sistemin şematik gösterimi.

Çizelge 8.9. İki bölgeci kaynak güdümlü sistemin sistem ve gecikmiş nötron öncü parametreleri

Bölge	1	2
$\Sigma_t (cm^{-1})$	0.5	1.0
Σ_c	0.10	0.32
Σ_f	0.0	0.21
ν	0.0	2.5
$v (cm/s)$	2.2E+5	2.2E+5
S	10.0	0.0
Öncü parametreleri	$\lambda (s^{-1})$	β
	0.08	0.0075

200 saniyelik zaman bölgesinin her bir zaman aralığında konuma bağlı Green fonksiyonlar üretilir ve ardından denge koşulundaki nötron akısı bu Green fonksiyonlarını kullanarak elde edilir. Nötron akısı Şekil 8.25'de görüldüğü gibi yıldız işaretçileri ve mavi noktali çizgiler kullanılarak çizilir.

Bu problem için karşılık gelen difüzyon denklemlerinin analitik çözümünden elde edilen kararlı durum nötron akısı ve öncülerin olmadıkları durumda zamana bağlı Green fonksiyonların üretiminden elde edilen sayıl akı, Şekil 8.25'de çizilmiştir. Difüzyon yaklaşımından ve gecikmiş nötron öncülerinin etkisinin ihmal edildiği durumdan elde edilen sonuçların neredeyse birbiriyle örtüştüğü görülmektedir. Ancak, gecikmiş nötron öncülerinin varlığında, kaynak bölgesindeki akı seviyesi difüzyon sonuçlarından biraz daha yüksektir.



Şekil 8.25. İki bölgeci kaynak güdümlü sistem için nötron akısı.

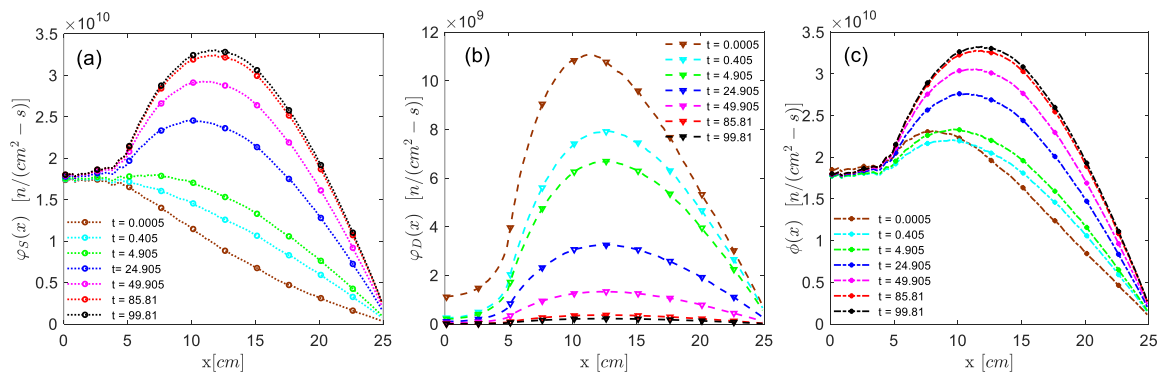
Sistem $1W$ kararlı durum güç seviyesinde iken, $t = 0 s$ zamanında, bölge 1'deki yakalama tesir kesiti $\Sigma_{c_1} = 0.2 cm^{-1}$ 'e yükseltilir ve bölge 2'deki yakalama tesir kesiti $\Sigma_{c_2} = 0.31 cm^{-1}$ 'e düşürülür ve sistem asimetrik bir pertürbasyona maruz kalır. Pertürbasyon aşamasında, saçılma tesir kesitleri ayarlanarak toplam tesir kesitler sabit

tutulmuştur. Bu pertürbasyondan dolayı, etkin çoğaltma faktörü $k_{eff} = 0.996139$ 'a yükselir ve sisteme 2.473 dolarlık bir pozitif reaktivite eklenmiş olur.

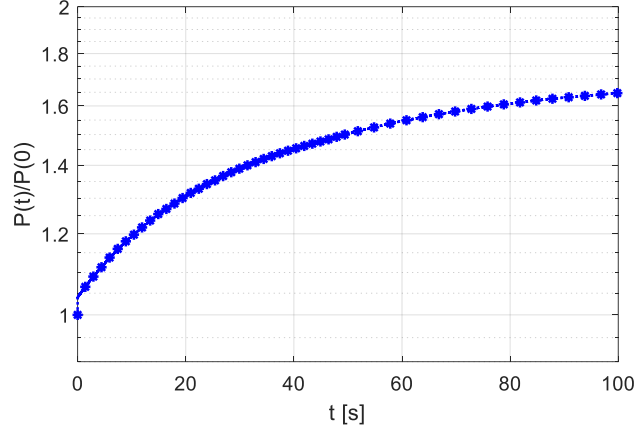
Sistemin başlangıç nötronları ve öncülerini göz ardı ederek, kaynak nötronlarının pertürbasyondan sonraki etkileri Monte Carlo yöntemi ile zamana bağlı Green fonksiyonlarının üretilmesiyle analiz edilerek hesaplanır. Bu duruma karşılık gelen akı, $\varphi_S(x, t)$ ile gösterilir ve Şekil 8.26 (a) 'da gösterildiği gibi çizilir. Harici kaynakları göz ardı ederek ve başlangıç nötronlar ve öncüleri ile başlayarak, sistemin zamana bağlı analizi DMC yöntemi ile yapılır. Bu duruma karşılık gelen akı, $\varphi_D(x, t)$ ile gösterilir ve Şekil 8.26 (b)'de verilmektedir. Bu pertürbasyon nedeniyle, $\varphi(x, t)$ ile gösterilen sistem akısı $\varphi_S(x, t)$ ile $\varphi_D(x, t)$ 'nin eklenmesinden hesaplanır ve Şekil 8.26 (c)'de gösterildiği gibi konuma ve zamana bağlı nötron akısı elde edilir.

Şekil 8.27 zamana bağlı göreceli gücün değişimini göstermektedir. Kritik-altı sistemin pertürbasyonu sonucu, sisteme eklenen pozitif reaktiviteden dolayı reaktivitenin mutlak değeri azalmış olup reaktörün gücü zamanla artarak başka bir denge konumuna gitmektedir.

Green fonksiyonlarının üretiminde ve başlangıç parçacıkların DMC yöntemi ile benzeşimde, ilk on zaman aralığı 0.001 saniyeye eşit alınır, $t = 50$ saniyeye kadar zaman aralıkları 0.01saniye ve geriye kalan zaman aralıklarının uzunlukları ise 0.02 s'ye eşit alınır.



Şekil 8.26. (a) Kaynak nötronlarının etkisi ile oluşan nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, (b) Başlangıç nötronları ve öncülerin oluşturduğu nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, ve (c) Sistem akısının konuma ve zamana bağlı değişimi.

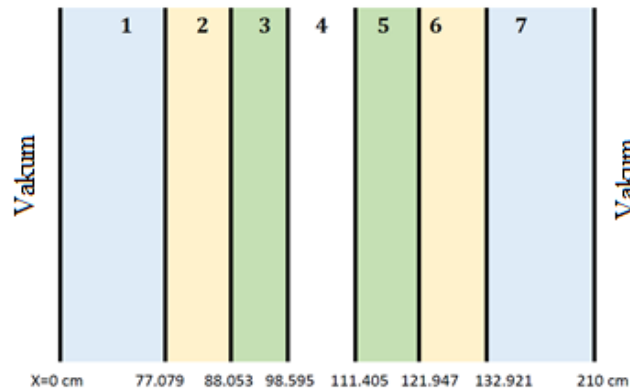


Şekil 8.27. Göreceli gücün zamanla değişimi.

8.2.6. MYRRHA Projesinin Referans Çalışması

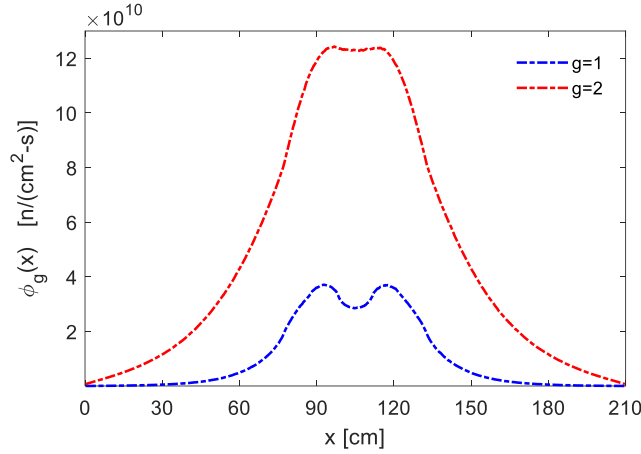
Bu test problemi, Belçika Nükleer Araştırma Merkezi'nde (SCK-CEN) bulunan Myrrha kritik-altı hızlandırıcı güdümlü araştırma reaktörünün iki enerji grubu için, ve Şekil 8.28'de gösterildiği gibi yedi-bölgeli, tek boyutlu modelidir [87]. Referans çalışmasındaki alınan sıfır akı sınır koşulları vakum sınır koşulları ile değiştirilir ve $k_{eff} = 0.958883$ elde edilir.

Geometri ve malzeme özellikleri Çizelge 8.10'da verilmiştir. Tüm ani ve gecikmiş nötronların hızlı nötron olarak doğdukları, yani $\chi_{P_1} = \chi_{d_1} = 1.0$ olduğu, varsayılmaktadır. Bunun yanı sıra, benzeşim üst enerjiye saçılma olmadan, yani $\Sigma_{s \frac{gg'}{g>g'}} = 0$, gerçekleştirilir. Gecikmiş nötron öncülerinin parametreleri ise Çizelge 8.7'de verilmiştir. Ayrıca, hızlı ve termal enerji grupları için ortalama nötron hızları sırasıyla $1.0E + 7$ (cm/s) ve $3.0E + 5$ (cm/s) olarak alınmıştır.



Şekil 8.28. MYRRHA araştırma reaktörünün tek boyutlu geometrisi (sayılar bölge numarasını göstermektedir).

Her bir Monte Carlo zaman aralığında, dördüncü bölgede tekdüze bir dağılıma sahip birim zamanda doğan bir hızlı kaynak nötronundan dolayı elde edilen hızlı ve termal nötron akılar bize sırasıyla G_{11} ve G_{12} ile belirtilen Green fonksiyonlarını verir. Benzer şekilde, doğan termal kaynak nötronu için G_{21} ve G_{22} Green fonksiyonları hesaplanır. Son olarak, denge durumundaki grup akıları, 1W güç seviyesi için, Denklem (7.6) kullanılarak, Şekil 8.29'da çizildiği gibi normalize edilir.



Şekil 8.29. MYRRHA projesinin denge durumundaki grup akıları.

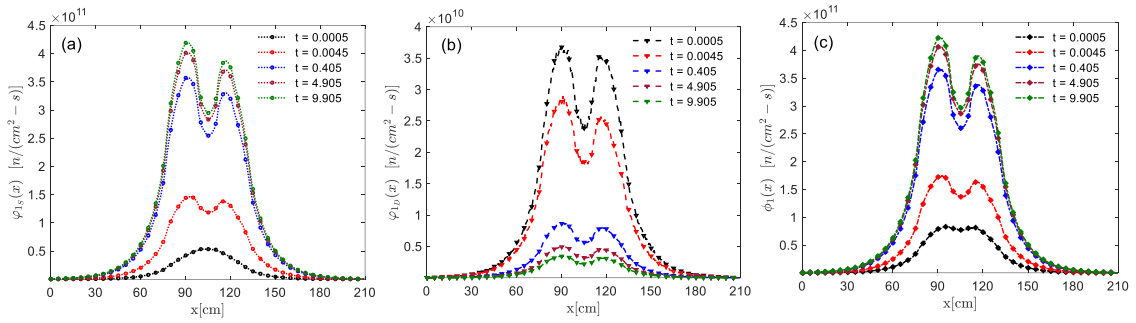
Çizelge 8.10. Tek boyutlu MYRRHA projesinin sistem parametreleri.

Bölge	1 ve 7	2 ve 6	3 ve 5	4
$D_1(= 1/3\Sigma_{t_1})(cm)$	2.6501	2.2455	2.2438	3.1714
$D_2(= 1/3\Sigma_{t_2})(cm)$	1.3526	0.91194	0.92226	1.8202
$\Sigma_{R_1}(cm^{-1})$	1.59552E-2	4.61230E-2	4.63106E-2	1.87838E-2
$\Sigma_{R_2}(cm^{-1})$	2.94612E-3	7.95018E-3	8.43028E-3	3.83211E-3
$\nu\Sigma_{f_1}(cm^{-1})$	0.0	1.97980E-2	2.19610E-2	0.0
$\nu\Sigma_{f_2}(cm^{-1})$	0.0	8.89230E-3	1.05174E-2	0.0
$\Sigma_{s_{12}}(cm^{-1})$	1.057E-2	3.450502E-2	3.40545E-2	1.2319E-2
S_1	0.0	0.0	0.0	7.199E-1
S_2	0.0	0.0	0.0	2.881E-1
Kalınlık(cm)	77.079	10.974	10.542	12.810

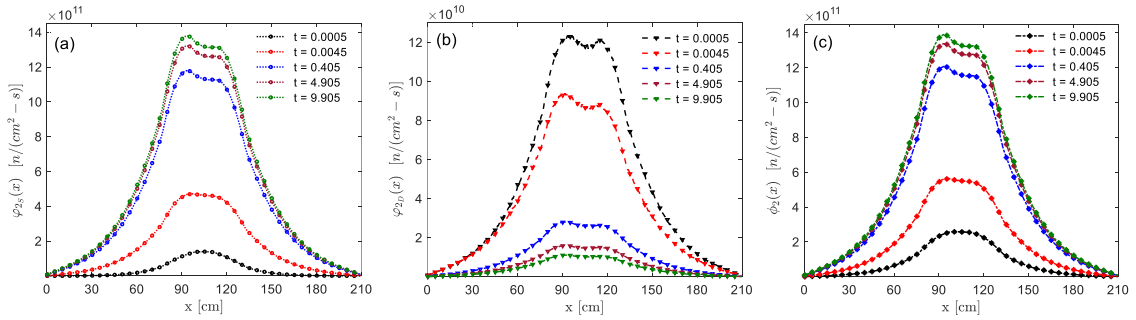
$t = 0$ s 'de, ikinci bölgenin hızlı yakalama makroskobik tesir kesiti $\Sigma'_{c_1} = \Sigma_{c_1} - 0.1\Sigma_{R_1}$ şekilde azaltılarak pertürbe edilir. Bu değişim sonucu, soğurulma ve toplam tesir kesitlerinin değişmesine neden olur. Etkin çoğaltma faktörü 0.976511 olur ve sistemin halen kritik-altı olmasına rağmen, sisteme pozitif bir reaktivite eklenir.

Başlangıç nötronları ve öncüleri dikkate almadan, harici nötron kaynağından dolayı hızlı ve termal nötron akılarının konuma ve zamana göre değişimi $\phi_{g_s}(x, t)$ ile gösterilir, ve sırasıyla Şekil 8.30 (a) ve Şekil 8.31 (a)'da sunulmuştur. Kaynak nötronların etkilerini

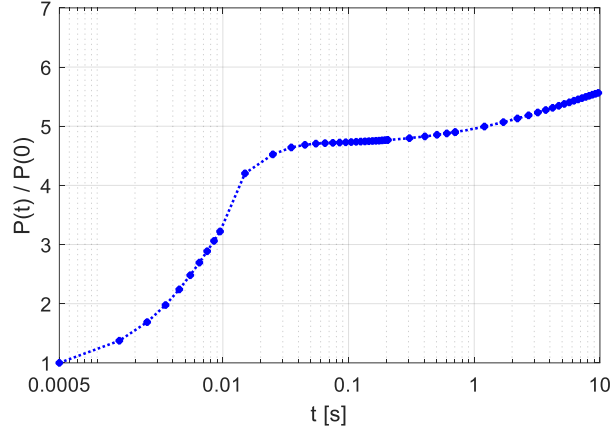
göz ardı ederek, başlangıç nötronların ve öncülerin etkilerinden dolayı hızlı ve termal akıların konuma ve zamana göre değişimi $\varphi_{g_D}(x, t)$ ile gösterilir, ve sırasıyla Şekil 8.30(b) ve Şekil 8.31 (b)'de sunulmuştur. Son olarak, sistemin hızlı ve termal akılarının davranışı, $\varphi_g(x, t) = \varphi_{g_S}(x, t) + \varphi_{g_D}(x, t)$ olarak tanımlanmış olup Şekil 8.30(c) ve Şekil 8.31(c)'de verilmiştir. Zamana bağlı göreceli güç ise Şekil 8.32'de gösterilmektedir. Monte Carlo hesaplamalarında, ilk on zaman aralığı 0.001 saniyeye ve geri kalan zaman aralıkları ise 0.01 saniyeye eşit alınmıştır.



Şekil 8.30. (a) Harici hızlı ve termal kaynak nötronlarının etkilerine bağlı hızlı nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, (b) Başlangıç nötronlar ve öncülerin etkilerine bağlı hızlı nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, ve (c) Sistemin hızlı nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi.



Şekil 8.31. (a) Harici hızlı ve termal kaynak nötronlarının etkilerine bağlı termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, (b) Başlangıç nötronlar ve öncülerin etkilerine bağlı termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, ve (c) Sistemin termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi.



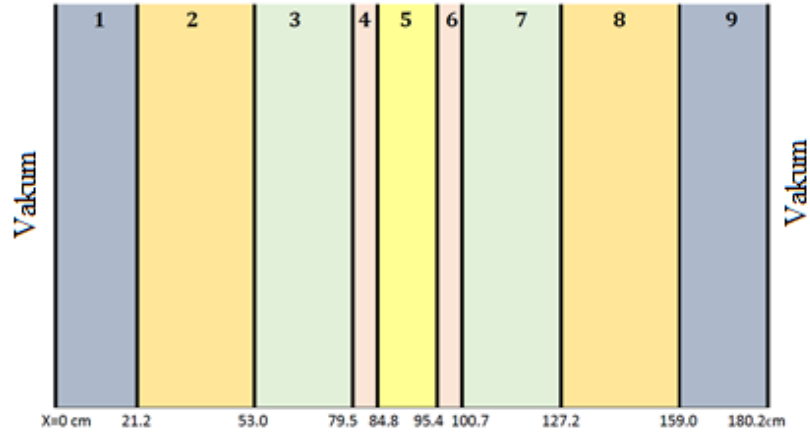
Şekil 8.32. MYRRHA projesinin referans çalışmasında göreceli gücün zamanla değişimi.

Bu tez çalışması kapsamında, üretilen Green fonksiyonları yöntemi ile herhangi bir zamana bağlı nötron kaynağının sonucunda oluşan zamana bağlı geçişlerin analizi yeni bir hesaplama yapmadan Green fonksiyonlarını kullanarak mümkün olacaktır.

8.2.7. MASURCA Reaktöründe MUSE Deneyinin Referans Çalışması

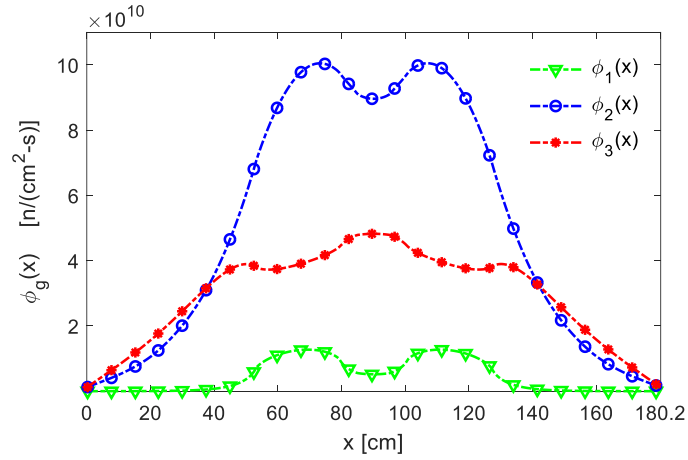
Bu test problemi, kaynak güdümlü MASURCA reaktöründe gerçekleştirilen MUSE deneyinin zamana bağlı, üç enerji gruplu ve tek boyutlu difüzyon teorisi problemidir. Sistem tekdüze dağıtılmış hızlı kaynak nötronları tarafından güdülenmektedir. Şekil 8.33'de gösterildiği gibi, sistem vakumla çevrili dokuz bölge bir levhadan oluşur (sıfır akı sınır koşulu vakum sınır koşulu ile değiştirilmiştir). Geometri ve malzeme verileri Çizelge 8.11'de verilmiştir. Gecikmiş nötron öncülerinin parametreleri ise Çizelge 8.7'de verilmiştir. Hızlı, üst-termal ve termal enerji grupları için ortalama nötron hızları sırasıyla 1.8657×10^7 (cm/s), 6.7679×10^6 (cm/s) ve 7.5013×10^5 (cm/s)'e eşit olarak alınır.

Sistem 0.998959'a eşit etkin çoğalma faktörüne sahiptir. Ani ve gecikmiş nötronların çok gruplu fisyon spektrumları Çizelge 8.11'deki karşılık gelen χ_g değerlerine eşit olarak alınır, ve üst enerji gurubuna saçılma ihmal edilmiştir.



Şekil 8.33. MUSE deneyinin referans çalışmasının tek boyutlu geometrisi.

Bir birim hızlı kaynak nötronundan dolayı, 200 saniyelik zaman bölgesinin her zaman aralığında elde edilen hızlı, üst-termal ve termal akılar bize sırasıyla G_{11} , G_{12} ve G_{13} Green fonksiyonlarını verir. Green fonksiyonlarını kullanılarak, 1W güç seviyesi için denge durumundaki grup akıları Şekil 8.34'de gösterildiği gibi çizilir.



Şekil 8.34. MUSE deneyinin denge durumundaki grup akıları.

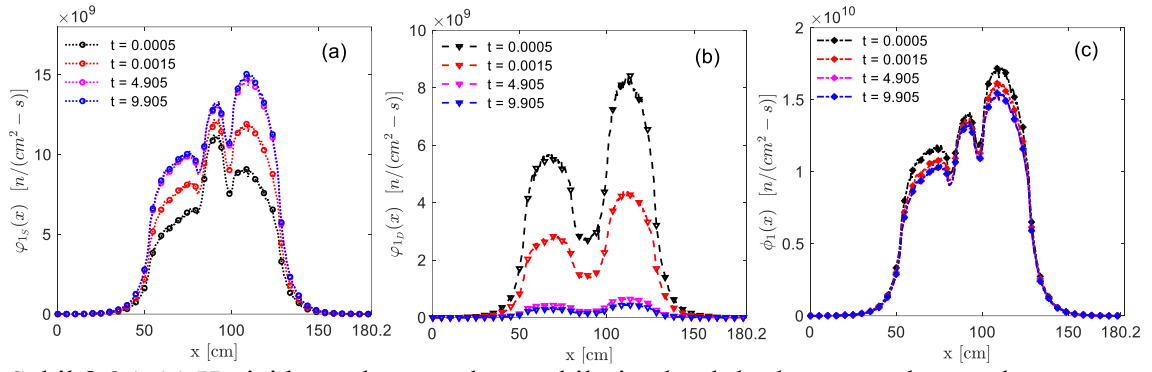
Çizelge 8.11. Tek boyutlu MUSE deneyinin referans çalışması için sistem parametreleri.

Bölge	1 ve 9	2 ve 8	3 ve 7	4 ve 6	5
$D_1(= 1/3\Sigma_{t_1})(cm)$	1.853750	2.200290	3.84335	2.197850	4.78912
$D_2(= 1/3\Sigma_{t_2})(cm)$	1.974640	1.847140	2.04298	1.617080	3.10592
$D_3(= 1/3\Sigma_{t_3})(cm)$	0.820492	0.805705	1.25392	0.910066	2.10920
$\Sigma_{R_1}(cm^{-1})$	7.5370E-2	6.2686E-2	4.1699E-2	3.3572E-2	2.1573E-2
$\Sigma_{R_2}(cm^{-1})$	7.3587E-3	5.8693E-3	9.2492E-3	2.7701E-3	3.8252E-3
$\Sigma_{R_3}(cm^{-1})$	4.3420E-3	3.6265E-3	1.0502E-2	8.8956E-4	1.7332E-3
$\nu\Sigma_{f_1}(cm^{-1})$	0.0	0.0	2.04270E-2	0.0	0.0
$\nu\Sigma_{f_2}(cm^{-1})$	0.0	0.0	8.24708E-3	0.0	0.0
$\nu\Sigma_{f_3}(cm^{-1})$	0.0	0.0	1.06600E-2	0.0	0.0
χ_1	0.0	0.0	0.448506	0.0	0.0
χ_2	0.0	0.0	0.544662	0.0	0.0
χ_3	0.0	0.0	0.006832	0.0	0.0
$\Sigma_{S_{12}}(cm^{-1})$	7.2627E-2	5.9367E-2	3.1222E-2	3.1858E-2	1.7923E-2
$\Sigma_{S_{13}}(cm^{-1})$	2.8112E-4	2.9857E-4	5.2051E-4	2.0020E-4	9.9618E-5
$\Sigma_{S_{23}}(cm^{-1})$	5.5694E-3	4.2279E-3	3.8094E-3	1.4829E-3	1.5380E-3
S_1	0.0	0.0	0.0	0.0	1.0
S_2	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
S_3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Kalınlık(cm)	21.2	31.8	26.5	5.3	10.6

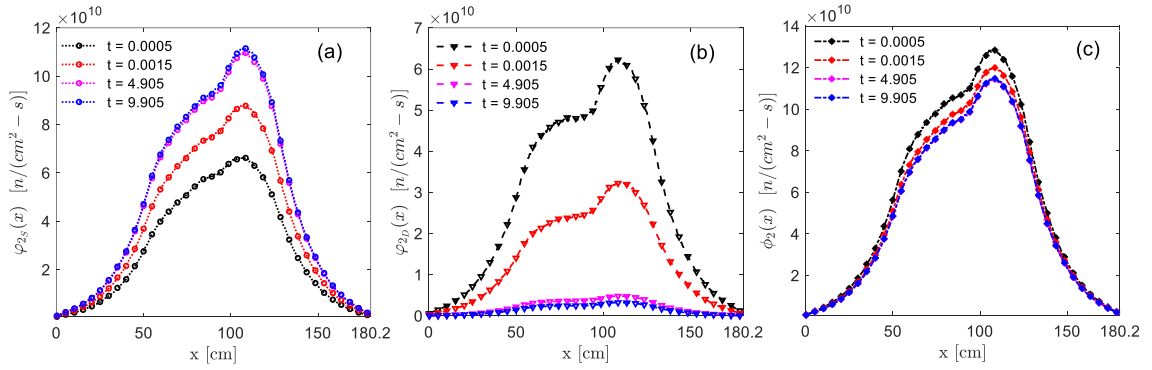
$t = 0$ s'da, $63.60 < x < 79.50$ bölgesindeki tüm enerji grupları için yakalama tesir kesitleri $\Sigma'_{c_g} = \Sigma_{c_g} + 0.2\Sigma_{R_g}$ olarak artırılarak sistem pertürbe edilir. Pertürbasyon nedeniyle sistemin etkin çoğaltma faktörü 0.932836 olur.

Başlangıç nötronları ve öncülerin ihmal edilerek, harici kaynak nötronlarından dolayı elde edilen grup akıları Şekil 8.35(a), Şekil 8.36(a) ve Şekil 8.37(a)'da gösterilmiştir. Kaynak nötronların etkilerini dikkate almayarak, başlangıç nötronlar ve öncülerin etkilerinden dolayı elde edilen grup akıları Şekil 8.35(b), Şekil 8.36(b) ve Şekil 8.37(b)'de çizilmiştir. Son olarak, sistemin hızlı, üst-termal ve termal akıları sırasıyla Şekil 8.35(c), Şekil 8.36(c) ve Şekil 8.37(c)'de görüldüğü gibi elde edilir. Zamana bağlı göreceli güç ise Şekil 8.38'de çizilmiştir.

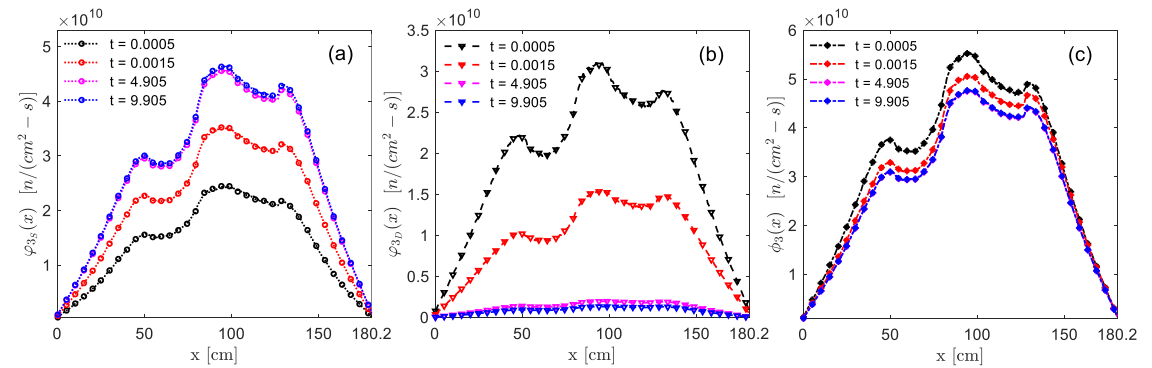
Monte Carlo hesaplamalarında, ilk on zaman aralığı 0.001 saniyeye ve geri kalanı 0.01 saniyeye eşit alınır.



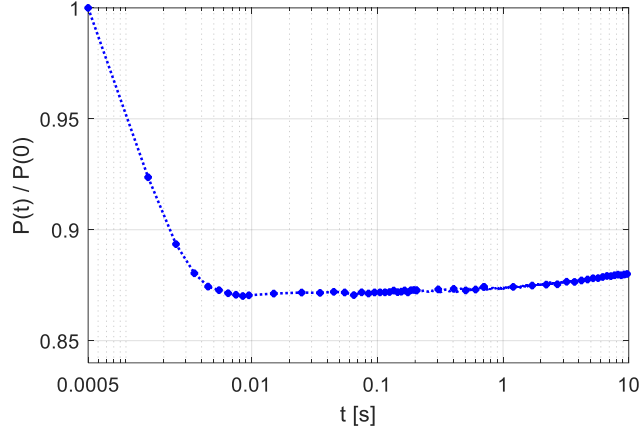
Şekil 8.35. (a) Harici kaynak nötronların etkilerine bağlı hızlı nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, (b) Başlangıç nötronlar ve öncülerin etkilerine bağlı hızlı nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, ve (c) Sistemin hızlı nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi.



Şekil 8.36. (a) Harici kaynak nötronların etkilerine bağlı üst-termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, (b) Başlangıç nötronlar ve öncülerin etkilerine bağlı üst-termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, ve (c) Sistemin üst-termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi.



Şekil 8.37. (a) Harici kaynak nötronların etkilerine bağlı termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, (b) Başlangıç nötronlar ve öncülerin etkilerine bağlı termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi, ve (c) Sistemin termal nötron akısının konuma ve zamana bağlı değişimi.



Şekil 8.38. Tek boyutlu MUSE deneyinin referans çalışmasında göreceli gücün zamanla değişimi.

8.3. Yansıtıcılı Reaktörün Kinetik Modelinin Benzeşimi

Bu bölümde, başlangıçta kararlı durumda (kritik) olan yansıtıcılı reaktörlerin zamana bağlı analizi için bir ve iki nokta reaktör kinetik modelleri Nokta Kinetik Monte Carlo (NKMC) adlı dinamik Monte Carlo benzeşimi ve stokastik diferansiyel denklemlerin sayısal çözümleri kullanılarak modellenmiştir.

İki nokta reaktör kinetik modelinin Monte Carlo benzeşiminde, kor ve yansıtıcı bölgelerindeki nötron ve öncülerin başlangıç değerleri sırasıyla N_{c0} , N_{r0} ve C_{p0} alınmıştır. Kor bölgesindeki nötronların başlangıç ağırlıkları bire eşit alındığında ($w_{n_c} = 1.0$), yansıtıcı bölgesindeki nötronların başlangıç ağırlığı (w_{n_r}) ve i 'inci öncü grubundaki öncülerin başlangıç ağırlıkları (w_{pr_i}) aşağıdaki tanımlar kullanılarak hesaplanır.

$$w_{n_r} = \left(\frac{l_r f_{cr}}{\Lambda_c} \right) \frac{N_{c0} w_{n_c}}{N_{r0}} \quad (8.20)$$

$$w_{pr_i} = \left(\frac{\beta_i}{\Lambda_c \lambda_i} \right) \frac{N_{c0} w_{n_c}}{C_{p_{i_0}}} \quad (8.21)$$

Bu yöntemde, iki nötronik olay arasında geçen zaman süresi, parçacık izlemeyi değerlendirmek için gerekli olan rassal değişkendir. Bölgeler arasındaki nötron transferi ve reflektör bölgesindeki kaçma olaylarını yapay etkileşim tipleri olarak tanımlayarak, iki etkileşim arasında geçen rassal zaman eklenerek etkileşme zamanı aşağıdaki gibi örneklenir:

$$t = t_0 - \frac{1}{v(\Sigma_{t_R} + \Sigma_{l_R} + \Sigma_{RR'})} \ln(\xi) \quad (8.22)$$

Σ_{t_R} ve Σ_{l_R} , sırasıyla herhangi bir R bölgesi içinde bulunan bir nötron için toplam ve kaçma tesir kesitleridir. $\Sigma_{RR'}$ ise nötronun R bölgesinden R' bölgesine transferini örneklemek için tanımlanan yapay tesir kesitidir.

Nötronun kat ettiği süre zaman aralığı sınırını aşmışsa ($t > T + \Delta t$), nötronun ağırlığı bir sonraki zaman aralığında kullanılmak üzere depolanır. Öte yandan, $t < T + \Delta t$ ise nötron bir etkileşmeye maruz kalır.

Nötronun etkileşim tipini belirlemeden önce nötron zorunlu öncü üretimine mecbur edilir ve böylelikle w_{p_i} ağırlığında bir öncü doğar. Üretilen öncünün grubu (β_i/β) olasılıkları kullanılarak örneklenir. Üretilen öncünün ağırlığı aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$w_{p_i} = \frac{v_d \Sigma_{f_R}}{\Sigma_{t_R} + \Sigma_{l_R} + \Sigma_{RR'}} w_0 \quad (8.23)$$

w_0 , etkileşimden önceki nötron ağırlığıdır.

Yeni üretilen öncü, bulunduğu zaman aralığının kalan süresinde, $w_{p_i}(e^{-\lambda_i t} - e^{-\lambda_i(T+\Delta t)})$ ağırlığında gecikmiş bir nötron yayarak bozunmaya zorlanır. Yayımlanan gecikmiş nötronun doğum zamanı örneklenerek transportu izlenir. Üretilen öncünün geriye kalan kısmı ise, zaman aralığının sonunda öncülerin yeni ağırlıklarını hesaplamak için depolanır.

Nötronların tamamen yakalanmasından veya sistemden kaçmasından kaynaklanan benzeşimdeki belirsizliği en aza indirmek için, nötronların ($\Sigma_{c_R}/(\Sigma_{t_R} + \Sigma_{l_R} + \Sigma_{RR'})$) ve ($\Sigma_{l_R}/(\Sigma_{t_R} + \Sigma_{l_R} + \Sigma_{RR'})$) kesirleri sırasıyla yakalama ve kaçma olaylarını örtük bir şekilde modellemek için öldürülür ve nötronların etkileşme sonrası ağırlıkları ayarlanır.

Fisyon sonucu her bir etkileşme sonrasında açığa çıkan ani nötronların modellenmesi için saçılma ve nötronun R bölgesinden R' bölgesine transferi olaylarının olasılıklarını da dikkate alarak nötronların yeni ağırlığı, aşağıda gösterildiği gibi, güncellenir:

$$w'_0 = \frac{v_p \Sigma_{f_R} + \Sigma_{s_R} + \Sigma_{RR'}}{\Sigma_{t_R} + \Sigma_{l_R} + \Sigma_{RR'}} w_0 \quad (8.24)$$

Böylelikle, bir fisyon olayının olasılığı aşağıdaki gibi verilir:

$$P_f = \frac{\nu_p \Sigma_{fR}}{\nu_p \Sigma_{fR} + \Sigma_{SR} + \Sigma_{RR'}} \quad (8.25)$$

Saçılma ve bölgeler arasındaki nötron transferine karşılık gelen olasılıklar ise şunlardır:

$$P_S = \frac{\Sigma_{SR}}{\nu_p \Sigma_{fR} + \Sigma_{SR} + \Sigma_{RR'}} \quad (8.26)$$

$$P_{RR'} = \frac{\Sigma_{RR'}}{\nu_p \Sigma_{fR} + \Sigma_{SR} + \Sigma_{RR'}} \quad (8.27)$$

Nötronun bulunduğu bölgesi değişirse, tesir kesitler yeni bölgenin tesir kesitleri ile güncellenir ve nötronun transportu izlenir.

Her zaman aralığının sonunda, zaman sınırını geçen nötron sayısı (N_m) başlangıç nötron sayısından farklı olabilir. Toplam nötron ağırlığını koruyarak nötron sayısı başlangıç nötron sayısına normalize edilir. Konuma ve zamana bağlı Monte Carlo benzeşimlerinin aksine bu tür problemlerde nötronun konumu sadece kat edilen mesafeleri ve bu bilgi kullanılarak zamandaki değişimi bulmak için kullanıldığından, her bir zaman aralığının başlangıcında nötronların ağırlığı aynı alınmış olup, aşağıda tanımlanmıştır:

$$\bar{w}_{n_c} = \frac{\sum_{m=1}^{N_m} w_m}{N_{c0}} \quad (8.28)$$

Öncülerin yeni ağırlıklarını hesaplamak için zorla bozunumundan geriye kalan öncülerin yanı sıra, her zaman aralığında $W_{P_{i,newn}}$ ağırlıkta olan N_{new} sayıda yenidoğan öncü göz önüne alınmalıdır. Öncülerin toplam sayısı sabit tutularak ortalama ağırlıkları her bir zaman aralığının başlangıcında aşağıda tanımlandığı gibi alınır.

$$\bar{w}_{pr_i} = \frac{C_{P_{i_0}} w_{pr_i} e^{-\lambda_i \Delta t} + \sum_{n=1}^{N_{new}} w_{P_{i,newn}}}{C_{P_{i_0}}} \quad (8.29)$$

Her zaman aralığında, zaman aralığının sonuna ulaşan nötronların ağırlığının toplamı, nötron yoğunluğunun zamana göre değişimini tahmin etmek için kullanılır. Zamana bağlı Monte Carlo yönteminde, zaman sınırına ulaşan nötronların sayısı orijinal nötronların sayısından farklı olabilir. Bu nedenle, her zaman aralığında parçacık başına çetele varyansını elde etmek için benzeşimde kullanılan her bir nötron ve onun neslinden olan ve zaman sınırına ulaşan olası nötronlar aynı nötrondan üretildiklerinden ağırlıklarının toplamı tek bir nötronu ağırlığı olarak tanımlanır. Böylece, zaman sınırının sonundaki nötron yoğunluğu gecikmiş nötronların, ve kor ve yansıtıcı bölgelerindeki başlangıç nötronların katkılarından oluşur.

$$\begin{aligned}
N_c(t) &= \sum_{i=1}^{N_{c0}} w_{n_{c_i}} + \sum_{i=1}^{N_{r0}} w_{n_{r_{c_j}}} + \sum_{k=1}^{C_{p0}} w_{dn_{c_k}} \\
N_r(t) &= \sum_{i=1}^{N_{c0}} w_{n_{c_{r_i}}} + \sum_{i=1}^{N_{r0}} w_{n_{r_j}} + \sum_{k=1}^{C_{p0}} w_{dn_{r_k}}
\end{aligned} \tag{8.30}$$

Örnekleme ortalaması kavramını kullanarak, nötron yoğunluğu ortalama nötron ağırlıkları cinsinden aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\begin{aligned}
N_c(t) &= N_{c0} \bar{w}_{n_c} + N_{r0} \bar{w}_{n_{r_c}} + C_{p0} \bar{w}_{dn_c} \\
N_r(t) &= N_{c0} \bar{w}_{n_{c_r}} + N_{r0} \bar{w}_{n_r} + C_{p0} \bar{w}_{dn_r}
\end{aligned} \tag{8.31}$$

Hata analizi yöntemini kullanılarak, kor ve yansıtıcı bölgelerindeki nötron yoğunluğu için tanımlanan standart sapmalar aşağıdaki gibi tahmin edilmiştir.

$$\begin{aligned}
\sigma_{N_c}(t) &= \sqrt{N_{c0}^2 \sigma_{\bar{w}_{n_c}}^2 + N_{r0}^2 \sigma_{\bar{w}_{n_{r_c}}}^2 + C_{p0}^2 \sigma_{\bar{w}_{dn_c}}^2} \\
\sigma_{N_r}(t) &= \sqrt{N_{c0}^2 \sigma_{\bar{w}_{n_{c_r}}}^2 + N_{r0}^2 \sigma_{\bar{w}_{n_r}}^2 + C_{p0}^2 \sigma_{\bar{w}_{dn_r}}^2}
\end{aligned} \tag{8.32}$$

Tek nokta reaktör kinetik modelinin Monte Carlo benzeşiminde, sistemin ρ_l ile gösterilen kaçma reaktivitesinin mutlak değerini kullanarak yapay bir kaçma tesir kesiti tanımlanır ve sistemin davranışının benzeşimi Monte Carlo yöntemi ile modellenir.

$$\rho_l = \rho_\infty - \rho \tag{8.33}$$

$$\Sigma_l = \rho_l \nu \Sigma_f \tag{8.34}$$

Bir model problem olarak tanımlanan, kalın bir grafit yansıtıcıyla çevrelenmiş nispeten küçük bir kordan (yaklaşık 1 metreküp) oluşan sıfır güçlü araştırma reaktörü PROTEUS, $N_c(0) = 1.0(\text{nötron}/\text{cm}^3)$ başlangıç koşulu ile, dikkate alınmıştır[4,8,93]. Kritik sistem için iki ve bir nokta kinetik parametreleri Çizelge 8.12'de verilmiştir. Bu modeller karşılıklı gelen tesir kesitler ise sırasıyla Çizelge 8.13 ve Çizelge 8.14'de gösterilmiştir. Referans çalışmalarda, herhangi bir pertürbasyon durumunda, reaktivite dışındaki tüm kinetik parametreler sabit tutulmuştur. Bu nedenle bu çalışmada, NKMC'den elde edilen sonuçları referans makalelerin sonuçlarıyla karşılaştırılabilir hale getirmek için, herhangi bir reaktivite girişi kor bölgesinin yakalama tesir kesitinin pertürbe edilmesinden kaynaklandığı kabulü yapılmıştır. TNRKM ve İNRKM için eklenen reaktiviteye karşılık gelen soğurulma tesir kesitleri sırasıyla Denklem (8.35) ve (8.36)'de ifade edildiği gibidir.

$$\Sigma'_a = \nu \Sigma_f [1 - \rho_l - \rho(t)] \quad (8.35)$$

$$\Sigma'_{a_c} = \nu \Sigma_{f_c} [1 - f_{cr}(1 - f_{rc}) - \rho(t)] \quad (8.36)$$

Pertürbasyon sırasında kaçma reaktivitesi ve birleşim parametrelerin sabit tutulduğu kabulü ile, kinetik parametreler saçılma tesir kesitinden etkilenmez. Bu nedenle, her bölgede tanımlanan saçılma tesir kesitinin aldığı değerin Monte Carlo benzeşimine etkisi olmayacağından istenilen herhangi bir değer kullanılabilir. Fakat analog olmayan Monte Carlo yönteminde saçılma tesir kesitinin aldığı değer sistemin ortalama yanıtını değiştirmemekle beraber, belirsizliklerin dağılımını etkileyebilir.

Çizelge 8.12. Kritik sistem için iki ve bir nokta reaktör kinetik parametreleri

Kinetik Modeli	Tek-Nokta	İki-Nokta
ρ_∞	0.4	0.4
$\Lambda_c(ms)$	2.0	0.4
$l_r(ms)$	0.0	4.0
f_{rc}	0.0	0.5
f_{cr}	0.0	0.8
Öncü grubu i	$\lambda_i(s^{-1})$	β_i
1	0.012444	2.371E- 4
2	0.030535	1.583E- 3
3	0.111438	1.417E- 3
4	0.301368	2.856E- 3
5	1.136307	8.314E -4
6	3.013683	3.037E- 4

Çizelge 8.13. Tek nokta reaktör modeli için sistem parametreleri.

$\Sigma_f(cm^{-1})$	$\Sigma_a(cm^{-1})$	$\Sigma_s(cm^{-1})$	$\Sigma_l(cm^{-1})$	$\nu(cm/s)$	ν
1/1100	3/2200	3/2200	1/1100	2.2E+5	2.5

Çizelge 8.14. İki nokta reaktör modeli için sistem parametreleri.

Bölge	Kor	Yansıtıcı
$\Sigma_f(cm^{-1})$	1/220	0.0
$\Sigma_a(cm^{-1})$	3/440	1/3520
$\Sigma_s(cm^{-1})$	3/440	1/3520
$\Sigma_l(cm^{-1})$	0.0	1/3520
$\Sigma_{RR'}(cm^{-1})$	1/110	1/1760
$\nu(cm/s)$	2.2E+5	2.2E+5
ν	2.5	0.0

Stokastik iki nokta reaktör kinetik modeli için başlangıç koşullar Denklem (8.37)'de verilmiştir. Ayrıca, stokastik tek nokta reaktör kinetik modelinin sayısal çözümlerini elde etmek için Hayes ve Allen tarafından sunulan stokastik model dikkate alınmıştır[69]. Her

iki modelde sayısal çözümleri elde etmek için Euler-Maruyama sayısal yöntemi kullanılmıştır.

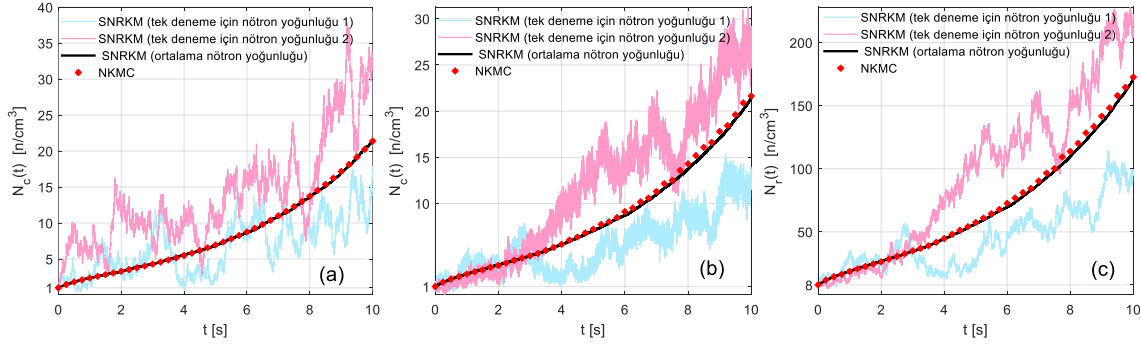
$$|\Psi(t_0 = 0.0)\rangle = \begin{pmatrix} N_c(t_0) \\ N_r(t_0) \\ C_1(t_0) \\ \vdots \\ C_6(t_0) \end{pmatrix} = N_c(t_0) \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{l_r f_{cr}}{\Lambda_c} \\ \beta_1 \\ \frac{\Lambda_c \lambda_1}{\Lambda_c} \\ \vdots \\ \beta_6 \\ \frac{\Lambda_c \lambda_6}{\Lambda_c} \end{pmatrix} \quad (8.37)$$

8.3.1. Adım Reaktivite Girişi

Bu problemde, $t = 0$ s'de, bir ve iki nokta reaktör kinetik modellerinde kor soğurulma tesir kesitleri sırasıyla $\Sigma_a = 0.0013537797$ ve $\Sigma_{ac} = 0.0067688986$ 'ya düşürülür ve sisteme 0.60 doalrlık bir pozitif reaktivite eklenir.

Monte Carlo benzeşimini başlatmak için kor ve yansıtıcı bölgelerindeki başlangıç nötron sayıları $1.0E + 5.0$ alınmıştır. Böylece, kor bölgesindeki nötronların başlangıç ağırlıkları bire eşit alındığından, yansıtıcı bölgesindeki nötronların başlangıç ağırlıkları $w_{nr} = 8.0$ olur. Ayrıca $1.0E + 5.0$ 'e eşit olan toplam öncü sayısı için TNRKM ve İNRKM'deki tüm öncülerin ortalama ağırlıkları sırasıyla 46.96 ve 234.80'e eşit olur.

Yansıtıcılı reaktörün bir ve iki nokta reaktör kinetik modellerine karşılık gelen ve NKMC ve Stokastik Nokta Reaktör Kinetik Modelinden (SNRKM) elde edilen nötron yoğunlukları sırasıyla Şekil 8.39 (a)-(c)'de gösterilmiştir. Görüldüğü gibi, her durumda, SNRKM'nin sayısal çözümünden elde edilen iki ayrı benzeşim sonucu elde edilen nötron yoğunluğunun patikası ve 2000 deneme sonucu elde edilen patikaların ortalama değeri zamana göre çizilmiş ve içi dolu yıldızlarla gösterilen NKMC sonuçları ile karşılaştırılmıştır.



Şekil 8.39. Adım reaktivite girişi için: (a) TNRKM için kor nötron yoğunluğu, (b) İNRKM için kor nötron yoğunluğu, (c) İNRKM için yansıtıcı nötron yoğunluğu.

SNRKM'deki zaman aralıklarının uzunluğu $h = 0.001$ s olarak kabul edilirken, NKMC yönteminde, başlangıç nötronlarının ağırlığı ile öncülerin zorla bozunmasından yayılan gecikmiş nötronların ağırlığı arasındaki farktan dolayı ortaya çıkan belirsizliği azaltmak için zaman aralıkları $\Delta t = 0.005$ s olarak alınmıştır.

SNRKM ve SDDMC yönteminde, nötron yoğunluğu ve öncü yoğunlukları için fiziksel olarak anlamsız olan negatif değerlerden kaçınmak için nötron yoğunluğu için başlangıç değeri 100'e eşit alınır; daha sonra, elde edilen ortalama değerleri ve karşılık gelen standart sapmaları sırasıyla $f (= 1/100)$ ve \sqrt{f} ile çarparak, sonuçlar $N_c(0) = 1$ için normalize edilmiştir.

NKMC, SNRKM ve Temel Matris Yönteminden (TMY) elde edilen sonuçların karşılaştırması Çizelge 8.15'de yapılmıştır.

Çizelge 8.15. Adım reaktivite giriş vakasında kor ve yansıtıcı nötron yoğunluğu

Zaman (s)	Sistem	$N_c(t)$			$N_r(t)$		
		TMY[4]	SNRKM	NKMC ($\sigma_{N_c}(t)$)	TMY	SNRKM	NKMC ($\sigma_{N_c}(t)$)
1.0	TNRKM	2.359369	2.342445	2.356661 (0.0010)	0.0	0.0	0.0
	İNRKM	2.360463	2.346519	2.356667 (0.0531)	18.852197	18.795990	18.663264 (0.1086)
2.0	TNRKM	3.293477	3.240378	3.291630 (0.0013)	0.0	0.0	0.0
	İNRKM	3.294818	3.316740	3.285442 (0.0781)	26.328428	26.607870	26.201973 (0.1599)
3.0	TNRKM	4.300093	4.337725	4.293469 (0.0017)	0.0	0.0	0.0
	İNRKM	4.302021	4.321621	4.325312 (0.1017)	34.381319	34.554160	34.972889 (0.1990)

$t = 0.05 s$ ve $t = 0.1 s$ zamanları için SNRKM, SDDMC ve NKMC yöntemlerinden elde edilen ortalama değerler ve onlara karşılık gelen örnek standart sapmalar Çizelge 8.16'da verilmiştir. SDDMC yönteminde, bir ve iki nokta reaktör kinetiği modelleri için zaman aralıkları sırasıyla $10^{-7} s$ ve $10^{-8} s$ alınmıştır. NKMC yönteminde varyans azaltma tekniklerinin kullanılması nedeniyle, bu yöntemden elde edilen standart sapmanın diğer yöntemlerin standart sapmasından daha az olduğu görülmektedir. SNRKM ve SDDMC yöntemlerinde aynı olasılık fonksiyonlarının kullanılması nedeniyle, elde edilen standart sapmalar birbirleriyle karşılaştırılabilir değerler almaktadır.

Çizelge 8.16. Adım reaktivite giriş senaryosu için yöntemlerin karşılaştırılması.

Sistem		$t = 0.05 s$			$t = 0.1 s$		
		SNRKM	SDDMC	NKMC	SNRKM	SDDMC	NKMC
TNRKM	$N_c(t)$	1.1099	1.0721	1.1053	1.2010	1.1267	1.2023
	$\sigma_{N_c}(t)$	6.1076	5.5526	0.0006	8.6922	7.3210	0.0007
İNRKM	$N_c(t)$	1.1091	1.1393	1.1102	1.1977	1.2402	1.2194
	$\sigma_{N_c}(t)$	3.6280	3.5098	0.0241	4.5743	4.9211	0.0255
İNRKM	$N_r(t)$	8.8361	9.0118	8.8047	9.5424	9.9912	9.6141
	$\sigma_{N_r}(t)$	21.349	20.6090	0.0479	30.712	34.7010	0.0528

8.3.2. Ramp Reaktivite Girişi

Bu problemde, önerilen benzeşim yöntemlerinin geçerliliğini test etmek için, zamanla değişen iki doğrusal pertürbasyon problemi dikkate alınmıştır.

8.3.2.1. Pozitif reaktivite geçişi

Bu pertürbasyon durumunda, $t = 0 s$ 'de, TNRKM'deki $\Sigma_a(t)$ değerinin $0.0013636364 - (1.6427727E - 6) t$ 'ye ve İNRKM'deki $\Sigma_{a_c}(t)$ değerinin $0.0068181818 - (8.2138636eE - 6) t$ 'ye pertürbe edilmesi sonucunda sisteme $+0.10\beta$ lik zamana lineer artan bir ramp reaktivite eklenmiştir.

Daha önce belirtildiği gibi, NKMC benzeşimlerinde, tesir kesitlerin her bir zaman adımında sabit olduğu varsayılmaktadır; bu nedenle, zamanla değişen tesir kesitler durumunda, her bir zaman aralığının orta noktasındaki tesir kesit değeri o zaman aralığı için sabit bir tesir kesit olarak alınmıştır. Dikkate alınan zaman aralıklarının kısa olması nedeniyle, bu yaklaşımdan kaynaklanan belirsizlik göz ardı edilebilir. SNRKM'de ise

sayısal çözümlere yaparken her bir zamana bağlı değişkenin değeri zaman aralığının başlangıcındaki değer olarak alınmıştır.

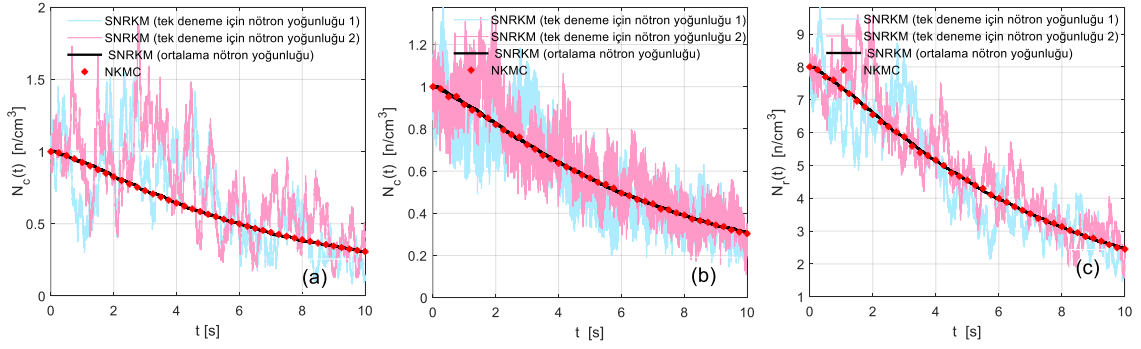
Farklı zaman noktalarında, NKMC ve SNRKM'den elde edilen nötron yoğunluğu Çizelge 8.17'de gösterilmiştir ve Temel Matris Yönteminden (TMY) elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Çizelge 8.17. Pozitif ramp reaktivite girişi durumunda kor ve yansıtıcı nötron yoğunluğu.

Zaman (s)	Sistem	$N_c(t)$			$N_r(t)$		
		TMY[4]	SNRKM	NKMC ($\sigma_{N_c}(t)$)	TMY	SNRKM	NKMC ($\sigma_{N_c}(t)$)
0.10	TNRKM	1.00163	1.00630	1.00193 (0.00062)	0.0	0.0	0.0
	İNRKM	1.00171	0.99787	1.00092 (0.02184)	8.01271	7.99500	7.96769 (0.04277)
0.50	TNRKM	1.02805	0.98186	1.02704 (0.00063)	0.0	0.0	0.0
	İNRKM	1.02817	1.02799	1.01172 (0.02312)	8.23085	8.19160	8.18246 (0.04501)
1.0	TNRKM	1.08306	1.02560	1.08175 (0.00065)	0.0	0.0	0.0
	İNRKM	1.08316	1.08549	1.06891 (0.02412)	8.66127	8.63050	8.61287 (0.04859)
3.0	TNRKM	1.47972	1.44369	1.47678 (0.00081)	0.0	0.0	0.0
	İNRKM	1.47994	1.47979	1.49152 (0.03377)	11.8302	11.79900	11.90039 (0.06648)

8.3.2.2. Negatif reaktivite girişi

Bu pertürbasyon durumunda, bir ve iki nokta reaktör kinetik modellerinde, kor bölgesinin soğurulma tesir kesiti sırasıyla $\Sigma_a(t) = 0.0013636364 + (1.6427727E - 6)t$ ve $\Sigma_{ac}(t) = 0.0068181818 + (8.2138636E - 06)t$ olarak lineer şekilde artırılır. Bu nedenle sisteme $-0.10\beta t$ lik zamana bağlı reaktivite eklenmiş olur. Kor ve yansıtıcı bölgelerinin nötron yoğunluğunun değişimi Şekil 8.40'da görüldüğü gibi çizilir.



Şekil 8.40. Negatif rampa reaktivite girişi için: (a) TNRKM için kor nötron yoğunluğu, (b) İNRKM için kor nötron yoğunluğu (c) İNRKM için yansıtıcı nötron yoğunluğu.

8.3.3. Newton Sıcaklık Geri Besleme Etkisi Varken Ramp Reaktivite Girişi

Bu problemde, Newton sıcaklık geri besleme etkisi varken sisteme ramp reaktivite girişi olduğunda bir ve iki nokta reaktör kinetik modelleri SNRKM ve NKMC yöntemleri ile modellenmiştir. Newton sıcaklık geri besleme etkisi varken sistemin reaktivitesi aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$\rho(t) = at - b \int_0^t N_c(t') dt' \quad (8.38)$$

İlk terim, at , harici ramp reaktivitenin değişimini göstermektedir; b ise yansıtıcı reaktör sisteminin Newton sıcaklık geri besleme katsayısıdır ve yavaş sistemler için yaklaşık $10^{-13}(cm^3/s)$ ve hızlı sistemler için yaklaşık $10^{-7}(cm^3/s)$ olarak tanımlanır.

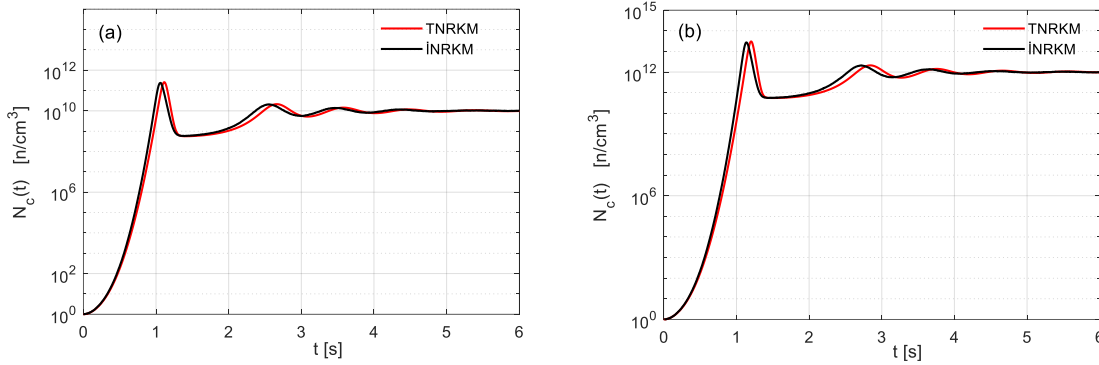
Monte Carlo benzeşiminin n 'inci zaman aralığı için ($t \in [\sum_{l=1}^{n-1} \Delta t_l, \sum_{l=1}^n \Delta t_l]$), Newton sıcaklık geri-besleme ve ramp reaktivite girişini modellemek için, zamana bağlı soğurulma tesir kesitleri, sırasıyla Denklem (8.39) ve (8.40)'de gösterildiği gibi ifade edilir.

$$\Sigma_a(t) = \frac{2.5}{100} \left[0.6 - a \left(\sum_{l=1}^{n-1} \Delta t_l + \frac{\Delta t_n}{2} \right) + b \sum_{l=1}^{n-1} N_{c_l} \Delta t_l \right] \quad (8.39)$$

$$\Sigma_{a_c}(t) = \frac{2.5}{220} \left[0.6 - a \left(\sum_{l=1}^{n-1} \Delta t_l + \frac{\Delta t_n}{2} \right) + b \sum_{l=1}^{n-1} N_{c_l} \Delta t_l \right] \quad (8.40)$$

$a = 0.1 s^{-1}$ ve iki farklı, $10^{-11}(cm^3/s)$ ve $10^{-13}(cm^3/s)$, b değerleri için NKMC yönteminden elde edilen, ve bir ve iki nokta reaktör kinetik modellerine karşılık gelen kor nötron yoğunluğu Şekil 8.41 (a) ve (b)'de çizilmiştir. Şekillerde gösterildiği gibi, TNRKM ve İNRKM sonuçları arasındaki farklar tamamen belirgindir; ayrıca nötron

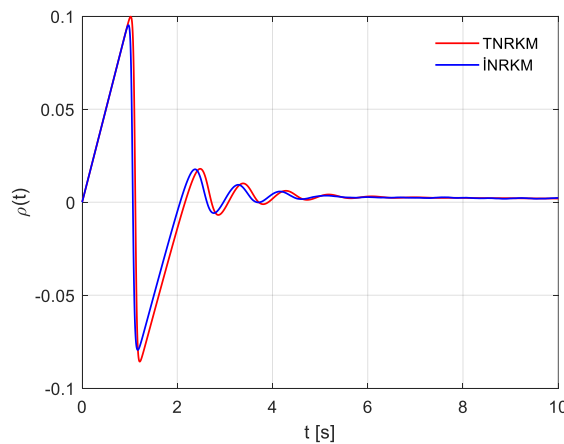
yoğunluğunun bir zirve noktasına ulaştığı ve son olarak geri besleme mekanizması nedeniyle sistemin kritik bir denge durumuna ulaştığı gözlenmektedir.



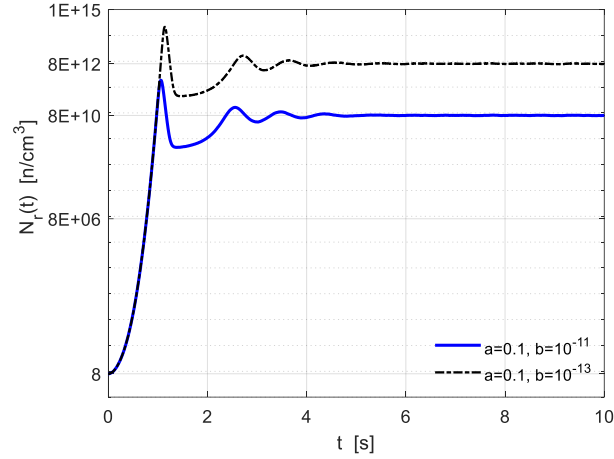
Şekil 8.41. NKMC yönteminden elde edilen kor nötron yoğunluğu: (a) $a = 0.1$ ve $b = 10^{-11}$, (b) $a = 0.1$ ve $b = 10^{-13}$.

TNRKM ve İNRKM için reaktivitenin zamana göre değişimi Şekil 8.42'de gösterilmiştir; reaktivitenin nihayet sıfıra gittiği, yani sistemin farklı bir güç seviyesinde kritik hale geldiği görülmektedir. Denge durumunda, reaktivitenin zaman türevi sıfıra gider, ve bu nedenle denge koşulundaki kor nötron yoğunluğu ($N_{c_{eq}}$), yalnız a ve b parametrelerine bağlıdır, ve NKMC yönteminden doğru şekilde elde edilen (a/b) 'ye eşittir.

Yansıtıcı bölgesindeki nötron yoğunluğunun değişimi ise Şekil 8.43'de gösterilmiştir; görüldüğü gibi denge durumunda yansıtıcı bölgesinin nötron yoğunluğu $\left(\frac{l_r f_{cr}}{\Lambda_c} \times \frac{a}{b}\right)$ 'ya eşittir.



Şekil 8.42. $a = 0.1$ ve $b = 10^{-11}$ için NKMC yönteminden elde edilen reaktivite zamana göre değişimi.



Şekil 8.43. Yansıtıcı bölgesindeki nötron yoğunluğunun zamanla değişimi

Bu model problemler için, nötron yoğunluğunun maksimum değerine ulaştığı zaman ve bu zamana karşılık gelen nötron yoğunluğunun değerleri Çizelge 8.18'de verilmiştir ve TMY'den elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Çizelge 8.18. Geri besleme etkisi varken pozitif ramp reaktivite girişi durumunda kor ve yansıtıcı bölgelerinde ulaşılan maksimum nötron yoğunluğu.

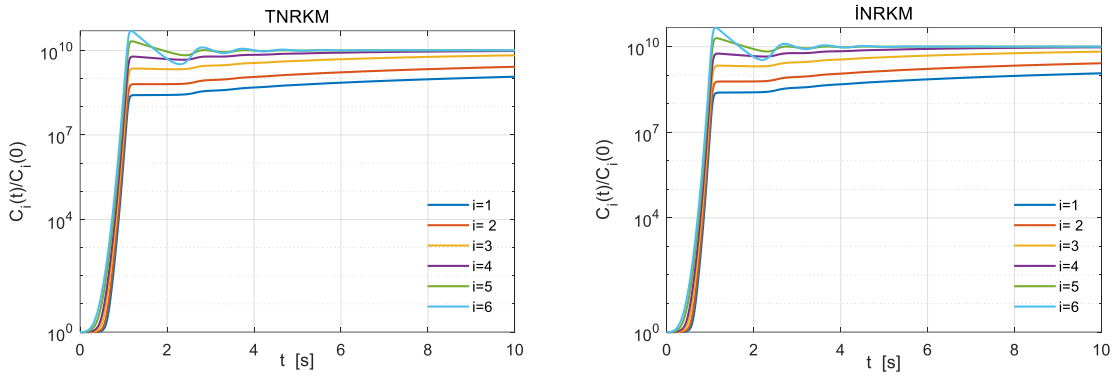
a, b	Sistem	Yöntem	$t_{zirve}(s)$	$N_c(t_{zirve})$	$t_{zirve}(s)$	$N_r(t_{zirve})$
$a = 0.1$ $b = 10^{-11}$	TNRKM	TMY [4]	1.114	2.5690E+11	0.0	0.0
		SNRKM	1.123	2.59680E+11	0.0	0.0
		NKM	1.115	2.57023E+11	0.0	0.0
	İNRKM	TMY	1.058	2.3310E+11	1.062	1.8470E+12
		SNRKM	1.067	2.40210E+11	1.071	1.90850E+12
		NKM	1.059	2.37458E+11	1.064	1.84170E+12
$a = 0.1$ $b = 10^{-13}$	TNRKM	TMY	1.201	3.0470E+13	0.0	0.0
		SNRKM	1.213	3.09620E+13	0.0	0.0
		NKM	1.200	3.04554E+13	0.0	0.0
	İNRKM	TMY	1.136	2.7430E+13	1.140	2.1700E+14
		SNRKM	1.147	2.83380E+13	1.151	2.24860E+14
		NKM	1.135	2.72546E+13	1.140	2.15754E+14

TNRKM ve İNRKM için her bir öncü grubunun göreceli yoğunluğunun zamana göre değişimi NKMC'den elde edilerek sırasıyla Şekil 8.44 (a) ve (b)'de çizilmiştir. Her iki modelde de zamana bağlı değişimler benzer gibi görünse de, her öncü grubu için TNRKM ve İNRKM'deki maksimum değerler birbirinden farklıdır. Öncülerin denge durumuna

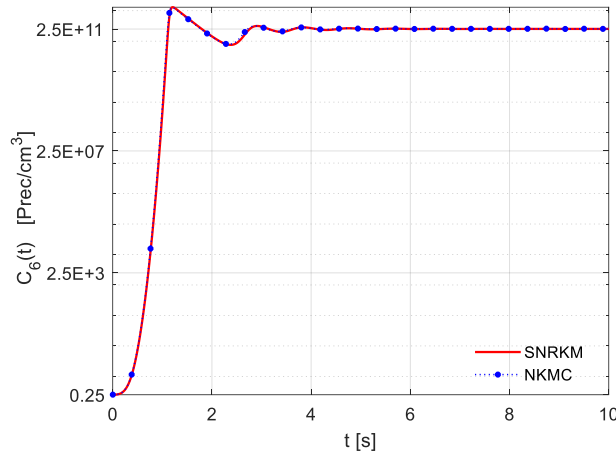
ulaşması için gereken zamanın uzun olduğu bilinmektedir. Göreceli öncü yoğunluğu ise denge durumunda $\frac{C_{ieq}}{C_i(0)} = \frac{a}{b}$ değerine ulaşmaktadır. Şekillerde görüldüğü gibi, 5 ve 6 öncü grupları daha kısa sürede dengeye ulaşmaktadır, bu da bu grupların diğer gruplara göre daha büyük bozulma sabitlerine sahip olmalarından kaynaklanmaktadır.

Her bir öncü grubunun yoğunluğu zaman aralığının orta noktasına karşı gelecek şekilde çizilmiş olup, öncülerin zorla bozunumundan geriye kalan öncülere ek olarak, zaman aralığında doğan ve zaman aralığının sonunda depolanan öncülerin etkileri de hesaba katılmıştır.

İNRKM için 6'ncı öncü grubunun zamana bağlı davranışı SNRKM ve NKMC yönteminden elde edilerek Şekil 8.45'de çizilmiştir. Sonuçların birbiriyle uyumlu olduğu görülmektedir.



Şekil 8.44. NKMC yönteminden elde edilen her bir öncü grubunun göreceli yoğunluğunun zamana göre değişimi ($a = 0.1$ ve $b = 10^{-11}$).



Şekil 8.45. 6'ncı öncü grubunun zamana bağlı davranışı ($a = 0.1$ ve $b = 10^{-13}$).

8.4. Analog Olmayan Stokastik Tek Nokta Reaktör Kinetik Modeli

Bu bölümde, tek nokta reaktör kinetik modeline karşılık gelen tesir kesitler kullanılarak, harici kaynak varken, analog olmayan bir stokastik tek nokta reaktör kinetik modeli türetilmiştir. Bu durumda, aşağıdaki gibi listelenen üç seçenek ve onlara karşılık gelen olasılık vardır.

1- Her zaman aralığında kapalı yakalama ve örtük kaçma varyans azaltma teknikleri uygulanarak sistem fisyonu maruz kalır:

$$P_1 = hv(\Sigma_t + \Sigma_l)N_c(t_m) \quad ; \quad |\Delta\psi_1\rangle = \begin{pmatrix} \Delta N_c \\ \Delta C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N_c(t_{m+1}) - N_c(t_m) \\ C(t_{m+1}) - C(t_m) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v_p \Sigma_f + \Sigma_s}{\Sigma_t + \Sigma_l} - 1 \\ \frac{v_d \Sigma_f}{\Sigma_t + \Sigma_l} \end{pmatrix}$$

2- Her zaman aralığında öncülerin zorla bozunumundan nötronlar yayımlanır:

$$P_2 = (1 - e^{-\lambda h}) C(t_m) \quad ; \quad |\Delta\psi_2\rangle = \begin{pmatrix} \Delta N_c \\ \Delta C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} +1 \\ -1 \end{pmatrix}$$

3- Her zaman aralığında rassal olarak kaynak nötronlar doğmaktadır:

$$P_3 = h q(t_m) \quad ; \quad |\Delta\psi_3\rangle = \begin{pmatrix} \Delta N_c \\ \Delta C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} +1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Küçük h zaman aralığındaki ortalama değişiklik ve değişiklik varyansı aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$E[|\Delta\Psi_m\rangle] = \sum_{k=1}^{12} P_k |\Delta\Psi_k\rangle = h \bar{A}(t_m) |\Psi(t_m)\rangle + h q(t_m) |Q\rangle \quad (8.41)$$

$$Var[|\Delta\Psi\rangle] = \sum_{k=1}^{12} P_k |\Delta\Psi_k\rangle \langle \Delta\Psi_k| = h \bar{B}(t_m) \quad (8.42)$$

$$\bar{A}(t_m) = \begin{pmatrix} v(v_p \Sigma_f + \Sigma_s - \Sigma_t - \Sigma_l) & \frac{(1-e^{-\lambda h})}{h} \\ v v_d \Sigma_f & -\frac{(1-e^{-\lambda h})}{h} \end{pmatrix}$$

$$|Q\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\bar{B}(t_m) = \begin{pmatrix} \mu_0 & \mu_1 \\ \mu_1 & \mu_2 \end{pmatrix}$$

$$\mu_0 = \frac{v(v_p \Sigma_f + \Sigma_s - \Sigma_t - \Sigma_l)^2}{\Sigma_t + \Sigma_l} N_c(t_m) + \frac{(1-e^{-\lambda h})}{h} C(t_m) + q(t_m)$$

$$\mu_1 = v\nu_d \Sigma_f \left(\frac{\nu_p \Sigma_f + \Sigma_s}{\Sigma_t + \Sigma_l} - 1 \right) N_c(t_m) - \frac{(1-e^{-\lambda h})}{h} C(t_m)$$

$$\mu_2 = \frac{v(\nu_d \Sigma_f)^2}{\Sigma_t + \Sigma_l} N_c(t_m) + \frac{(1-e^{-\lambda h})}{h} C(t_m)$$

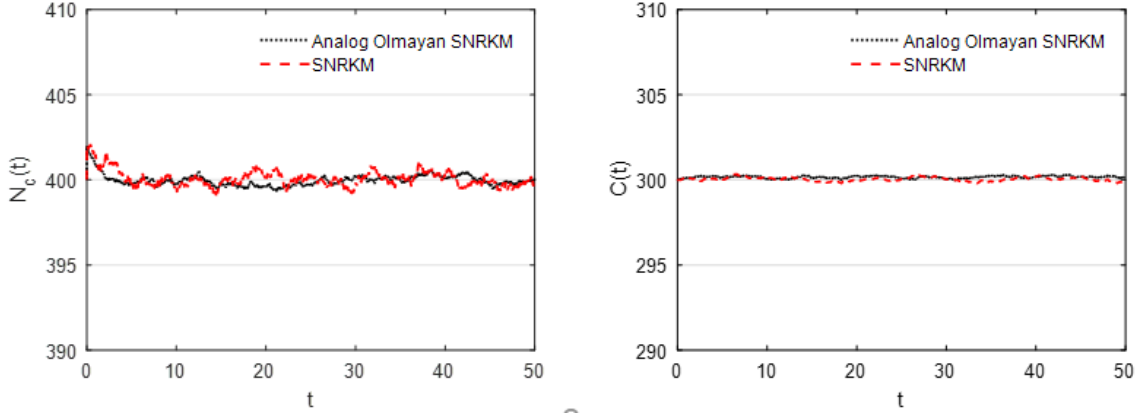
Önerilen yöntemi test etmek için, $N(0) = 400$ ve $C(0) = 300$ başlangıç koşullarına sahip olan kritik bir nükleer reaktör göz önüne alınır. Reaktörün nötronik ve kinetik parametreleri Çizelge 8.19'da verilmektedir.

Çizelge 8.19. Başlangıçta kritik durumunda olan test probleminin sistem parametreleri

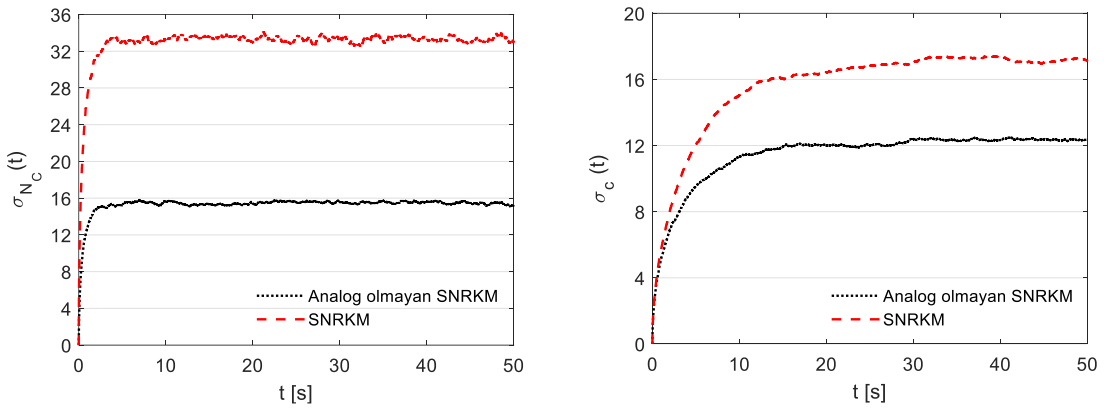
$\Sigma_f (cm^{-1})$	$\Sigma_a (cm^{-1})$	$\Sigma_s (cm^{-1})$	$\Sigma_l (cm^{-1})$	$v (cm/s)$	ν
3/1000	9/2000	3/1000	3/1000	200	2.5
$\Lambda (s)$	$\lambda (s^{-1})$	β	ρ_∞	ρ_l	
2/3	0.1	0.05	0.4	0.4	

Bu problemde, $t=0$ s'de, soğurulma tesir kesiti $\frac{7}{1000} cm^{-1}$ 'e azaltılarak sistem reaktivitesi $-1/3$ olur. Sistemin güç seviyesini sabit tutmak için $q = 200$ (n/s) değerine sahip olan kaynak terimi sisteme eklenmiştir. Böylece zincir tepkimeleri harici nötron kaynağı tarafından sürdürülmüş olur [69,70]. Zaman aralıklarının uzunluğu $h = 0.01$ s alınarak, SNRKM ve analog olmayan SNRKM 'den elde edilen 5000 denemenin ortalama nötron yoğunluğu ve öncü yoğunluğu ve onlara karşılık gelen standart sapmalar sırasıyla Şekil 8.46 ve Şekil 8.47'de çizilmiştir.

Sabit nötron kaynağı ve adım reaktivite girişi nedeniyle, belli bir zaman sonra sistemin, bir geçiş sonrası, yeni bir güç seviyesi ile denge durumuna ulaşacağı bilinmektedir. Bu problemde, nötron yoğunluğu ve öncü yoğunluğunun başlangıç koşulları ve denge durumundaki değerlerinin eşit olması nedeniyle nötron yoğunluğu ve öncü yoğunluğunun ortalama değerleri zamanla değişmemektedir. Görüldüğü üzere, nötron yoğunluğu ve öncü yoğunluğuna karşılık gelen standart sapmalar zamana bağlı olup belli bir süre sonunda ortalama bir değer etrafında salınmakta olup asimptotik ortalama değerleri bir sabit değere yakınsamaktadır.



Şekil 8.46. Ortalama nötron yoğunluğu ve öncü yoğunluğu.



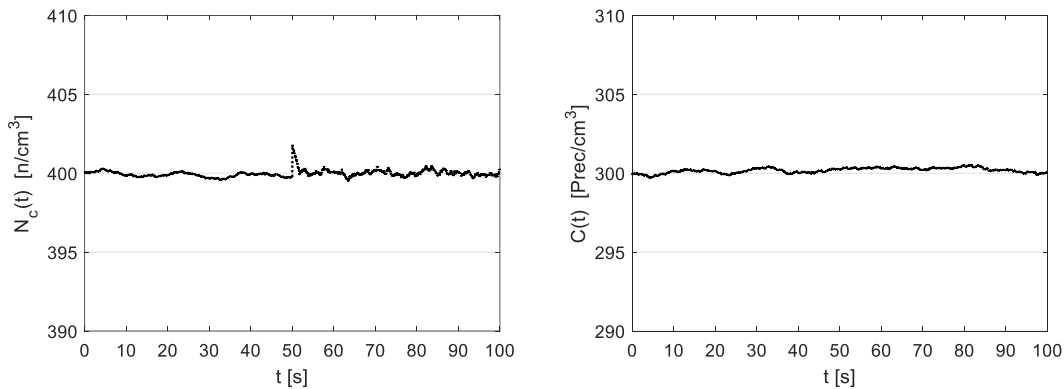
Şekil 8.47. Ortalama nötron yoğunluğuna ve öncü yoğunluğuna karşılık gelen standart sapmalar.

Zaman aralıklarının uzunluğu $h = 1E - 7$ s alınarak, stokastik diferansiyel denklemler için Monte Carlo (SDDMC) yönteminden elde edilen 2000 denemenin ortalama nötron yoğunluğu ve öncü yoğunluğu ve onlara karşılık gelen standart sapmalar ise Çizelge 8.20’de verilmiştir. Görüldüğü gibi, analog olmayan SNRKM ve SDDMC yöntemlerinde aynı olasılık fonksiyonlarının kullanılması sonucu elde edilen standart sapmaların birbirleriyle aynı eğilimi gösterdiği ve asimptotik olarak birbirlerine yakınsadığı görülmüştür. Bu çizelgede verilen değerler elde edilirken başlangıç koşulu olarak kullanılan değerler sabit alınmıştır. Başlangıç koşulundaki sınır değerlerde rassal değişken olarak tanımlanırsa elde edilen standart sapma değerlerinin zamana bağlı değişimi farklılık gösterecek olup, asimptotik sonuçlar aynı değere yakınsayacaktır.

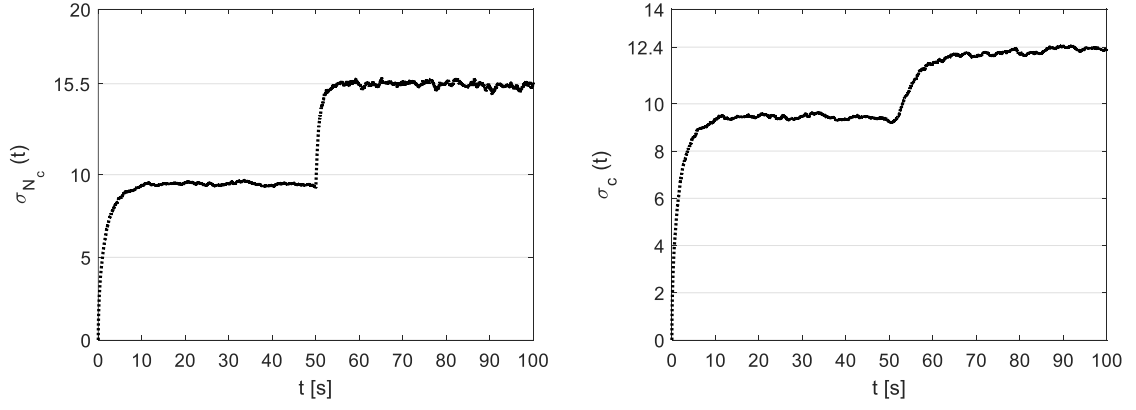
Çizelge 8.20. Analog Olmayan SNRKM (AO-SNRKM) ve Monte Carlo yöntemlerinin karşılaştırılması.

	$t = 0.01 s$		$t = 0.10 s$		$t = 0.50 s$		$t = 1.00 s$	
	AO-SNRKM	SDDMC	AO-SNRKM	SDDMC	AO-SNRKM	SDDMC	AO-SNRKM	SDDMC
$N(t)$	401.99	399.97	401.96	399.98	401.52	399.99	401.04	399.94
$\sigma_N(t)$	0.56055	1.6347	5.0045	5.0134	10.3700	10.0690	12.8310	12.5770
$C(t)$	300.01	300.01	300.00	299.98	299.98	299.99	300.08	299.99
$\sigma_C(t)$	0.5605	0.5345	1.7329	1.6733	3.7856	3.7462	5.1493	5.1335

Stokastik diferansiyel denklemlerin çözümünde, başlangıç durumuna bağlı olarak, pertürbasyonun başlangıç anındaki ortalama değerde herhangi bir dalgalanma bulunmamaktadır ve bu nedenle bu zaman noktasına karşılık gelen standart sapma her zaman sıfıra eşittir. Halbuki, gerçek nükleer reaktörlerde, belirli bir dalgalanmaya sahip ve neredeyse sabit bir güç seviyesinde çalışan bir sistem pertürbe edilmektedir. Bu nedenle, pertürbasyon öncesi ilk 50 saniye reaktör kritik durumda çalıştırılarak ellinci saniyede sistem pertürbe edilmiştir. Bu durumda, $h = 0.01 s$ alınarak, analog olmayan SNRKM'den elde edilen 5000 denemenin ortalama nötron yoğunluğu ve öncü yoğunluğu ve onlara karşılık gelen standart sapmaları sırasıyla Şekil 8.48 ve Şekil 8.49'de çizilmiştir. Görüldüğü gibi, $t = 0 s$ 'de ve $t = 50 s$ 'de pertürbe edilen sistemlerin nötron yoğunluğu ve öncü yoğunluğu standart sapmaları pertürbasyon sonrası birkaç saniye farklı olsalar bile asimptotik olarak hemen hemen aynı değere yakınsamaktadır.



Şekil 8.48. Ortalama nötron yoğunluğu ve öncü yoğunluğu.



Şekil 8.49. Ortalama nötron yoğunluğuna ve öncü yoğunluğuna karşılık gelen standart sapmalar.

Bu aşamada dikkat edilmesi gereken bir konu ise, sistemin doğal davranışının modellenmesi için analog Monte Carlo yönteminin kullanılmasının gerekliliğidir. Bu nedenle yazılan stokastik modeller sistemin doğal davranışının benzeşiminde kullanılmayacağı saptanmıştır.

9. TARTIŞMA VE ÖNERİLER

Sonuç olarak, bu tez kapsamında geliştirilen DMC yöntemi kullanılarak, literatürde tanımlı referans çalışmalardan bazıları analiz edilmiş olup, DMC yönteminin pratik uygulamalarda doğru ve güvenilir sonuçlar verdiği gösterilmiştir. DMC yöntemi kullanarak kaynak güdümlü sistemlerin zamana bağlı analizleri için Green fonksiyonu üretim yöntemi tanımlanmış olup, literatürde verilen referans problemler çözülmüş ve yöntemin zamana bağlı geçişlerin analizinde etkin bir şekilde kullanılabileceği de gösterilmiştir.

Bu tez kapsamında nükleer reaktörlerin zamana bağlı davranışının analizinde kullanılan standart tek ve iki nokta kinetik denklemleri ile bu denklemlerin stokastik yöntemler kullanılarak çözümü tartışılmış olup, bazı zamana bağlı geçiş durumlarında standart nokta kinetik denklemlerinin yeterli olmadığı gösterilerek nokta kinetik denklemlerinin yeni bir yöntemle türetilmesi yapılmıştır. Seçilen farklı ağırlık fonksiyonları için, türetilmiş nokta reaktör kinetik modelleri tek enerji gruplu yansıtıcı levha reaktörünün zamana bağlı analizi yapılarak test edilmiştir. Elde edilen sonuçlar, Özfonksiyon Açılım Yöntemi (ÖAY) ile hesaplanan gerçek nötron yoğunluğu ve güç sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Pertürbasyondan sonra halen kritik durumda kalan bir sistemde, en uygun ağırlık fonksiyonunun pertürbasyon sonrası eklenik akı olduğu görülmüştür. Pertürbasyondan sonrası kritik-üstü durumlarda, pertürbasyon sonrası veya pertürbasyon öncesi eklenik akıların seçilmesi önemli bir fark yaratmamaktadır.

Reaktivite geri beslemesinin de bulunduğu zamana bağlı problemlerin analizinde de DMC yöntemi kullanılarak literatürde verilen model problemler analiz edilmiş ve DMC yönteminin etkin bir şekilde kullanılabileceği tartışılmıştır.

Nokta kinetik denklemleri stokastik formda da yazılmakta olup, iki nokta kinetik denklemlerinin stokastik formda türetilmesi bu tez kapsamında yapılmıştır. Analog ve analog olmayan Monte Carlo yöntemi kullanıldığında elde edilen denklemlerin benzeşimde nasıl kullanılması gerektiği tartışılarak, analog olmayan Monte Carlo modeli için stokastik nokta kinetik denklemlerinin türetilmesi de yapılmıştır.

Bu aşamada dikkat edilmesi gereken bir konu ise, sistemin doğal davranışının modellenmesi için analog Monte Carlo yönteminin kullanılmasının gerekliliğidir. Bu nedenle yazılan stokastik modeller sistemin doğal davranışının benzeşiminde kullanılamayacağı saptanmıştır. Stokastik formda yazılan nokta kinetik denklemlerinin

sistemin doğasından kaynaklanan ortalama etrafındaki rassal salınımları doğru olarak tanımlamadığı gözlenmiş olup, analog Monte Carlo yöntemleri için yazılan bir stokastik denklem seti kullanımı gerekmekte olup, bu alanda çalışmalar yapılması önerilebilir.

10. KAYNAKLAR

- [1]. Hoffman, A. J. , A Time-Dependent Method of Characteristics Formulation with Time Derivative Propagation, PhD thesis, University of Michigan, **2013**.
- [2]. Goluoglu, S. and Dodds, H., A time-dependent, three-dimensional neutron transport methodology. Nuclear science and engineering, 139 (**2001**) 248-261.
- [3]. Rhoades, W. A. and Azmy, Y. Y., Three-dimensional Sn calculations with Oak Ridge TORT code. Technical report, Oak Ridge National Lab., TN (United States), **1995**.
- [4]. Aboanber, A. E. and Nahla, A. A., Mathematical treatment for two-point reactor kinetics model of reflected systems. Progress in Nuclear Energy, 105 (**2018**) 287-293.
- [5]. Spriggs, G. D., Busch, R. D., and Williams, J. G., Two-region kinetic model for reflected reactors. Annals of nuclear energy, 24 (1997) 205-250.
- [6]. Avery, R., Theory of coupled reactors. Technical report, Argonne National Lab., Lemont, Ill, **1958**.
- [7]. Cohn, C. E., Reflected-reactor kinetics. Nuclear Science and Engineering, 13 (**1962**) 12-17.
- [8]. Van Dam, H., Inhour equation and kinetic distortion in a two-point reactor kinetic model. Annals of Nuclear Energy, 23 (**1996**) 1127-1142.
- [9]. Dickinson, D., & Whitesides, G. E., the Monte Carlo method for array criticality calculations. Nuclear Technology, 30 (**1976**) 166-189.
- [10]. Liu, L., & Gardner, R. P., A geometry-independent fine-mesh-based Monte Carlo importance generator. Nuclear science and engineering, 125 (**1997**) 188-195.
- [11]. Dupree, S. A. and Fraley, S. K., A Monte Carlo primer: A practical approach to radiation transport. Springer Science & Business Media, **2012**.
- [12]. Leppnen, J. , Development of a New Monte Carlo reactor physics code. PhD thesis, Helsinki University of Technology **2007**.
- [13]. Christoforou, S., A zero-variance based scheme for Monte Carlo criticality simulations. PhD thesis, University of Surrey, **2010**.
- [14]. Waddell Jr, M. and Dodds, H., A hybrid stochastic/deterministic method for transient, three-dimensional neutron transport. Transactions of the American Nuclear

Society, 66 (1992). 226-227.

[15]. Bentley, C. L., Improvements in a Hybrid Stochastic/Deterministic Method for Transient Three-Dimensional Neutron Transport, PhD thesis, University of Tennessee, **1996**.

[16]. Mausol_, Z., DeHart, M., and Goluoglu, S., Enhanced geometric capabilities for the transient analysis code t-rex and its application to simulating treat experiments. Progress in Nuclear Energy, 105 (2018) 236-246.

[17]. Kaplan, E., Monte Carlo methods for equilibrium solutions in neutron multiplication. University of California Lawrence Radiation Laboratory, **1958**.

[18]. Sjenitzer, B. L. and Hoogenboom, J. E., Implementation of the dynamic Monte Carlo method for transient analysis in the general purpose code tripoli. In International conference on mathematics and computational methods applied to nuclear science and engineering, Brazil, **2011**.

[19]. Sjenitzer, B. L. and Hoogenboom, J. E., A Monte Carlo method for calculation of the dynamic behaviour of nuclear reactors. Prog. Nucl. Sci. Technol, 2 (2011) 716.

[20]. Sjenitzer, B. L. and Hoogenboom, J. E., General purpose dynamic Monte Carlo with continuous energy for transient analysis. Proceedings of PHYSOR 2012, pages 15-20, **2012**.

[21]. Sjenitzer, B. L. and Hoogenboom, J. E., Dynamic Monte Carlo method for nuclear reactor kinetics calculations. Nuclear Science and Engineering, 175 (2013) 94-107.

[22]. Srivastava, A., Singh, K., and Degweker, S., Monte Carlo methods for reactor kinetic simulations. Nuclear Science and Engineering, 189 (2018) 152-170.

[23]. Mylonakis, A. G., Varvayanni, M., Grigoriadis, D., and Catsaros, N., Developing and investigating a pure Monte-Carlo module for transient neutron transport analysis. Annals of Nuclear Energy, 104 (2017) 103-112.

[24]. Shaukat, N., Ryu, M., and Shim, H. J. Dynamic Monte Carlo transient analysis for the organization for economic co-operation and development nuclear energy agency (oecd/nea) C5g7-td benchmark. Nuclear Engineering and Technology, 49 (2017) 920-927.

[25]. Lamarsh, J. R., & Baratta, A. J., Introduction to nuclear engineering, Upper Saddle

River, NJ: Prentice hall, **2001**.

[26]. Henry, A. F., Scott, C. C., & Moorthy, S., Nuclear reactor analysis. IEEE Transactions on Nuclear Science, 24 (**1977**) 2566-2567.

[27]. Rozon, Daniel, Introduction to nuclear reactor kinetics. Montréal, Canada: Polytechnic International Press, **1998**.

[28]. N. Bohr and J. A. Wheeler. The mechanism of nuclear fission. Physical Review, 56 (**1939**) 426.

[29]. DOE, U., DOE fundamentals handbook: Nuclear physics and reactor theory. Technical report, Technical Report, **1993**.

[30]. Sjenitzer, B. L., The dynamic Monte Carlo method for transient analysis of nuclear reactors, PhD thesis, Delft University of Technology, **2013**.

[31]. Weston, M. S., & Stacey, M., Nuclear reactor physics. Georgia: Wiley-Interscience Publication, **2001**.

[32]. Pfeiffer, B., Kratz, K. L., & Möller, P., Status of delayed-neutron precursor data: half-lives and neutron emission probabilities. Progress in Nuclear Energy, 41 (**2002**) 39-69.

[33]. Keepin, G. R., Physics of Nuclear Kinetics. Addison-Wesley, **1965**.

[34]. Radaideh, M. I., Wieselquist, W. A., & Kozlowski, T., A new framework for sampling-based uncertainty quantification of the six-group reactor kinetic parameters. Annals of Nuclear Energy, 127 (**2019**) 1-11.

[35]. Technical Description and Procedure of Operation for the Reactor Facility AKR-2, TU Dresden, Institute of Power Engineering, **2019**.

[36]. Duderstadt, J. J., Nuclear reactor analysis. Wiley, **1976**.

[37]. Hanuš, M., Mathematical Modeling of Neutron Transport, PhD thesis, University of West Bohemia, **2014**.

[38]. Wang, D., The Asymptotic Diffusion Limit of Numerical Schemes for the SN Transport Equation. Nuclear Science and Engineering, 193 (**2019**) 1339-1354.

[39]. Larsen, E. W., & Keller, J. B., Asymptotic solution of neutron transport problems for small mean free paths. Journal of Mathematical Physics, 15 (**1974**) 75-81.

- [40]. Saidi, P., Sadeghi, M., and Tenreiro, C., Variance reduction of Monte Carlo simulation in nuclear engineering field. In *Theory and Applications of Monte Carlo Simulations*. Intech Open, **2013**.
- [41]. Kalos, M. H., & Whitlock, P. A., *Monte Carlo methods*. John Wiley & Sons, **2009**.
- [42]. Seco, J., & Verhaegen, F., *Monte Carlo techniques in radiation therapy*, CRC press, **2013**.
- [43]. Haghghat, A., *Monte Carlo Methods for Particle Transport*, Crc Press, **2016**.
- [44]. JAN DUFEK, "Development of New Monte Carlo Methods in Reactor Physics", PhD thesis, KTH School of Engineering Sciences, SE-106 91 Stockholm, **2009**.
- [45]. Peters, C. A., *Statistics for analysis of experimental data*. Environmental engineering processes laboratory manual, 1-25, **2001**.
- [46]-Cao, Y., *Space-Time Kinetics and Time-Eigenfunctions*, PhD thesis, University of Michigan, 2008.
- [47]- Betzler, B.R., *Calculating Alpha Eigenvalues and Eigenfunctions with a Markov Transition Rate Matrix Monte Carlo Method*, PhD thesis, University of Michigan, 2014.
- [48]-Dulla, S., Ravetto, P., Saracco, P., The time eigenvalue spectrum for nuclear reactors in multi-group diffusion theory. *Eur. Phys. J. Plus* 133 (**2018**) 390.
- [49]. Chentre, N., Saracco, P., Dulla, S., Ravetto, P., Mathematical foundation of the neutron diffusion problem for a reflected nuclear reactor. *Eur. Phys. J. Plus* 133 (**2018**) 432.
- [50]. Cohen, E.R., *Some topics in reactor kinetics (Technical report)*. Atomic International Div., North American Aviation Inc, Canoga Park, Calif, **1958**.
- [51]. Corno, S., Dulla, S., Picca, P., Ravetto, P., Analytical approach to the neutron kinetics of the non-homogeneous reactor. *Prog. Nucl. Energy* 50 (**2008**) 847–865.
- [52]. Dulla, S., Ravetto, P., Rostagno, M., Bianchini, G., Carta, M., D'Angelo, A., Some features of spatial neutron kinetics for multiplying systems. *Nucl. Sci. Eng.* 149 (**2005**), 88–100.
- [53]. Zoia, A., Brun, E., Damian, F., Malvagi, F., Monte Carlo methods for reactor period calculations. *Ann. Nucl. Energy* 75 (**2015**) 627–634.
- [54]. Allan, F.H., *Nuclear Reactor Analysis*. MIT Press, Cambridge, MA, **1975**.

- [55]. Ott, K.O., Neuhold, R.J., Introductory nuclear reactor dynamics. American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois, **1985**.
- [56]. Bell, G.I., Glasstone, S. Nuclear Reactor Theory. Van Nostrand Reinhold Co, **1970**.
- [57]. Eriksson, M., Cahalan, J.E., Yang, W.S., On the performance of point kinetics for the analysis of accelerator-driven systems. Nucl. Sci. Eng. 149 (**2005**) 298–311.
- [58]. Gandini, A., On the multiplication factor and reactivity definitions for subcritical reactor systems. Ann. Nucl. Energy 29 (**2002**) 645–657.
- [59]. Koclas, J., Neutronic analysis of reactor. Nuclear Engineering Department at Ecole Polytechnique de Montreal, **1998**.
- [60]. Maleki, B. R., Goluoglu, S., Cubukcu, E., & Tombakoglu, M., Solution of one-group space-and time-dependent neutron kinetics equations for a reflected slab reactor. Annals of Nuclear Energy, 135 (**2020**) 106944.
- [61]. Wang, X., Hu, K. D., Auero, M., Peterson, P. F., and Fratoni, M., Coupled reactor kinetics and heat transfer model for fluoride salt-cooled high-temperature reactor transient analysis. In 2016 24th International Conference on Nuclear Engineering, pages 005T15A055-V005T15A055. American Society of Mechanical Engineers, **2016**.
- [62]. Kulikov, G., Shmelev, A., Apse, V., Improving nuclear safety of fast reactors by slowing down fission chain reaction. Int. J. Nucl. Energy, **2014**.
- [63]. Hurwitz Jr, H., MacMillan, D., Smith, J., and Storm, M., Kinetics of low source reactor startups. part i. Nuclear Science and Engineering, 15 (**1963**) 166-186
- [64]. Hurwitz Jr, H., MacMillan, D., Smith, J., and Storm, M., Kinetics of low source reactor startups. Part ii. Nuclear Science and Engineering, 15 (**1963**) 187-196.
- [65]. MacMillan, D. and Storm, M., Kinetics of low source reactor startups part iii. Nuclear Science and Engineering, 16 (**1963**) 369-380.
- [66]. Da Silva, M. W., Vasques, R., Bodmann, B. E., and Vilhena, M. T., A nonstiff solution for the stochastic neutron point kinetics equations. Annals of Nuclear Energy, 97 (**2016**) 47-52.
- [67]. Arzhanov, V., Power reactor noise studies and applications, Chalmers University of technology, PhD thesis, **2002**.
- [68]. Thie, J. A., Core motion monitoring. Nuclear Technology, 45 (**1979**) 5-45.

- [69]. Hayes, J. G. and Allen, E. Stochastic point-kinetics equations in nuclear reactor dynamics. *Annals of nuclear energy*, 32 (2005) 572-587.
- [70]. Saha Ray, S., Numerical simulation of stochastic point kinetic equation in the dynamical system of nuclear reactor. *Annals of Nuclear Energy*, 49 (2012) 154-159.
- [71]. Saha Ray, S. and Patra, A., Numerical solution for stochastic point-kinetics equations with sinusoidal reactivity in dynamical system of nuclear reactor, *International Journal of Nuclear Energy Science and Technology*, 7 (2013) 231-242.
- [72]. Nahla, A. and Edress, A., Analytical exponential model for stochastic point kinetics equations via eigenvalues and eigenvectors. *Nuclear Science and Techniques*, 27 (2016) 20.
- [73]. Iacus, S. M., *Simulation and inference for stochastic differential equations: with R examples*. Springer Science & Business Media, 2009.
- [74]. Allen, E., *Modeling with Itô stochastic differential equations*, Springer Science & Business Media, 2007.
- [75]. Yamamoto, T., Applicability of non-analog Monte Carlo technique to reactor noise simulation. *Annals of Nuclear Energy*, 38 (2011) 647-655.
- [76]. Hendricks, J. S., & Booth, T. E., MCNP variance reduction overview. In *Monte-Carlo Methods and Applications in Neutronics, Photonics and Statistical Physics* (pp. 83-92). Springer, Berlin, Heidelberg, 1985.
- [77]. Smith, H. P., & Wagner, J. C., A case study in manual and automated Monte Carlo variance reduction with a deep penetration reactor shielding problem. *Nuclear science and engineering*, 149 (2005) 23-37.
- [78]. X-5 Monte Carlo Team, *MCNP-A general n-particle transport code. Vol I, Overview and Theory*, 2005.
- [79]. Sjenitzer, B., & Hoogenboom, E. Calculating the variance of k_{eff} over neutron chains in Monte Carlo criticality calculations. Department of Radiation, Radionuclides & Reactors, Section Physics of Nuclear Reactors, DELFT university, 2013.
- [80]. Aleksandar Stoyanov Ivanov, *High Fidelity Monte Carlo Based Reactor Physics Calculations*, Karlsruhe Institut für Technologie (KIT), 2015.
- [81]. Günther Ouwendijk, *Analysis of randomly stacked pebble bed reactors using a*

Monte Carlo neutron transport code with a statistical geometry model, Department of Radiation, Radionuclides & Reactors Section, Delft University of Technology, **2011**.

[82]. Xenofontos, T., Development of a dynamic stochastic neutronic code for the analysis of conventional and hybrid nuclear reactors, PhD thesis, Aristotle University, **2018**.

[83]. X-5 Monte Carlo Team., MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. LA-UR-03-1987, 1, **2003**.

[84]. Banerjee, K., Kernel Density Estimator Methods for Monte Carlo Radiation Transport Doctoral dissertation, University of Michigan, **2010**.

[85]. Noonan, W. A., Neutrons: It is all in the timing the physics of nuclear fission chains and their detection. Johns Hopkins APL Technical Digest, 32 (**2014**) 762.

[86]. Nolen, S. D., The chain-length distribution in subcritical systems, PhD thesis, Texas AM University, **2000**.

[87]. Ravetto, P., Rostagno, M., Bianchini, G., Carta, M., and D Angelo, A., Application of the multipoint method to the kinetics of accelerator-driven systems. Nuclear Science and Engineering, 148 (**2004**)79-88.

[88]. Dulla, S. and Picca, P., Consistent multipoint kinetics for source-driven systems. Progress in Nuclear Energy, 48 (**2006**) 617-628.

[89]. Dulla, S., Ravetto, P., Picca, P., Tomatis, D., Maiorino, J., Carluccio, T., Antunes, A., Santos, A., Oliveira, F., and Santos, R., Analytical benchmarks for the kinetics of accelerator-driven systems. In Joint International Topical Meeting on Mathematics & Computation and Supercomputing in Nuclear Applications, pages 15-19, **2007**.

[90]. Argonne Code Center, BENCHMARK PROBLEM BOOK, ANL-7416-Supplement 1. Benchmark Problem Committee of the MATHEMATICS AND COMPUTATION DIVISION OF THE AMERICAN NUCLEAR SOCIETY, **1972**.

[91]. Nagaya, Y. and Kobayashi, K., Solution of 1-D multi-group time-dependent diffusion equations using the coupled reactors theory. Annals of Nuclear Energy, 22 (**1995**) 421-440.

[92]. Inanc, F., A coarse mesh nodal method for one-dimensional spatial kinetics calculations. Annals of Nuclear Energy, 24 (**1997**) 257-265.

[93]. Aboanber, A. E., Exact solution for the non-linear two point kinetic model of reflected reactors. *Progress in Nuclear Energy*, 51 (2009) 719-726.

EKLER

EK 1 – Tezde Kullanılan Bazı Türkçe Terimlerin İngilizce Karşılığı

Sayı akı	Scalar flux
Açısal akı	Angular flux
Tesir Kesit	Cross section
Öncü	Precursor
Gecikmiş nötron	Delayed neutron
Ani nötron	Prompt neutron
Bozunum sabiti	Decay constant
Etkin çoğalma faktörü	Effective multiplication factor
Kabarıcıklı kaynama	Nucleate boiling
Nötron taşınımı	Neutron transport
Nokta reaktör kinetiği modeli	Point reactor kinetics model
Özfonksiyon açılım yöntemi	Eigenfunction expansion method
Genlik fonksiyonu	Amplitude function
Şekil fonksiyonu	Shape function
Olasılık Dağılım Fonksiyonu	Probability distribution function
Birikimli dağılım fonksiyonu	Cumulative distribution function
Özdeğer	Eigenvalue
Karşılıklı-diklik	Bi-orthogonality
Eklenik akı	Adjoint flux
Transandant denklem	Transcendental equation
Birleşik parametreleri	Coupling parameters
Yansıtıcı reaktör	Reflected reactor
Kaçma	Leakage
Soğurulma	Absorption
Fisyon	fission
Yakalama	Capture
Eşyönlü	Isotropic
Zorla çarpışma	Forced collision
Kapalı yakalama	Implicit capture
Ölüm Kalım	Russian Roulette
Bölünme	Splitting

Ağırlık penceresi tekniği

Weight window technique

Patika-uzunluğu tahmin edici

Track length estimator

Soğurma tahmin edici

Absorption estimator

Çarpışma tahmin edici

Collision estimator

Çetele

Tally

Kaynak GÜdümlü Sistemler

Source-driven systems

EK 2 - Tezden Türetilmiş Yayınlar

1. Solution of one-group space- and time-dependent neutron kinetics equations for a reflected slab reactor

Bahram R. Maleki; Sedat Goluoglu; Erol Cubukcu; Mehmet Tombakoglu

Annals of Nuclear Energy

[\(<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454919304311>\)](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454919304311)