



FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜLERİ
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI



YÜKSEK LİSANS TEZİ

Recai AVUR

CHEBYSHEV POLİNOMLARI YAKLAŞIMI
İLE İLERİ-GERİ SAÇILMALI TEK-GRUPLU
NÖTRONLAR İÇİN DİLİM GEOMETRİDE
KRİTİK KALINLIK PROBLEMİNİN ÇÖZÜMÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

OSMANİYE – 2016

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ORTAK YÜKSEK LİSANS TEZİ PROGRAMI**

**CHEBYSHEV POLİNOMLARI YAKLAŞIMI İLE İLERİ-
GERİ SAÇILMALI TEK-GRUPLU NÖTRONLAR İÇİN
DİLİM GEOMETRİDE KRİTİK KALINLIK
PROBLEMİNİN ÇÖZÜMÜ**

Recai AVUR

**FİZİK
ANABİLİM DALI**

**OSMANİYE
OCAK-2016**

TEZ ONAYI

CHEBYSHEV POLİNOMLARI YAKLAŞIMI İLE İLERİ-GERİ SAÇILMALI TEK-GRUPLU NÖTRONLAR İÇİN DİLİM GEOMETRİDE KRİTİK KALINLIK PROBLEMİNİN ÇÖZÜMÜ

Recai AVUR tarafından Prof. Dr. Hakan ÖZTÜRK danışmanlığında Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik** Anabilim Dalı'nda hazırlanan bu çalışma aşağıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından oy birliği/çokluğu ile **Yüksek Lisans Tezi** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Hakan ÖZTÜRK
Fizik Anabilim Dalı, OKÜ

Üye: Doç. Dr. Ahmet EKİCİBİL
Fizik Anabilim Dalı, ÇÜ

Üye: Yrd. Doç. Dr. Durmuş Yarımpanbuç
Matematik Anabilim Dalı, OKÜ

Yukarıdaki jüri kararı Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/...../..... tarih ve /..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Prof. Dr. Ali GÜRTEN
Enstitü Müdürü, **Fen Bilimleri Enstitüsü**

Bu Çalışma OKÜ Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi Tarafından Desteklenmiştir.

Proje No: OKÜBAP-2014-PT3-021

Bu tezde kullanılan özgün bilgiler, şekil, çizelge ve fotoğraflardan kaynak göstermeden alıntı yapmak 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunu hükümlerine tabidir.

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, bu çalışma sonucunda elde edilmeyen her türlü bilgi ve ifade için ilgili kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını ve bu tezin Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.

Recai AVUR

ÖZET

CHEBYSHEV POLİNOMLARI YAKLAŞIMI İLE İLERİ-GERİ SAÇILMALI TEK-GRUPLU NÖTRONLAR İÇİN DİLİM GEOMETRİDE KRİTİK KALINLIK PROBLEMİNİN ÇÖZÜMÜ

Recai AVUR
Yüksek Lisans, Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Hakan ÖZTÜRK

Ocak 2016, 78 sayfa

Tez kapsamında, izotropik saçılmalı ortamda zamana bağlı, tek-hızlı ve tek-boyutlu nötron transport denkleminde kritik kalınlık probleminin çözümü incelenecektir. Problemin çözümünde önce açılmalı nötron akısı ikinci tip Chebyshev polinomları cinsinden seriye açılacaktır. Düzgün ve sonlu bir dilimdeki nötronlar için ileri ve geri saçılmayla birlikte izotropik saçılma fonksiyonu seçilecektir. Daha sonra zaman bağlı transport denklemi yapılacak yaklaşım ile zamandan bağımsız duruma indirgenecek ve farklı zaman sönüm sabiti ve saçılma parametreleri için tek-hızlı nötronlar için kritik kalınlıklar nümerik olarak hesaplanacaktır. Bulunan kritik kalınlıkların bir kısmı literatürde var olan sonuçlarla kıyaslanacak ve böylece çalışmada kullanılan yöntemin geçerliliği ve uygulanabilirliği tartışılacaktır.

Anahtar Kelimeler: Zamana bağlı nötron transport denklemi, Chebyshev polinomları, kritik kalınlık, izotropik saçılma

ABSTRACT

SOLUTION OF THE CRITICAL THICKNESS PROBLEM FOR ONE-SPEED NEUTRONS IN A SLAB WITH FORWARD-BACKWARD SCATTERING USING CHEBYSHEV POLYNOMIALS APPROXIMATION

Recai AVUR
M.Sc., Department of Physics
Supervisor: Prof.Dr. Hakan ÖZTÜRK

January 2016, 78 pages

In this thesis, the critical thickness problem in one-speed, one-dimensional and time-dependent neutron transport equation with isotropic scattering will be investigated. First, the neutron angular flux will be conventionally expanded in a series of second kind of the Chebyshev polynomials with their well-known properties. The isotropic scattering kernel with the combination of forward and backward scattering will be chosen for the neutrons in a uniform finite slab. Later, the time-dependent transport equation will be reduced to a time-independent form with a reasonable approach and then the critical thicknesses will be computed for various time decay constants and the scattering parameters. Some of the results obtained from this study will be compared with the results existed in literature and thus the availability and the applicability of the method used in this study will be discussed.

Key Words: Chebyshev Polynomials, Neutron transport in slab geometry, Eigenvalue spectrum.

Çok kıymetli aileme...

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tez konumun belirlenerek tez çalışmamın yürütölmesini üstlenen, çalışmalarım süresince değerli bilgi ve tecrübeleriyle katkılarını esirgemeyen danışman hocam Sayın Prof. Dr. Hakan ÖZTÜRK'e teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca bölümdeki çalışmalarım süresince beni destekleyen diğer bölüm hocalarıma ve arkadaşlarıma teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAYI	
TEZ BİLDİRİMİ	
ÖZET	i
ABSTRACT.....	ii
İTHAF SAYFASI	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
İÇİNDEKİLER	v
ÇİZELGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	viii
1. GİRİŞ	1
1.1 Türkiye'de Enerji.....	4
1.2 Birincil Enerji Kaynakları.....	4
1.3 Alternatif Enerji Kaynakları.....	8
1.4 Nükleer Enerji.....	14
1.4.1 Nükleer Fisyon.....	17
1.4.2 Nükleer Füzyon.....	31
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	37
3. MATERYAL VE METOT.....	43
3.1 Tanımlar	43
3.2 Nötron Transport Denklemi	45
3.3 Zamana Bağlı Transport Denklemi.....	50
3.4 İkinci Tip Chebyshev Polinomları Yaklaşımı (Düzeltilmiş U_N Metodu).....	52
3.5 Sınır Koşulları	57
3.5.1 Mark Sınır Koşulu.....	57
3.5.2 Marshak Sınır Koşulu.....	57
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	60
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	66
KAYNAKLAR	68
ÖZGEÇMİŞ	72
EKLER.....	73

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1 İleri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,01$; $\Lambda = 0,009900$).....	61
Çizelge 4.2 İleri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,05$; $\Lambda = 0,047619$).....	62
Çizelge 4.3. İleri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,20$; $\Lambda = 0,166666$).....	62
Çizelge 4.4 İleri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,60$; $\Lambda = 0,375000$).....	62
Çizelge 4.5 İleri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 2,00$; $\Lambda = 0,500000$).....	62
Çizelge 4.6 Geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar($c = 1,01$; $\Lambda = 0,009900$).....	62
Çizelge 4.7 Geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar($c = 1,05$; $\Lambda = 0,047619$).....	63
Çizelge 4.8 Geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar($c = 1,20$; $\Lambda = 0,166666$).....	63
Çizelge 4.9 Geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,60$; $\Lambda = 0,375000$).....	63
Çizelge 4.10 Geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 2,00$; $\Lambda = 0,500000$).....	63
Çizelge 4.11 İleri-geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c=1,01$; $\Lambda=0,009900$)...	63
Çizelge 4.12 İleri-geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c=1,05$; $\Lambda=0,047619$)...	64
Çizelge 4.13 İleri-geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c=1,20$; $\Lambda=0,166666$)...	64
Çizelge 4.14 İleri-geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c=1,60$; $\Lambda=0,375000$)...	64
Çizelge 4.15 İleri-geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c=2,00$; $\Lambda=0,500000$)...	64
Çizelge 4.16 Farklı saçılma parametreleri için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ve literatür değerleri.....	65
Çizelge Ek 1.....	73
Çizelge Ek 2.....	74
Çizelge Ek 3.....	75
Çizelge Ek 4.....	76
Çizelge Ek 5.....	77
Çizelge Ek 6.....	78

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. U-235'in fisyonu.....	19
Şekil 1.2. U-235'in fisyon zincir reaksiyonu	22
Şekil 1.3. Döteryum-Döteryum füzyonu	31
Şekil 1.4. Döteryum-Trityum füzyonu.....	32
Şekil 3.1. Ω' doğrultusunda gelen nötronun Ω doğrultusunda saçılması	49

SİMGELER ve KISALTMALAR

σ_T	Makroskopik toplam tesir kesiti
σ_S	Makroskopik diferansiyel saçılma tesir kesiti
σ_T^*	Zamana bağlı sistemin makroskopik toplam tesir kesiti,
σ_S^*	Zamana bağlı sistemin makroskopik saçılma tesir kesiti
μ	Nötronun saçılma doğrultu kosinüsü
a	Kritik yarı kalınlık
$\Phi(x)$	Nötron skaler akısı
$\psi(x, \mu)$	Açısal nötron akısı
ν	Özdeğer
$U_N(\mu)$	İkinci tip Chebyshev polinomu
$P_N(\mu)$	Legendre polinomu
c	Çarpışma başına ortaya çıkan ortalama nötron sayısı
Σ	Mikroskopik tesir kesiti
u	Nötronların ortalama hızı
$\sigma_s(\Omega' \rightarrow \Omega)$	Saçılma fonksiyonu
α	İleri saçılma olasılığı
β	Geri saçılma olasılığı
d	Sistemin karakteristik boyutu
$d\sigma_S^*$	Zamana bağlı sistemin boyutu
$d\sigma_T$	Zamandan bağımsız sistemin boyutu
Λ	Zaman bozunum sabiti
Ω	Saçılan nötronun doğrultusu
Ω'	Gelen nötronun doğrultusu

1. GİRİŞ

Enerji, birçok ülke ekonomisinin seyrini etkileyen en önemli parametrelerden biridir. Dünya ülkeleri ve bu ülkelerdeki uluslararası enerji kuruluşları ihtiyaçlarını karşılamak için genellikle petrol, doğalgaz, kömür gibi yaygın kaynakları tercih ederler. Rezerv durumu, maliyet ve diğer ülkelerle olan ticari anlaşmalar bu tercihleri belirleyen en önemli sebeplerdir. Bugün enerji, hem sanayide hem de günlük hayatın bütün kademelerinde o kadar fazla kullanılır hale gelmiştir ki artık vazgeçilmez bir unsur olduğu tüm dünyaca kabul edilmektedir. Ancak, yukarıda yaygın olarak kullanıldığı belirtilen kaynakların sınırlı olması, bütün ülkelerde yeterli ve eşit miktarlarda olmaması ve de çevreyi kirletmesi sebebiyle ülkeler daha uzun sürelerle kullanılabilecekleri ekonomik ve sosyal hayatı olumsuz yönde etkilemeyecek kaynaklara yönelme mecburiyetini dile getirmektedirler.

Gelişmiş ve gelişmekte olan ülkelerin bu gelişmeye paralel olarak enerji ihtiyacı da artmaktadır. Bu nedenle, üretilen enerjinin yüksek verimle kullanılması, mevcut enerji kaynaklarının yanı sıra alternatif ve yenilenebilir enerji kaynaklarına ait potansiyelin değerlendirilmesi büyük önem taşımaktadır. Özellikle 1800'lü yılların başından itibaren sanayi devriminin başlaması nedeniyle ülkelerin üstünlük sağlamak için gereksinim duydukları en önemli unsur olmuştur. 21. Yüzyıla girerken ise, teknolojik yeniliklerin hız kazanması, ülkeler arasındaki sınırların Avrupa Birliği, Asya Birliği gibi birlikler kurularak neredeyse kalkması ve özellikle iletişim sektörünün önü alınmaz bir hızda gelişmesi dünyadaki enerji kullanımının miktarını ve hızını sınırları zorlayacak şekilde arttırmıştır. Bu hızlı gelişmeler enerji kullanımının daha sonraki yıllardaki projeksiyonları da düşünülerek ayarlanması gerektiğini ve dünya enerji kaynaklarının bu ihtiyacı karşılayıp karşılamayacağı konusunda düşünülmesi gerektiğini ortaya koymuştur. Dünya tarihinin tümüne bakıldığında enerjinin daha çok insanların günlük hayattaki ihtiyaçlarının karşılanmasında, sanayi, konut ve ulaştırma gibi sektörlerde kullanıldığı görülmektedir. İnsanların hayatında bu kadar çok yeri olan enerjinin sayısız faydalarının yanı sıra özellikle üretimi, tüketimi, çevrimi ve taşınması esnasında çevreye verdiği zararların da boyutları oldukça fazladır. Bu tespitlerin varlığı, konu ile ilgili bilimsel çevreleri, çevre örgütlerini ve hatta bütün insanları enerjinin özellikle tüketilmesi aşamasında mevcut sınırlı kaynaklardan en iyi şekilde

faaydalanılması ve enerji tüketime araçlarının yeniden değeriendirilmesi konusunda yeniden düşünmeye zorlamaktadır. Enerjinin tüm dünyada yaygın kullanılması, onun dünya siyasetini belirlemede en etkili silahlardan biri olmasına neden olmuş, zaman zaman fiyatının yükselmesi, fosil kaynakların sınırlı olması ve enerji üretim maliyetlerinin gün geçtikçe artması, alternatif enerji kaynaklarının vakit kaybedilmeden tespit edilerek devreye alınmasını zorunlu kılmaktadır. Özellikle yakın planda çevresel etkileri az olan yenilenebilir enerji kaynaklarına yönelmenin bu sorunların çözümünde kısa vadede fayda sağlayacağı düşünülmektedir.

Dünyada hem endüstri faaliyetlerine devam edilmesi hem de ulaşım ve haberleşme sistemlerinin işletilmesinin sağlanması büyük ölçüde elektrik enerjisine dayalıdır. Elektrik enerjisi üretiminde en çok fosil kaynaklar, hidrolik ve nükleer kaynaklardan faydalanılmaktadır. Dünyadaki mevcut fosil kaynakların % 70'ini kömür, % 14'ünü petrol ve % 14'ünü de doğal gaz oluşturmaktadır. Bu fosil kaynakların rezervlerine bakıldığında, petrol ve doğal gazın belirli coğrafyalarda yoğunlaştığı, kömürün ise hemen hemen homojen bir dağılım göstererek yaklaşık 50 ülkede çıkarıldığı görülmektedir. Özellikle sanayi üretiminin hızla geliştiği ülkemizde, mevcut enerji kaynaklarına kısa vadede alternatif kaynaklar bulunmazsa birkaç yıl sonra bir enerji krizinin ortaya çıkacağına inanılmaktadır. Dahası, Türkiye gibi gelişmekte olan ülkeler için işgücünün sürekli artması, işletme ve tarım gibi üretim sektörlerinde çözülmesi gereken en önemli sorunun enerji ihtiyacı olduğu ortaya çıkmaktadır. Bu sorunu çözmek için hükümetler son yıllarda artan petrol fiyatlarına önlem almaya çalışmış, daha verimli motorlu araçlar, elektrikli makineler, ısınma, bina yalıtımı ve daha birçok alanda yeni teknolojilerin gelişmesi ve uygulanmasını teşvik etmişlerdir. Kısacası, bilinçli enerji tüketiminin önemi her fırsatta dile getirilmiş ve toplumun bu konuda duyarlılığını arttırmak için her türlü kitle iletişim araçlarından faydalanılmıştır.

Petrol, kömür, doğal gaz, güneş, hidrolik, nükleer, biyokütle ve rüzgar gibi başka enerji kaynaklarından elde edilmemiş kaynaklara birincil enerji denir. Birincil enerji kaynakları kullanılarak elde edilmiş yani dönüştürülerek elde edilen enerji çeşidine ise ikincil enerji denmektedir. Örneğin elektrik, motorin, benzin, petrokok, hava gazı, kok kömürü, LPG ikincil enerji kaynakları arasında sayılabilir.

Uzun bir süreden beri, enerjinin tüketicilere güvenli bir şekilde ulaştırılması, teknolojik, ekonomik ve sosyal kalkınmanın sürdürülebilir yapılması daha çok enerji-kalkınma ilişkisi ekseninde değerlendirilmiştir. Alternatif enerji kaynaklarının en kısa zamanda devreye sokulmasının gerekliliğinin düşünüldüğü bugünlerde dahi fosil kaynakların dünyada birincil enerji üretiminde hala ilk sırada olmasıyla ters orantılı olarak süratle rezervlerin azalması, ayrıca bu kaynakların sebep olduğu çevresel sorunlar, bu kaynakların tamamen kullanılmasının sonlandırılması yerine daha ekonomik ve rasyonel biçimde nasıl kullanılabileceğinin ortaya çıkarılmasını gündeme getirmiştir. Ayrıca dünya ülkeleri, bu konunun sürdürülebilir kalkınmayla ilgili çalışmalara dahil edilmesi gerektiğini öne sürmüşlerdir. Önümüzdeki yıllarda meydana gelebilecek olası bir enerji sıkıntısının kolay atlatılabilmesi için hem mevcut kaynaklarımızın rezerv durumları incelenmiş hem de nükleer enerji gibi yeni enerji kaynakları arayışlarının önemi üzerinde durulmuştur. Ayrıca, gelişmiş dünya ülkeleri ile ülkemizin hem mevcut enerji rezervi hem de enerji üretim ve tüketim durumları arasında ilişkiler kurularak, önümüzdeki yıllarda gelişimini hızlandırması açısından ülkemizin enerji gereksinimine öneriler sunulmuştur.

Bilindiği gibi dünya enerji talebinin büyük bölümü, yaklaşık % 86'sı, fosil yakıtlardan karşılanmaktadır. Ancak dünya fosil yakıt rezervinin özellikle petrol rezervinin önümüzde 50-60 yılsonunda tükeneceği öngörülmektedir. Fosil yakıt rezervlerinde bir artış beklenmemesine rağmen, son yıllarda özellikle sanayi üretimine öncelik veren kalkınmakta olan ülkelerin fosil yakıt talebinde sürekli bir artış gözlenmektedir. Petrole göre daha fazla ömür biçilen doğalgaz kaynaklarının da çok uzun süre yetecek bir miktarda olduğundan bahsetmek mümkün değildir. Burada bahsedilen fosil yakıtlar hakkındaki kısa zamanda tükenebilme tehlikesinden dolayı dünya ülkeleri, enerji tüketimi konforundan fazla taviz vermeden, bir yandan alternatif enerji kaynakları arayışına yönelirken bir yandan da mevcut kaynakların en verimli şekilde kullanımı konusunda yeni eğilimler geliştirmeye çalışmaktadırlar.

Ülkelerin hem üretim potansiyellerinin artması hem de ekonomilerinin büyümesi enerji ihtiyaçlarının ve tüketimlerinin de aynı oranda artmasına bağlı olduğu artık bilinmektedir. Günümüzde mevcut fosil yakıtlar dünyanın her bölgesinde eşit oranda bulunamamaktadır. Bu nedenle bu yakıtların çıkarıldıkları ülkelerdeki siyasi ve ekonomik problemler tüm dünyayı etkilemektedir. Bununla beraber, fosil yakıtlardan

elektrik enerjisi elde edilmesi süreçlerinde yaşana çevre kirliliği problemleri tüm dünyayı yeni ve temiz enerji kaynaklarının bulunması ve işletilmesi konusunda bir araya getirmiştir ve bu konudaki çalışmalara öncelik ve hız verilmiştir.

1.1 Türkiye’de Enerji

Türkiye, birincil enerji kaynaklarının çeşitliliği açısından değerlendirildiğinde, oldukça zengin sayılabilecek bir durumdadır. Fosil kaynaklar olarak bilinen taşkömürü, linyit, asfaltit, ham petrol, doğal gaz ve bitümlü şist gibi kaynaklara sahip olan ülkemiz, güneş, rüzgar, hidrolik, jeotermal ve biokütle gibi alternatif enerji kaynaklarına (yenilenebilir) da sahiptir. Avrupa Birliği ülkelerine kıyasla, kömür ve yenilenebilir kaynaklarımızın rezerv ve potansiyellerinin iyi olmasına rağmen, toplam enerji tüketimimizin % 60’ını oluşturan petrol ve doğal gazda rezervlerimiz yok denecek kadar azdır.

1980-2004 yılları arasında, birincil enerji tüketimimiz yıllık ortalama % 4,3 oranında artış gösterirken aynı dönemde enerji üretimimizin % 1,4’lük bir artışta kaldığı görülmektedir. Yine bu yıllarda, toplam enerji tüketimimizdeki yenilenebilir kaynakların payı azalmış, özellikle 1985’den sonra doğal gazın payı hızla artarken petrolün payı azalmış, kömürün payında ise kayda değer bir değişim gözlenmemiştir. 1990-2003 döneminde AB ülkelerinde genel enerji tüketiminde yıllık ortalama % 0,8 artış olmuştur. Ayrıca, 2004 yılındaki toplam enerji tüketimimizin % 87’si fosil yakıtlardan karşılanırken, % 13’ü ise yenilenebilir kaynaklardan karşılanmıştır.

1.2 Birincil Enerji Kaynakları

Dünyaya enerji rezervleri açısından bakıldığında, ülkemizin enerji kaynaklarının dünya rezervi içinde oldukça az bir orana sahip olduğu görülmektedir. Ülkemizde en fazla rezerve sahip enerji kaynağı, 8,2 milyar ton ile düşük kaliteli linyit kömürüdür. Ayrıca, Zonguldak ve çevresinde yaklaşık 1 milyar ton kaliteli taşkömürü rezervinin bulunduğu bilinmektedir. Ülkemizin toplam kömür rezervinin dünya rezervinin binde beşinden daha az olduğu bilinmektedir. Petrol rezervlerimizde ise durum daha karamsardır; yaklaşık 50 milyon ton petrol rezervimiz mevcuttur. Bu rezervler, günümüz Türkiye’sinde ülke ihtiyacının sadece yüzde 10’unu karşılayabilecek düzeydedir. Ülkemizdeki doğal gaz rezervleri için de farklı bir durum söz konusu

değildir. 1970’de Trakya Himitabat’da bulunan ve 1976’da üretime başlanan 14 milyar metreküplük doğal gaz rezervi (bu miktar dünya rezervinin on binde biri kadardır) ülkemiz ihtiyacının sadece % 5’ini karşılayabilecek düzeydedir.

Termik Enerji: Daha önceki bölümlerde de belirtildiği gibi, petrol ve doğal gaz gibi fosil yakıtlar dünya enerji ihtiyacının yaklaşık % 86’sını karşılarken, başta hidrolik ve nükleer olmak üzere diğer kaynaklar ise geriye kalan ihtiyacı karşılamaktadırlar.

Fosil yakıtlar içinde kömür, petrol eşdeğeri olarak % 70 ile en büyük rezerve sahip iken aynı zamanda dünya coğrafyası üzerinde en yaygın şekilde bulunan bir kaynaktır. Kömürün dünya elektrik üretimindeki payı 2004 yılında % 39 civarında iken bu oranın 2020 yılında % 48’e yükselmesi beklenmektedir. Ayrıca, dünyadaki bilenen kömür rezervlerinin 240 yıl ömre sahip olması, kömürün arama, üretim ve transferinin diğer fosil yakıtlara göre daha kolay olması, onun dünyadaki en güvenilir ve tercih edilen kaynak olarak kabul edilmesini sağlamaktadır.

Ülkemizin de enerji hammaddeleri rezervinin en büyük kısmını kömür oluşturmaktadır. Ayrıca, kömür rezervlerimiz ülkemiz coğrafyasının geniş bir kısmına dağılmış, tüketim merkezlerine yakın işletmelerimiz kurulmuş, düşük üretim maliyetine sahip ve doğal gaza alternatif tek yerli kaynağımızdır. Ancak bu kadar özelliğe rağmen, bu kaynağımızla ilgili projelerin tam olarak hayata geçirilebildiği söylenemez. Bununla beraber, linyitlerimizin kalori değerlerinin düşük olması ve kirletici madde oranlarının yüksek olması nedeniyle yasal çevre kısıtlarına uyumsuzluğu bu kaynağın verimli bir şekilde üretimi, tüketimi ve dönüşümü (elektrik) için gerekli teknolojilerin uygulanmasını zorunlu kılmaktadır. Ayrıca, kömür santrallarına kömür temini önceden belirlenmiş planlar doğrultusunda gerçekleşirse hammaddeden üretime geçişte önemli bir engel aşılmış olacaktır.

Kömür Enerjisi: Bilindiği gibi odun, kömür, petrol, fosil yakıtlar veya bunlardan elde edilen yanıcı malzemelerde bulunan moleküllerin oksijen gibi yakıcı bir malzemenin molekülüyle birleşmesi sonucu açığa çıkan enerjiye termal veya ısı enerjisi denilmektedir. Herhangi bir yanma olayında malzemenin cinsine de bağlı olmak üzere, bugün bütün çevre bilimciler tarafından tartışmasız olarak en önemli çevre felaketleri arasında sayılan CO₂, SO₂, NO_x gibi gazlar ile birlikte kül yani

karbon tanecikleri gibi materyaller ortaya çıkmaktadır. Bunlardan biri olan SO₂ gaz halinde yağmur bulutlarına karışarak asit yağmurlarına neden olurken, CO₂ gazı atmosferin gözenekli yapısını doldurarak küresel ısınmaya ve dolayısıyla da dünyayı saran bir sera gibi dünyanın değişik coğrafyalarında iklimsel değişikliklere neden olmaktadır. Kömür, petrol, doğal gaz gibi fosil yakıtlar kullanılarak elektrik üretilmesinde kullanılan metot aynıdır: Bu fosil yakıtların yakılması sonucunda o ortamda bulunan kazandaki suyun ısıtılması ve neticesinde kaynatılmasını takiben elde edilen buhar bir türbine yönlendirilir. Bu buhar türbinin kanatlarına yüksek basınçta çarptığından türbinin katları döner ve onunla aynı eksene bağlı olan jeneratör döner. Jeneratörün dönmesiyle elde edilen enerji nakil hatları yardımıyla ihtiyaç duyulan bölgelere sevk edilir.

Bu yıllarda atmosfere verilen CO₂ salımı 23 Gton iken, bu miktarın mevcut enerji kullanım hızının değişmemesi halinde 2030 yılında 42 Gton olacağı ve bunun sonucunda da dünyanın ortalama sıcaklığının yaklaşık +6 °C artacağı tahmin edilmektedir.

Doğal Gaz: Hidrokarbon bazlı bir fosil yakıt olan doğal gaz, yer altındaki kayaların oluşturduğu gözenekli yapı veya petrol tabakalarının hemen üzerinde büyük gaz kütleleri şeklinde bulunur. Koksuz, renksiz ve havadan hafif bir yapıya sahip olan doğal gazın % 95'i metan, geriye kalan kısmı ise etan, propan, butan ve karbondioksitin bir karışımıdır. Bu basit yapısından dolayı tam yanma işlemi gerçekleşmekte ve duman, is, kurum ve kül oluşmamaktadır. Yanma işlemi kolay gerçekleşen ve diğer fosil yakıtlar arasında verimliliği en yüksek olan yakıt olması, kolay kullanımı ve ekonomisinden dolayı, özellikle bu kaynağa sahip ülkelerde hem enerji üretiminde hem de ısıtma amaçlı kullanımda son yıllarda en çok tercih edilen yakıt özelliğini taşımaktadır. Ayrıca, küresel ısınma ve bunun sonucunda da iklim değişikliklerine neden olduğu bilinen karbondioksit gazı emisyonu, katı ve sıvı yakıtlara oranla sırasıyla; 1/3 ve 1/2 oranında daha düşüktür. Burada sayılan ve diğer nedenlerden dolayı dünyada enerji tüketiminin büyük bir bölümü doğalgazdan karşılanmaktadır.

Geçmişte ilk defa M.Ö. 900'lerde Çinliler tarafından kullanılan doğal gaz, yaygın olarak 1790'dan itibaren İngiltere'de kullanılmaya başlanmıştır. 1900'lü yılların ilk

çeyreğine gelindiğinde ise, boru hattı taşımacılığı teknolojisinin gelişmesiyle birlikte doğal gaz kullanımı da yaygınlaşmıştır. Doğal gaz kullanılarak enerji üretimine 1950'li yıllarda Amerika'da başlanmış ve o yıllarda dünya enerji üretimindeki payı % 10 civarındaydı. 2000'li yıllarda ise doğal gazın dünya enerji üretimindeki payı % 24'ü geçmiştir. Ancak, dünyada mevcut doğalgaz rezervlerinin hemen hemen petrol rezervlerine eşdeğer olduğu yani yaklaşık 2100 yılana kadar yetecek bir miktara sahip olduğu tahmin edilmektedir.

Türkiye'de doğal gaz, ilk defa 1970 yılında Kırklareli'nde daha sonra ise 1975 yılında Mardin'de bulunmuş ve bu illerdeki çimento fabrikalarında kullanıma sunulmuştur.

Türkiye'de doğal gaz çok az miktarda çıkmaktadır ve Kuzey Marmara-1 kuyusu sondaj yapılan, az miktarda da olsa gaz bulunan ender bölgelerden birisidir. Bu nedenle doğal gaz ihtiyacının büyük bir bölümü Rusya'dan karşılanmakla beraber İran, Cezayir ve Nijerya'dan da doğal gaz ithal edilmektedir. Aynı zamanda yapılan ikili anlaşmalarla Türkmenistan ve Azerbaycan ile de doğal gaz alımı yapılmaktadır [1].

Türkiye, sanayi üretimi, tarım ve hayvancılık, bilim ve teknoloji, sağlık ve diğer bir çok alanda en hızlı gelişen ülkeler arasında gösterilmektedir. Ancak burada belirtilen alanlarda büyümenin beklenen düzeyde ve hatta bazı durumlarda bu düzeylerin de üzerinde gerçekleşmesini sağlamak için yeterli miktarda doğal kaynaklara ihtiyaç duyulmaktadır. Bu doğal kaynakların yetersiz olması durumunda ise enerji ithal etme seçimine gidilmesi, çok güçlü bir ekonomiye sahip olunmasını şart koşmaktadır.

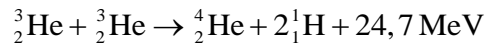
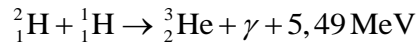
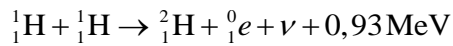
Neredeyse hiç sayılabilecek bir oranda doğal gaz rezervine sahip olmamıza rağmen, büyüme için enerji ihtiyacının önemli bir bölümünün doğal gazdan karşılandığı ülkemizde, oldukça yüksek sayılabilecek oranlarda doğal kullanımının tercih edilmesi beraberinde bazı stratejik sorunları da getirmektedir. Doğal gaz ithali için anlaşma yapılan ülkelerle yaşanacak herhangi bir siyasi kriz doğal gazın kesilmesi ile sonuçlanma olasılığına sahiptir. Ayrıca, ithal edilen doğal gazın fiyatı yüksek olursa, hem ısınma amaçlı kullanılan hem de doğal gaz çevrim santrallerinden elde edilen elektriğin bedeli yüksek olacaktır.

Bütün bu nedenlerde dolayı, ülkemizde doğal gazın ısınma ve elektrik üretimindeki payının giderek artması, bu kaynağın güvenilirliğinin ve sürdürülebilirliğinin sorgulanması gerektiği gerçeğini ortaya çıkarmaktadır. AB ülkelerine bakıldığında ise, doğal gazdan elektrik enerjisi üretiminin ülkemize kıyasla daha düşük oranlarda olduğu görülmektedir. AB ülkeleri enerji gereksinimlerini doğal gazdan çok nükleer enerjiden karşılamayı tercih etmektedirler. AB ülkelerinde elektrik üretiminin ortalama % 32'nin nükleer enerjiden karşılanması bu tercihin bir sonucu olarak ortaya çıkmaktadır.

1.3 Alternatif enerji kaynakları

Rüzgar, güneş, hidrolik, jeotermal ve bio gibi insan kontrolünde olmayan, doğaya yabancı madde salınımı yapmayan, atığı olmayan, ancak tam olarak sürekliliği olmayan enerji kaynaklarına yenilenebilir ya da alternatif enerji kaynağı adı verilmektedir. Başka bir ifadeyle yenilenebilir enerji, doğal süreçlerin sürekli devam etmesi sonucu oluşan bir enerji akışıdır.

Güneş: Yeryüzünden yaklaşık 151.106 milyon km uzakta ve çapı yaklaşık 1,4 milyon km olan güneşin yaşamın sürekliliği için gerekli en önemli enerji ve nükleer yakıtlar hariç enerji üretim sistemlerinde kullanılan diğer bütün yakıtların da kaynağı olduğu söylenebilir. Yapısında % 90 oranında hidrojen bulunan güneşte, bir protonun başka bir protona çarpması sonucunda kararsız olan ve çekirdeğinde bir proton ve bir nötron olan döteryum atomu oluşur. Daha sonra iki döteryum atomu birleşerek helyum atomuna dönüşürler. Geriye kalan iki proton ise füzyon zincir reaksiyonunun devam etmesini sağlarlar.



Tüm dünyada yaygın olarak kullanılan ve yenilenebilir bir enerji kaynağı olan güneş enerjisinin kullanılmasına ve geliştirilmesine devam edilmesi gerekmektedir. Özellikle evlerin ve okulların ısıtılması ve küçük sanayinin ihtiyacı olan enerjinin güneş enerjisinden karşılanabileceği düşünülmektedir.

Güneş enerjisinin kaynağının füzyon patlamaları olduğu gerçeğinden hareketle, bu konunun büyük bir gelecek vadettiği ve bu nedenle füzyon enerjisi hakkındaki çalışmaların artan bir hızla desteklendiği görülmektedir. Füzyon reaksiyonları ile enerji üretecek santraller hakkında henüz ticari adımların atılmamasına rağmen, uzun vadede dünya enerji ihtiyacını büyük ölçüde çözeceğine inanılmaktadır.

Güneşin merkezindeki saniyede yaklaşık 4 milyon ton kütle 38×10^{22} kJ'lük enerjiye dönüşmekte ve bu enerji uzaya ısı ve ışık olarak yayılmaktadır. Güneşin toplam kütlesi ve meydana gelen bu füzyon reaksiyonları sonucunda enerji dönüşen kütle miktarı göz önüne alındığında, milyarlarca yıl yetecek bir enerji kaynağı olduğu söylenebilir. Güneşten yeryüzüne ulaşacak herhangi bir çevreyi kirletici madde, duman, kükürt veya karbon monoksit gibi gazların olmaması nedeniyle, temiz bir enerji kaynağıdır. Ancak, özellikle sanayi devriminden sonra atmosfere salınan karbon dioksit gibi sera gazlarının her geçen gün artması nedeniyle ve bu gazların dünyamızın filtresi olan atmosfere zarar vermesi nedeniyle, güneşten dünyamıza ulaşan ışınların canlılara zarar vermesi kaçınılmaz olacaktır. Güneş enerjisi sistemleri, herhangi bir yakıtı dayalı olmadığından ekonomik, yerel uygulamalara uygun, her yerde olduğu için ulaşım problemi olmayan, teknolojisi basit olan, bakım maliyetleri az olan enerji üretim sistemleridir.

Güneş enerjisi sistemlerinin avantajlarının yanı sıra, ilk kurulum maliyetlerinin yüksek olması, büyük paneller gerektirmesi, güneş ışınları yeryüzüne sadece gündüzleri geldiğinden depolamak için aküye ihtiyaç duyulması, enerji tüketiminin fazla olduğu kışın en az şekilde faydalanılması ve en önemlisi güneşten gelen enerji miktarının kontrol edilememesi gibi dezavantajlara da sahiptir.

Rüzgar: doğal, temiz ve yenilenebilir bir enerji kaynağı olup dünyaya ulaşan güneş enerjisinin yaklaşık % 1- 2'si rüzgar enerjisine dönüşmektedir. Yeryüzünde, havadaki farklı sıcaklıktaki bölgeler arasında basınç ve sıcaklık farkından dolayı havanın bir bölgeden başka bir bölgeye akmasıyla rüzgarlar oluşmaktadır. Buna göre, güneş ışınları dünya yüzeyine geldikçe, havada farklı sıcaklık bölgeleri oluşacak ve böylece de rüzgarlar oluşmaya devam edecektir. Kısacası, rüzgar enerjisinin kaynağı güneştir.

Ekvatora düşen güneş ışınımı kutuplardan daha yoğun olduğu için sıcaklık bu bölgelerde daha yüksektir. Isınan hava yükselir ve yerini soğuk havaya bırakır, daha sonra soğuk ve sıcak havalar yer değiştirir ve bu zincir devam ederek rüzgarın sürekli esmesine neden olur.

Rüzgar enerjisi, yenilenebilir, güneş var olduğu sürece tükenmeyen ve çevre dostu bir enerji kaynağı olması nedeniyle tüm dünyada son yıllarda öne çıkan bir enerji kaynağı olmuştur. Ayrıca, işletme maliyetlerinin düşük olması, yerli enerji kaynağı olması, istihdam ve bölgesel kalkınma sağlaması, modüler ve çabuk kurulabilir olması, ithalat bağıllığının olmaması, yakıt fiyat riski taşımaması, karbon emisyonunun olmaması, arazi dostu ve uygulama esnekliğine sahip olmasıyla da önemli bir enerji kaynağıdır.

Ancak, rüzgar enerjisine ilginin tutarsızlığı, teknolojik gelişme sağlaması konusunda zayıf kalması, gürültülü sistemler olması, bölgede yaşayan canlıların yaşantılarına getireceğı kısıtlamalar, doğal görüntüde meydana getirdiğı kirlilik ve elektromanyetik kirlilik gibi problemler bu enerji türünün yaygınlaşmasında rastlanan engellerden bazılarıdır. Ayrıca, belirlenen bölgedeki rüzgarların yıllar ortalamasında göstereceğı istikrarsızlık, bu enerjinin sürekliliğini tehdit eden en önemli nedenlerin başındadır.

Güneş ışınımından kaynaklanan diğere bir enerji türü de hidrolik enerjidir. Yeryüzündeki su kütlesi (denizler, göller veya nehirler), gelen güneş ışınları nedeniyle buharlaşmakta ve bu su buharı esen rüzgarlar neticesinde sürüklenip dağlara yağmur veya kar şeklinde düşmektedir. Bu sirkülasyon, yeryüzüne düşen suların tekrar buharlaşması yoluyla devam edip gitmektedir. Buna göre, hidrolik enerjinin sürekli yenilenen bir enerji kaynağı olduğu söylenebilir. Dağlardan inen yağmur ve kar sularının birleşerek akması sonucu nehirler oluşmaktadır. Bu nehirlerdeki su, üzerine kurulan set yardımıyla biriktirilmekte ve suyun burada sahip olduğu potansiyel enerji, setten aşağıya bir türbinin kanatlarına dökülmesiyle önce kinetik enerjiye daha sonra ise türbinin bağı olduğu jeneratörü çevirmesiyle elektrik enerjisine dönüşmektedir. Bir hidroelektrik santralinden elde edilen güç, suyun düştüğü yüksekliğe ve birim zamanda türbinin kanatlarına çarpan su miktarına bağıdır.

Hidrolik enerji: yenilenebilir, tükenmeyen, çevre dostu ve ileri teknoloji gerektirmeyen bir enerji kaynağıdır. Bununla beraber, iklim değişikliklerine yani ekosistemin bozulmasına sebep olabilen, suyla kaplı alanların çoğalması, buralardaki canlı hayvan ve tarım alanlarının yok olmasına yol açabilen ve kurulum ve işletme maliyetinin yüksek olduğu bir enerji kaynağıdır.

Yağmur ve kar sebebiyle barajda biriktirilen suyun borular vasıtası ile yuksekten aşağıda bulunan bir su tribününün kanatlarına çarpması sonucunda sahip olduğu kinetik enerjinin önce hareket enerjisine oradan da türbinin bağlı olduğu jeneratörün çevrilip dönmesiyle elektrik enerjisine dönüştüren enerji sistemlerine hidroelektrik santral adı verilmektedir. Kısacası, su enerjisinin elektrik enerjisine dönüştürüldüğü sistemlerdir. Türbinin kanatlarına çarpan suyun hızı yani kinetik enerjisi ne kadar yüksek olursa, üretilen elektrik enerjisi de o kadar fazla olacaktır. Ayrıca, baraj duvarının yüksekliği ve biriken suyun miktarı ve debisi sistemin gücünü belirleyen en önemli parametrelerdir [2].

Ülkemizde, ilk hidroelektrik santralleri 1951'de kurulmuş ve 2009 yılı sonu itibariyle 150 adet hidroelektrik santralinden yılda yaklaşık 14 GW'lık güç üretilmiştir. Bu güç toplam potansiyelin yaklaşık % 38'ine karşılık gelmektedir. Yine aynı yılda ülkemizde üretilen enerjinin %18'i hidroelektrik santrallerden sağlanmıştır. 2012 yılında ise, hidroelektrik üretimi 35 GW olarak gerçekleşmiştir. 2023 yılında, tüm hidroelektrik potansiyelin değerlendirilmesi ve elektrik üretime dahil edilmesi planlanmaktadır.

Jeotermal enerji: Yer kabuğunun çeşitli tabakalarında, içerisinde kimyasal bileşenler bulunan gaz, buhar ve sıcak su birikintilerine jeotermal kaynak adı verilmektedir. Dünyadaki su kaynaklarından yeraltına sızan sular, kayalar içindeki gözenekli ve geçirimli haznelerde toplanırlar. Özellikle magmaya yakın biriken bu sular, kayalarla etkileşimlerinde dolayı kimyasal özelliklere sahip su, buhar ve gaz halde kırık ve çatlaklar arasında dolaşırlar. Isınmış bu su ve buhar, yer kabuğundaki kırık ve çatlakları dolaşım yeryüzüne çıkmaktadır. Eğer sıcak su ve buharın doğal olarak dolaşacağı yeterli kırık yoksa ve ısı kaynağı tespit edilmişse, yapay kırıklar oluşturularak akışkanlardan enerji elde edilmesi mümkün hale getirilmektedir. Ayrıca, yer yüzeyine doğal veya yapay kırıklarla ulaşan sıcak su ve buhardan ya

doğrudan ya da diğer enerji türlerine dönüştürülmek yoluyla faydalanılmaktadır. Buna göre, deprem bölgeleri ve genç volkanların bulunduğu bölgeler potansiyel jeotermal enerji kaynağı olarak görülmektedir.

Yerkürenin en iç tabakalarından magmadaki ısının kullanımına dayalı alternatif bir enerji kaynağı olan jeotermal enerji, bugün dünyada farklı alanlarda kullanılabilen ve yaygınlaşan bir enerji kaynağı haline gelmiştir.

Jeotermal sistemler, ısı kaynağı, rezervuar ve ısıyı taşıyacak akışkandan meydana gelmektedir. 600 °C'nin üzerindeki sıcaklık ve yüzeye yaklaşık 5-10 km yakınlıktaki magmatik akımlar ile derinlikle birlikte 2,5-3 °C/100 m oranında sıcaklık artışı olan düşük sıcaklıklı sistemler de ısı kaynağı olabilirler. Isıyı taşıyan akışkanın serbestçe dolaşabileceği, üzerlerinde genellikle geçirimsiz tabakaların bulunduğu gözenekli ve çatlaklı kayaç yapıları ise rezervuar görevini yapmaktadırlar. Yeraltında depolanan (meteorik), CO₂ gibi gazları ve kimyasalları içeren su veya buhar da jeotermal akışkandır.

Jeotermal enerji sistemlerinde, kaynağın sıcaklığı düşük olsa bile kullanılabilir olması, küçük türbin boyutları ve türbin ömrünün uzun olması, yüksek basınç altında çalışma, akışkanın korozyon etkisinin olmaması ve verimin yüksek olması, bu enerji türünün tercih edilmesi sebepleri arasında sayılabilir. Ancak, kaçakların fazla olması, pahalı ısı dönüştürücüleri ve hidrokarbon kullanılması bağlı olarak hidrokarbonun yanıcı olması dezavantajlarıdır.

Biokütle: Organik atıklar, bitkisel yağ atıkları, tarımsal hasat atıkları, orman ve orman ürünlerinin işlenmesi sonucu elde edilen katı, sıvı ve gaz yakıtlara biokütle adı verilmektedir. Mısır, buğday, şeker pancarı, ceviz kabuğu, meyve ve sebze artıkları, yosunlar, hayvan dışkıları, sanayi atıkları ve çöpler biokütle olarak değerlendirilebilecek başlıca atıklardır. Başka bir ifadeyle biokütle, yeşil bitkilerin fotosentez sonucunda güneşten aldıkları enerjiyi kimyasal enerjiye dönüştürmeleri sonucu oluşan biyolojik kütle ve buna benzer organik maddeler olarak da tanımlanmaktadır. Dolayısıyla, biokütleden elde edilen enerjiye de biyoenerji adı verilmektedir. Klasik biokütle enerjisi, ağaç kesimlerinden geriye kalan atıkların ve hayvan dışkılarından elde edilen tezeğin yakılması sonucu elde edilen enerjidir.

Modern biokütle enerjisi ise, enerji bitkileri ve ağaç endüstrisinden geriye kalan atıklardan elde edilen etanol ve biodizel gibi yakıtlardır.

Biyogaz: Bitki ve hayvan atıkları havasız ortamlarda bırakılınca fermantasyon yoluyla metan, karbondioksit ve hidrojen gibi gazlar ortaya çıkmaktadır. Bu şekilde oluşan ve içeriğinde % 60-70 oranında metan, % 30-40 oranında karbondioksit ve biraz da hidrojen, hidrojen sülfür ve karbon monoksit bulunduran gazlara biyogaz adı verilmektedir. İçeriğindeki metan gazının miktarına bağlı olmakla beraber biyogazın ısı değeri, ortalama 4700-6000 kcal/m³ civarındadır. Biyogazın ısı değerinin yüksek olması nedeniyle, aydınlatmadan temel ihtiyaçlara kadar birçok alanda kullanılabilir alternatif bir enerji kaynağıdır. Dahası, biyogaz üretimi esnasında oluşan ve tarımda değişik uygulamalarda kullanılabilen biyogübrenin, yaklaşık % 25 oranında verimi arttırdığı bildirilmiştir. Ayrıca, gübrenin oluşumu esnasında oluşan gazların kullanılmak üzere toplanması yoluyla kötü kokuların ve insan sağlığına zarar verebilecek unsurların ortadan kaldırılması, o çevrede yaşayan insan ve canlı varlıklar için de bir avantaj sağlamaktadır.

Biyodizel: Yağlı tohumlara sahip ayçiçek, soya, kanola ve aspir gibi bitkilerden elde edilen bitkisel yağlar veya hayvansal yağların metanol veya etanol gibi kısa zincirli alkollerle reaksiyonu sonucunda açığa çıkan yakıtı biyodizel adı verilmektedir. Biyodizel petrol içermemesine rağmen, belirli oranlarda petrol kökenli dizel ile karıştırılarak yakıt olarak kullanılabilir.

Biyodizel yakıt, petrol kökenli dizele göre daha yüksek bir alevlenme noktasına sahip (>110 °C) olduğu için, bir noktadan başka bir noktaya transferi ve depolanmasında daha güvenlidir. Ayrıca setan sayısı da normal dizelin setan sayısından daha yüksek olduğundan motor daha az vuruntulu çalışmaktadır.

Biyodizel, bitkisel yağlardan elde edildiği ve neticesinde fotosentez ile karbondioksiti dönüştürmek yoluyla karbon döngüsünü hızlandırdığı için, sera etkisini arttırıcı yönde bir etkiye sahip değildir. Bu nedenle, biyodizel üretimine karbondioksit salınımını azalttığı için bir doğal yutucu olarak bakılabilir. Ayrıca, biyodizel suda 28 gün sonra % 95 oranında çözülürken, dizel aynı gün sonra % 40 oranında çözülmemektedir.

Biyodizel içeriği itibariyle bakterilerle ayrıştırılabildiği için çevre dostudur. Bu nedenle, kükürt içermez ve karbondioksit salınımı dizele göre oldukça düşüktür. Buna göre, biyodizelin yakıt olarak tercih edilmesi halinde, asit yağmurları da dahil birçok çevre kirlenici olayın engellenmesi mümkün olabilecektir.

Hidrojen enerjisi: Hidrojen evrende var olan en eski ve en basit elementtir ve çekirdeğinde sadece bir protondan başka nükleon yoktur. Ayrıca evrende en çok bulunan gaz ve güneş gibi diğer yıldızlarda bulunan en temel maddedir. H_2 gazı havadan hafif olduğundan dünya yüzeyinde gaz halde bulunmaz, ancak H_2O (su), CH_4 (metan), kömür gibi maddelerin yapısında bileşik olarak bulunabilir.

Oda sıcaklığı ve atmosfer basıncı civarındaki değerlerde gaz halde bulunan hidrojen, diğer yakıtlar arasında en fazla enerjiye sahip olan yakıttır. Dünyada gaz halde bulunmayan hidrojen, su, biokütle veya doğalgaz gibi birincil enerji kaynaklarındaki moleküllerden ayrıştırılarak elde edilebilmektedir. Suyun buharlaştırılarak hidrojenden ayrıştırılması yöntemi, en ucuz ve dolayısıyla en çok tercih edilen yöntemdir.

Hidrojen, yakıt olarak Otto çevrimi ile çalışan motorlarda dizel motorlardan daha çok tercih edilmektedir. Çünkü hidrojenin tutuşma sıcaklığı ve oktan sayısı oldukça yüksektir (1 Atm. basınçta 847-867 K). Buna rağmen, dizel motorlarda da mazotla karışık veya tek başına hidrojen kullanımı uygulamaları mevcuttur. Ayrıca, hidrojenin yanması sonucu elde edilen alev hızı benzin-hava karışımlarındaki alev hızının yaklaşık dört katı düzeyindedir. Ancak, hidrojenin ısı değerleri diğer yakıtlara oranla yüksek olmasına rağmen (alt ısı değeri 120,7 M J/kg iken, üst ısı değeri 140,9 MJ/kg'dır), birim enerji başına hacmi yüksektir. Bu durum daha büyük motorlar ile çözülebilir olarak görünse de, uygulanabilirliği hakkında bazı kısıtlamaların çözülmesini gerektirmektedir [1].

1.4 Nükleer Enerji

Nükleer enerji bilimi, son birkaç yüzyılda özellikle fizik ve kimya alanındaki çalışmaların hızlanmasıyla beraber uygulanmaya koyulmuştur. 1879'da Crookes'in, elektriksel yük boşalması yoluyla bir gazı iyonize etmeyi başarması ve ardından 1897'de Thomson'un, elektronu, elektriksel iletkenlikten sorumlu yüklü parçacık

olarak tanımlaması nükleer fizikte modern dönemin başlangıcı olarak sayılmaktadır. Röntgen, 1895'te bir deşarj tüpünden geçen X-ışınlarını keşfetmiş ve 1896'da Becquerel'in benzer ışınları, şimdi γ -ışınları olarak bilinen, tamamen farklı bir kaynak olan uranyum elementinden elde etmesiyle radyoaktivite kavramı literatürdeki yerini almıştır. Daha sonra Curie'ler 1898'de radyoaktif radyum elementini ayırtmışlar ve 1905 yılında Einstein , kütle ve enerjinin eşdeğerliliğini ifade eden ünlü $E = mc^2$ ifadesini ortaya atmıştır. Buna göre kısaca m kütleli madde, c (3×10^8 m/s) ışık hızında hareket ederse tamamı enerjiye dönüşür. O tarihte Einstein'in bu formülünü doğrulayacak hiçbir deneysel veri yoktu.

Bu yıllarda yapılan deneyler, atomun ve çekirdeğinin yapısı hakkında daha net bir anlayışın gelişmesini sağlamıştır. Rutherford'un 1919 yılında İngiltere'de yaptığı bir takım çalışmalar sonucunda, çekirdeğin çok büyük kuvvetler tarafından birbirine bağlanmış parçacıklardan oluşmuş olmasının rağmen nükleer tepkimeler yardımıyla bir atom çekirdeğinin başka atom çekirdeklerine kolaylıkla dönüştürülebileceği ortaya çıkmıştır.

1930'da Bothe ve Becker, polonyumdan elde ettikleri parçacıklarla (bunların daha sonra nötron oldukları anlaşılmıştır) berilyumu bombardıman etmişler ve parçacıkları γ -ışınları zannetmişlerdir. Daha sonra 1932'de Chadwick, bu parçacıkların nötron olduğu bildirmiştir. Bothe ve Becker'in yaptıkları reaksiyona benzeyen bir reaksiyon, bugün nükleer reaktörlerin özellikle ilk çalışma zamanlarında ihtiyaç duyulan yoğun nötron popülasyonunu elde etmek için yani nötron kaynağı olarak kullanılmaktadır. Aynı yıllarda Fermi, yavaş nötronların birçok element için çok kuvvetli çekime sahip olduğunu ve bazı radyoizotopların nötron yakalama yoluyla üretilebileceğini bulmuştur. Ayrıca, hızlı ve termal nötronların dağılımlarına ait ölçümler yapmış ve bu dağılımların davranışını açıklamıştır. Bu süreçte uranyum da dahil olmak üzere, nötron reaksiyonları için tesir kesiti ölçümleri yapılmakla beraber fisyon süreci henüz tam olarak tanımlanamamıştır [2].

Yukarıda kısaca tarihsel gelişim sürecinin bir kısmından bahsedilen nükleer enerji, karbondioksit ve sera gazı salınımının en düşük enerji üretim sistemlerinden biri olması yönüyle ülkelerin özellikle uzun vadede enerji ihtiyacını gidermekte tercih edeceği yüksek bir enerji üretim sistemidir.

Nükleer enerji üretilen sistemler olarak bilinen nükleer santralleri diğer enerji üretim santrallerinden ayıran en önemli özelliklerden bir tanesi ilk yatırım maliyetidir. Bu maliyetin yüksekliği birçok ülkenin bu enerji sistemine yatırım yapmasını engellemektedir. Nükleer santrallerin yapım süresi, projenin başlangıcından sonuna kadar olan bütün süreç düşünüldüğünde, 7-12 yıl civarındadır. Dünyada halen elektrik üretiminde kullanılan nükleer güç santrallerinin ilk yatırım maliyeti diğer enerji üretim teknolojilerine göre daha yüksektir. İlk yatırım maliyetinin bu derece yüksek olmasında en önemli pay güvenlik ve kaliteli malzeme seçimine yapılan harcamalardır. 2012 yılı itibariyle bu yatırımın maliyeti, ülkeye ve kurulmak istenen santralin teknolojisine bağlı olmakla birlikte, 5000 \$/kW civarındadır. Başka bir ifadeyle, maksimum 4000 MW güç üretebilen bir nükleer santralin değişken parametrelerle birlikte ilk kurulum maliyeti yaklaşık 10-15 milyar dolar arasındadır. Nükleer santralleri diğer fosil yakıtlı santrallere göre avantajlı kılan en önemli faktörlerden birisi elektrik üretiminde ve satışında çok belirleyici olan yakıt maliyetidir (0,3-0,5 cent/kWh). Örneğin, nükleer yakıtın maliyetinin iki katına çıkması üretim maliyetini % 10 arttırırken, yakıt maliyetindeki aynı orandaki artış doğal gaz çevrim santrallerinde yaklaşık % 60-80'lik bir artışa karşılık gelmektedir.

Ülkemizde nükleer güç santralleri çalışmaları 1970'li yıllarda başlamışsa da çeşitli sebeplerle bir türlü olumlu sonuca erişilememiştir. Bunda en önemli etken, kapsamlı enerji politikalarının siyasi otoritenin isteğine bağlı olarak değişmeyecek şekilde tespit edilmemiş olmasıdır. Kalkınmakta olan ülkeler için enerjinin kalkınmanın temel unsurunu teşkil ettiği bilincinden hareketle, enerji kaynakları sınırlı olan ülkemizde, ülke gerçekleri ve imkanları göz önünde bulundurularak, gereken nükleer güvenlik koşulları sağlanarak, önümüzdeki yıllarda planlı büyüme hedeflerine ulaşabilmemiz için nükleer enerji santraline sahip olmamız, enerji talebini karşılayabilmemiz ve enerjide bağımlılığı azaltıp kaynaklarda çeşitliliğe gitmemiz açısından büyük önem taşımaktadır. Nükleer güç santralinin sadece ekonomik ve endüstriyel amacı olmayıp, politik amacı da vardır. Yani nükleer güç santrali gelişmiş ülkelerle aramızdaki farkı azaltmak, gelişmekte olan ülkelere geri kalmamak ve bölgesel dengeyi muhafaza etmek gibi amaçlara da hizmet ettiği unutulmamalıdır.

1.4.1 Nükleer Filyon

Filyon mekanizması hakkındaki bilinmeyenler, 1939'da Hann ve Strassmann'ın uranyumun nötron bombardımanı sonucunda baryum elementinin elde edildiğini bildirdikleri raporu yayımlayana kadar devam etmiştir. Hemen sonraki süreçte, Frisch ve Meitner, uranyumun neredeyse yarısı ağırlığında bir element olan baryum ve beraberinde çok yüksek enerjili parçacıkların salınmasının nedeninin filyon (biyolojiye dayanan bir terimdir) olduğunu tahmin etmişlerdir. Dolayısıyla filyon, ağır bir atomun çekirdeğinin genellikle asimetric kütlelere sahip (kütle oranları yaklaşık 5/7) iki atoma ve beraberinde birkaç tane de nötrona bölünmesi olayıdır. Daha sonra, Fermi bu bölünme reaksiyonları esnasında nötronların salınmış olabileceğini bildirmiş ve böylece büyük miktarda enerjinin açığa çıktığı bu reaksiyonun, her reaksiyon sonunda açığa çıkan yeni nötronlar sayesinde bir zincir haline dönüştürülebileceğini ortaya atmıştır. Bu olay sansasyonel bir şekilde duyurulmuş ve zincirleme filyon fikri ortaya çıkmıştır. Daha sonra Bohr, filyon hakkındaki bilgileri ABD'ye götürmüş ve nötronların küçük çekirdeklerle yavaşlatılması, termal ve rezonans yakalama, U-235'in termal nötronlarla filyonu, filyon ürünlerinin enerjisi, nötronların salınımı ve periyodik tablodaki uranyum ötesi elementlerin üretilmesi gibi zincirleme reaksiyonun tüm özellikleri çok kısa bir sürede öğrenilmiştir [2].

Atomlardaki proton ve nötron sayılarının birbirine yakın olması, o atomların kararlılığını artırır. Bu nedenle, nötronca zengin atomlar kararsızdırlar ve kararlı hale gelmek için alfa, beta veya nötron gibi nötr veya yüklü parçacık yayınlama veya X-ışını, gama ışını gibi elektromanyetik ışın yayınlayarak daha kararlı hale gelmek isterler. Ya da bunların dışında olarak, kararsız ağır bir atom, bölünerek kendisinden daha küçük fakat daha kararlı atomlara dönüşme yolunu tercih edebilir. İşte bunlardan biri ve periyodik tabloda yer alan en ağır doğal atom olan uranyum kendiliğinden sayılabilecek şekilde çok düşük enerjili nötronlarla (termal nötronlar) filyona uğrar, çünkü bunlar nötron fazlalığı sebebiyle kararsız haldedir. Bu kararsızlıklarını ya radyoaktif bozunma serisini takip ederek, ya da iki orta ağırlıklı atoma kendiliğinden bölünerek yani filyona uğrayarak giderirler. Periyodik cetvelde uranyumdan sonraki elementler doğada bulunmazlar, bu nedenle yapay olarak üretilirler. Uranyum sonrası elementlerden en önemlisi olan plütonyum nükleer

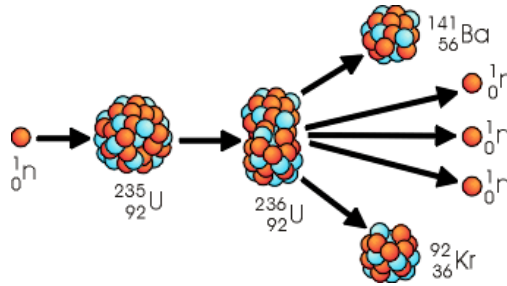
reaktörlerde üretilen ve hem nükleer reaktörde yakıt hem de nükleer bomba malzemesi olarak kullanılan bir elementtir.

U-235 atomu üzerine bir nötron gönderildiğinde, gelen nötron, yüksüz olduğundan atomun çekirdeğinin etrafında bulunan elektron bulutu veya çekirdeğinde bulunan protonlar tarafından herhangi bir itilmeye maruz kalmadan atomun çekirdeğine girer ve uyarılmış yani üzerinde fazla enerji olan U-236 çekirdeği oluşur. Fazla nötron sayısı sebebiyle bu U-236 çok kararsızdır ve aniden sayılabilecek bir sürede (uyarıldıktan yaklaşık 10^{-12} s sonra) fisyon ürünü denilen orta ağırlıkta iki atoma bölünür. Şekil 1.1'deki örnekte fisyon ürünü elementler, kripton (Kr-92) ve Baryum (Ba-141) olarak gösterilmiştir. Bu fisyon ürünlerine ek olarak gama ışınları ve nötronlar açığa çıkar. Bir fisyon olayında ortalama 200 MeV civarında enerji açığa çıkar. Bu enerjinin yaklaşık % 80'ini fisyon ürünleri, % 4'ünü gama ışınları, % 3'ünü fisyon esnasında hemen salınan (ani) nötronlar, % 13'ünü ise fisyon ürünü çekirdekler ilk anda çok fazla enerji taşıdıklarından yani çok kararsız olduklarından onların yaydıkları gecikmiş, beta ve gama ışınları ile nötrinolar taşır. Reaksiyonda meydana gelen fisyon ürünleri ve ani nötronlar çok fazla enerji taşıdıklarından, diğer bir deyişle enerjik olduklarından, reaktörün türüne bağlı olmakla beraber, buldukları ortamdaki su veya ağır sudaki hidrijen veya döteryum çekirdekleri ile çarpışmalar yaparak enerjilerini suya bırakırlar. Böylece su kısa zamanda yüksek bir sıcaklığa ulaşır ve bu yüksek sıcaklıktaki ve basınçtaki su direkt veya dolaylı olarak tirbüne yönlendirilir. Tirbün, ona aksenel bağlı olan jeneratörü çevirir ve sonunda fisyon sonucu açığa çıkan enerji, önce suda ısı enerjisine, daha sonra ise tirbünde hareket ve nihayet jeneratörde elektrik enerjisine dönüştürülmüş olur [3].

Uranyum atomunca soğurulan bir nötronun sebep olduğu fisyon sonucu bazı reaksiyonlarda iki, bazılarında üç nötron, ortalama ise 2,6 nötron açığa çıkmaktadır. Dolayısıyla bu sayı ürün çekirdeklerin de türünü etkilemektedir. Örneğin uranyumun fisyonu sonucu 100 civarında farklı ürün çıktığı bilinmektedir. Örneğin çıkan bu üç nötron başka uranyum atomlarınca soğurulursa, üç fisyon olayı olur ve altı nötron açığa çıkar. Bu altı nötron altı uranyum atomunca soğurulunca on sekiz nötron açığa çıkar ve böylece devam edip gider. İşte fisyon olayının birbiri ardına devam etmesinden dolayı, bu reaksiyonlar silsilesine zincir reaksiyon adı verilmektedir.

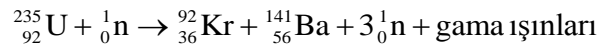
Böyle bir zincir reaksiyonu, nükleer reaktörde kontrol altında tutulurken nükleer bombalarda patlamaya yol açar. Zincir reaksiyonunun nükleer bombada meydana gelmesi sadece saniyenin milyonda biri kadar çok kısa bir sürede tamamlanır [4].

Bilindiği gibi bir enerji türünün kullanılabilmesi için sürdürülebilir ve kontrol edilebilir olması şarttır. Fisyon enerjisi zincirleme reaksiyonlarla sürdürülebilir bir yapıya sahiptir. Ancak, bu zincir kontrol altına alınmazsa çok kısa bir sürede hızla dallanıp kontrol edilemeyecek derecede yüksek enerjilere ulaşılabilir. Fisyon olayının başlatıcısı ve devam ettiren nötronun kendisidir. Bu nedenle, bu reaksiyonun zincir halinde sürekliliği ve istenilen enerji düzeyinde enerji üretilebilmesi ancak ortamdaki nötron sayısının kontrol edilmesi ile mümkün olacaktır. Nükleer reaktörlerde, nötron yutucu özelliği iyi olan malzemelerden (bor, kadmiyum, hafniyum, gümüş ve bunların alaşımları) yapılmış kontrol çubukları kullanılır. Bu çubuklar, reaktörden tamamen çekilerek reaktör başlatılır, tamamen daldırılarak reaktör durdurulur ve kısmen daldırılıp çekilerek istenilen enerji düzeyinde sabit enerji üretilir.



Şekil 1.1. U-235'in fisyonu

Bu fisyon olayını gösteren reaksiyon,



şeklinde ifade edilebilir. Şekil 1.1'deki fisyon olayı örneğinde reaksiyona giren ve çıkan atom numaraları ile kütle numaraları toplamının birbirine eşit olduğu görülür. Reaksiyona giren U-235 ile nötronun, kütle numaraları toplamı 236 ($235+1$)'dir. Reaksiyondan çıkanlar Kr-92, Ba-141 ve 3 nötron olduğuna göre, toplam kütle numarası 236 ($141+92+3$)'tür. Yani kütle korunumu kanununa uygunluk göstermektedir. Bu durumda enerjiye dönüşen kütle'nin nereden geldiği sorusu

gündeme gelmektedir. Enerjiye dönüşen kütle bir atom ağırlığının sadece çok küçük bir kesridir. Bu kütle farkı, reaksiyona giren ve reaksiyondan çıkan atomların ve parçacıkların kütle farklarından kaynaklanır ve $E = mc^2$ formülünden bu kütle farkına karşılık gelen enerji kolaylıkla hesaplanabilir.

Ürün çekirdekler Şekil 1.1’de Ba-141 ve Kr-92’dir. Bunlar meydana gelebilecek pek çok üründen sadece iki tanesidir. Fisyon olayında atom numaraları 72’den 162’ye kadar değişen ürün atomlar meydana gelebilir. Ürün elementlerin atom numaraları toplamı, daima 234 olacak şekilde değişir. Yani 131 atom numaralı bir ürün element varsa, diğeri ($234-131=104$) atom numaralı element olmak zorundadır. Toplamın atom numarasının 234 olmasının sebebi olaydan en az iki tane nötron çıkacağı ve böylece toplamın 236’ya eşit olmasındandır. Bu çeşitli fisyon ürünleri arasında, bir fisyonda hangi ürünlerin meydana geleceğini söyleyebilmek mümkün değilse de atom ağırlıkları 95 ile 140 civarında olan ürünlerin meydana gelme olasılığının daha yüksek olduğu söylenebilir. Örneğin, fisyon ürünleri arasında bulunan, radyoaktif I-131 izotopu nükleer tıpta kullanılır ve bu izotop kullanılmış yakıtlardan elde edilir [4].

Neredeyse sıfır kinetik enerjili yani enerjisi 0,025 eV civarında olan nötronlara termal (yavaş) nötron adı verilir ve bunlarla fisyon yapan çekirdeklere fisil çekirdek denir. Fisil çekirdekler; U-233, U-235, Pu-239 ve Pu-241 gibi tek kütle numaralı çekirdeklerdir. Enerjisi yaklaşık 100 keV ve üstünde olan nötronlara ise hızlı nötron adı verilir. Hızlı nötronlarla fisyon yapan çekirdeklere de fertil çekirdek denir ve bu çekirdekler; Th-232, U-238, Pu-240 ve Pu-242’dir. Eğer U-238 çekirdeği yavaş nötronlarla bombardıman edilirse, bu çekirdek nötronu yakalar ve uyarılmış seviyeye çıktıktan sonra bir dizi ışımaya yapıp Pu-239’a dönüşür. Pu-239 çekirdeği nükleer reaktörlerde ve nükleer bombalarda, U-235’e tercih edilebilmektedir. Çünkü Pu-239 çekirdeğinin fisyonunda daha fazla nötron açığa çıkar. Bu durum, özellikle nükleer reaktörlerde, nötronun fisyon olayında başrolde olmasından ve bir şekilde sistemden kaçmasının istenmemesinden dolayı, zincirleme reaksiyonun devamı için istenen bir durumdur [3].

Şekil 1.1’de verildiği gibi, nükleer reaktörlerde yakıt olarak sadece U-235’in fisyonundan yararlanılmaz. U-235’in tercih edilmesindeki en önemli nedenlerden bir

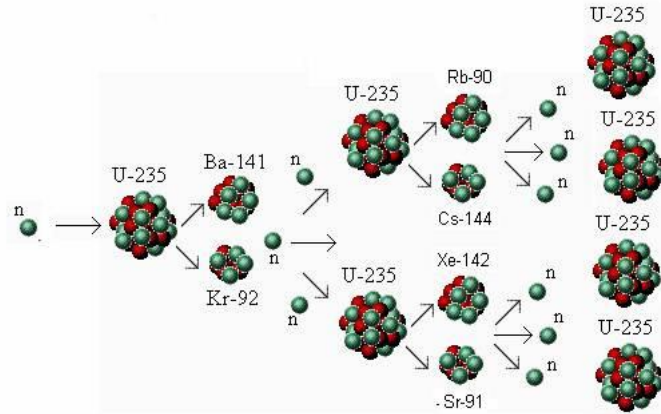
tanisi doğada bulunuyor olmasıdır. Ancak, doğadaki uranyum rezervlerinin kısıtlı olması nedeniyle alternatif fisil çekirdeklerin de reaktörlerde yakıt olarak kullanılması gerektiğini ortaya çıkarmıştır. Bu nedenle, Pu-239 en sık kullanılan fisil yakıt atomlarından bir tanesidir. Pu-239 atomu, nükleer reaktörlerde U-238'in nötron absorsiyonu sonucunda oluşan radyoaktif bir elementtir. Genellikle bir reaktörde biriken Pu-239 materyali, başka bir reaktörde yakıt malzemesi olarak kullanılabilir. Kısacası, Pu-239 da U-235 gibi bir fisil çekirdek olduğundan, nükleer reaktörlerde veya bomba yapımında en sık kullanılan iki elementtir. U-233, Th-232'nin nötron bombardımanı, Pu-241 ise Pu-240'ın nötron bombardımanı sonucu elde edilebilen fisil çekirdeklerdir. Ancak, bu son iki çekirdeğin elde edilmesi zor ve masraflı olduğundan fisil çekirdek olarak kullanımı pek fazla tercih edilmemektedir.

Nükleer fisyon olayı ile radyoaktivite birbirinden farklı kavramlardır. Radyoaktivite çekirdekte meydana gelen bir olaydır ve alfa, beta ve gama yayılması şeklinde yavaş yavaş oluşur. Ürün atomun kütle ve atom numarası ana atoma çok yakındır. Nükleer fisyon ise çekirdeğin bölünmesidir. Çok kısa sürede zincirleme gelişir, kontrolsüz olduğunda patlayıcı etkisi gösterebilir ve ürün elementler ana elementten çok farklıdır ve radyoaktiftirler.

Nükleer zincir reaksiyonunun meydana getirilebilmesi için yeterli miktarda U-235'e ihtiyaç vardır. Bu husus hem nükleer reaktörler hem de nükleer bomba için gereklidir. Doğal uranyumda yaklaşık % 0,7 konsantrasyonunda bulunan U-235, zincir reaksiyonu meydana getiremeyecek kadar azdır. Bu bakımdan nükleer reaktörlerde kullanılan uranyum yakıtındaki U-235 konsantrasyonu yaklaşık % 3 olacak şekilde zenginleştirilmesi gerekir. Bu zenginleştirme işlemi yapabilmek için uranyumun madenden çıkarılışından, reaktörde yakıt olarak kullanılmasına ve oradan da çıkarılıp tekrar yakıt fabrikasyonu tesislerine gönderilişi ve burada atık ve geri dönüşüm kısımlarından ayrılarak yeniden değerlendirilmesi sürecine yakıt çevrimi adı verilmektedir. Yakıt çevriminin başlangıcı, uranyumun madenden U_3O_8 formunda çıkarılması ile başlar. Daha sonra bu form UF_6 haline dönüştürülür. Zenginleştirme işlemine uğratılan UF_6 yakıt fabrikasyonunda reaktör yakıtının son hali olan UO_2 formuna dönüştürülür ve sonunda yakıt çubuklarına yerleştirilerek reaktörde yakıt olarak kullanılmaya başlanır. Uranyum zenginleştirmede genellikle

şu beş yöntem kullanılmaktadır: Gaz difüzyonu, gaz santrifüj, aerodinamik yöntem, elektromanyetik ayırıştırma ve lazer izotop ayırıştırma.

Bir bilye büyüklüğündeki zenginleştirilmiş uranyum içindeki U-238 atomlarının kendiliğinden fisyonu ile açığa çıkan nötronlar U-235 atomları tarafından soğurulduğunda yine fisyon olayı oluşur. Ancak bu büyüklükteki uranyumda zincir reaksiyonu meydana gelmesi çok zayıf bir ihtimaldir. Çünkü U-238'in kendiliğinden fisyonundan çıkan nötronlar bir U-235 atomuna çarpmadan önce uranyum kütesinden dışarı kaçar. Mevcut uranyum kütesi büyüdükçe nötronlar kaçmaya fırsat bulamadan U-235 atomuna çarpar ve zincir reaksiyonu başlatabilir. Şekil 1.4'te U-235'in zincirleme fisyon reaksiyonu temsili olarak gösterilmiştir. Zincir reaksiyonun oluşması yani fisyon zincirinin devam edip sürekli bir enerji kaynağının elde edilmesi için gerekli uranyum miktarına kritik kütle adı verilmektedir. Aslında bu kullanım çok doğru değildir. Çünkü önemli olan sadece uranyum kütesi değil aynı zamanda kütenin şeklidir. Mesela, küresel bir kritik kütle, tepsi gibi düz hale getirilirse bunun kritikliği bozulur. Çünkü meydana gelen nötronların bu tür düz bir satıhtan dışarı kaçması oldukça kolay olacaktır ve bu nedenle de kritiklik bozulacaktır. Kritik kütlede daha az kütle varsa subkritik (kritik altı), daha fazla kütle varsa da süperkritik (kritik üstü) kütle adı verilir.



Şekil 1.2. U-235'in fisyon zincir reaksiyonu

Zenginleştirilmiş bir uranyumun kütesi yavaş yavaş arttırılırsa kritik kütleyle ulaşılır ve bu anda büyük bir radyasyon yayılması meydana gelir ki bu etkiler insanları öldürecek boyutlardadır. Bir nükleer reaktörde nükleer reaksiyon kontrollüdür. Burada fisyon, sınırlı sayıdaki nötronlarla kontrol altına alınmıştır. Öyleki

reaksiyonda sadece kendi kendini besleyebilecek sayıda nötron vardır yani zincir reaksiyonunda üretilen ve tüketilen nötron sayısı eşittir ve böyle kritik haldeki reaktörde reaksiyondaki nötronların sayısındaki azalma reaktörün subkritik hale gelmesine sebep olur, reaksiyon yavaşlar ve durur. Diğer taraftan kritik haldeki reaktörün nötronlarının sayısı hızla artarsa reaksiyon süperkritik hale gelir, zincir reaksiyonu hızlanır ve reaktör bir dakikadan kısa sürede kontrolden çıkar reaktörün kalbi denen zincir reaksiyonunun meydana geldiği nükleer yakıt çok fazla ısınır; bu çok yüksek sıcaklık kalbin erimesine (meltdown) yol açar. Kalp eriyince reaksiyonun olduğu yakıt kütlesi şekil değiştirir ve bu durumda reaktör süperkritik halden subkritik hale gelir ve zincir reaksiyonu durur. İşte bu sebeple nükleer reaktörlerin nükleer bomba gibi patlaması söz konusu olamaz.

Zincirleme fisyon reaksiyonları sonucunda ortaya çıkan ürün çekirdekler ve yeni nötronlar yüksek miktarda kinetik enerjiye sahip olduklarından, bu kinetik enerjilerini ortamda bulunan atomlara esnek ve esnek olmayan çarpışmalarla devrederlerse ısı enerjisi oluşacaktır. Bu ısı enerjisi, tıpkı termik, petrol ve doğal gaz çevrim santrallerinde olduğu gibi buhar üretmek için kullanılmaktadır. Meydana gelen buhar önce türbinleri döndürmekte kullanılırken daha sonra buhar türbinine aynı eksenle bağlı olan jeneratörün dönmesiyle elektrik üretilmiş olur. Nükleer reaktörlerde yakıt olarak genellikle uranyum, plütonyum veya bunların karışımı kullanılmaktadır. Uranyumlar, küçük peletler (çapı yaklaşık 1 cm ve boyu 2-3 cm olan ve siyah seramik madde de denilen tabletler) halindedir ve bunlardan yüzlercesi metal bir zarf içine yerleştirilerek yakıt çubuklarını oluşturur. Bu yakıt çubuklarının 200 kadarı bir araya gelerek yakıt elemanını, 180 kadar yakıt elemanı da bir araya gelerek reaktörün kalbini oluşturur ve bunlar silindirik bir kap içine yerleştirilmiştir [4].

Zincirleme fisyon reaksiyonlarının devamı için nötron popülasyonunun belirli bir değer altına düşmemesi gerekmektedir. Başka bir ifadeyle, fisyonun başrol oyuncusu olan nötron ortamdan uzaklaşırsa, fisyonun devamı tehlikeye girecek ve hatta zincir reaksiyonun durmasına neden olacaktır. Bu nedenle nükleer reaktörlerde herhangi bir andaki nötron popülasyonu, reaktörün çalışma düzenini anlatmakta kullanılan en önemli parametrelerden birisidir. Bir jenerasyondaki (kuşak) fisyon nötronları sayısının bir önceki jenerasyondaki fisyon nötronları sayısına oranına

çoğalma faktörü (k) adı verilmektedir. Buna göre, reaktörde meydana gelen fisyon sayısı zamanla azalıyor, her jenerasyonda oluşan nötron sayısı bir önceki jenerasyondaki nötron sayısından daha az demektir. Dolayısıyla, her defasında oluşan daha az nötron, daha az fisyon neden olacak ve daha az enerji açığa çıkacaktır. Bu da reaktörün ürettiği enerjinin düştüğü anlamına gelmektedir. Böyle bir reaktörün çoğalma faktörü 1'den küçüktür; $k < 1$. Böyle durumdaki bir reaktöre subkritik (kritik altı) denir. Bunun tam tersi bir durumda ise, çoğalma faktörü 1'den büyükse; $k > 1$, reaktördeki nötron sayısı ve dolayısıyla fisyon sayısı zamanla artıyor demektir. Bu durumdaki bir reaktöre de süperkritik (kritik üstü) denir. Süperkritik bir reaktör tedbir alınmazsa, yani nötron sayısına müdahale edilip düşürülmezse, 1 dakikadan az sayılabilecek bir sürede yakıt elemanları zarar görecektir ve hatta erime meydana gelecektir. Bir reaktörde olası en tehlikeli kaza senaryosu, yakıt çubuklarının erimesi ve neticesinde reaktör basınç kabının da erime veya çatlama gibi sonuçlarla zarar görmesidir. Böyle bir durumda, fisyon sonrasında açığa çıkan ve yüksek derecede radyoaktif olan fisyon ürünlerinin, nötronların ve gama ışınlarının havaya, suya ve toprağa karışması sonucunda canlı ölümlerine ve hastalıklara neden olacaktır. Burada geçen bütün bu nedenlerden dolayı süperkritik durum, bir reaktörde hiç istenmeyen bir durumdur. Bir reaktörün en çok istenen durumu kritik olmasıdır. Kritik bir reaktörde çoğalma faktörü 1'e eşittir; $k = 1$. Bir reaktörün kritik olması, ürettiği enerji miktarı ne olursa olsun, o reaktörün sabit enerji ürettiğini yani gücün sabit bir değerde olduğu anlamına gelir. Başka bir ifadeyle, bir jenerasyonda üretilen nötron sayısının bir önceki jenerasyondaki nötron sayısına eşittir demektir. Reaktördeki nötron sayısının korunması, fisyon sayısının da korunması ve böylece reaktörün tamamen kontrol altında olduğuna işarettir.

Bir reaktörün kritik durumda kalması kontrol çubukları ile sağlanmaktadır. Kontrol çubukları nötron absorpsiyon tesir kesiti yüksek olan bor (B), kadmiyum (Cd), hafniyum (Hf) veya gümüş (Ag) alaşımlarından yapılır. Bu çubukların üç temel görevi vardır. Bunların ilki; reaktör ilk çalışmaya başlatıldığı zaman çubuklar reaktörden tamamen çekilmelidir. Çünkü reaktörün ilk çalışması esnasında zincir reaksiyonun oluşması için her nötrona ihtiyaç vardır. Bu nedenle ilk çalışma anında herhangi bir sebeple nötron sayısının azalması istenmeyen bir durumdur. İkincisi ise, zincir reaksiyonun belirli süre sonra sağlanmasından sonra reaktörün belirli bir güç

seviyesine ulaşması beklenmektedir. Ancak diğer fosil yakıtlı santrallerde ve hidrolik santrallerde olduğu gibi nükleer santrallerde de sadece ihtiyaç duyulan miktarda enerji üretilmesi için santrale müdahale edilmelidir. Reaktörün istenil güç seviyesinde çalışmasını sağlamak için de kontrol çubukları kullanılır. Yüksek güçte çalışan bir reaktörün gücü düşürülmek istendiği zaman kontrol çubukları kademeli olarak daldırılır ve istenilen seviyeye gelindiğinde sabitlenir. Benzer şekilde, düşük güçte çalışan bir reaktörün güç seviyesinin arttırılması istendiğinde, kontrol çubukları sistemden kademeli olarak çıkarılır ve yine istenilen güç seviyesine ulaşıldığında sabitlenirler. Kontrol çubuklarının üçüncü görevi ise, güç düzeyinin kontrol edilemeyecek derecede istenmeyen şekilde artması veya reaktörün bakım ya da yakıt yüklemesi yapmak için durdurulması istenen durumlarda kontrol çubukları serbest düşmeye bırakılır ve reaktörün tamamen durması sağlanır [3].

Kontrol çubuklarının reaktör içine sokulup çıkarılması çok çabuk yapılabilmelidir. Çünkü reaktörün süperkritik hale gelmesi çok kısa sürede gelişir. Zincir reaksiyonunda oluşan orta ağırlıklı ürün elementlerin hemen hepsi radyoaktiftir ve bunlar kararlı hale gelmek için bozunum yaparlar. Fisyon ürünü çekirdeklerin yaptıkları bazı bozunumlarda 0,2 saniye ile 55 saniye arasında değişen sürelerde bir nötron yayınlırlar. Fisyondan daha sonra yayımlanan bu nötronlara gecikmiş nötron, bu nötronları yayan fisyon ürünü çekirdeklere de gecikmiş nötron habercisi denir. Gecikmiş nötronlar, fisyonda açığa çıkan toplam nötronların yaklaşık % 1'i kadardır. Ancak, bu miktarın az olmasına rağmen, bunlar zincir reaksiyonun devamının sağlanması ve reaktörün özellikle kapatılma anındaki kontrolü için hayati önem taşırlar.

Nükleer reaktörler, sadece bir kritiklik şartı sağlayacak şekilde kontrol edilirler. Bu durumda, devam eden reaksiyon gecikmiş nötronlara bağlıdır yani yakıt kütlesi kontrolden çıkmadan önce bir dakikadan kısa bir süre vardır. Mikro saniye ile karşılaştırıldığında bir dakikadan kısa bir süre oldukça uzun zamandır ve böylece zincir reaksiyonunu durdurmak için kontrol çubuklarını kalp içine indirmeye yetecek zaman kazanılmıştır. Bundan dolayı, bir nükleer reaktörde kendiliğinden güvenlik faktörlerinden biri, belki de en önemlisi, onun gecikmiş nötronlara olan bağımlılığıdır [4].

U-235 en kolay düşük hızlı yani termal (yavaş, ısı) nötronlarla bombardıman edilirse fisyonu uğrar. Termal nötronlar, oda sıcaklığındaki moleküllerin hızlarına yakın hızda hareket eden nötronlar olup bunların enerjisi oda sıcaklığındaki moleküllerin enerjisine benzerdir (yaklaşık 0,025 eV). U-235 çekirdeğinin fisyonu sonucu açığa çıkan yeni nötronlar başlangıçta çok hızlıdır. Ancak, hızlı nötronlar eğer U-235 atomuna yönelirse, U-235'in hızlı nötronlarla fisyon yapma tesiri düşük olduğundan, çekirdek fisyon yapmak yerine bir gama yayınlayıp ardından U-236 gibi başka bir çekirdeğe dönüşmeyi tercih edebilecektir. Bu, nötronun kaybedilmesi anlamına gelir ki, daha sonra reaktörün durmasına (shut down) kadar gidebilecek bir durumdur. U-235'in yavaş nötronlarla fisyon yapma olasılığı yaklaşık % 80 civarındadır. Öyleyse, herhangi bir fisyon açığa çıkan yeni nötronlar hızlı yani yüksek kinetik enerjiye sahip olduklarından, bunların fisyon zincirini devam ettirebilmeleri için yavaşlatılmaları gereklidir. Böyle reaktörlerde nötronları yavaşlatmak için kullanılan materyal atomları ile nötronlar çarpışmalar yaparak sahip oldukları kinetik enerjiyi bu atomlara yani ortama aktarırlar. Böylece hızlı nötronlar enerjilerinin büyük bir kısmını kaybetmiş olurlar ve yavaşlarlar. Bu süreçte nötronları yavaşlatmak için kullanılan materyale moderatör yani yavaşlatıcı adı verilir. Nükleer reaktörlerde moderatör olarak genellikle hafif su (H_2O), ağır su (D_2O), grafit (karbon) ve berilyumoksit (BeO) kullanılır. Bu materyallerin hepsinin ortak özelliği, nötron yutma tesir kesitlerinin büyük olmasıdır. Yakıt ve kontrol çubukları reaktörde moderatöre gömülmüş şekilde yerleştirilmiştir.

U-235 veya Pu-239 gibi fisil materyalleri yakıt olarak kullanan reaktörlerde bu materyallerin fisyonu için gerekli olan termal nötronlara ihtiyaç vardır. Bu tür reaktörlere ısı ürettiği için değil, termal nötronlar kullanıldığı için termal reaktörler veya yavaş reaktörler adı verilir. Yakıt olarak U-238 veya Pu-242 gibi fertil materyalleri yakıt olarak kullanan reaktörlerde fisyonun gerçekleşmesi için fertil materyale yönelen nötronun bir miktar (bu miktar U-238 için en az 0,6 MeV'dir) kinetik enerjiye sahip olması gerekmektedir. Bu nedenle böyle hızlı nötronların kullanıldığı reaktörlere hızlı reaktörler adı verilmektedir.

Nükleer güç santrallerinde ve diğer fosil yakıtlı santrallerde ilk adımda üretilen ısının kalpten uzaklaştırılması gerekmektedir. Bu yapılmazsa, önce reaktör kalbi daha sonra da basınç kabı zarar görecektir ve yüksek miktarda radyoaktif madde doğaya

salınacaktır. Reaktör kalbindeki ısının uzaklaştırılması için bütün reaktör türlerinde sıvı veya gaz haldeki bir soğutucunun bulunması gerekir. Batı ülkelerindeki reaktörlerin hemen hepsinde yavaşlatıcı (moderatör) olarak su veya ağır su kullanılır. Bu su, hem yavaşlatıcı hem de soğutucu görevi görür. Sodyum gibi bir sıvı metal de soğutucu olarak kullanılabilir. Gaz soğutucu olarak ise genellikle CO₂ veya helyum kullanılmaktadır.

Dünyadaki reaktör türlerine bakıldığı zaman, bu reaktörlerin, kullanım amaçlarına, nötron enerjisine, yakıtına, moderatör ve soğutucusuna göre sınıflandırılacağı görülmektedir. Ancak bu reaktör türleri içinde yaklaşık % 60'lık bir oranla en yaygın olarak kullanılan reaktör basınçlı su reaktörü (PWR)'dir. Bu reaktörlerde soğutucu ve moderatör görevi gören su yüksek basınç altındadır. PWR'lerde soğutma suyu yaklaşık 150 atmosfer (15 MPa) basıncında yani çok yüksek bir basınç altındadır. Bu yüksek basınç altında su 315°C'ye (= 600°F) kadar kaynamadan sıcak su halinde kalır, zaten reaktör kalbindeki sıcaklık ancak bu kadar yükselir ve soğutma suyu buharlaşmadan, daima sıvı haldedir. Yüksek sıcaklık ve basınç altındaki bu su bir ısı değiştiricisinin (buhar üretici, eşanjör) borularından geçerken bu boruları çok sıcak hale getirir. Isı değiştiricisinde bu boruların dışından geçen normal basınçtaki ikinci devre suyu boruların sıcaklığı ile buharlaşır. Bu buhar türbinleri döndürür ve jeneratörlerde elektrik enerjisi meydana getirir. Türbinlerden geçmiş buhar ısıyı kaybeder. Bu soğumuş buhar başka bir ısı değiştiricisi olan yoğuşturucuya (kondenser) gider. Bu ısı değiştiricisinde üçüncü bir soğutma suyu dolaşır. Üçüncü soğutma suyu ısınmış hale gelir, bu ısınmış üçüncü soğutma suyu ya soğutma kulelerine giderek ya da nehir veya göl sularına gönderilerek soğutulur ve soğutulmuş su tekrar sisteme döner.

Reaktörün kalbi, 25 cm kalınlığındaki çelikten basınç kabı çepeçevre sarar. Basınç kabı, kontrol çubuğu mekanizması ve tehlike durumu kalp soğutma sistemi de dahil olmak üzere 2,5 m kadar kalınlığındaki betonarme radyasyon zırhı içine alınmıştır. Bunların hepsi ayrıca yaklaşık 1 m kalınlığında betonarme koruma binası içindedir. Bu binanın iç kısmı da 10 cm kalınlığında çelik astarla kaplanmış içinde basınç kabı ve dışındaki betonarme zırha ek olarak basınçlı su sisteminin bütün bileşenleri ve ısı değiştiricisi de yer alır. Türbin, yoğuşturucu ve jeneratör başka bir bina içindedir.

2014 yılı itibariyle, dünyada 439 nükleer güç reaktörü var iken, 66 adet de inşa halinde nükleer güç reaktörü vardır. Bu nükleer güç santralleri çeşitli olmakla beraber basınçlı su reaktörleri, kaynar sulu reaktörler, basınçlı ağır sulu reaktörler, gaz soğutmalı reaktörler, hafif su soğutmalı grafit moderatörlü reaktörler ve hızlı üretken reaktörler en yaygın kullanılan reaktör türleridir. Dünyadaki mevcut nükleer güç reaktörlerinin % 60'ı PWR (basınçlı su reaktörü), % 20'si BWR (kaynar sulu reaktör), % 7'si de PHWR (basınçlı ağır su reaktörü) olup geriye kalanların büyük kısmı GCR (gaz soğutmalı reaktörler) ve LWGR'dir (hafif sulu grafit moderatörlü reaktörler). Çok az sayıda da hızlı üretken reaktör mevcuttur.

Kaynar sulu reaktörlerde (BWR) soğutma devresi tektir. Bu tür reaktörlerde soğutucu su reaktörün içinde buharlaştığından ısı değiştiricilerine gerek yoktur. Reaktör basınç kabı içinde oluşturulan buhar pompalar yardımıyla doğrudan türbinlere gönderilir. BWR'lerde tek çevrim olduğundan türbinleri dolaşan buhar çok az da olsa radyoaktiftir. Bu nedenle işletme esnasında türbinlere girilmez. BWR'lerde basınç kabı içindeki basınç, PWR'dekinin yarısı kadar yani 75 atmosfer civarındadır. Düşük basınç altında çalışmaları, dolayısıyla da malzemelerdeki yorgunluk ve gerginlik etkilerinin en aza indirilmiş olması ve ısı değiştiricilerine ihtiyaç duyulmaması BWR'lerin en önemli avantajlarıdır. Ancak, reaktör basınç kabı içinde buhar üretilmesi ve bu buharın türbinlere doğrudan iletilmesi BWR'lerin güvenlik açısından dezavantajlarıdır. Çünkü reaktör içinde buhar üretilmesi, en sık karşılaşılan reaktör kazalarından olan soğutucu suyunun eksilmesi kazasına (LOCA) sebep olabilmektedir. Ayrıca, tek çevrimli olmasından dolayı, reaktördeki radyoaktif buharın türbinlere direkt temas etmesi türbinlerin yalıtımında ayrıca güvenlik önlemlerinin alınmasını gerektirmektedir. Bu nedenlerden dolayı genellikle PWR'ler BWR'lerden daha güvenli reaktörlerdir. Bu iki reaktör tipi dünyadaki mevcut reaktörlerin yaklaşık % 80'ini oluşturduğundan bunlar hakkında çok fazla deneyim birikimi vardır.

PWR ve BWR tipi reaktörlerde zenginleştirilmiş uranyum yakıt kullanılırken, doğal uranyum yakıtın kullanıldığı reaktörler de vardır. Bunlar arasında en yaygın kullanılanlardan bir tanesi gaz soğutmalı (GCR) reaktör diğeri ise basınçlı ağır su reaktörleri (PHWR)'dir. Gaz soğutmalı reaktörlerde yakıt olarak metal doğal uranyum, moderatör olarak grafit ve soğutucu olarak da CO₂ veya helyum gazı

kullanılır. Zarflanmış metal uranyum, grafit bloku içerisindeki kanallara gömülmüştür ve kanal çevresindeki boşluklardan geçen CO₂ gazı kalbin soğumasını sağlar ve ısınmış CO₂ gazları ısı değiştiricilerindeki suyu ısıtarak türbinlere gerekli olan buharı üretir. Bu tip reaktörler İngiltere ve Fransa'da inşa edilmişse de hacimleri büyük ve ekonomik olmadıklarından 1970'den sonra terk edilmiştir.

Basınçlı ağır su reaktörlerinde (PHWR) yakıt doğal uranyum, (uranyum dioksit-UO₂) moderatör ve soğutucu da ağır sudur. Yavaşlatıcı olan ağır su basınç altında olmayıp "kalandria" adı verilen bir tank içindedir. Soğutucu ağır su ise basınç altında olup borular içinde dolaşır. Bu tip reaktörlerde soğutucunun basınç altında olmasından dolayı, basınçlı ağır su reaktörü adı verilmektedir.

Hafif su soğutmalı grafit moderatörlü reaktörlerin (LWGR) hemen hepsi eski Sovyetler Birliğinde olup reaktör tipinin adından da anlaşıldığı gibi hafif su ile soğutulmakta, nötronlar grafitle yavaşlatılmaktadır. Chernobyl nükleer santralının 4 ünitesi de bu tipden olup 4. ünite de kaza olmuştur. Halen Rusya, Litvanya ve Ukrayna'da mevcut 6 nükleer santralde toplam 19 reaktör LWGR tipindedir. Bunların hemen hepsinin denetimleri ve bakımları uluslararası kuruluşların mali ve teknik yardımıyla yapılmaktadır. Bu reaktörlerin Rusça'daki adı RBMK olup, bu isim Rusça'daki heterojen su grafit kanallı sözcüklerinin baş harflerinden oluşmuştur.

Reaktörlerin sınıflandırılma alanlarından bir tanesi de kullanım amaçlarıdır. Buna göre sağlık, askeri ve sanayi sektörü gibi alanlarda ihtiyaç duyulan izotopların üretilmesi için tasarlanan reaktörlere üretken reaktör adı verilmektedir. Hatta 1960'li yıllarda kurulan reaktörlerin önemli bir kısmı, nükleer silah teknolojisinde kullanılan başta plütonyum olmak üzere izotop üretimi için kurulmuşlardır. Bu tip reaktörler, harcadığından daha fazla yakıt üreten özel reaktörlerdir. PWR ve BWR gibi zenginleştirilmiş uranyum kullanılan termal reaktörlerde, yakıtın yaklaşık % 3'ü U-235, % 97'si ise U-238'den oluşmaktadır. U-235'in fisyonundan açığa çıkan nötronlardan bazılarının yakıtta yüksek oranda bulunan U-238 tarafından soğurulması kaçınılmazdır. Ancak bu nötronların enerjisi U-238'i fisyon kritik enerjisinden daha düşük ise, U-238 gelen nötronu soğurup, sırasıyla önce 23,5 dakika

sonra bir beta ışıması yapıp neptünyuma, daha sonra ise 2,35 gün sonra yine bir beta ışıması yapıp başka bir izotop olan plütonyuma dönüşecektir.



Reaksiyon sonunda meydana gelen Pu-239, fisyon yapabilen (fisol) bir çekirdek olduğundan nükleer güç santrallerinde, daha önemlisi nükleer bomba için tercih edilen bir yakıttır. Bir reaktörün zenginleştirilmiş yakıtındaki U-235 miktarı kullanıldıktan sonra % 3'den % 1'e inerken, yakıttaki U-238 miktarının % 1'i de Pu-239'a dönüşür. Bu süreçler sonunda yeterli miktarda Pu-239 izotopu elde edilince, bu yakıt reaktörün kalbine yerleştirilip, kalbin etrafına ise onu saracak şekilde U-238 ile sarılarak üretken reaktör yapılabilir. Plütonyumun fisyonundan çıkan nötrondan birisi fisyon zincir reaksiyonunun devamı için yine plütonyumun fisyonuna harcanırken diğerleri yakıtı saran ve battaniye veya manto denilen U-238 tarafından soğurulur ve böylece bu uranyum, plütonyuma dönüşmektedir. Sonuçta plütonyum yakıtlı bir reaktörde bir yandan fisyon ile elektrik üretimi yapılırken öte yandan reaktörün yakıtı plütonyumdan daha fazlası üretilmekte, dolayısıyla bu reaktör U-238 yakıyor gibi görünmektedir. U-238'den plütonyumun üretimi, U-235'in fisyonundan çıkan hızlı nötronlarla olursa buna hızlı nötron kullandığından dolayı hızlı üretken reaktör (FBR) adı verilir ve bu reaktörlerde yavaşlatıcıya gerek yoktur.

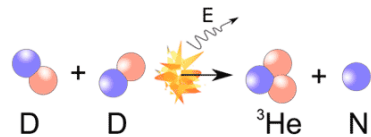
Doğadaki U-238 miktarının U-235 miktarından 100 kat daha fazla olması, üretken reaktörler için 10.000 yıldan fazla yetecek yakıtın var olduğunu göstermektedir. Üretken reaktörlerin kurulumunu oldukça pahalı olmasına rağmen, bu maliyetten, uranyum madeninin işlenmesi ve zenginleştirilmesi masrafları düşülürse, maliyet diğer nükleer güç santrali fiyatlarıyla rekabet edebilir hale gelmektedir. Üretken reaktörlerin bir başka avantajı da, tesisin ömrünün 100 yıla yakın olmasıdır. Alışılmış diğer nükleer güç tesislerinin ömrü ise yaklaşık 50 yıl civarındadır. Bu sürenin uzun olması, üretken reaktörlerin söküm işlerinden doğacak radyoaktif atıkların da az olması anlamına gelmektedir. Bu nedenle üretken reaktörlere, geleceğin en etkili reaktörlerinden biri olarak bakılmaktadır [4].

1950'lerde başlayan nükleer reaktör tasarımları, bugüne gelinceye kadar özellikle güvenlik sistemleri açısından önemli değişiklikler geçirmiştir. 1950-1965 yılları

arasında yapılan reaktörler daha çok prototip özelliğinde olup, I. nesil reaktörler adını almaktadırlar. 1965-1995 yılları arasında yapılan II. nesil reaktörler ise bugün dünyada kullanılmakta olan reaktörlerin büyük çoğunluğunu oluşturmakta ve sonraki reaktör teknolojisine liderlik yapmaktadırlar. Özellikle 1986 yılındaki Chernobyl kazasından sonra 1995-2010 yılları arasında tasarlanan III. nesil reaktörler güvenlik önlemleri açısından II. Nesil reaktörlerin geliştirilmesine neden olmuştur. Ancak son olarak, 2011 yılında kaza olan Fukushima'daki Daichi santrali II. Nesil bir reaktördür. 2010 yılından sonra ise dünyada, III. nesil + olarak adlandırılan ve hem güvenlik hem de teknolojik olarak III. nesil reaktörlerin çok daha fazla geliştirilmiş modelleri kurulmaya başlanmıştır. Reaktör teknolojisinde bugün gelinen nokta itibariyle, bundan sonraki nükleer reaktörlerin, yakıt ekonomisi, kurulum maliyeti, güvenlik, atık sorunu, nükleer silah malzemesi üretimine direnci gibi konularda yepyeni teknolojiler geliştirilerek 2030 yılı sonrası ticarileşecek şekilde tasarlanması ve böylece IV. Nesil reaktörlerin daha çevreci, daha güvenli ve daha ekonomik olması hedeflenmektedir.

1.4.2 Nükleer Füzyon

Nükleer füzyon olayı, bir önceki bölümde verilen nükleer fisyon olayından oldukça farklıdır. Nükleer fisyon, periyodik cetvelin sonundaki en ağır doğal element olan uranyumun nötronlarla bombardımanı sonucu orta ağırlıkta iki elemente bölünmesi olayı iken, nükleer füzyon, periyodik cetvelin en başındaki hafif element olan hidrojenin, iki izotopunun birleşerek daha ağır bir element ve beraberinde nötron meydana gelmesi olayıdır.



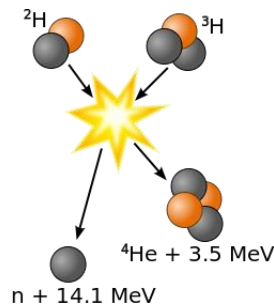
Şekil 1.3. Döteryum-Döteryum füzyonu

Füzyonda iki hidrojen atomu kaynaşarak yeni bir atom meydana getirir. Bu olay son derece yüksek sıcaklıklarda oluşur. Füzyon olayı için gereken sıcaklık 100 milyon °C'dir. Bu sıcaklıkta iki hidrojen atomu kaynaşarak helyum atomunu oluşturur. Nükleer fisyonunda olduğu gibi bu olayda da küçük bir kütlenin enerjiye dönüşmesi

söz konusudur. Enerji, yüksek enerjili nötronlar ve gamalar şeklindedir. Füzyonun fisyonun farkı, zincir reaksiyonu olmamasıdır. Yani reaksiyondan çıkan nötronlar başka füzyon olaylarına sebep olmazlar. Füzyon olayı çok yüksek sıcaklıkta meydana gelmesinden dolayı füzyon olayına termo-nükleer reaksiyon da denir. Bu yüksek ısı gereksinimi sebebiyle termo-nükleer reaksiyon oldukça zordur. Güneş ve yıldızlarda doğal olarak meydana gelir. Yapay olarak da, hidrojen bombası denen, füzyon bombasında oluşur ki hidrojen bombasında, bu ısı fisyon bombasıyla sağlanır. Yani füzyon bombası, fisyon bombasıyla ateşlenir. Füzyon bombasında, fisyon bombası tetikleme görevi görür.

Şekil 1.2'deki füzyon reaksiyonunda; atom ağırlığı 2 olan hidrojen kullanılmıştır. Hidrojenin bir proton ve bir nötronu olan izotopuna döteryum (D = H-2) adı verilir ve iki döteryum birleşerek yine hafif bir element olan helyumu (He-3) meydana getirmiştir. Ayrıca iki döteryum bir oksijenle birleşerek D₂O yani ağır suyu meydana getirir. Doğal sudaki hidrojenin % 0,02'si döteryumdur. Bu orandaki ağır su, mevcut fisyon reaktörlerinde yavaşlatıcı ve soğutucu olarak kullanılabilir.

Hidrojenin bir proton ve iki nötrondan oluşan izotopunu olan trityum da füzyon olayında kullanılmakta ve trityum nükleer reaktörlerde üretilmektedir. Normal hidrojenin füzyon bombası yapmak son derece güç olduğundan füzyonda trityum ve döteryum kullanılmaktadır. Gerçekte de uygulama hidrojenin bu iki izotopunun birleşmesi şeklindedir.



Şekil 1.4. Döteryum-Trityum füzyonu

Trityum gaz halinde olduğundan, füzyon bombasında trityum gazı yerini Lityum'dan trityum üretme yolu tercih edilmektedir. Fisyon bombasının nötronu lityumu, helyum

ve trityuma çevirmektedir. Böylece ortama yerleştirilmiş döteryuma trityum ilave edilmiş olur.

Güneşteki yüksek sıcaklığın sebebi, devamlı olarak meydana gelen füzyon reaksiyonudur. Güneşte bu olay beş milyar yıla yakın bir süredir devamlı oluşmaktadır. Güneş evrendeki diğer yıldızlar gibi hidrojenden yapılmıştır. Bu hidrojen atomları füzyonla helyuma dönüşmektedir.

Yapay nükleer füzyon enerjisi üretimi henüz laboratuvar deneyleri safhasındadır ve füzyon reaktörü geliştirmek için laboratuvar çalışmaları devam etmektedir. Füzyon reaktörlerinin, elektrik üretiminde kullanılacak en temiz ve en güvenilir kaynak olacağı düşünülmektedir. Ayrıca bu reaktörün yakıtı olan döteryum okyanuslarda bol miktarda mevcuttur. Ancak, bugüne kadarki teknolojik ilerlemeler henüz füzyon reaktörlerinin ticari anlamda elektrik üretime geçmesine olanak sağlamamaktadır. Dünyada ABD, Fransa ve Japonya gibi nükleer teknolojinin gelişmesine liderlik yapan on kadar ülke birleşerek, Tokamak ve Iter gibi füzyon reaktörleri projeleri başlatmışlar, ancak birleşme reaksiyonları sonucu açığa çıkacak enerjinin kontrolü konusunda ve güvenlik konusunda kesin sonuçlara ulaşılamamıştır.

Buraya kadarki bölüm dikkatle incelendiğinde, bir nükleer reaktörün çalışmasındaki en önemli faktörün fisyonun birinci derecede sorumlu olan nötronun reaktör içindeki dağılımı ve davranışları olduğu söylenebilir. Başka bir ifadeyle, reaktörün istenilen şekilde çalışmasının sağlanması, sürdürülmesi ve durdurulması için nötron dağılımının kontrol altında tutulması gerekmektedir. Bir nükleer reaktördeki nötronların reaktör içindeki dağılımlarını ve etkileşimlerini veren denkleme nötron transport veya balans denklemini denilmektedir. Bu denklem, reaktör içindeki nötronların sayısının korunumunu anlatan bir denklemdir. Ayrıca transport denklemi sadece nötron transportunu değil, herhangi bir ortamdaki parçacık transportu, ışık transportu, termal transfer gibi fen ve mühendisliğin birçok alanındaki problemleri de içermektedir.

Bir integro-diferansiyel denklem olan transport denkleminin bugüne kadar analitik bir çözümü yapılamamıştır. Bu nedenle denklem, çeşitli geometrilere bazı koşullar altında basitleştirilmiş ve daha sonra analitik ve nümerik olarak çözümü için birçok yöntemler geliştirilmiştir. Kritiklik, albedo, skaler akı ve Milne problemi gibi fiziksel

problemler, transport teorisinde farklı geometrilerde çözümünü için uğraşılan birkaç problemidir.

Nötronlar reaktör içinde radyoaktif olan ve olmayan çekirdeklerle reaksiyonlar yaparlar ve bunun sonucu olarak rastgele dağılırlar. Reaktörün herhangi bir noktasında açığa çıkan nötronlar başka bir anda reaktörün farklı bir noktasında enerjileri değişmiş olarak bulunurlar. Nötronlar reaktör içinde yer değiştirmişlerdir ve nötronların reaktör içindeki bu hareketinin incelenmesine “Nötron transport teorisi” denir. Bu nötronların davranışını gösteren denkleme ise “Nötron transport denklemi” veya “Boltzmann denklemi” denir.

Reaktör içinde zincirleme reaksiyonlar sonucu açığa çıkan nötron sayısı sabit kalıyorsa, reaktör “kritik” durumdadır. Bu durumda, zincirleme fisyon reaksiyonları sonucu ortaya çıkan yeni nötronların sayısı yutulma veya saçılmalarla kaybolan nötronların sayısına eşittir. Nükleer reaktörlerin güvenli bir şekilde çalışmaları için genellikle kritik durumda tutulması istenir. Zincirleme fisyon reaksiyonları sonucu bir oluşumdaki nötron sayısı önceki oluşumlara oranla azalıyorsa, reaktör “kritik altı” , artıyorsa “kritik üstü” durumda denir. Kritik altı durumdaki bir reaktörde nötron sayısı sürekli azaldığından buna paralel olarak fisyon sayısı ve üretilen enerji de sürekli azalacaktır. Dolayısıyla kritik altı durum sönümlü olduğundan reaktörün güvenliği için tehlike oluşturmamaktadır. Bunun tersi olarak, kritik üstü durumdaki bir reaktörde ise, nötron sayısı sürekli arttığından fisyon sayısı ve açığa çıkan enerji de hızla artacaktır. Buna göre kritik üstü durumdaki bir reaktöre müdahale edilmez ve reaktör kontrol altına alınamazsa, açığa çıkan fazla ısı reaktörün kalbinin erimesine neden olur ve çevreye radyasyon yayılmasına neden olabilir.

Nükleer reaktörlerde nötronlar kontrol altında tutulması gereken en önemli parçacıklardır ve reaktör içinde nötronların dağılımını nötron transport denklemi incelediğinden reaktör dizaynı ve çalışmasında önemli bir yere sahiptir. Nötron transport teorisi reaksiyon sonuçlarına uyan yasalarla başlar ve nötronların uzaysal, açısal ve enerjiye bağlı dağılımını inceleyen istatistiksel bir problem olarak düşünülür. Başka bir ifadeyle transport denklemi, nötronun davranışını konuma, açığa, zamana ve hıza bağlı olarak incelemektedir.

Nötronların tamamının aynı hıza sahip olduğu yaklaşıma tek-grup (one-group) yaklaşımı denir. Enerji değiştirdikleri varsayılırsa bu enerjiler belli aralıklara bölünür ve buna da çok-grup (multi-group) yaklaşımı denir. Nötron transport denklemi nümerik, analitik ya da yarı analitik olmak üzere üç farklı yöntemle çözülebilir. İntegro-diferansiyel Boltzmann denklemi (hem integral hem de diferansiyel terimler içerdiğinden dolayı bu isim verilmiştir) olarak adlandırılan transport denkleminin ilk yaklaşım Case yöntemidir [5]. Bu yöntem kısmi diferansiyel denklemlerin değişkenlerine ayırma yöntemi ile çözülmesi mantığına dayanmaktadır. Case yöntemi nötron transport denkleminin dilim (düzlem) geometride yapılmış ilk analitik çözüm yaklaşımıdır. Nötron transport denkleminin çözümü için kullanılan yaklaşımlardan bir diğeri Fourier dönüşümü yöntemidir ve bu yaklaşım çok gruplu yani farklı hızlara sahip problemlerde de kullanılabilir.

P_N yönteminde küresel harmonikler, akının açısız veya doğrusal bağımlılığı bir fonksiyon setine, bir polinom serisi olarak açılmaktadır. Bu yöntemle düzlem veya küresel geometride genellikle Legendre polinomları tercih edilmektedir. Bu yöntem transport teorisinde önemli bir yere sahiptir.

Reaktör fiziğinin bazı alanlarında faydalı olduğu ispatlanan Monte Carlo yöntemi [6], transport denkleminin çözümünde kullanılan nümerik bir yöntemdir. Nötron transport teorisinde Monte Carlo tekniklerinin uygulanabilirliği makroskopik tesir kesiti (σ_S)'nin bir nötronun birim uzunlukta etkileşme yapma olasılığını göstermesi gerçeğinden kaynaklanmaktadır. Dolayısıyla Monte Carlo yönteminde, her bir nötron birbirini takip eden reaksiyonlar sonucunda bir nötron seti oluşturmaktadır. Reaksiyon noktalarının yerleri ve bu reaksiyonların sonuçları, yani çıkan nötronların enerji ve doğrultuları rastgele sayılar setiyle olasılık olarak tespit edilmektedir. Monte Carlo tekniği daha çok diğer yöntemlerin uygulanmasında zorluklar yaşanan karmaşık geometrilerde kullanışlıdır. Bütün bu yöntemlere ek olarak, transport denkleminin çözümünde varyasyon yöntemi de kullanılmaktadır [7]. Lineer transport denklemi farklı geometrilerde çeşitli durumlar için çözüldükten sonra kritiklik, albedo, extrapolasyon mesafesi gibi fiziksel problemlerin hesaplamaları yapılabilmektedir. Daha önce yapılan çalışmalarda [8], dilim geometride bazı fiziksel parametreler hesaplandığından, silindirik ve küresel geometrilerde de transport denkleminin çözümü yapılırsa bu parametreler hesaplanabilir. Transport denkleminin

bütün fiziksel parametrelerin gerçek değerlerine en yakın şekilde çözülebilmesi için gerçek geometrisine en uygun geometrinin seçilmesi gerekmektedir.

Bu çalışmada, dilim geometride ileri-geri ve izotropik saçılmalı bir ortamdaki nötronlar için kritik kalınlık problemi incelenecektir. Problemin çözümünü kolaylaştırmak için nötronların izotropik yani her yöne eşit olasılıkla saçıldıkları bir ortamda ve hepsinin aynı enerjiye sahip oldukları varsayılacaktır. Ayrıca, transport denkleminin genel ifadesinde var olan ve dolayısıyla nötronların davranışlarına ait gerçek duruma daha uygun olan zamana bağlı transport denklemi incelenecektir. Çözümde ise, daha önceki çalışmalarda denenmiş ve başarılı sonuçların alındığı U_N metodu kullanılacaktır. Bu yöntemde önce, transport denklemindeki açısal nötron akısı metoda adını veren ikinci tip Chebyshev polinomları cinsinden seriye açılmaktadır. Daha sonra ise P_N metoduna benzer şekilde moment denklemleri elde edilecek ve özdeğerler hesaplanacaktır. Sonuçta ise hesaplanan özdeğerler yardımıyla ve Marshak sınır şartları kullanılarak farklı zaman bozunum sabiti, çarpışma parametresi ve ileri ve geri saçılma parametreleri için kritik kalınlıklar hesaplanacaktır. U_N metodunun farklı mertebeden yaklaşımları için bulunan sonuçlar çizelgelerde verilecektir. Yöntemin geçerliliğini göstermek için aynı problemin P_N metoduyla elde edilen sonuçları da çizelgelerde verilecektir.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Nükleer reaktör fiziğinde nötronların reaktör içindeki dağılımlarını ve davranışlarını anlatan transport denklemi, radyoaktif çekirdeklerin bulunduğu sistemlerin çevreleriyle bağlantılarının kesilmesi yani zırhlanmasında, plazma dinamiğinde, radyasyonun ısı veya ışık olarak taşındığı (radiatif transfer) olaylarda, gazların kinetik teorisinde ve fiziğin diğer alanlarında da sık sık düşünülen ve çözümü üzerinde en çok durulan denklemlerden birisidir.

Transport teorisinin çıkış noktası, uzun süre önce ilk olarak gazların kinetik teorisi çalışmaları için kullanılan Boltzmann eşitliğine dayanmaktadır. 1930'larda astrofizikçilerin yıldızlara ait atmosferdeki radyasyon transportu çalışmaları, transport problemlerinin birkaç analitik çözümünün bulunmasına neden olmuştur. 1940'larda II. Dünya Savaşı esnasında nükleer silah yapımı için gerekli fazla miktardaki fisil çekirdek üretiminde kullanılan nükleer zincir reaktörleri ortaya çıkana kadar, nötr parçacık transport problemlerinin çeşitli geometrilerdeki çözümüne yönelim artırmıştır.

Bir integro-diferansiyel denklem olduğundan, transport denkleminin tam yani analitik çözümü bugüne kadar yapılamamıştır. Bu nedenle, denklemin gerçek sistemlerin davranışını mümkün olan en iyi şekilde temsil etmesi için ilk zamanlardan beri yarı analitik ve nümerik olarak çözümü için yöntemler denenmiştir. Ayrıca nümerik yöntemler, sadece transport denkleminin çözümü için değil, fen ve mühendislikteki diğer problemlerin çözümü için de geliştirilmiştir. Özellikle bilgisayar teknolojisinin hızla ilerlemesiyle nümerik yöntemler geliştirilmiştir. Nümerik yöntemler, genel amaçlı bilgisayar kodlarını içermektedir ve bu kodlar daha hızlı ve doğru sonuçlar vermelerinden dolayı transport teoride ve diğer bazı alanlarda geçen problemlerin çözümünde yaygın olarak kullanılmaktadırlar. Ayrıca yeni nükleer teknolojilerde yapılacak yeniliklerin etkilerini önceden daha kesin olarak belirlemek amacıyla da bu kodlardan faydalanılmaktadır.

Transport teorisinin, Boltzmann'ın 1872'deki çalışmaları ile başladığı düşünülmektedir. Bu nedenle, nötron transport denklemine ilk yıllarda Boltzman denklemi adı verilmiştir. Lineer olmayan bir denklem olduğu için çözümü bazı özel durumlar için vardır ve çözümü çok iyi anlayamamıştır. Bu tür denklemler özellikle

gazların kinetik teorisi, kaba bir yaklaşımla radiatif transfer olaylarında ve plazma dinamiği alanlarında ortaya çıkmaktadır. Ancak, hem denklemin hem de çözümünün daha iyi anlaşılabilmesi için bazı yaklaşımlar yapılarak transport denkleminin lineer hale getirilmesi nükleer reaktör teorisi çalışmalarında iyi sonuçlar vermiştir.

Nötron transport denkleminin, kritik kalınlık ve kritik yarıçap hesaplamaları için ilk çözümlerini Davison [9], Legendre polinomlarını kullanarak yapmıştır. Bir integro-diferansiyel denklem olan transport denkleminin başlangıç ve sınır koşulları için tekil özfonksiyonlarının hesaplamalarını Davison ve Wigner önermiş, ancak uygulamasını van Kampen yapmıştır [10].

Bilindiği gibi Legendre polinomları, Jacobi orthogonal polinom ailesinin en iyi bilinen ve en sık kullanılan polinomlarından biridir. Dolayısıyla, transport teorisinde de kullanılmış ve birçok problemin çözümünde doğru sonuçlar alınmıştır. Ancak, Legendre polinomları transport teorisindeki bütün problemlerin çözümünde etkili olamamıştır. Örneğin, anizotropik saçılmalı ortamlarda kritiklik problemi ve ekstrapolasyon mesafesi hesaplamalarında yetersiz olduğu bulunmuştur. Bu nedenle, nötron transport denkleminin Legendre polinomları yerine onunla aynı polinom ailesinden olan Chebyshev polinomları ile çözümü denenmiş ve ilk defa Aspelund [11] ve Conkie [12] birinci tip Chebyshev polinomlarını transport denkleminin çözümünde kullanmışlar ve başarılı sonuçlar elde etmişlerdir. Bu ilk denemenin en önemli etkisi, sadece transport teorisinde değil diğer problemlerde de kullanılabilir ve adına T_N metodu denilecek yeni bir yöntemin literatüre kazandırılmış olmasıdır. Daha sonra Yabushita [13], transport teorisinde yeni denemeye başlanan Chebyshev polinomlarının birinci tipini, durulma (relaxation) sabiti hesaplamaları ve reaktör kritikliği için gerekli şartları belirlemede kullanmıştır. Dahası, bu yeni yöntemle elde ettiği ekstrapolasyon mesafelerini, Legendre polinomları (P_N metodu) yaklaşımından elde ettiği mesafelerle kıyaslamış ve sonuçların uyum içinde olduğunu göstermiştir. Ayrıca Conkie, birinci tip Chebyshev polinomlarını nötron açılma akısının seriye açılmasında kullanarak, soğurmaların olduğu bir ortamda Milne problemini henüz yeni ortaya çıkmış olan T_N metodu ve daha önce bilinen P_N metodunu kullanarak çözmüştür. Bütün bu çalışmaların sonucunda, T_N metodu ile elde edilen sonuçların, hem P_N metodu hem de diğer konvansiyonel metotlardan elde edilen sonuçlarla uyum içinde olduğu görülmüştür.

Böylece, T_N metodunun transport teori ve diğer alanlardaki problemlerin çözümünde kullanılabilir ne kadar etkili bir yöntem olduğu sonucuna varılmıştır.

Transport teorisindeki en önemli problemlerden bir tanesi olan kritik kalınlık hesaplamalarını ilk olarak Mitsis [14] ve Case ve Zweifel [15] yürüterek farklı özdeğerler elde etmişlerdir. Daha sonra Kaper [16], yarı kalınlık hesaplamalarını yapmış ve elde ettiği sonuçları sunmuştur. Sonra, nümerik bir metot olan Chandrasekhar metodu yaklaşımı, transport teorisindeki problemlerin çözümünde kullanılmak üzere sunulmuştur [17]. Kerner [18] ve Kschwendt [19], kritik dilim problemi için c (bir çarpışmadaki ortalama ikincil nötron sayısı) özdeğerlerini hesaplamışlardır. İnönü [20], anizotropik saçılmanın olduğu ortamlarda transport denkleminin çözümü çok zor olduğundan, transport denkleminde yer alan ve saçılma olasılığını anlatan saçılma tesir kesiti yerine şiddetli anizotropik saçılmayı içeren ileri-geri saçılma modelini geliştirmiştir. Bundan sonra yapılan birçok çalışmada, hem İnönü saçılma teorisi hem de daha sonra geliştirilen benzer saçılma kernelleri, özellikle anizotropik saçılmalı ortamlarda, transport denkleminin çözümünde sıkça kullanılmışlardır. Brockmann [17] çalışmasında, nötronların çarpışma olaylarında sahip oldukları enerjilerinin fisyon sonucu saçılmalarına etkilerini açıklamıştır.

Skaler nötron akısı ile ilgili yapılan bir çalışmada, dilimin bölündüğü hücre sayısı azaldıkça yani hücre adımı büyüdükçe, bu hücrelerdeki skaler akılar için negatif değerlerin bulunduğu gösterilmiştir. Yani kaba hücre ağının, fiziksel olarak anlamsız olan negatif hücre akılarının ortaya çıkmasına sebep olduğu belirtilmiştir [5]. Tek boyutlu geometri ve küresel geometride sırasıyla kritik yarı kalınlık ve kritik yarıçap hesaplamaları ile ilgili yapılan çok önemli çalışmada Aranson, Lee ve Dias, Legendre polinomları yaklaşımını kullanarak buldukları değerlerin önceki hesaplamalarla uyumlu olduklarını göstermişlerdir [21, 22]. Bu çalışma sonuçları itibariyle, daha sonra yapılan birçok çalışma için de önemli bir referans değere sahip olmuştur.

Tek boyutlu dilim ve küresel geometride nötron skaler akısı problemi, daha önce bulunan spektral Green fonksiyonları yöntemi (SGF) kullanılarak çözülmüş ve elde edilen sonuçların doğruluğunu ve dolayısıyla da yöntemin geçerliliğini göstermek için aynı problem konvansiyonel bir yöntem olan elmas farklar (DD) yöntemi

kullanılarak da çözülmüştür. Sonlu ve homojen nötron dağılımına sahip bir dilim ve kürede sırasıyla ileri-geri lineer anizotropik saçılma ve ileri-geri izotropik saçılma fonksiyonları kullanılmıştır. Ayrıca küresel geometride çözümü kolaylaştırmak için nötron akısı için makul bir üstel fonksiyon önerilmiş ve küre problemi bir sanki dilim problemine indirgenmiştir. Sonuçta hem dilim hem de küre için elde edilen hücre-kenarı skaler akıları verilmiş ve yöntemin geçerliliği tartışılmıştır [23].

İleri-geri saçılmalı dilim geometride tek-hızlı nötronlar için zaman özdeğerleri ve kritiklik ile ilgili en önemli çalışmalardan bir tanesi Sahni, Sjöstrand ve Garis tarafından yapılmıştır. Vakum sınır şartlarıyla sonsuz bir dilimde tek-hızlı nötronlar için kuvvetli ileri-geri saçılma ile birlikte lineer anizotropik saçılma incelenmiştir. Kritik sistemlerde, farklı dilim kalınlıkları ve anizotropik saçılmanın farklı dereceleri için kritiklik sabitleri hesaplanmıştır. Moderatör içindeki bir nötron alanının bozunumu yani zamanla zayıflaması ayrıca çalışılmıştır. Sonuç olarak, dilimin kalınlığının küçük olması durumunda, bir nötron alanının zaman bozunum sabitinin, kuvvetli ileri ve geri saçılmayla sınırlanan belirli bir değeri geçemedi gözlenmiştir [24].

İleri-geri izotropik saçılma modeli (FBIS model) olarak bilinen saçılma fonksiyonu kullanılarak, transport teorisindeki farklı problemlerin çözümleri için birçok çalışma yapılmıştır. Bir noktaya gelen nötronların yansıyanlarının oranını anlatan albedo problemini de izotropik ve anizotropik saçılmalı ortamlarda incelenmiştir. Transport teorisi için geliştirilen ve Case metodunun (C_N metodu) geliştirilmiş bir şekli olan F_N metodu kullanılarak, dilim geometride farklı saçılma parametreleri için albedo ve iletim faktörleri hesaplanmıştır [25].

Son zamanlarda Tezcan tarafından geliştirilen ve Case yönteminin değişik bir sürümü olan H_N metodu da transport teorisinde kullanılan önemli yöntemlerden birisidir. Bu metot kullanılarak yapılan çalışmada, kritik dilim problemi bir reflektör tarafından çevrelenen dilim için çözülmüştür. Ayrıca bu metodun, daha kısa ve hızlı bir şekilde sonuç elde edilen bir metot olduğu bildirilmiştir [26].

Daha önce elde edilen T_N metodu, moment denklemlerinin ve özdeğerlerin bulunmasında yaşanan matematiksel zorluklardan dolayı yeniden düzenlenmiş ve

izotropik saçılma ile tek-hızlı nötronlar için Mark ve Marshak sınır şartları altında hem yalın hem de yansıtılmalı sonlu dilim için kritik kalınlık problemi çözülmüştür. Bu yeni yöntemin de tutarlılığını göstermek için elde edilen sonuçlar klasik P_N metoduyla elde edilen sonuçlarla kıyaslanmış ve aralarında yakalanan uyum vurgulanmıştır [27]. Ayrıca Aspelund, Conkie ve Yabushita'nın önerdiği ve kullandığı T_N metodunun ilk hali ile yapılan ve özellikle dilim geometride kritik kalınlık problemini inceleyen çalışmalar da mevcuttur. Bu çalışmaların bir kısmında, ileri-geri saçılma ile izotropik ve lineer anizotropik saçılmalı hem yalın hem de yansıtılmalı dilimdeki tek-hızlı nötronlar için kritik kalınlık problemi çözülmüştür. Farklı çarpışma ve anizotropi parametreleri kullanılarak kritik kalınlık için bulunan sonuçlar yine başta P_N metodu olmak üzere diğer konvansiyonel metotlarla elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır [28, 37].

Yeniden düzenlenmiş T_N metodu kullanılan önemli bir diğer çalışmada ise, ileri-geri izotropik saçılmalı bir ortamda kritik kalınlık problemi, Marshak sınır şartları kullanılarak sonlu dilimdeki tek hızlı nötronlar için çalışılmıştır. Sonuçta, bu yenilenmiş yöntem ile hem denklemlerin türetilmesinde karşılaşılan zorlukların aşıldığına hem de kritik dilim kalınlıkları için edilen nümerik sonuçların literatürdeki diğer yöntemlerle elde edilen sonuçlarla uyumluluğuna işaret edilmiştir. Kısacası, yöntemin yakınsaklığı ve elde edilen sonuçların doğruluğu tartışılmıştır [29, 30].

Son yıllarda, Jacobi polinom ailesinin diğer bir üyesi olan ikinci tip Chebyshev polinomları da transport teorisindeki problemlerin çözümünde sıkça kullanılmaya başlanmıştır. Özellikle, birinci tip Chebyshev polinomları kullanılarak elde edilen başarılı sonuçlardan sonra bilim insanları literatüre yeni metotlar kazandırmak adına arayışa girişmiş ve ikinci tip Chebyshev polinomlarını da nötron transport denkleminin çözümünde denemişlerdir. Bu yeni yöntemi (U_N metodu) özellikle dilim geometrideki kritik kalınlık problemine uygulamışlar ve hem izotropik hem de anizotropik saçılmalı ortamlarda tek-hızlı nötronlar için farklı saçılma ve çarpışma parametreleri kullanılarak kritik kalınlıklar hesaplanmıştır. Moment denklemlerinin türetilmesi, özdeğerlerin elde edilmesi ve nümerik sonuçların bulunması aşamalarında yöntemin hem yakınsak hem de kolay yürütülebilir ifadelerle sahip olduğu gösterilmiştir. Kısacası, özellikle son sekiz yıldan beri sıkça denenen bu yeni yöntemin etkinliğine işaret edilmiştir. Bu çalışmaların ilklerinde, U_N metodu

kullanılarak tek-hızlı nötronlar için ileri-geri izotropik ve anizotropik saçılmalı yalın ve yansıtmalı dilimde kritik kalınlık problemi Marshak sınır şartları altında farklı saçılma ve çarpışma parametreleri kullanılarak incelenmiştir. Bu metodun kullanıldığı ilk çalışmalarda, uygulamalar ile ilgili detaylı bilgiler paylaşılmış ve problemlerin çözümünden elde edilen nümerik sonuçlar yine P_N ve diğer konvansiyonel metotlarla elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Sonuç yine etkili, kolay çözümlenebilir denklemler ve uyumlu nümerik sonuçlar olarak yansımıştır [31].

Daha sonraki yıllarda da, transport teorisindeki problemleri çözmeye yönelik etkili yöntem arayışları devam etmiş ve ikinci tip Chebyshev polinomları yönteminin gözden geçirilerek değiştirilmiş sürümü bulunmuştur. Bu gözden geçirilmiş yöntem ile de çok sayıda çalışma yapılmıştır [32-35].

3. MATERYAL VE METOT

3.1 Tanımlar

Bir reaktörün içindeki nötron dağılımının değişimi, o nükleer reaktörün davranışını yönlendiren temel fiziksel olaylardan birisidir. Nötron dağılımının matematiksel tanımı nötron transport denklemi veya kısaca transport denklemi diye adlandırılan bir denkleme dayanmaktadır. Aslında bu denklem, daha önce gazlar için geliştirilen Boltzmann denkleminin lineerize edilmiş halidir. Bu nedenle transport denklemi bazen Boltzmann denklemi olarak da isimlendirilir ve oldukça karmaşık bir yapıya sahiptir. Bu nedenle çözümler, gerçek reaktör sistemleri için değil, sadece oldukça basitleştirilmiş fiziksel modeller için yapılabilmiştir.

Nötron transport teorisinin oluşturulmasındaki ilk adım, nötron dağılımı ile ilgili niceliklerin tanımlarının yapılmasıdır. Herhangi bir uygulamadaki nötron yoğunluğu ($\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$), atomik yoğunlukla ($\sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) karşılaştırıldığında çok düşük olduğundan, nötronların kendi aralarındaki etkileşmeler ihmal edilerek davranışları ideal gazların davranışına benzetilebilir. Öyleyse dağılım fonksiyonu, tek parçacık dağılım fonksiyonu şeklinde tanımlanabilir. Bazı uygulamalarda, örneğin nükleer reaktörlerin kinetik davranışları ile ilgili, daha yüksek mertebeden dağılım fonksiyonları düşünülmelidir.

Nötronların yayıldığı bir ortam düşünelim. t anında, \mathbf{r} noktasında, herhangi bir küçük hacim elemanı d^3r içinde, d^3u hız uzayında hızları \mathbf{u} civarındaki nötronların sayısı $N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)d^3r d^3u$ ile verilir. Başka bir deyişle, nötron açısallık yoğunluğu $N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)$, t anında, \mathbf{r} noktasında, \mathbf{u} hızına sahip, birim hacimdeki nötron yoğunluğudur.

\mathbf{u} nötron sürati olmak üzere, $\boldsymbol{\Omega} = \mathbf{u}/u$ nötronların hızı doğrultusundaki birim vektördür. Buna göre;

$$d^3u = u^2 du d\Omega \quad (3.1)$$

$\mathbf{j}(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) = \mathbf{u}N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)$ nötron açısallık akımı, \mathbf{u} hızına sahip nötronların yoğunluğudur.

$j(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) = \int d\Omega N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)$, birim hacimde bulunan ve $d\Omega$ açısı içine saçılan nötron sayısıdır. Başka bir ifadeyle hıza bağlı nötron yoğunluğudur.

$\rho(\mathbf{r}, t) = \int N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) d^3u$, nötron yoğunluğunu yani, herhangi bir t anında, \mathbf{r} noktasındaki hızdan bağımsız toplam nötron yoğunluğudur.

$\Phi(\mathbf{r}, t) = \int d^3uuN(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)$, hızdan bağımsız nötron akısını gösterir.

$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \int d^3uuN(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)$, ise nötron akımının göstermektedir.

$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ ile $\Phi(\mathbf{r}, t)$ 'nin tanımının birbirine çok benzediği görünmektedir. Ancak akım bir vektör, akı ise bir skalerdir. Bu nedenle akım ve akımın birimleri aynıdır; saniyede, santimetrekaredeki nötron sayısı=nötron/cm²s

İzotropik bir nötron dağılımda) $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = 0$ iken $\Phi(\mathbf{r}, t) \neq 0$ olur. Hem akım hem de akımın özel fiziksel anlamları vardır. Buna göre birim zamanda $d\mathbf{S}$ alanından geçen net nötron sayısı $\mathbf{J} \cdot d\mathbf{S}$ ile verilir. Bu alandan geçen net nötron sayısı, alandan içeri giren ve alanın dışına çıkan nötronların farkıdır.

$t(\mathbf{r}, \mathbf{u})$, nötronlar için ortalama serbest yol olmak üzere $u/l(\mathbf{r}, \mathbf{u})$ saniyedeki reaksiyon sayısını (hızını, oranını) verir. Buna göre;

$$\frac{u}{l(\mathbf{r}, \mathbf{u})} N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) d^3r d^3u \quad (3.2)$$

ifadesi, \mathbf{r} konumunda, hızları \mathbf{u} olan nötronlar için saniyedeki olay sayısıdır. Çekirdeğin hızı nötronun hızı yanında çok küçük olduğundan çekirdeğin hızı ihmal edilirse, l 'nin sadece nötronun hızının fonksiyonu olduğu kabul edilmiştir.

Ortalama serbest yolun tersi makroskopik toplam tesir kesiti olarak tanımlanır:

$$\sigma_T(\mathbf{r}, \mathbf{u}) = \frac{1}{l(\mathbf{r}, \mathbf{u})}. \quad (3.3)$$

Makroskopik toplam tesir kesiti, var olan bütün çekirdeklerin tesir kesitlerinin toplamına eşittir:

$$\sigma_T(\mathbf{r}, \mathbf{u}) = \sum_i N_i(\mathbf{r}) \Sigma^i(\mathbf{u}) \quad (3.4)$$

Denklem (3.4)'e benzer şekilde, saçılma, absorpsiyon, fisyon gibi reaksiyonlar için makroskopik tesir kesitleri yazılabilir. Burada $N_i(\mathbf{r})$, \mathbf{r} noktasında i tipindeki çekirdek yoğunluğu, $\Sigma^i(\mathbf{u})$ ise i tipi bir reaksiyon için toplam mikroskopik tesir kesitidir. Mikroskopik tesir kesiti her biri farklı bir reaksiyonu gösteren birçok bileşenin toplamından oluşur. Dolayısıyla;

$$\Sigma^i = \Sigma_s^i + \Sigma_a^i + \Sigma_{in}^i + \Sigma_f^i \quad (3.5)$$

olarak verilir. Burada $\Sigma_s^i, \Sigma_a^i, \Sigma_{in}^i$ ve Σ_f^i sırasıyla elastik saçılma, yutma (absorbtion), inelastik saçılma ve fisyon tesir kesitleridir.

Bir reaksiyon meydana geldiğinde $c(\mathbf{r}, \mathbf{u})$ ikincil nötronlar açığa çıkar. $c(\mathbf{r}, \mathbf{u})$, hızı \mathbf{u} olan bir nötronun \mathbf{r} noktasında oluşturduğu her reaksiyondan sonra açığa çıkan ikincil nötronların ortalama sayısıdır. Bir soğurma reaksiyonu için $c = 0$, esnek çarpışma için $c = 1$ ve fisyon için $c = \nu$ (fisyon başına üretilen nötron sayısı $\nu \approx 2,5$)'dur. c 'nin değeri ortamda bulunan maddelere ve bu maddelerin tesir kesitlerine bağlıdır. Fisyon olmadığı durumda, yani $\sigma_f = 0$ durumda;

$$c(\mathbf{r}, \mathbf{u}) = \frac{\sigma_s(\mathbf{r}, \mathbf{u}) + \sigma_{in}(\mathbf{r}, \mathbf{u})}{\sigma_T(\mathbf{r}, \mathbf{u})} \quad (3.6)$$

olur. Fisyon olması durumunda ise $\nu \sigma_f(\mathbf{r}, \mathbf{u})$ teriminin (3.6) eşitliğindeki paya eklenmesi gerekir.

3.2. Nötron Transport Denklemi

Nötron transport denklemi, nötronların davranışını açıklayan ve faz uzayında küçük bir hacim elemanı içindeki nötron sayısının korunumu göze alınmak suretiyle türetilir. Transport denklemi türetilirken bazı kabullenmeler yapılır. Bunlar:

Nötronların noktasal birer parçacık olduğu düşünülür.

Nötronların yaptıkları noktasal çarpışmalardan sonra doğrusal yollar takip ettikleri kabul edilir.

Nötron-nötron etkileşimleri göz önüne alınmaz. Bu nedenle parçacık-parçacık etkileşimleri ihmal edilir.

Çarpışmaların ani olduğu düşünülür. Bir çarpışmadan sonra açığa çıkan parçacıklar ani olarak salıverilmektedir.

Bütün olayların gerçekleştiği ortamdaki maddenin izotropik olduğu düşünülür.

Ortamı oluşturan maddelerin bileşenlerinin ve çekirdeklerinin özelliklerinin aksi belirtilmediği sürece bilindiği düşünülür. Eğer parçacık yoğunluğu önemli derece artarsa, etkileşme hızı, özellikle nötron fizyonu, ortamın sıcaklığının artmasına neden olur. Benzer şekilde fizyon ve bilinen diğer nötron reaksiyonları yeni izotopların oluşmasına neden olur ve bunlar ortamın nötronik özelliklerini önemli derecede etkiler.

Nötron yoğunluğu dağılımının, sadece ortalama ya da beklenen değeri düşünülmektedir. Düşük parçacık yoğunluğuna bağlı dalgalanmalar dikkate alınmaz. Eğer yoğunluk durumları dikkate alınırsa, yoğunluk dağılımı için konum – enerji – açı faz uzayının büyük bir bölgesi üzerinden toplam alınmalıdır [5].

\mathbf{r} noktası civarında, S yüzey alanına sahip küçük bir V hacminde, d^3u hız uzayında hızları \mathbf{u} civarında olan nötronların sayısının dt zaman aralığındaki değişimi [34],

$$\text{Nötron sayısındaki değişim} = d^3u dt \int_r \frac{\partial N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)}{\partial t} d^3r \quad (3.7)$$

olarak verilir. Ayrıca, nötron sayısının değişmesine neden olan muhtemel olaylar sıralanabilir. V hacmi içindeki toplam nötron sayısı değişimi, başka bir değişle denge denklemi, bu hacme giren ve çıkan nötron sayısını gösterir.

Nötron sayısındaki değişim =

- (a) dt zaman aralığında, S yüzeyinden çıkan nötron sayısı
- (b) dt zaman aralığında, V hacminde reaksiyon yapan nötron sayısı
- + (c) dt zaman aralığında, çarpışmalar sonucunda açığa çıkan, hızları d^3u hız uzayında olan ikincil nötron sayısı
- + (d) dt zaman aralığında, kaynaklar tarafından üretilen nötron sayısı

(a) terimi, d^3r hacmine hızında bir değişiklik olmadan girip çıkan, yani reaksiyon yapmadan hacmi terk eden nötronları göstermektedir. (b) terimi, saçılmalar sonucu hızının değişmesinden dolayı d^3u hız uzayını terk eden ve tamamen soğurulan nötronları göstermektedir. (c) terimi, d^3u hız uzayına diğer bütün hızlardan saçılıp giren nötronları göstermektedir. Son olarak, bizim hesaplamalarımızda da hesaba almayacağımız (d) terimi ise, dış kaynaklardan d^3u , d^3r 'de oluşan nötronları göstermektedir.

Bu terimler, matematiksel olarak aşağıdaki gibi yazılabilir. Daha önce Tanım 5(b)'de dS alanını geçen net nötron sayısının $\mathbf{J} \cdot d\mathbf{S}$ ile verildiği belirtilmişti ve yine \mathbf{J} 'nin tanımını yardımıyla (a) terimi

$$d^3u dt \int N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} \quad (3.8a)$$

olarak ifade edilir.(3.8a) denklemindeki integral, Gauss teoremi uygulanarak hacim integraline dönüştürülebilir. Böylece;

$$(a) = d^3u dt \int d^3r \mathbf{u} \cdot \vec{\nabla} N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) \quad (3.8b)$$

olarak tekrar verilebilir. (b) terimi, yani çarpışmalarla kaybolan nötron sayısı;

$$(b) = d^3u dt \int d^3r \frac{u N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)}{l N(\mathbf{r}, \mathbf{u})} \quad (3.9a)$$

$$(c) = d^3u dt \int d^3r u \sigma_T(\mathbf{r}, \mathbf{u}) N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) \quad (3.9b)$$

olarak ifade edilir. (c) terimi, hacim elemanı dışında \mathbf{u}' hızına sahip nötronların saçılmaya uğrayıp \mathbf{u} hızıyla hacim elemanı içine girmesi durumunu vermektedir. Bu şekilde, \mathbf{u}' hızına sahipken dışarıda saçılmaya uğrayıp \mathbf{u} hızıyla hacim elemanı içine giren bütün nötronların sayısını bulmak için bütün \mathbf{u} ilk hızları üzerinden integral alınır. Buna göre,

$$(c) = d^3u dt \int d^3u' \int d^3r u' \psi(\mathbf{r}, \mathbf{u}', t) \sigma_s(\mathbf{u}' \rightarrow \mathbf{u}) \quad (3.10)$$

olarak ifade edilir. Son olarak kaynak yoğunluğu veya diğer adıyla izotropik nötron kaynağı $Q(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)$ ile gösterilirse (d) terimi,

$$(d) = d^3u dt \int d^3r Q(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) \quad (3.11)$$

olarak ifade edilir. Denklem (3.8b), (3.9b), (3.10) ve (3.11) yukarıda verilen denge denkleminde yerine yazılırsa ($d^3u d^3t$ diferansiyel terimleri her iki taraftan da sadeleştirildikten sonra),

$$\begin{aligned} & \int d^3r \frac{\partial}{\partial t} N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) + \int d^3r \mathbf{u} \cdot \nabla N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) + \int d^3r u \sigma_T(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) \\ & - \int d^3r Q(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) - \int d^3r \int d^3u' u' N(\mathbf{r}, \mathbf{u}', t) \sigma_s(\mathbf{u}' \rightarrow \mathbf{r}, \mathbf{u}, t) = 0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

eşitliği bulunur. Bu eşitliği d^3r integrali parantezine alırsak, integral rastgele bir hacim elemanı üzerinden olduğundan, parantez içindeki ifadenin sıfır olması gerekir. Bu, bize nötron transport denklemini verir.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) = -\mathbf{u} \cdot \nabla N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) - u \sigma_T(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) \\ & + \int d^3u' u' N(\mathbf{r}, \mathbf{u}', t) \sigma_s(\mathbf{u}' \rightarrow \mathbf{u}) + Q(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) \end{aligned} \quad (3.13)$$

Bu çalışmada, nötron yoğunluğu $N(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)$ yerine nötron açısız akısı $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)$ 'in kullanılması tercih edilmiştir. Bu nedenle denklem (3.13) 'deki transport eşitliği aynı zamanda açısız akı $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)$ cinsinden de yazılabilir.

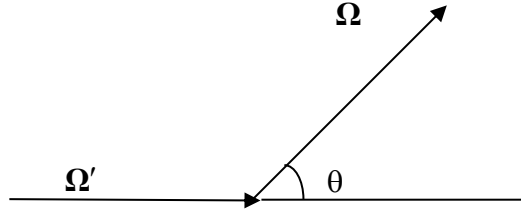
$$\text{Açısız akı} = uN(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) = \psi(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) \quad (3.14)$$

olarak tanımlanır. Buna göre $\Omega = \mathbf{u}/u$ olduğu hatırlanarak $\psi(\mathbf{r}, \Omega, t)$ cinsinden transport denklemi

$$\begin{aligned} & \frac{1}{u} \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, \Omega, t) + \Omega \cdot \nabla \psi(\mathbf{r}, \Omega, t) + \sigma_T(\mathbf{r}, \Omega, t) \psi(\mathbf{r}, \Omega, t) \\ & = \int_{\Omega'} d\Omega' \psi(\mathbf{r}, \Omega', t) \sigma_s(\Omega' \rightarrow \Omega) + Q(\mathbf{r}, \Omega, t) \end{aligned} \quad (3.15)$$

olarak ifade edilir. Birinci tip nötron transport denklemi olarak bilinen bu denklem integro-diferansiyel Boltzmann denklemi olarak da adlandırılır. Bu tez çalışmasının diğer bölümlerinde sıklıkla nötron transport denkleminin bu hali kullanılacaktır. Denklem (3.15)'deki $\sigma_s(\Omega' \rightarrow \Omega)$ saçılma tesir kesiti, hacim elemanı dışında Ω' doğrultusunda gelen bir nötronun ortamda bulunan çekirdeklerden birinden saçılmaya uğrayıp Ω doğrultusunda hacim elemanı içine girmesi olasılığıdır.

Denklem (3.15)'te en genel şekliyle verilen transport denkleminde hareket ederek düzlem geometri ve eğrisel geometriler için nötron transport denklemi türetebilir. Ω' doğrultusunda gelen bir nötronun, ortamda bulunan çekirdeklerden biri ile çarpışma yaptıktan sonra Ω doğrultusunda saçılması şekil (3.1)'de gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Ω' doğrultusunda gelen nötronun Ω doğrultusunda saçılması

Düzlem geometride, nötronların tamamının aynı enerjiye sahip olması durumunda, nötron açısal yoğunluğu bir tane radyal, bir tane de açısal değişkene bağlı olur. Buna göre sızıntı terimi;

$$\Omega \cdot \nabla \psi = \cos \theta \frac{\partial \psi(x, \mu)}{\partial x} = \mu \frac{\partial \psi(x, \mu)}{\partial x} \quad (3.16)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada μ , nötronun geliş doğrultusu ile saçılma doğrultusu arasındaki açının kosinüsüdür:

$$\Omega \cdot \mathbf{x} = \cos \theta = \mu \quad (3.17)$$

$\mu = -1$ geri saçılmayı, $\mu = 1$ ise ileri saçılmayı gösterirken, nötronların d^3r hacmine, $d\Omega$ katı açısında saçıldıkları düşünülmektedir.

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi = -d(\cos \theta) d\varphi = -d\mu d\varphi \quad (3.18)$$

$$-1 \leq \mu \leq 1, \quad -\infty < x < \infty, \quad 0 \leq \phi \leq 2\pi,$$

Transport denklemi ile ilgili yapılan indirgemeler sonucunda,

$$\mu \frac{\partial \psi(x, \mu)}{\partial x} + \sigma_T \psi(x, \mu) = \frac{\sigma_s}{2} \int_{-1}^1 \psi(x, \mu') d\mu' + Q(x, \mu) \quad (3.19)$$

ifadesi elde edilebilir. Bu denklem, tek-gruplu, homojen ve izotropik saçılmalı, kaynağın olmadığı, zamandan bağımsız düzlem (dilim) geometride nötron transport denklemi olarak bilinir [7, 15]. Zamandan bağımsız olan denklem (3.19) bu çalışmada değil, ancak birçok çalışmada kullanılmış ve yarı analitik ve nümerik olarak çözümlenmelerinin yapıldığı çok sayıda yayın literatürde mevcuttur.

3.3 Zamana Bağlı Transport Denklemi

Zaman bağlı nötron transport denklemi denklem (3.15)'te daha önce verilmişti. Ancak burada bazı değişkenlerde karışıklığa neden olmamak için $\sigma_s(\Omega' \rightarrow \Omega)$ saçılma fonksiyonu $f(\Omega' \cdot \Omega)$ ile gösterilecektir. Buna göre bu yeni notasyonla transport denklemi,

$$\frac{1}{u} \frac{\partial \psi(r, \Omega, t)}{\partial t} = -\Omega \cdot \nabla \psi(r, \Omega, t) - \sigma_T^* \psi(r, \Omega, t) + \sigma_s^* \int f(\Omega' \cdot \Omega) \psi(r, \Omega', t) d\Omega' \quad (3.20)$$

şeklinde yazılabilir [7]. Burada $f(\Omega' \cdot \Omega)$ ileri-geri izotropik saçılma fonksiyonu olup,

$$f(\Omega' \cdot \Omega) = \frac{1 - \alpha - \beta}{4\pi} + \frac{\alpha}{2\pi} \delta(\Omega' \cdot \Omega - 1) + \frac{\beta}{2\pi} \delta(\Omega' \cdot \Omega + 1) \quad (3.21)$$

şeklinde kullanılır. Burada σ_T^* ; zamana bağlı sistemin makroskopik toplam tesir kesiti, σ_s^* ; zamana bağlı sistemin makroskopik saçılma tesir kesiti ve u ise nötronların ortalama hızını temsil etmektedir.

Açısal nötron akısının zamanla,

$$\psi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t) = \psi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \exp(-\lambda t) \quad (3.22)$$

şeklinde bozunduğunu varsayalım [24]. Denklem (3.20)'de zamana bağlı davranışı verilen açısal nötron akısı ve denklem (3.21)'de verilen ileri-geri izotropik saçılma fonksiyonu denklem (3.20)'deki transport denkleminde yerine yazılırsa,

$$\mu \frac{\partial \psi(x, \mu)}{\partial x} + \sigma_T (1 - \alpha c) \psi(x, \mu) = \frac{c \sigma_T}{2} (1 - \alpha - \beta) \int_{-1}^1 \psi(x, \mu') d\mu' + \beta c \sigma_T \psi(x, -\mu) \quad (3.23)$$

zamandan bağımsız, tek-hızlı nötronlar için tek boyutta transport denklemi elde edilmiş olur. Böylece denklem (3.22) ile verilen zaman bağımlılığı terimi eksponansiyel bir yaklaşımla ortadan kaldırılmış olur. Burada α ve β sırasıyla; ileri ve geri saçılma olasılığını ifade eden parametrelerdir. Ayrıca $0 \leq \alpha, \beta \leq 1, \alpha + \beta \leq 1$ şeklinde tanımlıdır [24].

Denklem (3.23) ile verilen transport denklemi, serbest uzay sınır ve simetri koşullarına uymaktadır.

$$\psi(a, \mu) = 0, \quad (3.24a)$$

$$\psi(x, \mu) = \psi(-x, \mu), \quad \mu > 0 \quad (3.24b)$$

Bu çalışmada, nötronların $2a$ genişliğinde, sonlu ve homojen bir dilimde hareket ettiği varsayılmaktadır. Ayrıca, zamana bağlı sistemin parametreleri ile zamandan bağımsız indirgenmiş sistemin parametreleri arasında,

$$\sigma_T = \sigma_T^* - \frac{\lambda}{u}, \quad (3.25a)$$

$$c \sigma_T = \sigma_S^*, \quad (3.25b)$$

ilişkisi kurulabilir [24]. Burada σ_T , zamandan bağımsız indirgenmiş sistemdeki makroskopik toplam tesir kesitinin temsil etmektedir. Genel olarak bir bozunum sabiti Λ tanımlamak mümkündür:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{u\sigma_s^*} - \frac{\sigma_a^*}{\sigma_s^*}. \quad (3.26)$$

Denklem (25a ve b)'deki tanımlar, denklem (3.26)'da kullanılırsa,

$$\Lambda = 1 - \frac{1}{c} \quad (3.27)$$

elde edilir. Eğer d sistemin karakteristik boyutunu gösterirse, zamana bağlı sistemin boyutu $d\sigma_s^*$ ile verilirken, zamandan bağımsız sistemin boyutu $d\sigma_T$ ile verilmektedir. Dolayısıyla denklem (3.25) yardımıyla,

$$d\sigma_s^* = c(d\sigma_T) = c(2a) \quad (3.28)$$

elde edilir. Böylece, denklem (3.20) ile verilen zamana bağlı transport eşitliği, denklem (3.23) ile verilen zamandan bağımsız forma dönüştürülmüş olur.

3.4 İkinci Tip Chebyshev Polinomları Yaklaşımı (Düzeltilmiş U_N Metodu)

U_N Metodu olarak bilinen yöntemde, açısız nötron akısındaki açısız terim, ikinci tip Chebyshev polinomları cinsinden seriye açılmaktadır. Bu yöntemle seriye açılan açısız nötron akısı bazı çalışmalarda transport eşitliğine başarıyla uygulanmış ve bulunan sonuçların diğer yöntemlerle elde edilen sonuçlarla uyumlu olduğu bildirilmiştir [31]. Ancak daha sonra, yukarıda bahsedilen ikinci tip Chebyshev polinomları yöntemi düzeltilerek yine dilim geometride transport denkleminin çözümüne uygulanmış ve özellikle kritik kalınlık hesaplamalarında literatürdeki yöntemlerle uyumlu nümerik sonuçların elde edildiği bildirilmiştir [32-35].

Bu tez çalışmasında da, [32-35] nolu referanslarda başarıyla uygulanan ve düzeltilmiş U_N Metodu olarak bilinen yöntem kullanılacaktır. Buna göre, açısız nötron akısı

$$\psi(x, \mu) = \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^N \Phi_n(x) U_n(\mu), \quad -a \leq x \leq a, \quad -1 \leq \mu \leq 1 \quad (3.29)$$

şeklinde ikinci tip Chebyshev polinomları cinsinden seriye açılabilir. Bu arada, ikinci tip Chebyshev polinomlarının sırasıyla diklik ve tekrarlılama bağıntıları sırasıyla,

$$\int_{-1}^1 U_n(\mu) U_m(\mu) \sqrt{1-\mu^2} d\mu = \frac{\pi}{2} \delta_{n,m} \quad (3.30)$$

$$U_{n+1}(\mu) - 2\mu U_n(\mu) + U_{n-1}(\mu) = 0 \quad (3.31)$$

ile verilir. Chebyshev polinomları ve diğer dik polinomlar hakkında daha fazla bilgi literatürde kolayca bulunabilen kaynaklardan edinilebilir [36].

Denklem (3.29)'de önerilen çözüm, denklem (3.23)'deki zamandan bağımsız indirgenmiş sistemdeki transport eşitliğine uygulanırsa,

$$\begin{aligned} \frac{2\mu}{\pi} \sum_{n=0}^N U_n(\mu) \frac{d\Phi_n(x)}{dx} + \sigma_T (1-\alpha c) \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^N U_n(\mu) \Phi_n(x) = \\ \frac{c\sigma_T}{2} (1-\alpha-\beta) \int_{-1}^1 \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^N \Phi_n(x) U_n(\mu') d\mu' + \beta c \sigma_T \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^N \Phi_n(x) U_n(-\mu) \end{aligned} \quad (3.32)$$

elde edilir. Dahası, bu ifadenin daha iyi analiz edilebilmesi için denklem (3.31) ile verilen tekrarlılama bağıntısı denklem (3.32)'de uygulanır ve aynı zamanda denklem (3.32)'deki seri toplamlar birkaç terim açılırsa,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\pi} \left\{ U_1(\mu) \frac{d\Phi_0(x)}{dx} + [U_2(\mu) + U_0(\mu)] \frac{d\Phi_1(x)}{dx} + [U_3(\mu) + U_1(\mu)] \frac{d\Phi_2(x)}{dx} + \dots \right\} \\ + \frac{2\sigma_T}{\pi} (1-\alpha c) \{ \Phi_0(x) U_0(\mu) + \Phi_1(x) U_1(\mu) + \Phi_2(x) U_2(\mu) + \dots \} \\ = \frac{2c\sigma_T}{\pi} (1-\alpha-\beta) \sum_{n=0}^N \frac{\Phi_{2n}(x)}{2n+1} + \frac{2\beta c \sigma_T}{\pi} \{ \Phi_0(x) U_0(\mu) - \Phi_1(x) U_1(\mu) + \Phi_2(x) U_2(\mu) - \dots \} \end{aligned} \quad (3.33)$$

ifadesi elde edilir. Şimdi en düşük merteben yaklaşım olan 1. mertebeden yaklaşım için denklem (3.33)'nin her iki tarafı $U_0(\mu) \sqrt{1-\mu^2}$ ile çarpılıp $[-1,1]$ aralığında integre edilirse, moment denklemleri elde edilebilir:

$$\frac{d\Phi_1(x)}{d(x)} + 2\sigma_T\Phi_0(x)[(1-c(\alpha+\beta))] = 2c\sigma_T(1-\alpha-\beta)\sum_{n=0}^N \frac{\Phi_{2n}(x)}{2n+1} \quad (3.34)$$

Bundan sonraki yaklaşımlarda, 1.mertebe yaklaşım için yapılan yukarıdaki işlemler sırasıyla örneğin 2. merteye için tekrarlanırsa $U_1(\mu)\sqrt{1-\mu^2}$ ile, 3. merteye için $U_2(\mu)\sqrt{1-\mu^2}$ ile ve 4. merteye için ise $U_3(\mu)\sqrt{1-\mu^2}$ ile çarpılıp $[-1,1]$ aralığında integre edilirse,

$$\frac{d\Phi_0(x)}{d(x)} + \frac{d\Phi_2(x)}{d(x)} + 2\sigma_T\Phi_1(x)[(1-c(\alpha-\beta))] = 0 \quad (3.35)$$

$$\frac{d\Phi_1(x)}{d(x)} + \frac{d\Phi_3(x)}{d(x)} + 2\sigma_T\Phi_2(x)[(1-c(\alpha+\beta))] = 0 \quad (3.36)$$

$$\frac{d\Phi_2(x)}{d(x)} + \frac{d\Phi_4(x)}{d(x)} + 2\sigma_T\Phi_3(x)[(1-c(\alpha-\beta))] = 0 \quad (3.37)$$

denklemleri elde edilir. Denklem (3.35)-(3.37) dikkatlice incelenirse, bundan sonraki mertebeden yaklaşımlar için de benzer ifadeler türetilir. Buna göre $n \geq 1$ olmak üzere U_N moment denklemleri için genel terim yazılması mümkündür:

$$\frac{d\Phi_{n+1}(x)}{d(x)} + \frac{d\Phi_{n-1}(x)}{d(x)} + 2\sigma_T\Phi_n(x)[(1-c(\alpha+(-1)^n\beta))] = 0, \quad n \geq 1 \quad (3.38)$$

Bu yaklaşımların mertebesi arttıkça, tam çözüme en yakın sonuçların elde edilmesi beklenmektedir. Bu nedenle bu çalışmada daha yüksek mertebeden yaklaşımlar yapılmış ve kritik kalınlık için kabul edilebilir makul merteye olan $N = 9$ 'a kadar çözümlenmiştir. Denklem (3.38)'in çözümü için geleneksel olarak,

$$\Phi_n(x) = G_n(\nu)\exp(\sigma_T x/\nu) \quad (3.39)$$

şeklinde eksponansiyel bir çözüm önerilmektedir [9]. Burada $G_n(\nu)$, ν özdeğerlerine karşılık gelen özfonksiyonları temsil etmektedir. Denklem (3.39)'de verilen çözüm, denklem (3.34) ve (3.38)'de verilen moment denklemleri için türetilen genel ifadeye yerine yazılırsa, sırasıyla;

$$G_1(\nu) + 2\nu[1 - c(\alpha + \beta)]G_0(\nu) = 2\nu c(1 - \alpha - \beta) \sum_{n=0}^N \frac{G_{2n}(\nu)}{2n+1} \quad (3.40)$$

$$G_{n+1}(\nu) + G_{n-1}(\nu) + 2\nu[1 - c(\alpha + (-1)^n \beta)]G_n(\nu) = 0, \quad n \geq 1 \quad (3.41)$$

elde edilir.

Örneğin 1. mertebe (U_1) yaklaşımı için denklem (3.40) ve (3.41)' da sırasıyla $n = 0$ ve 1 yazılırsa,

$$G_1(\nu) + 2\nu(1 - c)G_0(\nu) = 0 \quad (3.42)$$

$$G_0(\nu) + 2\nu[1 - c(\alpha - \beta)]G_1(\nu) = 0 \quad (3.43)$$

elde edilir. Burada, $G_{-1}(\nu) = 0$ ve normalizasyon şartı olarak $G_0(\nu) = 1$ kullanılmıştır. Dik polinomlar ile yapılan bu tür çözümlenelerde, N . mertebe yaklaşım yapılırken, $(N+1)$. terimin akıya katkısının en az olduğunu ve bu nedenle değerlendirilmeye alınamayabileceğini göstermek için $\Phi_{N+1}(x) = 0$ kabul edilir. Bu yaklaşım daha önce P_N metodunda kullanılmıştır. O nedenle, U_N yaklaşımında da P_N metoduna benzer şekilde $G_{N+1}(\nu) = 0$ yapılarak, c , α ve β 'nin farklı değerleri için sürekli ve kesikli ν özdeğerleri elde edilebilir. $c < 1$ için özdeğerlerin tamamı gerçektir, $c > 1$ için özdeğerlerden bir çifti sanal, diğerleri ise gerçektir olarak \pm çiftler halinde bulunmaktadır. U_1 yaklaşımı için özdeğerler, denklem (3.42) ve (3.43)'nin basit bir analitik çözümlenmesi ile bulunabileceği gibi, bu denklemlerin matris olarak yazılıp analiz edilmesiyle de bulunabilir. Burada, U_1 yaklaşımı için matris yazmaya gerek kalmayabilir, ancak daha yüksek mertebeden yaklaşımlar için analitik çözümlenme zorlaşacağından, matris yazarak özdeğer hesaplamak daha kullanışlı olacaktır. Buna göre, denklem (3.40) ve (3.41), matris formunda,

$$[\mathbf{M}(\nu)]\mathbf{G}(\nu) = \mathbf{0}, \quad (3.44)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\mathbf{M}(\nu)$, $(N + 1) \times (N + 1)$ katsayılar matrisi; $\mathbf{0}$, sıfır matrisi iken, $\mathbf{G}(\nu) = [G_0, G_1, G_2, \dots, G_N]^T$ 'dir. Bu matrisin genel görünümü

$$(3.45) \quad \begin{vmatrix} 2\nu(1-c) & 1 & -\frac{2}{3}\nu c(1-\alpha-\beta) & 0 & -\frac{2}{5}\nu c(1-\alpha-\beta) & 0 & \dots & -\frac{(1+(-1)^n)\nu c(1-\alpha-\beta)}{n+1} \\ 1 & 2\nu[1-c(\alpha-\beta)] & 1 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & 2\nu[1-c(\alpha+\beta)] & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 2\nu[1-c(\alpha-\beta)] & 1 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 2\nu[1-c(\alpha+\beta)] & 1 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 2\nu[1-c(\alpha-\beta)] & 1 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 2\nu\{1-c[\alpha+(-1)^n\beta]\} \end{vmatrix} = 0$$

şeklinindedir. Denklem (3.44) ile verilen matrisin determinantının sıfıra eşitlenmesiyle kesikli özdeğerler için aşikar olmayan çözümler bulunabilir. Özel olarak U_1 yaklaşımı için,

$$(3.46) \quad \begin{bmatrix} 2\nu(1-c) & 1 \\ 1 & 2\nu[1-c(\alpha-\beta)] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} G_0(\nu) \\ G_1(\nu) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

matris eşitliği elde edilir. Bu matris eşitliğindeki katsayılar matrisinin determinanı alınıp sıfıra eşitlenerek, iki farklı özdeğer,

$$(3.47) \quad \nu_{1,2} = \pm \frac{1}{\sqrt{4(1-c)[1-c(\alpha-\beta)]}}$$

şeklinde elde edilir. Sonuç olarak, ν_k , $k = 1, \dots, N, N + 1$, belirlenen özdeğerleri kullanarak, denklem (3.39)'de verilen skaler akı çözümü için genel çözüm,

$$(3.48) \quad \Phi_n(x) = \sum_{k=1}^{N+1} \lambda_k G_n(\nu_k) \left[\exp\left(\frac{\sigma_T x}{\nu_k}\right) + (-1)^n \exp\left(-\frac{\sigma_T x}{\nu_k}\right) \right], \quad n = 1, \dots, N,$$

şeklinde yazılabilir. Başka bir ifadeyle, her ν özdeğerine karşılık gelen özfonksiyon bir çözüm ise, bunların lineer kombinasyonu da bir çözümdür. Ayrıca burada, $G_n(-\nu) = (-1)^n G_n(\nu)$ özelliği kullanılmış ve λ_k lineer kombinasyon sabitleri, sistemin fiziksel koşullarından bulunabilmektedir. Ancak bu çalışmada incelenen problemin

çözümünde bu sabitlerin bulunmasına gerek kalmamaktadır. Ayrıca, bazı saçılma parametreleri için özdeğerlerin bir kısmı bu çalışmanın Ekler bölümünde verilmiştir.

3.5 Sınır Koşulları

Nötron açısal akısı $\psi(x, \mu)$, dilim geometride $\mu = 0$ doğrultusu hariç materyal bölge sınırlarında süreklidir [7]. Legendre polinomlarının herhangi bir sonlu toplamı, $-1 \leq \mu \leq 1$ aralığında süreklidir. Ancak $\mu = 0$ da bu aralıkta olduğundan, polinomlar bu noktada da süreklidir. Bu nedenle, materyal sınırları yakınında, dilim geometride açısal akının tanımında P_N yaklaşımı pek tercih edilmez [21].

3.5.1 Mark Sınır Koşulu

Mark sınır koşulu, nötron açısal akısının vakum ile sınırlı bir yüzey için sürekli olmasını gerektirir. Nötron transport denkleminin tam çözümü için bu denklemin belli fiziksel özellikleri boşluk sınırları için sağlamalıdır. Bu özellikler serbest uzay sınırları ve simetri koşullarıdır.

$$\psi(a, \mu) = 0 \quad (3.49)$$

$$\psi(x, \mu) = \psi(-x, \mu), \quad \mu > 0 \quad (3.50)$$

Nötron akısının sürekliliğini belirten Mark, boşluk tarafından kuşatılan sınırlar boyunca açısal akının sürekliliği fikrini kullanarak ve bu şart için açısal akının μ 'nün özel değerleri için sınırlarda gelen değerlerinin sıfıra özdeş olduğunu göstermiştir. Bu çalışmada, kritiklik probleminde daha çok tercih edilen Marshak sınır koşulları kullanılacaktır. Bu nedenle burada, Mark sınır koşulları ile ilgili detaylı bilgi verilmemiştir. Ancak sınır koşulları ile ilgili detaylar literatürde yer alan kaynaklardan bulunabilir [7,15].

3.5.2 Marshak Sınır Koşulu

Marshak sınır koşulu, vakum sınırında sıfır giren akım durumuna dayanmaktadır ve en azından N 'nin küçük değerleri için Mark sınır koşulundan daha iyi sonuçlar

verdiği bildirilmiştir [7]. Ancak “sıfır giren akım” kavramının kullanılması, problemi çözmek için yeterli sayıda denklem vermeyecektir. Marshak sınır koşulu,

$$\int_0^1 \psi(a, -\mu) U_k(-\mu) d\mu = 0 \quad k = 1, 3, 5, \dots, N \quad (3.51)$$

şeklinde verilebilir. Denklem (3.51)’dan da görüleceği gibi, sadece $k = 1$ durumu sıfır giren akım şartını sağlamaktadır. k ’nın diğer değerleri problemin çözümü için gerekli diğer durumları vermektedir. Denklem (3.48), denklem (3.29)’de yazılır ve sonuçta elde edilen ifade denklem (3.51)’de verilen Marshak sınır şartında yerine yazılırsa,

$$\int_0^1 \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^N \sum_{k=1}^{\frac{N+1}{2}} \lambda_k G_n(\nu_k) \left[\exp\left(\frac{\sigma_T a}{\nu_k}\right) + (-1)^n \exp\left(-\frac{\sigma_T a}{\nu_k}\right) \right] U_n(-\mu) U_k(-\mu) d\mu = 0 \quad (3.52)$$

eşitliği elde edilir. Denklem (3.52) yeniden düzenlenirse,

$$\sum_{n=0}^N \sum_{k=1}^{\frac{N+1}{2}} \lambda_k G_n(\nu_k) \left[\exp\left(\frac{\sigma_T a}{\nu_k}\right) + (-1)^n \exp\left(-\frac{\sigma_T a}{\nu_k}\right) \right] I_{n,k} = 0, \quad (3.53)$$

bulunur. Burada $I_{n,k}$,

$$I_{n,k} = \int_0^1 (-1)^{n+k} U_n(\mu) U_k(\mu) d\mu \quad (3.54)$$

ile verilir. Denklem (3.53)’ye “kritiklik denklemi” adı verilmektedir. Denklem (3.53)’deki kritiklik denklemi aynı zamanda matris gösterimiyle de yazılabilir:

$$[\mathbf{M}_n^k(a)] \mathbf{\Lambda}_k = \mathbf{0} \quad n = 1, 2, \dots, (N+1)/2, \quad k = 1, 2, \dots, (N+1)/2. \quad (3.55)$$

Burada $\mathbf{\Lambda}_k$, elemanları $\lambda_i, i = 1, 2, \dots, (N+1)/2$ olan bir sütun matrisi iken, $\mathbf{M}_n^k(a)$ ise $(N+1)/2 \times (N+1)/2$ şeklinde bir katsayılar matrisidir. Dilimin kritik kalınlığı için aşıkâr çözüm işe yamayacağından, aşıkâr olmayan çözümle ilgilenilmelidir. Buna göre aşıkâr olamayan çözüm, katsayılar matrisinin determinantının sıfıra eşitlenmesiyle elde edilecektir, yani; $\det[\mathbf{M}_n^k(a)] = 0$. Örneğin U_1 yaklaşımı için,

denklem (3.53) veya denklem (3.55)'de $N = 1$ yazılarak zamandan bağımsız sistemde dilimin kritik yarı kalınlığı için analitik bir ifade elde etmek mümkündür:

$$a = \frac{1}{2\sigma_T \sqrt{(1-c)[1-c(\alpha-\beta)]}} \tanh^{-1} \left(-\frac{3}{4} \sqrt{\frac{1-c(\alpha-\beta)}{1-c}} \right). \quad (3.56)$$

Denklem (3.56), denklem (3.28)'de yazılırsa, zamandan bağımsız sistemin kritik kalınlığı için,

$$d\sigma_S^* = \frac{c}{\sigma_T \sqrt{(1-c)[1-c(\alpha-\beta)]}} \tanh^{-1} \left(-\frac{3}{4} \sqrt{\frac{1-c(\alpha-\beta)}{1-c}} \right), \quad (3.57)$$

ifadesi elde edilir. Böylece farklı çarpışma, ileri ve geri saçılma parametreleri için zamandan bağımsız sistemin kritik kalınlığı hesaplanabilir. Bu çalışmada 4. Bölümde yer alan U_1 yaklaşımı için kritik kalınlıklar, denklem (3.57) kullanılarak elde edilmiştir. Daha yüksek mertebeden yaklaşımlarda, birden fazla lineer denklem sistemleri elde edilmiş ve bu denklem sistemleri matris eşitliği yazılarak çözümlenmişlerdir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Transport teorisindeki problemlerin çözümünü anlatan çalışmaların çoğunda hem ilk kullanılan hem de genellikle doğru sonuçlar veren Legendre polinomları yaklaşımı (P_N metodu), Green fonksiyonları veya Monte Carlo yönteminin kullanıldığı görülmektedir. Bu çalışma da P_N metoduna alternatif bir metod yani ikinci tip Chebyshev polinomları yaklaşımı (düzeltilmiş U_N metodu) kullanılarak ileri-geri-izotropik saçılmalı sonlu, düzgün bir dilimde tek-hızlı nötronlar için kritik kalınlıklar hesaplanmış ve elde edilen nümerik sonuçlar tablolarda verilmiştir. Buna ek olarak, bu çalışmada kullanılan yöntemin geçerliliğini ve uygulanabilirliğini göstermek için tablolarda konvansiyonel ve polinom açılımı tekniklerine içinde en sık kullanılan bir yöntem olan P_N metoduyla elde sonuçlar ile bazı hesaplamalarda literatürde yer alan sonuçlar da verilmiştir. Tablolarda verilen kritik kalınlık sonuçları farklı c , α ve β parametreleri için Marshak sınır koşulları kullanılarak hesaplanmıştır. Burada yapılan hesaplamaların tamamı Maple yazılımı kullanılarak yapılmış ve bu hesaplamalarda σ_T (toplam diferansiyel tesir kesiti) için onun normalize edilmiş değeri olan $\sigma_T = 1\text{cm}^{-1}$ kullanılmıştır.

Yapılan bu alternatif çalışmada, önce lineer transport denkleminde yer alan açılmalı nötron akısı ikinci tip Chebyshev polinomları cinsinden seriye açılmış ve bu açılım denkleminde uygulandığında U_N akı moment denklemleri elde edilmiştir. Daha sonra bu akı moment denklemlerinin çözümü için geleneksel bir yaklaşık çözüm önerilmiş [30] ve tıpkı P_N yaklaşımında olduğu gibi denklem (3.39), (3.40) veya (3.43)'de $G_{N+1}(\nu) = 0$ yapılarak farklı c , α ve β değerleri için kesikli özdeğerler hesaplanmıştır. Sonunda ise, bir önceki adımda hesaplanan özdeğerler kullanılarak, tek-hızlı nötronlar için dilim geometride kritik boyutlar U_N yaklaşımının farklı mertebeleri için hesaplanmış ve Çizelge 1-16'da P_N metoduyla elde edilen sonuçlar ve literatürde var olan diğer sonuçlarla yan yana verilmiştir. Ayrıca, burada kullanılan U_N metoduna göre ν özdeğerlerinin, sürekli ve asimptotik çözümlerinin olabileceği gösterilmiştir. Kritik kalınlık için yapılan hesaplamalar $N = 9$ mertebesine kadar yapılmıştır, öyle ki bu mertebe, Marshak sınır şartları kullanılması durumunda yeterli bulunmuştur [7].

Dilim geometride U_N metodu kullanılarak bulunan özdeğerler $G_{N+1}(\nu) = 0$ denklemleri çözülerek elde edilmiştir. Özdeğer spektrumuna bakıldığında $0 < c < 1$ aralığında, bütün özdeğerlerin gerçek (reel) ve bir çift özdeğerin daima 1'den büyük olduğu görülmektedir. c 'nin bu değerleri genellikle transport teorisindeki skaler akı problemlerinde kullanılmaktadır. $c = 1$ için özdeğerlerin bir çiftinin $\pm i\infty$, diğerlerinin ise $[-1, +1]$ aralığında buldukları görülmektedir. Son olarak $c > 1$ için ise, özdeğerlerin bir çiftinin sanal (imajiner), diğerlerinin yine $[-1, +1]$ aralığında oldukları görülmektedir. Özdeğerlerin \pm çiftler halinde olması nedeniyle, kritik kalınlık hesaplamalarında denklem (3.38)'de önerilen çözümde negatif veya pozitif özdeğerlerin kullanılması sonucu değiştirmemektedir. Çünkü pozitif özdeğerler akının sağ tarafına, negatif özdeğerler ise sol tarafına aittir; bu iki tarafın da davranışı aynı olduğundan pozitif veya negatif özdeğerlerin kullanılması sonuçları değiştirmemektedir.

Çizelge 1-5'te, ileri saçılma parametresinin farklı değerleri ($\alpha = 0,00$ 'dan $0,99$ 'a kadar) ve c 'nin $1,01$ 'den $2,00$ 'a kadar bazı seçilmiş değerleri için 9. mertebeden U_N yaklaşımına kadar hesaplanan kritik kalınlıklar verilmiştir. Çizelge 6-10'da ise, geri saçılma parametresinin farklı değerleri ($\beta = 0,00$ 'dan $0,99$ 'a kadar) ve c 'nin yine ileri saçılmada kullanılan değerlerin aynısı için 9. mertebeden U_N yaklaşımına kadar hesaplanan kritik kalınlıklar verilmiştir. Nümerik olarak hesaplanan kritik kalınlıkların verildiği bütün çizelgelerde c 'nin yanı sıra parantez içinde zaman bozunum sabiti Λ da verilmiştir. Bu çalışmanın temelinde zamana bağlı nötron transport denkleminin çözümü olduğundan, çarpışma parametresi c 'nin yerine zaman bozunum sabiti Λ 'nın kullanılması uygun görülmüştür.

Çizelge 4.1. İleri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,01$; $\Lambda = 0,009900$)

α	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	14,526272	16,919696	16,805777	16,841658	16,841059	16,827417
0,01	14,593424	16,998434	16,883323	16,919299	16,887626	16,904370
0,10	15,244320	17,761790	17,634736	17,675217	17,640222	17,659070
0,30	17,087208	19,924401	19,759478	19,811086	19,784336	19,790674
0,60	21,907238	25,585342	25,289670	25,380709	25,325424	25,345039
0,75	26,793787	31,318484	30,834149	30,981612	30,893691	30,924761
0,99	75,608446	73,690507	59,007197	58,966581	52,869180	56,706331

Çizelge 4.2. İleri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,05$; $\Lambda = 0,047619$)

α	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	6,015456	7,031361	6,909045	6,946155	6,924046	6,932338
0,01	6,040451	7,060561	6,936939	6,974442	6,952055	6,960479
0,10	6,281390	7,341769	7,205036	7,246457	7,221800	7,231057
0,35	7,156871	8,358367	8,165158	8,223511	8,189100	8,201927
0,65	9,034678	10,490936	10,112983	10,227346	10,160873	10,185085
0,80	10,920819	12,504017	11,787957	12,001226	11,871908	11,917431
0,95	15,604786	15,345948	12,364717	12,422745	11,204499	11,945557

Çizelge 4.3. İleri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,20$; $\Lambda = 0,166666$)

α	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	2,772133	3,206818	3,071281	3,112277	3,088392	3,096910
0,01	2,781739	3,217216	3,080128	3,121588	3,097424	3,106037
0,10	2,873492	3,315769	3,162954	3,209091	3,182068	3,191649
0,35	3,194004	3,646708	3,423465	3,489446	3,448653	3,462839
0,60	3,680562	4,086168	3,691822	3,794829	3,707076	3,737770
0,75	4,137561	4,356556	3,712615	3,824457	3,616344	3,707128
0,83	4,483238	4,379428	3,512291	3,514822	3,156097	3,380098

Çizelge 4.4. İleri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,60$; $\Lambda = 0,375000$)

α	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	1,588990	1,777805	1,622524	1,664766	1,632355	1,643620
0,01	1,593465	1,781577	1,624476	1,667066	1,634092	1,645559
0,10	1,635806	1,816016	1,640750	1,686530	1,647258	1,661231
0,20	1,687766	1,854734	1,654789	1,704033	1,655611	1,673065
0,30	1,745960	1,892394	1,661672	1,713545	1,651342	1,674942
0,50	1,887417	1,948864	1,631418	1,673894	1,561572	1,615950
0,62	1,995022	1,945731	1,558826	1,558476	1,397997	1,498887

Çizelge 4.5. İleri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 2,00$; $\Lambda = 0,500000$)

α	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	1,287002	1,405382	1,244530	1,282590	1,241606	1,256701
0,01	1,290287	1,407503	1,244909	1,283118	1,241353	1,256795
0,10	1,321232	1,425994	1,246319	1,285474	1,235542	1,254841
0,20	1,358881	1,444381	1,242384	1,281054	1,219115	1,244890
0,30	1,400608	1,458453	1,230099	1,264714	1,186805	1,222897
0,40	1,447266	1,464826	1,205942	1,228945	1,130531	1,183205
0,49	1,494413	1,459748	1,170707	1,171545	1,051974	1,126694

Çizelge 4.6. Geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,01$; $\Lambda = 0,009900$)

β	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	14,526272	16,918786	16,804864	16,840755	16,804484	16,827417
0,01	14,460065	16,839615	16,726732	16,762328	16,744586	16,748126
0,10	13,903244	16,173598	16,069114	16,100757	16,053435	16,089106
0,30	12,869685	14,934057	14,843325	14,868798	14,851882	14,859211
0,60	11,683518	13,483803	13,402814	13,421411	13,410467	13,414521
0,75	11,203557	12,850709	12,766145	12,782253	12,773310	12,776515
0,99	10,547178	8,293808	6,734075	5,986934	5,352614	5,506302

Çizelge 4.7. Geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar($c = 1,05$; $\Lambda = 0,047619$)

β	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	6,015456	7,031361	6,909045	6,946155	6,924046	6,932338
0,01	5,990787	6,999815	6,878426	6,915111	6,893188	6,901454
0,10	5,782317	6,732390	6,618344	6,651551	6,631907	6,639228
0,35	5,305136	6,105774	6,003911	6,030155	6,015100	6,020615
0,65	4,868632	5,447785	5,339472	5,362286	5,350654	5,354637
0,80	4,688740	5,016933	4,870436	4,897523	4,885099	4,888820
0,95	4,528173	3,656257	2,986151	2,698915	2,432161	2,502588

Çizelge 4.8. Geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar($c = 1,20$; $\Lambda = 0,166666$)

β	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	2,772133	3,206818	3,071281	3,112277	3,088392	3,096910
0,01	2,762637	3,192275	3,057354	3,097985	3,074330	3,082754
0,10	2,681749	3,066592	2,936005	2,973748	2,951913	2,959578
0,30	2,526709	2,808168	2,678859	2,712290	2,692972	2,699450
0,60	2,340751	2,389741	2,217324	2,243755	2,219387	2,226518
0,75	2,263016	2,074885	1,806424	1,778298	1,712064	1,730812
0,83	2,224837	1,842858	1,494426	1,361897	1,220389	1,263873

Çizelge 4.9. Geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,60$; $\Lambda = 0,375000$)

β	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	1,588990	1,777805	1,622524	1,664766	1,632355	1,643620
0,01	1,584557	1,768710	1,613536	1,655276	1,622929	1,634150
0,10	1,546485	1,688354	1,532567	1,569679	1,533700	1,548346
0,20	1,507638	1,600438	1,440344	1,471365	1,437312	1,448736
0,30	1,471932	1,511227	1,342279	1,364418	1,325947	1,338725
0,50	1,408339	1,317604	1,114948	1,095285	1,029802	1,052482
0,62	1,374351	1,186641	0,958704	0,890787	0,797596	0,832093

Çizelge 4.10. Geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 2,00$; $\Lambda = 0,500000$)

β	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	1,287002	1,405382	1,244530	1,282590	1,241606	1,256701
0,01	1,283747	1,397615	1,236684	1,273941	1,232851	1,247974
0,10	1,255679	1,328616	1,165556	1,194861	1,151841	1,167634
0,20	1,226854	1,252624	1,084167	1,101939	1,054168	1,071843
0,30	1,200195	1,175688	0,998802	1,000038	0,943749	0,965062
0,40	1,175432	1,096585	0,909148	0,887013	0,818209	0,845277
0,49	1,154579	1,023242	0,826289	0,778510	0,698038	0,730929

Çizelge 4.11. İleri-geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,01$; $\Lambda = 0,009900$)

$\alpha=\beta$	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	14,526272	16,919696	16,805777	16,841658	16,841059	16,827417
0,01	14,526272	16,918911	16,804925	16,840918	16,804238	16,826331
0,10	14,526272	16,911157	16,796502	16,832043	16,811145	16,817415
0,30	14,526272	16,887690	16,770857	16,805210	16,787705	16,791358
0,60	14,526272	16,813963	16,689034	16,721110	16,702680	16,708208
0,75	14,526272	16,716314	16,578821	16,609498	16,591815	16,597390
0,99	14,526272	11,488171	9,324785	8,311570	7,431465	7,650152

Çizelge 4.12. İleri-geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,05$; $\Lambda = 0,047619$)

$\alpha = \beta$	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	6,015456	7,031361	6,909045	6,946155	6,924046	6,932338
0,01	6,015456	7,029981	6,907486	6,944577	6,922450	6,930767
0,10	6,015456	7,016250	6,891947	6,928838	6,906968	6,915136
0,35	6,015456	6,959100	6,826787	6,863296	6,842074	6,849906
0,65	6,015456	6,785327	6,624610	6,662952	6,642260	6,649512
0,80	6,015456	6,499223	6,278732	6,324597	6,301236	6,308616
0,95	6,015456	4,923562	4,017575	3,652934	3,291718	3,393235

Çizelge 4.13. İleri-geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,20$; $\Lambda = 0,166666$)

$\alpha = \beta$	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	2,772133	3,206740	3,071203	3,112197	3,088313	3,096910
0,01	2,772133	3,204587	3,068592	3,109633	3,085726	3,094322
0,10	2,772133	3,183074	3,042365	3,083888	3,059718	3,068323
0,35	2,772133	3,092122	2,928888	2,972461	2,946338	2,955236
0,60	2,772133	2,890088	2,661473	2,702463	2,664940	2,676635
0,75	2,772133	2,608333	2,260537	2,240072	2,148020	2,176525
0,83	2,772133	2,355357	1,907066	1,758947	1,576500	1,639052

Çizelge 4.14. İleri-geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 1,60$; $\Lambda = 0,375000$)

$\alpha = \beta$	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	1,588990	1,777805	1,622524	1,664766	1,632355	1,643620
0,01	1,588990	1,775104	1,618973	1,661134	1,628477	1,639819
0,10	1,588990	1,748201	1,583420	1,624395	1,589022	1,601255
0,20	1,588990	1,711653	1,534611	1,572709	1,532807	1,546606
0,30	1,588990	1,665794	1,472706	1,504576	1,457384	1,473879
0,50	1,588990	1,532800	1,292473	1,284786	1,204672	1,235355
0,62	1,588990	1,417097	1,142539	1,079696	0,967101	1,014814

Çizelge 4.15. İleri-geri saçılma için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ($c = 2,00$; $\Lambda = 0,500000$)

$\alpha = \beta$	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9	P_9
0,00	1,287002	1,405382	1,244530	1,282590	1,241605	1,256701
0,01	1,287002	1,402529	1,240772	1,278499	1,237075	1,252356
0,10	1,287002	1,374324	1,203539	1,237189	1,191006	1,208366
0,20	1,287002	1,336771	1,153843	1,179568	1,125848	1,146725
0,30	1,287002	1,291152	1,093701	1,105565	1,040891	1,067324
0,40	1,287002	1,235884	1,022067	1,011280	0,931787	0,966513
0,49	1,287002	1,177022	0,948488	0,909347	0,815653	0,859318

Çizelge 4.16. Farklı saçılma parametreleri için $d\sigma_s^*$ kritik kalınlıklar ve literatür değerleri

α, β	A	U_9 (Bu çalışma)	P_9	Dahl [38]	Carlvik [39]	Sahni [24]
$\alpha = 0,00$ $\beta = 0,00$	0,296738	1,993776	2,003577	2,0	-	-
	0,025350	9,993581	10,001697	10,0	-	-
	0,007180	19,957512	20,000023	20,0	-	-
	0,453510	1,367980	1,381433	-	1,37239	-
	0,097850	4,427624	4,435996	-	4,43387	-
	0,071990	5,381352	5,389681	-	5,38787	-
$\alpha = 0,70$ $\beta = 0,00$	0,294780	1,782301	1,909596	-	-	1,0
	0,155250	3,995048	4,047636	-	-	4,0
	0,123940	4,981932	5,022714	-	-	5,0
$\alpha = 0,00$ $\beta = 0,70$	0,202590	1,530465	1,549375	-	-	1,5
	0,104280	2,997107	3,002561	-	-	3,0
	0,050990	4,997686	5,001540	-	-	5,0
$\alpha = 0,35$ $\beta = 0,35$	0,266780	1,295323	1,341574	-	-	1,0
	0,191840	2,025841	2,050795	-	-	2,0
	0,133320	2,996082	3,008689	-	-	3,0
	0,095500	3,995053	4,004105	-	-	4,0
	0,071040	4,995207	5,003058	-	-	5,0

Çizelge 11-15'te ise, $\alpha + \beta$ 'nin ve c 'nin bazı değerleri için hesaplanan kritik kalınlıklar verilmiştir. Bu çizelgelerde verilen sonuçlara bakıldığında, $\alpha = \beta$ 'nin ($\alpha + \beta$ olacak şekilde) artan değerleri ile birlikte, kritik kalınlıkların tekdüze bir şekilde düştüğü görülmektedir. Buna ek olarak, c 'nin artan değerlerine paralel olarak kritik boyutun arttığı görülmektedir; bu demektir ki, sızıntının kritik değerlere ulaşması ileri ve geri saçılma tarafından desteklenmektedir. Çizelge 16'da zamana bağlı sistem için bu çalışmada kullanılan düzeltilmiş U_N metodu ile elde edilen kritik kalınlıklar ile daha önce literatürde yer alan sonuçlar ve P_N metodu ile elde edilen sonuçlar yan yana verilmiştir. Bu sonuçlardan da görüldüğü gibi mevcut yöntemle elde edilen sonuçlar doğru kabul edilen literatür değerleri ile uyum içerisindedir. Ayrıca bütün çizelgelerdeki sonuçlardan görüldüğü gibi, α ve β 'nin limit değerlerinde, yani $\alpha, \beta = 1/c$ değerine çok yaklaştığı zaman, dilimin kritik kalınlığı hızlı bir şekilde düşüp sifira yaklaşmaktadır. Bu çalışmada, sıfır değeri görülememiştir, ancak yöntemin yaklaşım mertebesi arttırıldıkça, örneğin $N > 11$ 'den sonra, sıfır değerine oldukça yaklaşıldığı görülmektedir.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, önce dilim geometride tek-hızlı nötronlar için zamana bağlı nötron transport eşitliği tanımlanmıştır. Daha sonra, denklem (3.22) şeklinde çözüm önerilerek genel görüntüsü zamana bağlı olan transport denklemi zamandan bağımsız bir duruma indirgenmiştir. Bundan sonraki aşamalarda ise, hep zamandan bağımsız indirgenmiş durum incelenmiş ve kritik kalınlık için çözümlene yapıldıktan sonra ise tekrar zamana bağlı sisteme dönülerek kritik kalınlıklar hesaplanmıştır.

Çözüm algoritması, hem 3. bölümde detaylarıyla verilmiş, hem de 4. bölümde yapılan işlemler özetlenmiştir. Kısacası, nötron açısız akısı daha önce uygulanmış ve başarılı sonuçlar alınmış olan ikinci tip Chebyshev polinomları cinsinden seriye açılmış ve transport eşitliğinde kullanılmıştır. Her merteye yaklaşımı kullanılarak akı momentleri elde edilmiş, daha sonra da özdeğerler hesaplanmıştır. Bulunan özdeğerler kullanılarak, Marshak sınır şartları altında farklı saçılma parametreleri (c) ve ileri ve geri saçılma parametreleri (sırasıyla α ve β) için zamana bağlı sistemin kritik boyutları Maple yazılımı yardımıyla hesaplanmış ve sonuçlar altı basamak halinde çizelgelerde verilmiştir. Burada kullanılan yöntem, daha önce çok iyi bilinen Legendre polinomları yönteminin pratikte değişik bir şeklidir. Yöntemin geçerliliği temelde her iki polinomun da aynı fonksiyon ailesine ait olmalarından kaynaklanmaktadır: Jacobi polinomları.

Bu çalışmadan çıkarılacak en önemli sonuçlardan bir tanesi, 3. bölümdeki ifadelerin çıkarılışından da görüleceği gibi mevcut yöntemin görece yakınsak denklemler vermesidir. Dahası, nümerik hesaplamalarda da kısa programlar yardımıyla sonuca kolay ulaşılabilmektedir. Ayrıca, burada incelenen problem daha sonraki aşamalarda gerçek sisteme bir adım daha yaklaşmak adına anizotropik saçılmalı ortamlara da genişletilebilmektedir.

Çizelge 16'dan da görülebileceği gibi, zamana bağlı sistemin kritik kalınlığı, benzer ileri-geri saçılma parametreleri ve çarpışma parametreleri için, yaygın olarak P_N metodu ve diğer metotlarla elde edilen sonuçlarla aynı eğilime sahiptir. Bu demektir ki, mevcut çalışmada kullanılan U_N metodu, diğer polinom açılımına dayanan

tekniklerle iyi bir uyum içerisindedir ve transport teori ve mühendisliğin diğer alanlarındaki problemlere rahatlıkla uygulanabilir.

KAYNAKLAR

- [1] Acarođlu, M., Alternatif enerji kaynakları, Nobel akademik yayıncılık, İstanbul, 2013.
- [2] Murray, R, Holbert, K., E., Nükleer enerji, (Editörler: Yılmaz, A.H., Aydın, A., Bayram, T., Akkoyun, S., Billur, A.A.), Nobel akademik yayıncılık, Türkiye, 2015.
- [3] Lamarsh, J. R., Baratta, A., J., Introduction to nuclear engineering, Prentice Hall, Inc., Company, New Jersey, 2001.
- [4] Yülek, G.G., Nükleer enerji ve Çevre, SEK Yayınları, Ankara, 1994.
- [5] Lewis, E. E., Miller, W.F., Computational methods of neutron transport. John Wiley& Sons, New York, 1984.
- [6] Spanier J. ve Gelbart, E., Monte Carlo principles and neutron transport problems, Addison-Wesley, 1969.
- [7] Bell, G. I., Glastone, S., Nuclear reactor theory, Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1970.
- [8] Siewert, C.E., Grandjean, P., Three basic neutron-transport problems in spherical geometry, Nuclear Science and Engineering, 70, 96-98, 1979.
- [9] Davison, B., Neutron transport theory, Oxford University Press, London, 1958.
- [10] van Kampen, N., G., The dispersion equation for plasma waves, Physica XXIII, 641-650, 1957.
- [11] Aspelund, O., On a new method for solving the (Boltzmann) equation in neutron transport theory, PICG, 16, 530-534, 1958.
- [12] Conkie, W.R., Polynomial approximations in neutron transport theory, Nuclear science and engineering, 6, 260-266, 1959.

- [13] Yabushita, S.; Tschebyscheff polynomials approximation method of the neutron transport equation, *Journal of mathematical physics*, 2, 543-549, 1961.
- [14] Mitsis, G. J., Transport solutions to the monoenergetic critical problems, Argonne, national laboratory Report ANL-6787, 1963.
- [15] Case, K. M., Zweifel, P. F., *Linear transport theory*. Addison-Wesley publishing company, London, 1967.
- [16] Kaper, H., G., Lindeman, A.J., Leaf, G.K., Benchmark values for the slab and sphere criticality problem in one-group neutron transport theory, *Nuclear science and engineering*, 54, 94-99, 1974.
- [17] Brockmann, H., Treatment of anisotropic scattering in numerical neutron transport theory, *Nuclear science and engineering*, 77, 377-414, 1981.
- [18] Kerner, I.O., Kiesewetter, H., von Waber, S., Numerisch resultate zu den eigenwerten und eigenfunktionen der neutronentransportgleichung für eine platte, *Kernenergie*, 10, 299-306, 1967.
- [19] Kschwendt, H., The SP_N - P_L method for neutron transport in homogeneous slabs with anisotropic scattering, *Nuclear science and engineering*, 44, 423-434, 1971.
- [20] İnönü, E., A Theorem on anisotropic scattering, *Transport theory and statistical physics*, 3, 137-146, 1973.
- [21] Lee, C.E., Dias, M.P., Analytical solutions to the moment transport equations-I; one-group one-region slab and sphere criticality, *Annals of nuclear energy*, 11 (10), 515-530, 1984.
- [22] Aranson, R., Critical problems for bare and reflected slabs and spheres, *Nuclear science and engineering*, 86 150-156, 1984.

- [23] Öztürk, H., Anlı, F., Güngör, S., Spectral Green's function method for neutron transport with backward and forward scattering in 1-D slab and spherical geometries, *Transport theory and statistical physics*, 35, 229-250, 2006.
- [24] Sahni, D.C., Sjöstrand, N.G., Garis, N.S., Criticality and time eigenvalues for one-speed neutrons in a slab with forward and backward scattering, *Annals of nuclear energy*, 27, 831-840, 2000.
- [25] Yıldız, C., Variation of the albedo and transmission factor with forward and backward scattering in neutron transport theory-the FN method, *Applied Physics*, 33, 704-710, 2000.
- [26] Türeci, R.G., Güleçyüz, M.Ç., Kaşkaş, A., Tezcan, C., Application of the H_N method to the critical slab problem for reflecting boundary conditions, *Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer*, 88 (4), 499-517, 2004.
- [27] Anlı, F., Güngör, S., Yaşa, F., Öztürk, H., T_N approximation to reflected slab and computation of the critical half thicknesses, *Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer*, 101, 135-140, 2006.
- [28] Öztürk, H., T_N approximation for the critical size of one-speed neutrons in a slab with anisotropic scattering, *Kerntechnik*, 78 (3), 241-244, 2013.
- [29] Öztürk, H., Bülbül, A., Calculation of the critical thickness for one-speed neutrons in a reflected slab with backward and forward scattering using modified T_N method, *Kerntechnik*, 78 (6), 526-529, 2013.
- [30] Öztürk, H., Bülbül, A., Demir, H., Anlı, F., Application of the T_N method to critical slab problem for one-speed neutrons with backward and forward scattering, *Nuclear engineering and design*, 241, 1454-1458, 2011.
- [31] Öztürk, H., Anlı, F., Güngör, S., Application of the U_N method to the reflected critical slab problem for one-speed neutrons with forward and backward scattering, *Kerntechnik*, 72 (1-2), 74-76, 2007.

- [32] Öztürk, H., Modified U_N method for the reflected critical slab problem with forward and backward scattering, *Kerntechnik*, 76, 142-145, 2011.
- [33] Öztürk, H., Study of the effect of anisotropic scattering on the critical slab problem in neutron transport theory using Chebyshev polynomials, *Kerntechnik*, 73, 284-287, 2008.
- [34] Öztürk, H., U_N approximation to critical slab problem for one-speed neutrons with isotropic, forward and backward scattering, *Kerntechnik*, 75, 288-291, 2010.
- [35] Öztürk, H., The effect of strongly anisotropic scattering on the critical size of a slab in one-speed neutron transport theory: Modified U_N method, *Annals of nuclear energy* 65, 24–29, 2014.
- [36] Arfken, G., B., Weber, H., J., *Mathematical methods for physicists*, Academic Press, London, 4.edition, 1995.
- [37] Öztürk, H., Güngör, S., T_N approximation on the critical size of time-dependent, one-speed and one-dimensional neutron transport problem with anisotropic scattering, *Annals of nuclear energy*, 36, 575–582, 2009.
- [38] Dahl, B., Protopopescu, V., Sjöstrand, N.G., On the relation between decay constants and critical parameters in monoenergetic neutron transport, *Nuclear Science and Engineering*, 83, 374-379, 1983.
- [39] Carlvik, I., Mononenergetic critical parameters and decay constants for small homogeneous spheres and thin homogeneous slabs. *Nuclear Science and Engineering*, 31, 295-303, 1968.

ÖZGEÇMİŞ

- 1. Adı Soyadı** : Recai AVUR
2. Doğum Tarihi : 01.10.1976
3. Unvanı : Fizikçi
4. Öğrenim Durumu :

Derece	Bölüm/Program	Üniversite	Bitirme Yılı
Lisans	Fizik	Ankara Üniversitesi	2001
Yüksek Lisans	Fizik / Nükleer	Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi	2016

5. Uluslararası bilimsel toplantılarda sunulan ve özet metni basılan bildiriler

Avur, R., Saraç, Ü., Öztürk, H., Eigenvalue spectrum for one-speed neutrons in a time-dependent system with backward and forward scattering, International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT 2015), Osmaniye, Türkiye.

6. Projeler

OKÜBAP-2014-PT3-021, Chebyshev polinomları yaklaşımı ile ileri-geri saçılmalı tek-gruplu nötronlar için dilim geometride kritik kalınlık probleminin çözümü, (Araştırmacı), Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi.

EKLER

Çizelge Ek 1. İleri saçılma ve $c = 1,01$ ($\Lambda = 0,009900$) için özdeğerler

α	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9
0,00	5,000000000i	5,753734204i 0,4345004325	5,750522832i 0,7541695789 0,2882263425	5,750539971i 0,8658117176 0,5987092181 0,2096679200	5,750539872i 0,9163876978 0,7457298136 0,4780031489 0,1663603742
0,01	5,025442893i	5,782810619i 0,4389489883	5,779550340i 0,7618738150 0,2911753486	5,779567917i 0,8746505663 0,6048267180 0,2118114638	5,779567814i 0,9257404456 0,7533445215 0,4828864075 0,1680605750
0,10	5,273393244i	6,066008577i 0,4835010828	6,062245751i 0,8390122433 0,3207073753	6,062268079i 0,9631427865 0,6660795502 0,2332755287	6,062267935i 1,019375029 0,8295829041 0,5317801601 0,1850846352
0,30	5,988990377i	6,881576809i 0,6243137210	6,876084238i 1,082589384 0,4140217104	6,876126221i 1,242494285 0,8595139405 0,3010746077	6,876125873i 1,314928320 1,070274664 0,6861736212 0,2388511628
0,60	7,965662348i	9,118511917i 1,108591912	9,105739250i 1,917650904 0,7346571324	9,105911136i 2,199324826 1,522887960 0,5337802534	9,105908630i 2,326895876 1,894952653 1,215532712 0,4233034139
0,75	10,15346165i	11,56074688i 1,810866780	11,53471539i 3,121415900 1,198870114	11,53528018i 3,576296123 2,479772871 0,8699922688	11,53526693i 3,782277328 3,082453508 1,978791868 0,6895559469
0,99	500,0000000i	388,1501229i 6440,806925	315,3950259i 8276,652240 4788,510735	278,7629751i 8999,138750 6877,875279 3622,343927	249,2008431i 9350,430383 7935,124556 5665,687448 2983,063873

Çizelge Ek 2. İleri saçılma ve $c = 1,20$ ($\Lambda = 0,166666$) için özdeğerler

α	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9
0,00	1,118033989i	1,209762577i 0,4620881859	1,197230894i 0,7688709860 0,3036432472	1,198372538i 0,8731796160 0,6133874465 0,2177382354	1,198253426i 0,9205001974 0,7550773358 0,4887536220 0,1716647142
0,01	1,124803177i	1,216193064i 0,4680444195	1,203442907i 0,7783686509 0,3075330717	1,204614774i 0,8838616212 0,6210064105 0,2204891221	1,204491143i 0,9317224835 0,7643495549 0,4948202913 0,1738197293
0,10	1,191828237i	1,279124095i 0,5294053463	1,264066219i 0,8756790734 0,3475950140	1,265566907i 0,9931902659 0,6991272897 0,2487722006	1,265390726i 1,046539720 0,8592908580 0,5570304671 0,1959582240
0,35	1,468050549i	1,524501023i 0,8301475689	1,496658726i 1,339919907 0,5440307025	1,500080314i 1,512233813 1,073241612 0,3863101177	1,499478749i 1,590762169 1,310957793 0,8552220752 0,3031767350
0,60	2,112885637i	2,026163536i 1,862144885	1,938196742i 2,825356721 1,230350328	1,945719876i 3,155194146 2,282732038 0,8585203080	1,941324782i 3,307447941 1,824813709 2,747562649 0,6673697666
0,75	3,535533906i	3,025001669i 5,843854472	2,678034270i 8,096595396 4,076396761	2,603005609i 8,917399610 6,634832712 2,869602286	2,539838439i 9,305639815 7,814666256 5,368464144 2,228549072
0,83	17,67766953i	13,75327376i 160,6678329	11,19543472i 206,8027155 119,3020311	9,916972654i 224,9258684 171,7954919	8,883253952i 233,7316049 198,3014895 141,4516442 74,10398579

Çizelge Ek 3. İleri saçılma ve $c = 2,00$ ($\Lambda = 0,500000$) için özdeğerler

α	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9
0,00	0,5000000000i	0,4601975360i 0,5432449774	0,4306530566i 0,7977560115 0,3638416341	0,4309495574 0,8864317014 0,6476702574 0,2526122141	0,4287674346i 0,9276922887 0,7736421493 0,5194413140 0,1955004094
0,01	0,5050762733i	0,4637474168i 0,5556731236	0,4333193185i 0,8144333104 0,3725471491	0,4334518794i 0,9046990007 0,6614039114 0,2586288642	0,4311464568i 0,9467202537 0,7896895313 0,5305774036 0,2001156531
0,10	0,5590169944i	0,5013256307i 0,6969235166	0,4609939442i 1,002419320 0,4725419799	0,4586483706i 1,110367967 0,8164394828 0,3282421017	0,4546567935i 1,160872818 0,9704698470 0,6565558277 0,2536430964
0,20	0,6454972244i	0,5616414005i 0,9577540992	0,5043929279i 1,344769888 0,6608683029	0,4954692854i 1,484150530 1,099529806 0,4620074145	0,4871312580i 1,549810565 1,299361696 0,8875389292 0,3575422003
0,30	0,7905694150i	0,6644028650i 1,487368314	0,5789295558i 2,031785306 1,050162479	0,5548208665i 2,232770853 1,669033936 0,7468062435	0,5352712058i 2,328269178 1,958733681 1,354251670 0,5838458787
0,40	1,118033989i	0,9036813124i 3,092998531	0,7602090438i 4,098565526 2,242694455	0,7010676296i 4,481336151 3,385492574 1,642425692	0,6527335502i 4,665164217 3,940824560 2,766059695 1,315720132
0,49	3,535533906i	2,750654753i 32,13356659	2,239086945i 41,36054309 23,86040623	1,983394531i 44,98517369 34,35909837 18,01999892	1,776650790i 46,74632097 39,66029790 28,29032884 14,82079716

Çizelge Ek 4. Geri saçılma ve $c = 1,01$ ($\Lambda = 0,009900$) için özdeğerler

β	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9
0,00	5,000000000i	5,753734204i 0,4345004325	5,750522832i 0,7541695789 0,2882263425	5,750539971i 0,8658117176 0,5987092181 0,2096679200	5,750539872i 0,9163876978 0,7457298136 0,4780031489 0,1663603742
0,01	4,974939673i	5,724696227i 0,4345377677	5,721468713i 0,7542173593 0,2882491801	5,721486113i 0,8658607599 0,5987485081 0,2096828631	5,721486011i 0,9164372112 0,7457737810 0,4780336375 0,1663716492
0,10	4,765147462i	5,481371109i 0,4369016023	5,477970941i 0,7581488573 0,2897978332	5,477991118i 0,8703157896 0,6018832906 0,2107926039	5,477990988i 0,9211284092 0,7496283109 0,4805275774 0,1672463135
0,30	4,380238887i	5,033060407i 0,4566117269	5,029043240i 0,7917862311 0,3028079663	5,029073945i 0,9087377738 0,6286328995 0,2202005049	5,029073691i 0,9617147131 0,7827794681 0,5018549354 0,1746914064
0,60	3,945456267i	4,516471879i 0,5490944402	4,510145474i 0,9498278291 0,3638815531	4,510230611i 1,089343175 0,7542985861 0,2643856284	4,510229370i 1,152530137 0,9385852039 0,6020630737 0,2096655663
0,75	3,771571432i	4,294316970i 0,6726586112	4,284647398i 1,159470872 0,4453283451	4,284857192i 1,328439182 0,9211282652 0,3231644635	4,284852273i 1,404952282 1,144998030 0,7350355114 0,2561401815
0,99	3,535622298i	2,744704459i 45,54452116	2,230235372i 33,86073065 58,52623242	1,971201181i 63,63511125 48,63513839 25,61447991	1,762160115i 66,11918031 56,1120663 40,06346174 21,09397429

Çizelge Ek 5. Geri saçılma ve $c = 1,20$ ($\Lambda = 0,1666666$) için özdeğerler

β	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9
0,00	3,535622298i	1,209762577i 0,4620881859	1,197230894i 0,7688709860 0,3036432472	1,198372538i 0,8731796160 0,6133874465 0,2177382354	1,198253426i 0,9205001974 0,7550773358 0,4887536220 0,1716647142
0,01	1,111385561i	1,201685272i 0,4624611849	1,189087209i 0,7690836031 0,3038645538	1,190245098i 0,8733181629 0,6135985143 0,2178589390	1,190122941i 0,9206080999 0,7552317389 0,4889176511 0,1717462587
0,10	1,056442818i	1,133822327i 0,4692676838	1,120474946i 0,7762065371 0,3081100489	1,121805163i 0,8803690763 0,6197101073 0,2205129873	1,121648996i 0,9276583131 0,7616799368 0,4937547362 0,1736984006
0,30	0,9382332813i	1,004261147i 0,5116222865	0,9877891464i 0,8312142209 0,3353740565	0,9897445353i 0,9392938800 0,6651964449 0,2386397124	0,9894335597i 0,9884938401 0,8138563724 0,5300130410 0,1874704738
0,60	0,8524929243i	0,8175028729i 0,7513257278	0,7820106207i 1,139955978 0,4964134977	0,7850460046i 1,273036570 0,9210214112 0,3463900152	0,7832727016i 1,334466910 1,108568148 0,7362635951 0,2692658770
0,75	0,811071057i	0,6939829777i 1,340672162	0,6143831973i 1,857486375 0,9351895544	0,5971704420i 2,045791776 1,522135016 0,6583319143	0,5826788993i 2,134860187 1,792807394 1,231610141 0,5112642208
0,83	0,7913611723i	0,6156810902i 7,192480005	0,5011764889i 9,257760989 5,340692395	0,4439446666i 10,06906474 7,690622432 4,033429703	0,3976690621i 10,46326364 8,877193848 6,332245253 3,317350003

Çizelge Ek 6. Geri saçılma ve $c = 2,00$ ($\Lambda = 0,500000$) için özdeğerler

β	U_1	U_3	U_5	U_7	U_9
0,00	0,5000000000i	0,4601975360i 0,5432449774	0,4306530566i 0,7977560115 0,3638416341	0,4309495574i 0,8864317014 0,6476702574 0,2526122141	0,4287674346i 0,9276922887 0,7736421493 0,5194413140 0,1955004094
0,01	0,4950737715i	0,4545633902i 0,5446686058	0,4247378882i 0,7983043210 0,3651692472	0,4248678239i 0,8867823949 0,6483055072 0,2535069934	0,4226080577i 0,9279714615 0,7740505663 0,5200698799 0,1961525744
0,10	0,4564354646i	0,4093306634i 0,5446686058	0,3763999793i 0,8184719477 0,3858289110	0,3744848265i 0,9066116484 0,6666200463 0,2680085538	0,3712257174i 0,9478486871 0,7923853120 0,5360755885 0,2070987210
0,20	0,4225771274i	0,3676806045i 0,6269972367	0,3302026817i 0,8803585437 0,4326398604	0,3243607864i 0,9716045926 0,7198112237 0,3024548498	0,3189022662i 1,014589175 0,8506319042 0,5810306179 0,2340663139
0,30	0,3952847075i	0,3322014325i 0,7436841568	0,2894647779i 1,015892653 0,5250812396	0,2774104332i 1,116385427 0,8345169680 0,3734031217	0,2676356029i 1,164134589 0,9793668407 0,6771258349 0,2919229394
0,40	0,3726779962i	0,3012271041i 1,030999510	0,2534030146i 1,366188509 0,7475648182	0,2336892099i 1,493778717 1,128497525 0,5474752306	0,2175778501i 1,555054739 1,313608187 0,9220198983 0,4385733774
0,49	0,3553345273i	0,2764512043i 3,229544956	0,2250367051i 4,156890987 2,398061055	0,1993386506i 4,521180068 3,453219316 1,811078035	0,1785601229i 4,698182030 3,986009915 2,843285029 1,489546160