

T.C.
YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**REAKTÖRLERDE KULLANILAN VE KULLANILMASI ÖNERİLEN ÇEŞİTLİ
BLANKET VE ZIRHLARIN NÖTRON YAKALAMA VE GAMA ÜRETİM
TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI**

DOKTORA TEZİ

HAZIRLAYAN : Ömer Faruk ÖZDEMİR
DANIŞMAN : Doç. Dr. Ali ARASOĞLU

VAN-2016

T.C.
YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**REAKTÖRLERDE KULLANILAN VE KULLANILMASI ÖNERİLEN ÇEŞİTLİ
BLANKET VE ZIRHLARIN NÖTRON YAKALAMA VE GAMA ÜRETİM
TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI**

DOKTORA TEZİ

HAZIRLAYAN: Ömer Faruk ÖZDEMİR

Bu çalışma YYÜ Bilimsel Araştırma Projeleri Başkanlığı tarafından **2013-FBE-D005**
No'lu proje olarak desteklenmiştir

VAN-2016

KABUL VE ONAY SAYFASI

Fizik Anabilim Dalı'nda **Doç. Dr. Ali ARASOĞLU** danışmanlığında, **Ömer Faruk ÖZDEMİR** tarafından sunulan “**Reaktörlerde Kullanılan ve Kullanılması Önerilen Çeşitli Blanket ve Zırhların Nötron Yakalama ve Gama Üretim Tesir Kesitlerinin Hesaplanması**” isimli bu çalışma Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği'nin ilgili hükümleri gereğince **29/01/2016** tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği / ~~oy çokluğu~~ ile başarılı bulunmuş ve **Doktora tezi** olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Zeynel YALÇIN

İmza:



Üye : Prof. Dr. Fethi SOYALP

İmza:



Üye : Doç. Dr. Nevzat DAMLA

İmza:



Üye : Doç. Dr. Ali ARASOĞLU

İmza:



Üye : Yrd. Doç. Dr. Nergiz YILDIZ

İmza:



Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/..... tarih ve sayılı kararı ile onaylanmıştır.

İmza

.....
Enstitü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Ömer Faruk ÖZDEMİR



ÖZET

REAKTÖRLERDE KULLANILAN VE KULLANILMASI ÖNERİLEN ÇEŞİTLİ BLANKET VE ZIRHLARIN NÖTRON YAKALAMA VE GAMA ÜRETİM TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

ÖZDEMİR, Ömer Faruk
Doktora Tezi, Fizik Anabilim Dalı
Tez Danışmanı : Doç. Dr. Ali ARASOĞLU
Ocak 2016, 147 sayfa

Bu tez çalışmasında, reaktörlerde kullanılan ve kullanılması önerilen bazı blanket ve zırhlama malzemelerinden ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P , ^{45}Sc , ^{51}V , ^{52}Cr , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{59}Co , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{68}Zn , ^{89}Y , ^{100}Mo , ^{107}Ag , ^{141}Pr , ^{180}Hf , ^{181}Ta , ^{182}W , ^{208}Pb izotopları için 2-20 MeV aralığında (n, γ) ve 2-40 MeV aralığında (γ, n) reaksiyon tesir kesitlerinin teorik hesaplamaları yapıldı. Hesaplamalarda denge ve denge öncesi modeller kullanıldı.

(n, γ) reaksiyon tesir kesitlerine ait hesaplamalarda, Weisskopf-Ewing ve Full Exciton Model için PCROSS bilgisayar programı, Denge, Hibrid ve Geometri Bağımlı Hibrid Model için ALICE/ASH bilgisayar programı kullanıldı.

(γ, n) reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları da, Weisskopf-Ewing Model için PCROSS, Hibrid Monte-Carlo Simülasyon Modeli için ALICE-2011 ve Kaskad Eksiton Model için de CEM03.01 programları kullanılarak yapıldı.

Her model için yapılan tesir kesiti hesaplamaları birbirleriyle, EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data) veri tabanından alınan deneysel veriler ile ve literatürde yer alan JANIS (Java-based Nuclear Information Software) veri kütüphanesinden elde edilen değerlendirilmiş verilerle (JENDL-4.0, JENDL/PD-2004, TENDL-2014, JEFF-3.2, ENDF/B-VII.1 ve EAF-2010) karşılaştırıldı.

Anahtar kelimeler: (n, γ) reaksiyonları, (γ, n) reaksiyonları, Tesir kesiti hesaplamaları, Denge ve denge-öncesi modeller.

ABSTRACT

CROSS SECTION CALCULATIONS OF NEUTRON ABSORPTION AND GAMMA PRODUCTION OF SOME BLANKET AND SHIELDING MATERIALS USED AND SUGGESTED IN NUCLEAR REACTORS

ÖZDEMİR, Ömer Faruk
PhD Thesis, Physics
Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Ali ARASOĞLU
January 2016, 147 pages

In this thesis, (n, γ) and (γ, n) reaction cross-sections were theoretically calculated in energy intervals of 2-20 MeV and 2-40 MeV, respectively, for ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P , ^{45}Sc , ^{51}V , ^{52}Cr , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{59}Co , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{68}Zn , ^{89}Y , ^{100}Mo , ^{107}Ag , ^{141}Pr , ^{180}Hf , ^{181}Ta , ^{182}W , ^{208}Pb isotopes which are used and being proposed to be used as blanket and shielding material in reactors.

In calculations of (n, γ) reaction cross-sections, the PCROSS program was utilized for Weisskopf-Ewing and Full Exciton Model, while the program ALICE/ASH was used for Equilibrium, Hybrid and Geometry Dependant Hybrid Model.

For calculations of (γ, n) reaction cross-sections, the utilized programs are PCROSS, ALICE-2011 and CEM03.01 for WE, HMS and Cascade Exciton Models, respectively.

Results of performed cross-section calculations were compared within each model, with experimental data gathered from EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data) Database and with evaluated data taken from JANIS (Java-based Nuclear Information Software).

Key words: (n, γ) reactions, (γ, n) reactions, Cross-section calculations, Equilibrium and pre-equilibrium models.



ÖN SÖZ

Enerji ihtiyacı hem dünya hem de ülkemiz için her dönemde en önemli sorunların başında yer almaktadır. Ülkemizin zaman zaman karşılaştığı sorunlar, enerjide dışa bağımlılıktan kurtulma ve enerji üretiminde çeşitliliğin sağlanmasının zorunluluğunu göstermektedir. Nükleer enerji, sunduğu olanaklarla bu sorunun aşılmasında ülkemize önemli bir alternatif oluşturmaktadır.

Çeşitli elektrik santrallerinin enerji maliyeti karşılaştırmaları ile nükleer santrallerin sunduğu avantajların vurgulandığı bu çalışmada nükleer enerji santralleri ve kullanılan malzemeler hakkında bilgi yer almaktadır.

Çalışmada, yapısal malzemelerde transmutasyona dolayısıyla da yapısal kusurlara neden olabilen nötron ve gama reaksiyonları detaylı bir inceleme ile ele alınmaktadır. Reaktör ömrü ile bakım ve onarım süresini etkileyen bu reaksiyonlar; personel ve ekipman güvenliği için de hayati önem taşır. Bunlara ilaveten füzyon reaktörlerinde, üretken blanket tasarımları için nötron sayısı önemli olduğundan, reaktörlerde kullanılacak yapısal ve zırhlama malzemelerinin seçiminde nötron ve gama reaksiyon tesir kesitlerinin öngörülebilir olması gereklidir.

Bu tez çalışmasında, hem nükleer güç santrallerindeki zırhlama hem de füzyon reaktörlerindeki blanket sistemleri için önem arzeden (n, γ) ve (γ, n) reaksiyonlarına ait tesir kesiti hesaplamaları yer almaktadır. Yapılan teorik hesaplamaların sonuçları hem nükleer santral projeleri devam eden ülkemiz, hem de blanket tasarımları yürüten ülkeler için oldukça önemlidir.

Bu çalışmada hesaplamaları yapılan malzemeler; verilen sistemlerde kullanılan ve önerilen malzemeler arasından titiz bir literatür çalışması sonucunda seçilip, açıklamaları tezde yer alan teorik reaksiyon modelleri ile tesir kesiti hesaplamaları yapılarak, deneysel ve değerlendirilmiş veriler ile karşılaştırmalı olarak sunulmaktadır.

Bu tez çalışmasında, her türlü ilgi ve yardımlarını esirgemeyerek bilgi, tecrübe ve hoşgörüsü ile yol gösteren danışmanım Sayın Doç. Dr. Ali ARASOĞLU'na teşekkür ederim. Ayrıca tez çalışmam sürecinde, karşılaştığımız sorunları benimle birlikte omuzlayan hayat arkadaşıma teşekkür ederim.

2016

Ömer Faruk ÖZDEMİR



İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT	iii
ÖN SÖZ.....	v
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELER LİSTESİ	xi
ŞEKİLLER LİSTESİ	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR	xvi
EKLER DİZİNİ	xviii
1. GİRİŞ.....	1
1.1 Türkiye'nin Enerji İhtiyacı ve Enerji Kaynakları	7
1.2 Enerji Kaynaklarının Maliyet Karşılaştırmaları	10
1.3 Tesir Kesiti	17
2. NÜKLEER ENERJİ	19
2.1 Nükleer Enerjinin Kaynağı	19
2.2 Filyon	22
2.2.1 Filyon reaksiyonu.....	22
2.2.2 Filyon ürünleri ve enerji dağılımı	25
2.3 Filyon Reaktörleri	28
2.3.1 Zincir reaksiyon.....	28
2.3.2 Filyon reaktörlerinin sınıflandırılması	30
2.3.3 Filyon reaktörlerinin yapısı	34
2.4 Türkiye'ye Yapılacak Nükleer Santraller	36
2.4.1 Akkuyu nükleer santral projesi	36
2.4.2 Sinop nükleer santral projesi.....	41
2.5 Füzyon	43
2.6 Füzyon Reaktörü	49
2.6.1 Manyetik alan sınırlamalı füzyon reaktörleri.....	50
2.6.2 Eylemsizlik sınırlamalı reaktörler	51
2.7 Blanket ve Zırhlama Sistemleri.....	54

2.7.1 Blanket.....	54
2.7.2 Zırhlama sistemleri.....	59
3. NÜKLEER REAKSİYONLAR.....	63
3.1 Reaksiyonların Sınıflandırılması.....	64
3.1.1 Saçılma reaksiyonları (elastik ve inelastik saçılma) :.....	64
3.1.2 Transmutasyon reaksiyonları.....	64
3.1.3 Knockout reaksiyonları.....	65
3.1.4 Transfer reaksiyonları.....	65
3.2 Direk Reaksiyonlar.....	67
3.3 Bileşik Çekirdek Reaksiyonları.....	69
3.3.1 Weisskopf – Ewing Model.....	72
3.4 Denge Öncesi Reaksiyonlar.....	74
3.4.1 Griffin eksiton model.....	75
3.4.2 Hibrid model ve geometri bağımlı hibrid model.....	78
3.4.3 Kaskad eksiton model (Cascade Exciton Model).....	79
3.4.4 Hibrid monte-carlo simülasyon modeli (HMS).....	81
3.5 Nötron Reaksiyonları.....	83
4. KULLANILAN BİLGİSAYAR PROGRAMLARI.....	86
4.1 ALICE/ASH Programı.....	86
4.1.1 Denge ve denge öncesi γ ışını yayınlanması tesir kesitleri.....	86
4.1.2 Denge ve denge öncesi nükleon yayınlanması tesir kesitleri.....	87
4.2 ALICE-2011 Programı.....	89
4.3 PCROSS Programı.....	90
4.3.1 Gama ışını yayınlanma tesir kesitleri.....	90
4.3.2 Nükleon yayınlanma tesir kesitleri.....	90
4.4 CEM03.01 Programı.....	91
5. HESAPLAMALAR.....	93
5.1 (n, γ) Reaksiyonu Tesir Kesiti Hesaplamaları.....	94
5.1.1 $^{26}\text{Mg}(n, \gamma)^{27}\text{Mg}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	94
5.1.2 $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	95
5.1.3 $^{28}\text{Si}(n, \gamma)^{29}\text{Si}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	96
5.1.4 $^{31}\text{P}(n, \gamma)^{32}\text{P}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	97

5.1.5	$^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	98
5.1.6	$^{51}\text{V}(n,\gamma)^{52}\text{V}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	99
5.1.7	$^{52}\text{Cr}(n,\gamma)^{54}\text{Cr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	100
5.1.8	$^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	101
5.1.9	$^{56}\text{Fe}(n,\gamma)^{57}\text{Fe}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	102
5.1.10	$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	103
5.1.11	$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	104
5.1.12	$^{65}\text{Cu}(n,\gamma)^{66}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	105
5.1.13	$^{68}\text{Zn}(n,\gamma)^{69}\text{Zn}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	106
5.1.14	$^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	107
5.1.15	$^{100}\text{Mo}(n,\gamma)^{101}\text{Mo}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	108
5.1.16	$^{107}\text{Ag}(n,\gamma)^{108}\text{Ag}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	109
5.1.17	$^{141}\text{Pr}(n,\gamma)^{142}\text{Pr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	110
5.1.18	$^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	111
5.1.19	$^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	112
5.1.20	$^{182}\text{W}(n,\gamma)^{183}\text{W}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	113
5.1.21	$^{208}\text{Pb}(n,\gamma)^{209}\text{Pb}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	114
5.2	(γ,n) Reaksiyonu Tesir Kesiti Hesaplamaları	115
5.2.1	$^{26}\text{Mg}(\gamma,n)^{25}\text{Mg}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	115
5.2.2	$^{27}\text{Al}(\gamma,n)^{26}\text{Al}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	116
5.2.3	$^{28}\text{Si}(\gamma,n)^{27}\text{Si}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	117
5.2.4	$^{31}\text{P}(\gamma,n)^{30}\text{P}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	118
5.2.5	$^{45}\text{Sc}(\gamma,n)^{44}\text{Sc}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	119
5.2.6	$^{51}\text{V}(\gamma,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	120
5.2.7	$^{52}\text{Cr}(\gamma,n)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	121
5.2.8	$^{55}\text{Mn}(\gamma,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	122
5.2.9	$^{56}\text{Fe}(\gamma,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	123
5.2.10	$^{59}\text{Co}(\gamma,n)^{58}\text{Co}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	124
5.2.11	$^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	125
5.2.12	$^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	126

5.2.13 $^{68}\text{Zn}(\gamma, n)^{67}\text{Zn}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	127
5.2.14 $^{89}\text{Y}(\gamma, n)^{88}\text{Y}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	128
5.2.15 $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	129
5.2.16 $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106}\text{Ag}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	130
5.2.17 $^{141}\text{Pr}(\gamma, n)^{140}\text{Pr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	131
5.2.18 $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	132
5.2.19 $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	133
5.2.20 $^{182}\text{W}(\gamma, n)^{181}\text{W}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	134
5.2.21 $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	135
6. SONUÇ VE TARTIŞMA	136
KAYNAKLAR.....	140
EKLER.....	148
ÖZGEÇMİŞ.....	152

ÇİZELGELER LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 1.1. Nükleer santrali bulunan ülkeler, santral sayıları, elektrik üretim kapasiteleri, yıllık üretilen elektrik enerjisi ve toplamdaki payları	5
Çizelge 1.2. Türkiye'nin elektrik üretim ve tüketimi	7
Çizelge 1.3. Seviyelendirilmiş elektrik maliyetlerinin bölgesel etkiler ve kaynaklara göre değişimi	12
Çizelge 1.4. Bazı ülkelere ait elektrik üretim maliyetleri	13
Çizelge 2.1. Bazı izotopların termal ve fisyon nötronları ile fisyonları sonucu yayınladıkları enerjiler	24
Çizelge 2.2. Fisyon ürünlerinin enerji dağılımı	27
Çizelge 2.3. Reaktörlerin Soğutucuya Göre Sınıflandırılması	32
Çizelge 2.4. VVER tipi reaktörlerin nesil gelişimlerine göre dağılımı	37
Çizelge 2.5. VVER-1200 reaktörünün teknik özellikleri	38
Çizelge 2.6. ATMEA-1 reaktörünün teknik özellikleri	41
Çizelge 2.7. Bazı füzyon reaksiyonları için; yayınlanan enerji değerleri, eşik enerji değerleri ve sıcaklık karşılıkları	46
Çizelge 2.8. Füzyon reaktörü tasarımlarının sınıflandırılması	49
Çizelge 2.9. Standart beton tiplerinin özellikleri	61

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1. Dünyada Toplam Enerji Tüketimi	6
Şekil 1.2. 2013 Yılında Dünyada Enerji Kaynaklarının Tüketim Oranı.....	6
Şekil 1.3. 2004-2015 yılları arasında Türkiye'nin elektrik enerjisi üretiminin kaynaklara göre dağılımı ve elektrik enerjisi tüketimi	8
Şekil 1.4. Türkiye'nin 2014 yılı elektrik enerjisi üretiminin kaynaklara göre dağılım yüzdeleri	9
Şekil 1.5. Rusya'da incelenen enerji santrallerine ait maliyet değerleri	15
Şekil 1.6. ABD'de incelenen enerji santrallerine ait maliyet değerleri	16
Şekil 1.7. Tesir kesiti ve parçacık demeti soğurulması	17
Şekil 2.1. Nükleon başına bağlanma grafiği.....	21
Şekil 2.2. Fisyonunda çekirdek potansiyelinin değişimi	23
Şekil 2.3. ^{235}U fisyonu için örnek fisyon şeması.	24
Şekil 2.4. ^{235}U 'in yavaş ve 14 MeV enerjili nötronlarla fisyon verim grafiği	25
Şekil 2.5. ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu ve ^{241}Pu 'in yavaş ve 14 MeV enerjili nötronlarla fisyon verim grafiklerinin karşılaştırılması	26
Şekil 2.6. ^{235}U 'in fisyonunda yayınlanan nötronların enerji spektrumu	27
Şekil 2.7. Fisyon sonucu açığa çıkan nötronların olası reaksiyonları.	28
Şekil 2.8. İşletmedeki nükleer reaktörlerin, tasarımlara göre dağılımı	31
Şekil 2.9. Reaktör tasarımlarına ait çalışma şemaları	33
Şekil 2.10. PWR tipi nükleer reaktör tasarımı	34
Şekil 2.11. VVER-1200 reaktörünün şeması	39
Şekil 2.12. ATMEA-1 tipi reaktörün şeması.	42
Şekil 2.13. Döteryumun bazı füzyon reaksiyonları için tesir kesitleri.....	47
Şekil 2.14. Torus vakum odası ve Poloidal Manyetik alan sınırlandırması	50
Şekil 2.15. ITER reaktör şeması	51

Şekil 2.16. Füzyon reaktöründe kullanılan yakıt kapsülünün lazerle vurulması...	52
Şekil 2.17. Eylemsizlik sınırlamalı füzyonun basamakları	52
Şekil 2.18. Dolaylı ateşlemede yakıt kapsülü: Hohlräum	53
Şekil 2.19. National Ignition Facility Şemastik çizimi ve Hedef odası	53
Şekil 2.20. Blanket tasarımları	55
Şekil 2.21. Genel bir blanket tasarımı ve blanketin iç yapısı	56
Şekil 2.22. İnce sıvı ilk duvar ve kalın sıvı blanket tasarımı ve GMD ile sıvının duvara tutunması.....	59
Şekil 2.23. EMR yöntemi ile sıvının duvara tutunması	59
Şekil 3.1. Nükleer reaksiyon mekanizmalarının görünümü	66
Şekil 3.2. Direk reaksiyonda momentum aktarımı	68
Şekil 3.3. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeğinin oluşum ve değişik bozunum kanalları için tesir kesitleri	70
Şekil 3.4. Bileşik çekirdek enerji seviyeleri ve uyarılmış çekirdeğin parçacık ve gama yayınlamasının gösterimi	71
Şekil 3.5. Bileşik çekirdekte enerji seviyeleri ile süreklilik gösterimi	72
Şekil 3.6. Düşük ve yüksek enerjili mermi parçacıklarla gerçekleştirilen bir reaksiyonun enerji spektrumu ve ilgili açısal dağılım grafikleri	75
Şekil 3.7. Eksiton Modelde enerji seviyeleri ve parçacık ilişkisi	76
Şekil 3.8. Kaskad Eksiton Modelin Kaskad ve Denge aşamaları.	81
Şekil 3.9. ^{238}U 'in nötron soğurma rezonansı için enerji diyagramı	84
Şekil 5.1. $^{26}\text{Mg}(n,\gamma)^{27}\text{Mg}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.....	94
Şekil 5.2. $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	95
Şekil 5.3. $^{28}\text{Si}(n,\gamma)^{29}\text{Si}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	96
Şekil 5.4. $^{31}\text{P}(n,\gamma)^{32}\text{P}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	97
Şekil 5.5. $^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.....	98
Şekil 5.6. $^{51}\text{V}(n,\gamma)^{52}\text{V}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	99
Şekil 5.7. $^{52}\text{Cr}(n,\gamma)^{53}\text{Cr}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.....	100

Şekil 5.8. $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.....	101
Şekil 5.9. $^{56}\text{Fe}(n,\gamma)^{57}\text{Fe}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.....	102
Şekil 5.10. $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	103
Şekil 5.11. $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	104
Şekil 5.12. $^{65}\text{Cu}(n,\gamma)^{66}\text{Cu}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	105
Şekil 5.13. $^{68}\text{Zn}(n,\gamma)^{69}\text{Zn}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	106
Şekil 5.14. $^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.....	107
Şekil 5.15. $^{100}\text{Mo}(n,\gamma)^{101}\text{Mo}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	108
Şekil 5.16. $^{107}\text{Ag}(n,\gamma)^{108}\text{Ag}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	109
Şekil 5.17. $^{141}\text{Pr}(n,\gamma)^{142}\text{Pr}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.....	110
Şekil 5.18. $^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.....	111
Şekil 5.19. $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	112
Şekil 5.20. $^{182}\text{W}(n,\gamma)^{183}\text{W}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	113
Şekil 5.21. $^{208}\text{Pb}(n,\gamma)^{209}\text{Pb}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	114
Şekil 5.22. $^{26}\text{Mg}(\gamma,n)^{25}\text{Mg}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.....	115
Şekil 5.23. $^{27}\text{Al}(\gamma,n)^{26}\text{Al}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	116
Şekil 5.24. $^{28}\text{Si}(\gamma,n)^{29}\text{Si}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması	117
Şekil 5.25. $^{31}\text{P}(\gamma,n)^{30}\text{P}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	118
Şekil 5.26. $^{45}\text{Sc}(\gamma,n)^{44}\text{Sc}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	119
Şekil 5.27. $^{51}\text{V}(\gamma,n)^{50}\text{V}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	120
Şekil 5.28. $^{52}\text{Cr}(\gamma,n)^{51}\text{Cr}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	121
Şekil 5.29. $^{55}\text{Mn}(\gamma,n)^{54}\text{Mn}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	122
Şekil 5.30. $^{56}\text{Fe}(\gamma,n)^{55}\text{Fe}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	123
Şekil 5.31. $^{59}\text{Co}(\gamma,n)^{58}\text{Co}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	124

Şekil 5.32. $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	125
Şekil 5.33. $^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	126
Şekil 5.34. $^{68}\text{Zn}(\gamma,n)^{67}\text{Zn}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	127
Şekil 5.35. $^{89}\text{Y}(\gamma,n)^{88}\text{Y}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	128
Şekil 5.36. $^{100}\text{Mo}(\gamma,n)^{99}\text{Mo}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	129
Şekil 5.37. $^{107}\text{Ag}(\gamma,n)^{106}\text{Ag}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	130
Şekil 5.38. $^{141}\text{Pr}(\gamma,n)^{140}\text{Pr}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	131
Şekil 5.39. $^{180}\text{Hf}(\gamma,n)^{179}\text{Hf}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	132
Şekil 5.40. $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	133
Şekil 5.41. $^{182}\text{W}(\gamma,n)^{181}\text{W}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	134
Şekil 5.42. $^{208}\text{Pb}(\gamma,n)^{207}\text{Pb}$ tesir kesiti hesaplamalarının karşılaştırılması.	135

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Kısaltmalar Açıklama

AGR	Geliştirilmiş Gaz Reaktörü (Advanced Gas Reactor)
ALMR	Geliştirilmiş Sıvı Metal Reaktör (Advanced Liquid Metal Reactor)
BÇR	Bileşik Çekirdek Reaksiyonları
BWR	Kaynar Sulu Reaktör (Boiling Water Reactor)
CANDU	Canadian Deuterium Uranium
CEM	Kaskad Eksiton Model (Cascade Exciton Model)
DR	Direk Reaksiyonlar
DWBA	Bozulmuş-dalga Born Yaklaşımı (Distorted-wave Born Approximation)
EIA	A.B.D Enerji Bilgi Dairesi (U.S. Energy Information Administration)
EMR	Elektro Manyetik Sınırlama (Electromagnetically Restrained)
ETKB	T.C. Enerji ve Tabii Kaynaklar Bakanlığı
GCFR	Gaz Soğutmalı Hızlı Reaktör (Gas Cooled Fast Reactor)
GDH	Geometri Bağımlı Hibrid Model (Geometry Dependent Hybrid Model)
GDR	Büyük Dipol Rezonans (Giant Dipole Rezonans)
GEM	Genelleştirilmiş Buharlaştırma Modeli (Generalized Evaporation Model)
HMS	Hibrid Monte-Carlo Simülasyon Modeli
HTGR	Yüksek Sıcaklık Gaz Reaktörü (High Temperature Gas Cooled Reactor)
IAEA	Uluslararası Atom Enerji Ajansı (International Atomic Energy Agency)
IEA	Uluslararası Enerji Ajansı (International Energy Agency)
INC	Çekirdek Kaskad (Intra Nuclear Cascade)
ITER	Uluslararası termonükleer Deneysel Reaktörü (International Thermonuclear Experimental Reactor)
LCOE	Seviyelendirilmiş Elektrik Maliyeti (Levelized Cost of Electricity)
LMFBR	Sıvı Metal Hızlı Üretken Reaktör (Liquid Metal Fast Breeder Reactor)

LNG	Sıvılaştırılmış Doğal Gaz (Liquified Natural Gas)
LWGR	Hafif Su Soğutmalı Grafit Moderatörlü Reaktör (Light Water Graphite-Moderated Reactor)
MEM	Değiştirilmiş Eksiton Model (Modified Exciton Model)
MHD	Manyeto Hidro Dinamik
MHI	Mitsubishi Heavy Industries
MSBR	Eriyik Tuzlu Üretken Reaktör (Molten Salt Breeder Reactor)
NEA	Nükleer Enerji Ajansı (Nuclear Energy Agency)
NIF	National Ignition Facility
OECD	Ekonomik Kalkınma ve İşbirliği Örgütü (Organisation for Economic Co-operation and Development)
PWR	Basınçlı Su Reaktörü (Pressurized Water Reactor)
PHWR	Basınçlı Ağırsu Reaktörü (Pressurized Heavy Water Reactor)
PTGR	Basınçlı Tüp Grafit moderatörlü Reaktör (Pressure Tube Graphite-Moderated Reactor)
RBMK	Reaktor Bolshoy Moshchnosti Kanalnyy (High Power Channel-type Reactor)
SSCB	Sovyet Sosyalist Cumhuriyetler Birliği
TBR	Trityum Üretim Oranı (Trityum Breeding Ratio)
VVER	Vodo-Vodyanoi Energetichesky Reaktor (The Water-Water Energetic Reactor)
WE	Weisskopf-Ewing Model

EKLER DİZİNİ

EK	Sayfa
Ek 1. Bazı nükleer reaktör bileşenlerinde kullanılan malzemeler	148
Ek 2. Füzyon reaktörü bileşenlerinde kullanılan malzemeler	150
Ek 3. Hesaplaması yapılan izotopların (n,γ) ve (γ,n) reaksiyonları sonucu oluşan ürün çekirdekler, yaptıkları bozunumlar ve yarı ömürleri	151



1. GİRİŞ

Nötron, proton gibi parçacıkların ya da gama fotonunun çekirdek ile etkileşebilmesi yani nükleer reaksiyon gerçekleştirebilmesi, çekirdeğe veya çekirdek kuvvetlerinin menziline girmesiyle mümkündür. Böyle bir reaksiyonun gerçekleşme olasılığı **tesir kesiti** niceliği ile belirlenir.

Tesir kesiti hesaplamaları;

- Filyon / Füzyon Reaktör tasarımı, zırhlama ve yakıt teknolojileri
- Parçacık Fiziği
- Nükleer Tıp uygulamaları
- Astronomi çalışmaları

gibi ana başlıklarda toplayabileceğimiz onlarca uygulama alanı için oldukça önemlidir.

Nötronun keşfinden bu yana nötron tesir kesitlerinin ölçülebilmesi için kullanılan teknikler sürekli olarak gelişmektedir. Yeni nesil reaktörlerin inşası, atık dönüşüm teknolojisinin geliştirilmesi ve tıptaki uygulamaların artması daha hassas ölçüm ve hesaplamaları gerekli kılmaktadır (Block ve ark., 2010).

Nötronlarla oluşturulan reaksiyonların tesir kesitlerinin hesaplanması özellikle filyon ve füzyon reaktörlerinin tasarımları için oldukça önemlidir. Reaktörlerde elde edilen bazı çekirdekler çok kısa yarı ömürlü olduğu için tesir kesiti ölçümü yapılamadığından teorik hesaplamalar yapılması zorunluluğu doğmaktadır. Bu durum yakıt teknolojisi için olduğu kadar zırhlama ve güvenlik sistemleri içinde önemlidir.

Nötron reaksiyonları, genellikle radyoaktif çekirdek oluşumuyla sonuçlanır. Oluşan çekirdek radyoaktif bozunum sonucu parçacık ya da gama ışını yayınlayarak (ışımali yakalama sonucu) kararlı duruma ulaşır. Bu bozunum süreci yalnızca reaktör korundaki ürün çekirdeklerde değil, kor dışına sızan nötronların zırhlama malzemelerinde yaptığı yapısal değişiklikler sonucunda da gerçekleşir. Söz konusu gama üretimi zırhlama malzemesinde olduğu için; açığa çıkan radyasyonun reaktörün diğer bileşenlerine dolayısıyla da çalışanlarına ulaşması mümkün olabilmektedir. Nükleer reaksiyonların malzemede sebep olacağı yapısal değişiklikleri öngörebilmek, yani gama üretim tesir kesitleri küçük olan malzemelerle yapılan bir zırhlama, personel güvenliği ve elektronik ekipmanların güvenilir çalışmayı sürdürmesi açısından önemlidir.

Bu çalışmada; reaktörlerde kullanılan ve kullanılması önerilen bazı blanket ve zırhlama malzemelerinin nötron yakalama ve gama üretim (n, γ) tesir kesitleri ile fotonötron (γ, n) tesir kesitleri hesaplandı. Detayları sonraki bölümlerde yer alan nükleer reaksiyon modellemelerini kullanan ALICE/ASH, ALICE-2011, CEM03.01 ve PCROSS programları ile elde edilen hesaplama sonuçları birbirleriyle, deneysel sonuçlarla ve literatürde yer alan değerlendirilmiş veriler ile karşılaştırıldı.

Tesir kesiti hesaplamalarına başlamadan önce nükleer bilimin gelişiminden ve nükleer enerjiye neden ihtiyaç duyulduğundan kısaca söz etmek gerekir :

A. Henri Becquerel (1896) ile Marie ve Pierre Curie çiftinin (1898), radyoaktifliğin keşfi nedeniyle Nobel Ödülünü (1903) almalarının ardından nükleer fizik için önemli bir diğer adım E. Rutherford'un 1911 yılında çekirdekli atom modeli ile ilk defa atom çekirdeği fikrini ortaya koymasındır. Ayrıca 1919 yılında Rutherford'un doğal radyoaktif bir kaynaktan yayınlanan alfalarla, bir azot hedefi bombardımanı sonucu meydana gelen



reaksiyonu da ilk transmutasyon reaksiyonuna örnektir.

James Chadwick tarafından nötronun keşfi (1932), Irene Curie – Frederic Joilet çiftinin yapay radyoaktifliği bulması (1934), Bohr tarafından bileşik çekirdek reaksiyon mekanizmasının verilmesi (1936), çekirdek fisyonu ve enerji salınımının Lise Meitner tarafından keşfedilmesi (1938) ve fisyonun sıvı damlası modeli ile açıklanması (Bohr ve Wheeler, 1939) ile nükleer bilim hızlı bir ilerleme kaydetmiştir. İstatistiksel modellerin nükleer reaksiyonlara uygulanmasıyla, nükleer modeller geliştirildi (Weisskopf, 1937; Weisskopf ve Ewing, 1940). Bu keşifler ve II. Dünya Savaşı'nın tetiklemesi ile nükleer araştırmalar ivme kazandı. İlk kontrollü zincir reaksiyon 1942'de Enrico Fermi ve ekibi tarafından gerçekleştirildi. R. Oppenheimer'ın yönettiği Manhattan Projesi'nin sonucu olarak 1945'te insanlığın nükleer enerjiden korkmasını haklı kılan ilk olay atom bombasının atılması oldu. Ghoshal, Bohr tarafından önerilen Bileşik Çekirdek bozunum sürecini deneysel olarak doğruladı (1950). Nükleer enerji ile ilk elektrik üretimi ise 1951'de gerçekleştirildi.

Kontrollü füzyon reaksiyonu için kritik değer şartları verildi (Lawson, 1957). Monte Carlo hesaplama tekniği kullanılarak bilgisayar destekli intra-nükleer kaskad

hesaplamaları yapıldı (Metropolis ve ark., 1958). Nükleer reaksiyonlar sonucu yayınlanan parçacık ve gama ışını arasındaki ilişki araştırılmaya başlandı (Grover, 1961). Denge-öncesi bozunma için hesaplama modeli (eksiton model) önerildi (Griffin, 1966). Uyarılmış çekirdeğin istatistiksel denge sürecini açıklayan yeni bir model sunuldu (Harp ve ark., 1968). Denge öncesi reaksiyon modellerinin sentezi olarak kabul edilen hibrid model ortaya konuldu (Blann, 1971). Bileşik çekirdeğin uyarılma fonksiyonları ve parçacık yayınlama spektrumları için eksiton modele ait uygulamalar yapıldı (Ribansky, 1972). Nükleer maddenin yüzey yoğunluğu hibrid model hesaplamalarına dahil edildi (Blann, 1972).

Denge öncesi parçacık yayınlama hesaplamaları için Kaskad-Eksiton Model ortaya konuldu (Gudima ve ark., 1983). Denge öncesi reaksiyon modelleri ile gama yayınlama olasılığı üzerine çalışmalar yapıldı (Akkerman ve Gruppelaar, 1985). ALICE bilgisayar programının önceki bir versiyonu ile gama kaskad hesaplamaları yapıldı (Blann ve ark., 1987). Nötronla uyarılan reaksiyonlar için denge öncesi parçacık yayınlama spektrumlarının hesaplanması amacıyla PCROSS bilgisayar programı yayınlandı (Capote ve ark., 1991). Blann tarafından Monte Carlo simülasyon modeli kullanılarak yeni bir denge öncesi reaksiyon modeli sunuldu (1996).

Kaskad eksiton model hesaplamaları için CEM03.01 programı yayınlandı (Mashnik ve ark., 2005). 2006'da ALICE programının yeni bir versiyonu olan ALICE/ASH yayınlandı (Broeders ve ark., 2006). Işımalı yakalama reaksiyonları için değişik modeller ve bilgisayar programları ile yapılan hesaplamalar yayınlandı (Betak, 2006). Blann tarafından ortaya konulan Hibrid Monte Carlo simülasyon modeli ile hesaplamalar için ALICE 2011 bilgisayar programı yayınlandı (Blann ve ark., 2010). Nükleer reaksiyon modelleri ile denge ve denge öncesi parçacık yayınlama ve foto nötron tesir kesiti hesaplamaları yapıldı (Uğur ve ark., 2013; Kaplan ve ark., 2014; Yiğit, 2015).

Elektrik üretiminde nükleer enerjiyi kullanan ilk ülkeler; Sovyetler Birliği (1954), İngiltere (1956), Amerika Birleşik Devletleri (1957) ve Fransa (1963)'dir. 1960'larda Belçika, Kanada, Almanya, İtalya, Japonya ve İsveç bu yeni enerji kaynağını kullanan diğer ülkelerdir. 1970'lerin başındaki petrol krizi nükleer güç tesislerinin sipariş ve inşasına hız katmış ve 1980 yılına gelindiğinde dünya çapındaki nükleer santral sayısı 243'ü bulmuştu (NEA, 2012).

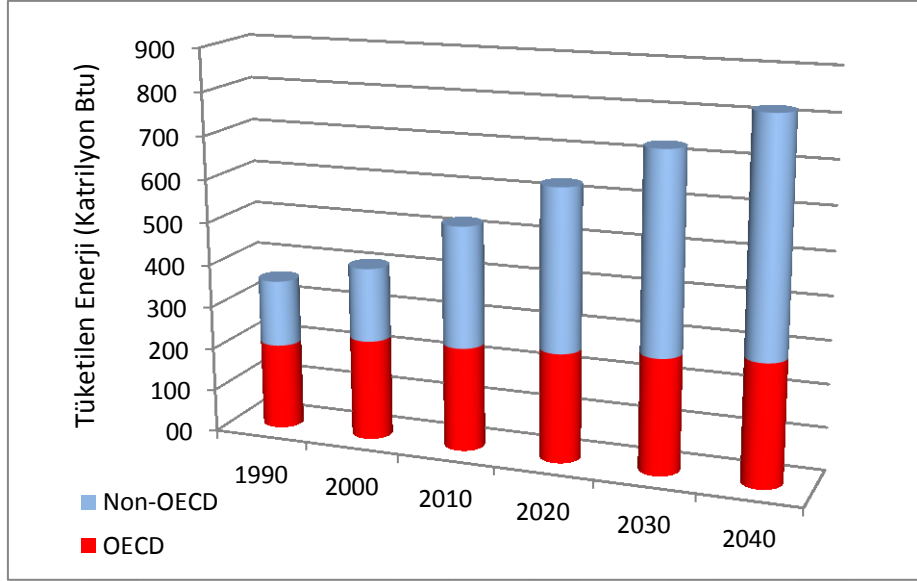
1979'da ABD'deki Three Mile Island ve 1986 yılında Sovyetler Birliği'ndeki (bugün Ukrayna sınırları içerisinde olan) Çernobil kazaları nükleer enerjinin güvenilirliği konusunda ciddi endişelere yol açmış ve nükleer güç santrallerinin artış hızının azalmasına neden olmuştur.

2015 yılı itibariyle dünya üzerinde çalışır durumda olan 439 nükleer güç santrali vardır. Uluslararası Atom Enerjisi Ajansı'nın (IAEA : International Atomic Energy Agency) verileri ile oluşturulan Çizelge 1.1'de 30 ülkenin sahip olduğu santrallerin sayısı ve elektrik üretim kapasiteleri verilmiştir, bu çizelgeye inşası devam eden 69 reaktör dahil edilmemiştir. 2014 yılı itibarı ile ülkelerin elektrik üretimindeki yüzdeleri incelendiğinde gelişmiş ve gelişmekte olan ülkelerin enerji ihtiyaçlarının önemli bir bölümü nükleer enerji ile karşılandığı görülmektedir (IAEA, 2015). Bu ülkelerden en dikkat çeken ise 58 nükleer santralle elektrik üretiminin % 73.3'ünü karşılayan Fransa'dır.

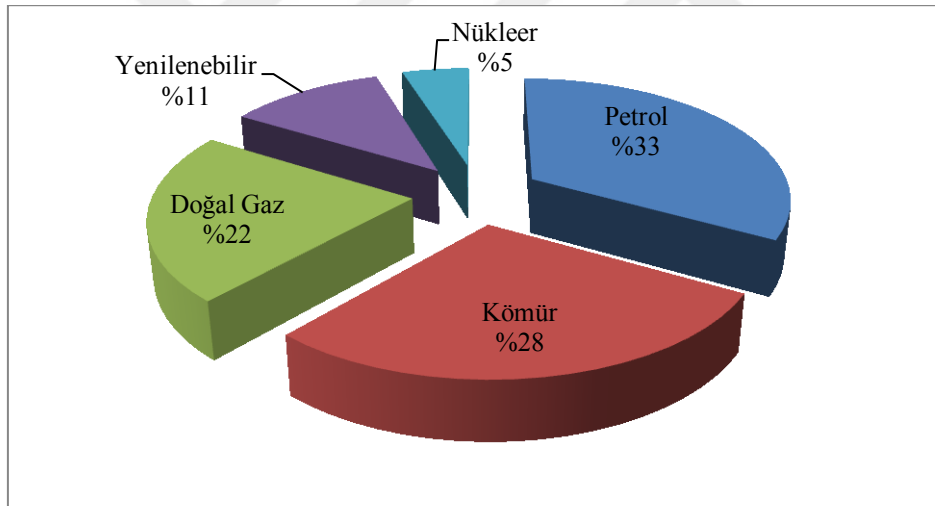
Ülkeleri nükleer enerji kullanımına yönelten başlıca sebep özellikle sanayideki büyümeye bağlı olarak hızla artan enerji talebidir. Şekil 1.1'de 1990'dan günümüze Dünya enerji tüketimi ve 2040 yılına kadar öngörülen enerji ihtiyacı verilmektedir. Hızla artan enerji ihtiyacına karşılık mevcut enerji kaynaklarına bakıldığında A.B.D Enerji Bilgi Dairesi'nin (EIA : U.S. Energy Information Administration) 2013 raporu verilerine göre hızla tükenen fosil yakıtlar birincil enerji kaynakları olarak kullanılmaktadır (Şekil 1.2). Nükleer enerji; birincil enerji kaynakları arasında % 5'lik payı ile sonda yer almasına rağmen kısa vadede eriştiği seviye ve potansiyeli ile önemli bir enerji kaynağı olduğunu kanıtlamıştır. Bununla birlikte fosil yakıtların görece olarak kısa zamanda tükenen olmaları öngörüsüyle nükleer enerji uzun vadede enerji üretimi için en önemli kaynak olarak karşımıza çıkmaktadır.

Çizelge 1.1. Nükleer santrali bulunan ülkeler, santral sayıları, elektrik üretim kapasiteleri, yıllık üretilen elektrik enerjisi ve toplamdaki payları (IAEA, 2015)

Ülke	İşletilen Reaktör Sayısı	Toplam Net Elektrik Kapasitesi [MW]	Sağlanan Nükleer Elektrik Enerjisi [GW.h]	Nükleer Payı [%]
Almanya	9	12074	91783.70	15.8
A.B.D	100	99244	798616.26	19.5
Arjantin	3	1627	5258.17	4.0
Belçika	7	5927	32093.74	47.5
Brezilya	2	1884	14463.39	2.9
Bulgaristan	2	1926	15013.99	33.6
Çek Cum.	6	3904	28636.78	35.8
Çin	23	19007	123807.69	2.4
Çin (Tayvan)	6	5032	40801.06	18.9
Ermenistan	1	375	2265.64	30.7
Finlandiya	4	2752	22645.96	34.6
Fransa	58	63130	418001.40	76.9
Güney Afrika	2	1860	14762.70	6.2
Hindistan	21	5308	33231.87	3.5
Hollanda	1	482	3873.51	4.0
İngiltere	16	9373	57918.48	17.2
İran	1	915	3723.60	1.5
İspanya	7	7121	54860.38	20.4
İsveç	10	9470	62270.05	41.5
İsviçre	5	3333	26467.90	37.9
Japonya	48	44215	veri yok	veri yok
Kanada	19	13500	98588.12	16.8
Kore	23	20721	132465.24	30.4
Macaristan	4	1889	14777.73	53.6
Meksika	2	1330	9311.60	5.6
Pakistan	3	690	4577.53	4.3
Romanya	2	1300	10753.68	18.5
Rusya	34	24654	169064.84	18.6
Slovakya	4	1815	14420.34	56.8
Slovenya	1	688	6060.82	37.2
Ukrayna	15	13107	83122.79	49.4
TOPLAM	439	377606	2358863.97	



Şekil 1.1. Dünyada Toplam Enerji Tüketimi 1990-2040 (EIA, 2013).



Şekil 1.2. 2013 Yılında Dünyada Enerji Kaynaklarının Tüketim Oranı (EIA, 2013).

1.1 Türkiye'nin Enerji İhtiyacı ve Enerji Kaynakları

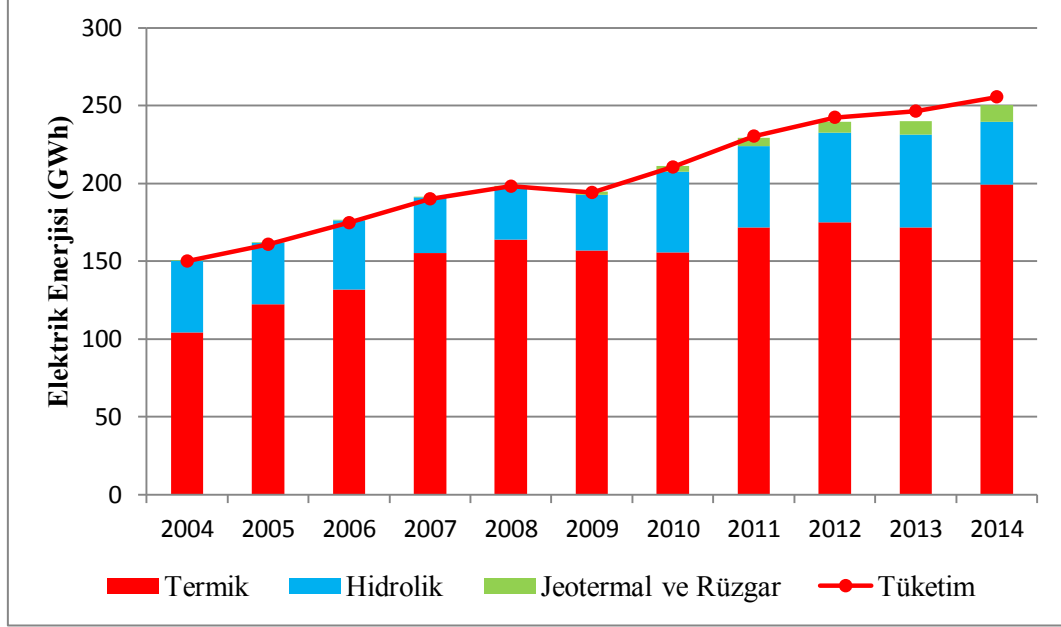
Ülkemizin artan nüfus ve büyüyen ekonomisi nedeniyle enerji ihtiyacı her yıl artmaktadır. Türkiye Cumhuriyeti Enerji ve Tabii Kaynaklar Bakanlığı'nın (ETKB) verilerine göre 2014 yılında elektrik tüketimimiz yaklaşık *256 GWh* olmuştur (Çizelge 1.2). Enerji ihtiyacındaki artış göz önüne alındığında, ülkemizin enerji talebinin yaklaşık olarak yıllık % 7'lik artışla 2023 yılında *500 GWh*'e ulaşması öngörülmektedir (ETKB, 2015).

Çizelge 1.2. Türkiye'nin elektrik üretim ve tüketimi (GWh) (ETKB, 2015)

Yıl	Üretim	İthalat	İhracat	Tüketim	Üretim Artış Oranı (%)	Tüketim Artış Oranı (%)
2004	150698	464	1144	150018	7.2	6.3
2005	161956	636	1798	160794	7.5	7.2
2006	176300	573	2236	174637	8.9	8.6
2007	191558	864	2422	190000	8.7	8.8
2008	198418	789	1122	198085	3.6	4.3
2009	194813	812	1546	194079	-1.8	-2.0
2010	211208	1144	1918	210434	8.4	8.4
2011	229395	4556	3645	230306	8.6	9.4
2012	239497	5826	2954	242370	4.4	5.2
2013	240154	7429	1227	246357	0.3	1.6
2014	250435	7805	2696	255545	4.3	3.7

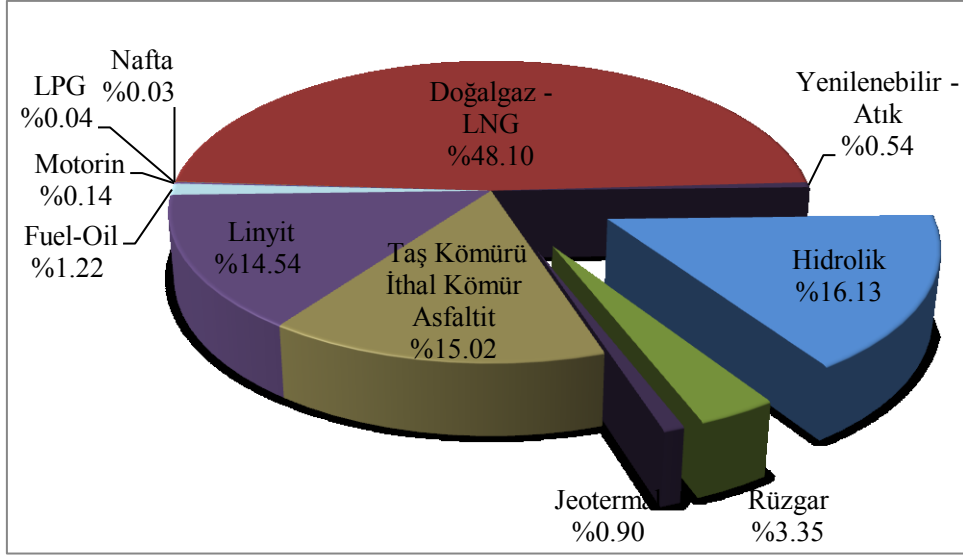
Ülkemizin elektrik enerjisi üretim potansiyeli incelendiğinde kurulu gücün ağırlıklı olarak termik santrallerde olduğu görülür (Şekil 1.3). Enerji kaynaklarındaki çeşitlilik güneş ve rüzgar enerjisi gibi yenilenebilir enerji kaynaklarıyla arttırılmak istenirse de ne yazık ki istenilen düzeye erişilememiştir. Grafikte, yıllara göre üretimdeki artışın da termik santrallerle sağlandığı görülmektedir. Çevresel dezavantajlarının ötesinde; termik santraller, *11.7 milyar ton* linyit ve *1.3 milyar ton* taşkömürü rezervlerine sahip ülkemiz için bir avantaj gibi görünse de kurulu güç yalnızca kömüre dayalı santrallerden elde edilmemektedir (Şekil 1.4) (Kaya ve Koç, 2015). Ağırlıklı olarak doğalgaz ya da sıvılaştırılmış doğal gazın (LNG : Liquified Natural Gas) yakıt olarak kullanıldığı termik santrallerle elektrik üretimi söz konusudur.

Bu santrallerin elektrik üretiminin toplam elektrik üretimine oranı yaklaşık % 48'dir. Türkiye'nin 2014 yılında $49.2 \text{ milyar } m^3$ ve 2015 Mart sonu itibarı ile $13.2 \text{ milyar } m^3$ doğalgaz ithal etmiş olduğu gözönüne alınırsa ülkemiz için termik santrallerle elektrik üretiminin sorgulanması gereklidir.



Şekil 1.3. 2004 2015 yılları arasında Türkiye'nin elektrik enerjisi üretiminin kaynaklara göre dağılımı ve elektrik enerjisi tüketimi (ETKB, 2015).

ETKB'nın verileri incelendiğinde 2014 yılı itibarıyla ülkemizin 36.5 GW 'lık kurulu gücünün yerli kaynaklar, 32.9 GW 'lık kurulu gücününse ithal kaynaklardan sağlandığı görülür. Bunlar da sırasıyla % 52.6 yerli, % 47.4 ithal kaynak bazlı kurulu güce karşılık gelir ki ülkemizin enerjide dışa bağımlılığını gösteren bir durumdur. Mevsimsel değişimlerden etkilenen hidrolik santraller de, toplam kurulu gücün % 34'üne karşılık gelmesine rağmen, bu durumu değiştirememektedir.



Şekil 1.4. Türkiye'nin 2014 yılı elektrik enerjisi üretiminin kaynaklara göre dağılım yüzdeleri (ETKB, 2015).

1.2 Enerji Kaynaklarının Maliyet Karşılaştırmaları

Mevcut enerji kaynaklarımız ve nükleer santralden elde edilen elektrik enerjisinin birim maliyetlerinin karşılaştırılması için;

- i. Nükleer enerji için atık yönetimi ve santral sökümünü de içeren yatırım maliyeti
- ii. Personel ücretleri gibi giderleri de içeren işletme ve bakım maliyeti
- iii. Yakıt maliyeti
- iv. CO_2 ve atık yönetimi maliyetleri

gibi başlıklarda toplanan bir takım kalemler göz önünde bulundurulur. Reaktör ömrü dahil edilerek hesaplanan maliyet değeri; seviyelendirilmiş elektrik maliyeti (LCOE : Levelized Cost of Electricity) olarak isimlendirilir.

Elektrik fiyatları ile maliyet arasındaki denge iki önemli varsayıma dayanır (IEA, 2010):

i. Maliyet ve Gelir indiriminde kullanılan faiz oranı (r), reaktör ömrü boyunca sabit kabul edilir.

ii. Birim elektrik fiyatı (F_E) da reaktör ömrü boyunca sabit kabul edilir ve üretilen elektriğin bu fiyattan satılacağı varsayılır.

Reaktör ömrü t olarak kabul edilirse girdi ve çıktılar için;

$$\sum_t (E_t F_E (1+r)^{-t}) = \sum_t ((Yat_t + I_t + Yak_t + C_t + S_t)(1+r)^{-t}) \quad (1.2)$$

şeklinde verilir. Burada; E_t yılda üretilen toplam elektrik enerjisi, F_E sabit birim elektrik fiyatı, $(1+r)^{-t}$ iskonto oranı, Yat_t reaktör ömrü boyunca yapılan yatırım maliyetleri, I_t t yıl boyunca işletim ve onarım maliyetleri, Yak_t t yıl boyunca kullanılan yakıtın maliyeti, C_t reaktörün ömrü boyunca salınan CO_2 gazının arıtma maliyeti, S_t reaktörün söküm maliyetidir.

Denklem (1.2)'den sabit birim elektrik fiyatı ya da seviyelendirilmiş maliyet fiyatı (LCOE) için;

$$LCOE = F_E = \frac{\sum_t ((Yat_t + I_t + Yak_t + C_t + S_t)(1+r)^{-t})}{\sum_t (E_t F_E (1+r)^{-t})} \quad (1.3)$$

elde edilir.

Fiyat belirlemede göz önünde bulundurulan bu faktörler, fiyatların bölgesel ve ülkelere göre değişimine neden olur. Nükleer Enerji Ajansı (NEA: Nuclear Energy

Agency) ve Uluslararası Enerji Ajansı'nın (IEA : International Energy Agency) raporları ile oluşturulan Çizelge 1.3'de bölgesel farklılıklarla ana enerji kaynaklarının birim maliyet tablosu verilmiştir (WNA, 2012).

Birim maliyetlerin ülkeler bazında incelenmesi her ülkenin sahip olduğu kaynakların farklılığı nedeniyle gereklidir. Bu çalışma nükleer enerji santralleri ile ilgili olduğundan ülkeler bazında yapacağımız inceleme, nükleer enerjide lider konumda olan Amerika Birleşik Devletleri, Rusya, Almanya, Japonya ve Fransa'nın yanı sıra nükleer santral sayısı sınırlı olan ülkelere Hollanda'yı (1santral) içermektedir (Çizelge 1.4) (IEA, 2010). Bu ülkelere Rusya, Japonya ve Fransa ülkemize yapılacak nükleer santrallerin paydaş ülkeleri olmaları nedeniyle özellikle seçilmiştir.

Çizelge 1.4'de elektrik birim maliyetleri % 5 ve % 10 iskonto değerleri ile verilmiş olup bu değerler üretim aşamasındaki değişkenliğin göz önüne alınması için alt ve üst sınır belirlemek amacıyla hesaplanmaktadır. Örneğin çizelgede Amerika Birleşik Devletleri'nde Adv GenIII+ reaktöründe birim maliyet için alt sınır 48.73 \$/MWh iken üst sınır 77.39 \$/MWh'dir. Verilen ülkeler için elektrik birim maliyetleri incelendiğinde aynı kaynağı kullanan farklı teknolojilerle elde edilen fiyatın değişkenliği göze çarpan önemli bir ayrıntıdır. Diğer bir ayrıntı da ilk kurulum maliyetinin çok yüksek olması nedeniyle nükleer enerjinin pahalı bir yatırım olarak algılanmasına karşın; özellikle bu teknolojiyi üreten, yakıt zenginleştirme ve atık kontrolü teknolojilerine sahip ülkeler için en ucuz kaynaklardan biri olarak karşımıza çıkmasıdır.

Akkuyu'da kurulması planlanan nükleer santralden satın alacağımız elektrik bedeli 15 yıl süre için üst limit bedeli 15.33 sent/kWh'ı (153.3 \$/MWh) aşmamak koşulu ile ortalama 12.35 sent/kWh (123.5 \$/MWh) olarak açıklanmıştır (ETKB, 2015). Ülkemize benzer bir durumda bulunan Hollanda'da nükleer enerji maliyeti 10.5 sent/kWh (105.06 \$/MWh) dir.

Çizelge 1.3. Seviyelendirilmiş elektrik maliyetlerinin bölgesel etkiler ve kaynaklara göre değişimi (Tablo, %10 iskonto oranı ile hesaplanmış verileri içerir) (WNA, 2012)

Bölgeler ve Endüstriyel Firmalar		LCOE – birim fiyatlar (US\$/MWh)									
		Nükleer	Taş Kömürü	Linyit	Gaz	Hidro-elektrik	Rüzgar (kara)	Rüzgar (deniz)	Dalga	Güneş (Fotovoltaik)	Gel-Git
OECD	Amerika	77	88-94	-	104	-	70-146	146-195	-	333-436	-
	Asya	42-76	-	-	-	282	-	-	-	-	-
	Avrupa	83-137	110	95-143	118	140-459	122-230	187-261	224	388-616	-
Non-OECD	Amerika	105	-	-	-	33-61	-	-	-	-	-
	Asya	44-55	-	-	-	23-52	72-126	-	-	187-283	-
	Avrupa	68	118	-	-	-	90	-	-	-	-
	EPRI	73	-	-	-	-	91	-	-	-	-
	Eurelectric	106	102	-	-	71	155	163-182	-	361	-
	ESAA	-	82-90	86-90	-	-	114	-	242	-	348

EPRI : Electric Power Research Institute

Eurelectric: Electricity for Europe

ESAA: Energy Supply Association of Australia

Cizelge 1.4. Bazı ülkelere ait % 5 ve % 10 iskonto oranları ile elektrik üretim maliyetleri (US\$/MWh) (IEA, 2010)

Teknoloji		% 5				% 10			
		Yatırım	İşl. Bak.	Yakıt Atık	LCOE	Yatırım	İşl. Bak.	Yakıt Atık	LCOE
ABD									
Nükleer	Adv Gen III+	26.53	12.87	9.33	48.73	55.2	12.87	9.33	77.39
Kömür	Bk PCC	17.73	8.76	46.00	72.49	33.09	8.76	46.00	87.85
	Bk IGCC	20.46	8.37	46.03	74.87	38.2	8.37	46.03	92.61
	Bk IGCC w/CC(S)	29.96	11.31	26.76	68.04	55.85	11.31	26.76	93.92
Gaz	CCGT	8.93	3.61	64.01	76.56	15.14	3.61	64.01	82.76
	AGT	5.75	4.48	81.25	91.48	9.35	4.48	81.25	95.08
	CCGT w/CC(S)	17.74	5.69	68.48	91.90	30.02	5.69	68.48	104.19
Rüz (kara)**	100x1.5MWe	39.76	8.63	-	48.39	61.84	8.63	-	70.47
Güneş	PV-5MWe	209.74	5.71	-	215.45	327.07	5.71	-	332.78
	Thermal-100MWe	183.59	27.59	-	211.18	296.13	27.59	-	323.71
CHP***	Simple Gas Turbine	7.18	1.07	82.95	40.58	11.66	1.07	82.95	45.07
Rüz (deniz)*	-	77.39	23.63	-	101.02	122.81	23.63	-	146.44
Biyokütle	-	31.38	15.66	6.73	53.77	58.43	15.66	6.73	
Biyogaz	-	22.69	24.84	-	47.53	38.48	24.84	-	63.32
Jeotermal	-	14.26	18.21	-	32.48	26.17	20.58	-	46.76
Yakıt Pili	-	62.16	49.81	69.20	181.17	94.13	49.81	69.20	213.14
RUSYA									
Nükleer	VVER-1150	22.76	16.73	4	43.49	47.21	16.94	4	68.15
Kömür	Bk USC PCC	19.07	10.96	20.41	50.44	34.53	10.96	20.41	65.91
	USC PCC w/CC(S)	39.13	21.58	26.1	86.82	70.65	21.58	26.1	118.34
	Bk SC PCC	17.74	10.2	22.83	50.77	32.13	10.2	22.83	65.15
Gaz	CCGT	11.05	7.55	39.14	57.75	18.44	7.55	39.14	65.13
Rüz (kara)	100x1MWe	47.96	15.43	-	63.39	74.17	15.43	-	89.60
CHP	Bk PCC	23.65	12.95	31.24	24.12	44.94	12.95	31.24	45.40
	Gas CCGT Large	13.35	8.80	46.95	47.28	23.08	8.80	46.95	57.00
	Gas CCGT Small	18.05	11.90	49.00	59.58	31.20	11.90	49.00	72.73
	Gas Turbine Large	11.49	7.85	62.02	43.49	19.16	7.85	62.02	51.16
	Gas Turbine Small	14.43	9.86	65.87	53.64	24.07	9.86	65.87	63.28

Çizelge 1.4 devamı

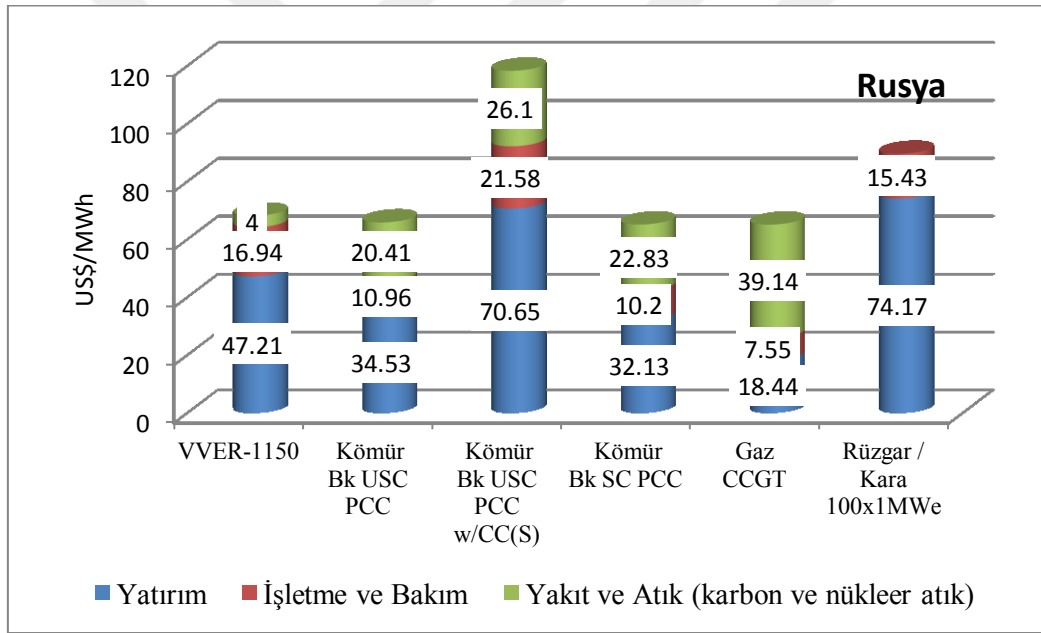
Teknoloji		% 5				% 10			
		Yatırım	İşl. Bak.	Yakıt Atık	LCOE	Yatırım	İşl. Bak.	Yakıt Atık	LCOE
ALMANYA									
Nükleer	PWR	31.84	8.8	9.33	49.97	64.51	8.8	9.33	82.64
Kömür	Bk PCC	16.35	12.67	50.24	79.26	31.19	12.67	50.24	94.1
	Bk PCC w/CC(s)	27.36	20.11	37.81	85.28	51.69	20.11	37.81	109.61
	Br PCC	18.87	14.04	37.38	70.29	35.99	14.04	37.38	87.41
Gaz	Br PCC w/CC(s)	29.84	20.7	17.51	68.06	56.39	20.7	17.51	94.6
	CCGT	9.86	6.73	68.65	85.23	17.44	6.73	68.65	92.81
	Gas Turbine	5.00	5.385	108.39	118.77	8.84	5.38	108.39	122.61
Rüz (kara)	1x3MWe	69.19	36.62	-	105.81	106.34	36.62	-	142.96
Güneş	(Open)-0.5 MWe	251.75	52.85	-	304.59	386.93	52.85	-	439.77
	(Roof)-0.002MWe	291.26	61.05	-	352.31	447.66	61.05	-	508.71
CHP	Black Coal	25.47	16.19	64.20	38.37	48.59	16.19	64.20	61.48
	Gas	12.67	8.73	89.53	67.97	22.42	8.73	89.53	77.81
Rüz (deniz)	-	91.69	46.26	-	137.94	140.51	46.26	-	186.76
FRANSA									
Nükleer	EPR	31.10	16.00	9.33	56.42	67.06	16.00	9.33	92.38
Rüz (kara)	15x3MWe	56.87	20.59	-	90.20	88.84	20.59	-	121.57
Güneş	PV 10 MWe	184.36	80.97	-	286.62	285.89	80.97	-	388.14
Rüz (deniz)	-	90.94	32.35	-	143.69	142.00	32.35	-	19474
Biyogaz	-	30.41	41.18	2.65	79.67	46.21	41.18	2.65	95.47
JAPONYA									
Nükleer	ABWR	23.88	16.5	9.33	49.71	50.63	16.5	9.33	76.46
Kömür	Bk	22.53	10.06	55.49	88.08	41.49	10.06	55.49	107.03
Gaz	CCGT	16	5.55	83.59	105.14	30.39	5.55	83.59	119.53
Hidro-Elk	Large 19 MWe	116.77	36.11	-	152.88	245.41	36.11	-	281.51
HOLLANDA									
Nükleer	PWR	39.72	13.71	9.33	62.76	82.02	13.71	9.33	105.06
Kömür	Bk USC PCC	18.33	3.97	50.98	82.04	36.11	3.97	50.98	99.82
Gaz	CCGT	9.25	1.32	69.83	77.94	15.33	1.32	69.83	82.4
Rüz(kara)	3MWe	67.69	17.83	-	85.52	104.26	17.78	-	122.04
Güneş	PV-0,3MWe(Indus)	434,77	35,16	-	469,93	669,62	35,16	-	707,78
	PV0,0035MWe(Res)	569,74	57,13	-	626,87	877,50	57,13	-	934,63
CHP	Gas CCGT	12,06	8,79	95,99	94,45	23,54	8,79	95,99	105,94
	Gas CCGT	16,60	15,38	100,67	103,34	32,42	15,38	100,67	119,16

* Rüz (deniz) : Kıyı Rüzgar Santrali

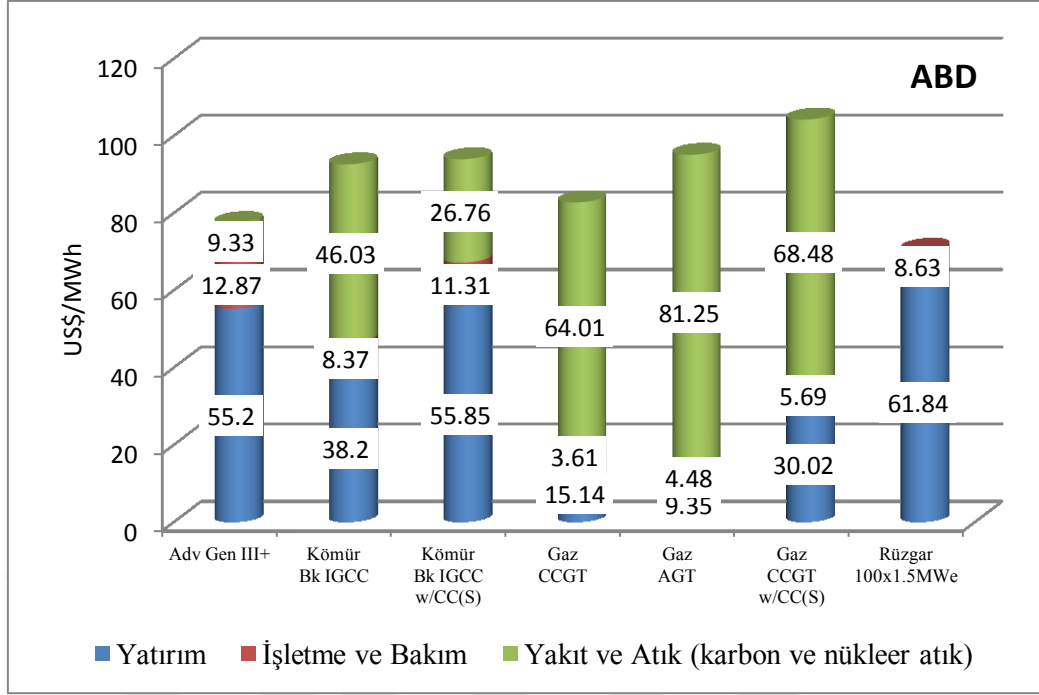
** Rüz (kara) : Kara Rüzgar Santrali

*** CHP : (Combined Heat and Power, Cogeneration) Bileşik Isı ve Güç Üretim Sistemi

Akkuyu nükleer santral projesinin açıklanan bedeli 20 milyar dolardır. İlk yatırım maliyeti için yüksek bir bedel şeklinde görünse de düşük yakıt maliyeti, yakıt maliyetinin dünya enerji piyasalarındaki dalgalanmalardan az etkilenmesi, düşük işletim ve bakım maliyetleri ve santrallerin uzun ömürlü olmaları gibi avantajları vardır. Farklı enerji santralleri için Rusya ve ABD’de incelenen santrallere ait birim maliyetleri karşılaştırmalı veren Şekil 1.5 ve Şekil 1.6’da bu durum daha net görülmektedir. İlk yatırım maliyetleri dikkate alındığında en pahalı ilk yatırımın rüzgar enerjisi, en ucuz ilk yatırımın gaz santralleri olduğu görülür. Ancak gerek yakıt maliyeti, gerekse de açığa çıkan karbon bileşenlerinin kontrolü için yapılan yatırım dahil edilince gaz ve kömür santralleri yalnızca çevresel değil maliyet yönünden de dezavantajlı konuma düşerler. Nükleer santrallerin bir diğer avantajı da burada ortaya çıkar.



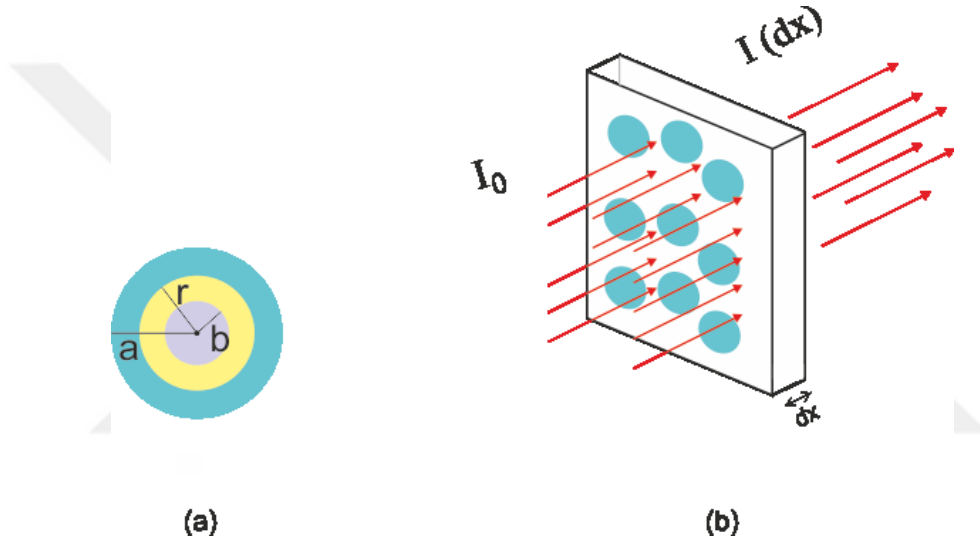
Şekil 1.5. Rusya’da incelenen enerji santrallerine ait maliyet değerleri (IEA, 2010).



Şekil 1.6. ABD’de incelenen enerji santrallerine ait maliyet değerleri (IEA, 2010).

1.3 Tesir Kesiti

Tesir kesiti; gelen parçacığın hedef çekirdek tarafından saçılma ya da soğurulması sonucu bir reaksiyon gerçekleştirme olasılığıdır. Geometrik olarak yorumu ise gelen parçacığın hedef çekirdekte gördüğü etkin alan şeklinde tanımlanabilir. Tesir kesiti, hedef çekirdeğin kesit alanından büyük ($\sigma = \pi a^2$), eşit ($\sigma = \pi r^2$), ya da küçük ($\sigma = \pi b^2$) olabilir (Şekil 1.7.a). Gelen parçacığın yükü, kütlesi, enerjisi ve reaksiyon türüne bağlı olarak bu alan içerisinde reaksiyon gerçekleştirme olasılığı yüksektir.



Şekil 1.7. (a) Tesir kesiti. Burada r çekirdek yarıçapıdır. (b) Parçacık demeti soğurulması.

Şekil 1.7.b'da verildiği gibi ince bir levhadan geçen bir parçacık demetinin reaksiyon olasılığı hedef içindeki atom sayısı (n) ve tesir kesiti (σ) ile orantılıdır. Levhanın birim hacmi başına tanecik sayısının n olması kabulü ile sonsuz ince dx kesiti ele alınırsa;

$$\text{birim yüzeydeki çekirdek sayısı} = ndx \quad (1.4)$$

$$\text{levha yüzeyindeki toplam çekirdek sayısı} = Andx \quad (1.5)$$

olur. Her bir çekirdeğin etkin tesir alanı σ ise;

$$\text{toplam etki alanı} = An\sigma dx \quad (1.6)$$

şeklinde elde edilir.

Gelen taneciğin herhangi bir çekirdeğin etkin alanına girme olasılığı, etkin alanın toplam alana oranıyla verilir:

$$dp = \frac{An\sigma dx}{A} = \sigma n dx \quad (1.7)$$

Tanımda verildiği gibi, bir reaksiyonun gerçekleşme olasılığı tesir kesitinin bir ölçüsü olarak karşımıza çıkar.

$$dp = (\sigma n) dx = \sum_r \sigma_r n dx \quad (1.8)$$

(1.8) denkleminde verilen $\sum_r \sigma_r = \sigma$ çarpımı makroskopik tesir kesiti olarak tanımlanır.

Mikroskopik tesir kesiti (σ)'nin birimi barn'dır ve

$$1b = 100 fm^2 = 10^{-28} m^2 = 10^{-24} cm^2 \quad (1.9)$$

olarak verilir.

2. NÜKLEER ENERJİ

2.1 Nükleer Enerjinin Kaynağı

Çekirdeğin bağlanma enerjisi; tüm nükleonlarını ayırmak için çekirdeğe verilmesi gereken enerji olarak tanımlanır (Foster ve Wright, 1983) ve bir çekirdeği oluşturan nötron ve protonların serbest kütleleri toplamı ile çekirdek kütlelerinin farkının enerji eş değeri olarak Einstein'ın kütle-enerji formülü ile hesaplanabilir.

$$\Delta E = \Delta mc^2 \quad (2.1)$$

Yukarıda verilen tanımla bağlanma enerjisi;

$$B = [Z(m_p) + N(m_n) - M_N]c^2 \quad (2.2)$$

şeklinde ifade edilir. Burada Z proton sayısı, m_p proton kütlesi, N nötron sayısı, m_n nötron kütlesi, M_N çekirdek kütlesi ve c ışık hızıdır. İzotop kütleleri için verilen tablolar genellikle atomik kütle birimi (u veya akb) ile hazırlandığından (2.2) numaralı eşitlikte verilen çekirdek kütlelerini kullanırken bir düzeltme yapmak gerekir.

Bir çekirdeğin durgun kütle enerjisi; atomik durgun kütle enerjisinden, sahip olduğu elektronların toplam kütle enerjisi ve elektronların toplam bağlanma enerjileri çıkarılarak elde edilir:

$$M_N c^2 = M_A c^2 - Z m_e c^2 + \sum_{i=1}^Z B_i \quad (2.3)$$

Bu ifadede son terim elektronların bağlanma enerjileridir ve kütle enerjisine kıyasla çok küçük olduğundan ihmal edilebilir. Çekirdeğin durgun kütle enerjisi için elde edilen (2.3) ifadesi denklem (2.2)'de kullanılarak bağlanma enerjisi;

$$B = \left\{ [Z(m_p) + N(m_n)] - [M_A - Z(m_e)] \right\} c^2 \quad (2.4)$$

şeklinde elde edilir. Son olarak Z tane proton ile Z tane elektron toplamının, Z tane hidrojen atomu (1_1H) olduğu varsayımıyla bağlanma enerjisi

$$B = [Z({}^1_1H) + N(m_n) - M_A]c^2 \quad (2.5)$$

şeklinde yazılır.

Bağlanma enerjisi genel olarak çekirdeğin nükleon sayısı ile artar ancak bağlanma enerjisinin büyüklüğü çekirdeğin kararlılığının arttığı anlamına gelmez. Kararlılık ile ilgili yorum yapabilmek için **nükleon başına bağlanma enerjisi** (B/A)'ne bakılmalıdır.

Şekil 2.1'de nükleon başına bağlanma enerjisi grafiği verilmektedir. A 'nın bir fonksiyonu olarak verilen bu grafikte; hafif çekirdekler için B/A değeri hızla artmakta $A=30$ ile $A=100$ arasında hemen hemen sabitlenip $A=60$ civarında 8.79 MeV değerine ulaşmaktadır. Sonrasında yer alan ağır çekirdekler için de yaklaşık olarak $B/A=7.6 \text{ MeV}$ değerine düşmektedir. Özellikle hafif çekirdeklerde; A ve Z değerleri α 'nın katları şeklinde olan kimi çekirdekler için (^4He , ^8Be , ^{12}C , ^{20}Ne ve ^{24}Mg) komşu çekirdeklere kıyasla ani değer artışları görülmektedir. Bu çekirdeklerin sahip oldukları bu kararlılık; α parçacıklarının birleşimi şeklinde kabullerine bir delil olarak ele alınabilir (Lilley, 2001).

Nükleon başına bağlanma enerjisinin tüm çekirdekler için yaklaşık bir değere sahip olması, yani büyük çekirdekteki bir nükleon ile küçük çekirdekteki bir nükleonun bağlı olduğu nükleon sayısının değişmemesi, çekirdek kuvvetlerinin kısa menzilli olduğunun bir göstergesidir. Ağır çekirdeklerde B/A değerinin azalması, protonların sahip olduğu Coulomb itmesi ile ilişkilidir ve proton sayısının artışı çekirdeğin büyüklüğünü sınırlar. Hafif çekirdeklerde ise; bir nükleonun etkileştiği nükleon sayısı daha az olduğundan B/A değeri azalmakta ve çekirdek daha kararsız olmaktadır (Cansoy, 1978).

Ağır çekirdekler bölünerek daha kararlı çekirdekler oluşturduğunda enerji yayınlanır. Şekil 2.1'de yer alan değerler kullanılarak; ağır bir çekirdeğin fisyonu sonucu açığa çıkan enerji hesaplanabilir. $A \approx$ olan ağır çekirdekler için nükleon başına bağlanma enerjisi yaklaşık olarak $B/A=7.6 \text{ MeV}$ iken $A \approx$ olan fisyon ürünleri için nükleon başına bağlanma enerjisi yaklaşık $B/A=8.5 \text{ MeV}$ civarındadır. Bu durumda fisyon sonucu yayınlanan enerji yaklaşık olarak

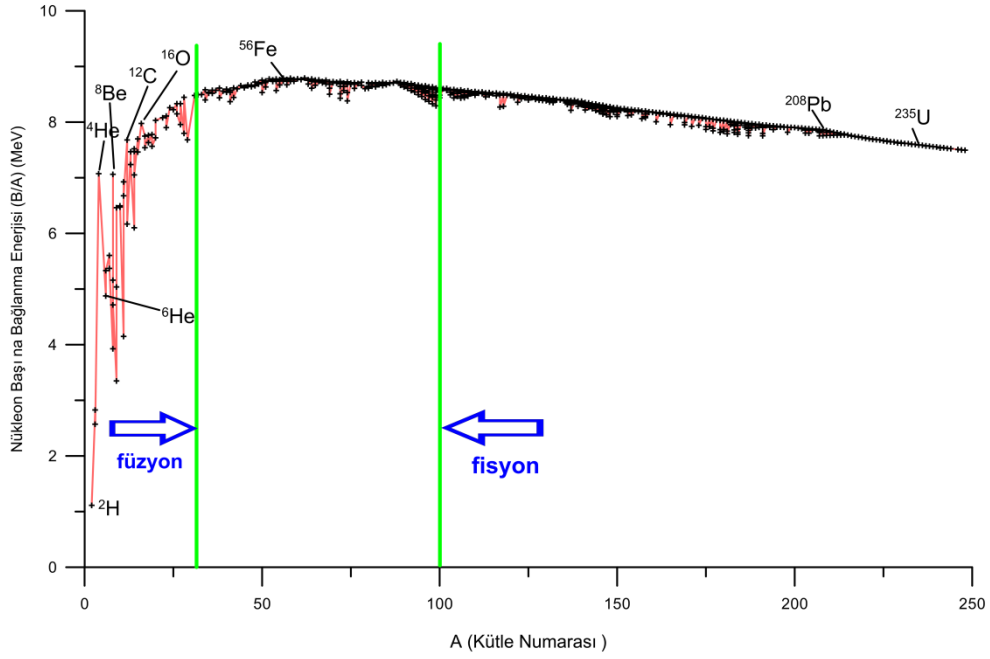
$$Q_{fis} \approx 240 \times (8.5 - 7.6) \approx 220 \text{ MeV} \quad (2.6)$$

bulunur. Fisyonda ortalama 2.5 nötron yayınlanıyor olduğu kabulu ile, yayınlanan nötronların bağlanma enerjisi olmadığından fisyon enerjisi değerinden çıkarılarak;

$$Q_{fis} \approx 220 - \bar{n} \times 8.5 \approx 220 - 21.25 \approx 198.75 \text{ MeV} \quad (2.7)$$

elde edilir. $\bar{n}$, fisyon sırasında yayınlanan ortalama nötron sayısıdır.

Benzer bir hesaplama hafif çekirdeklerin birleşerek; daha kararlı, daha büyük B/A değerine sahip, çekirdekler oluşturmaları fikriyle füzyon reaksiyonu için de yapılabilir.



Şekil 2.1. Nükleon başına bağlanma grafiği (NEA, 2003).

2.2 Filyon

2.2.1 Filyon reaksiyonu

Filyon; çekirdeğin kendiliğinden ya da uyarılma sonucu bölünmesi olayıdır. Filyon reaksiyonu için çekirdeğin uyarılması, nötronların yanısıra proton, yüksek enerjili gama fotonları (fotofilyon) ve α tanecikleri gibi hafif çekirdeklerle de gerçekleştirilebilir. Atom numarası ($Z > 30$) olan bütün çekirdekler, belirli bir kinetik enerjiye sahip parçacıklar ile aşağı yukarı eşit atom sayılarına sahip iki parçaya bölünebilirler. Ancak bu reaksiyonlar genellikle enerji alan reaksiyonlardır (Özemre, 1969). Nükleon başına bağlanma enerjisi; ağır çekirdeklerde, orta ağırlıktaki çekirdeklere göre daha küçük değerler aldığından $A > 100$ olan orta ağırlıktaki çekirdeklerin filyonu enerji veren reaksiyonlardır ve $A > 230$ olan ağır çekirdeklerin filyonu enerji üretimi için önemlidir.

Nötron soğurulması sonucu uyarılan çoğu çekirdek, uyarılma enerjisini γ fotonları ile yayınlar (Murray, 2008). Uranyum gibi doğal ya da plutonyum gibi yapay ağır elementler, uranyum ötesi elementlere kıyasla, görelî olarak kararlı sayılırlar. Bunlar gibi ağır çekirdekler nötron soğurduğunda filyona uğrayarak iki ya da daha fazla nötron ve enerji yayınlarlar.

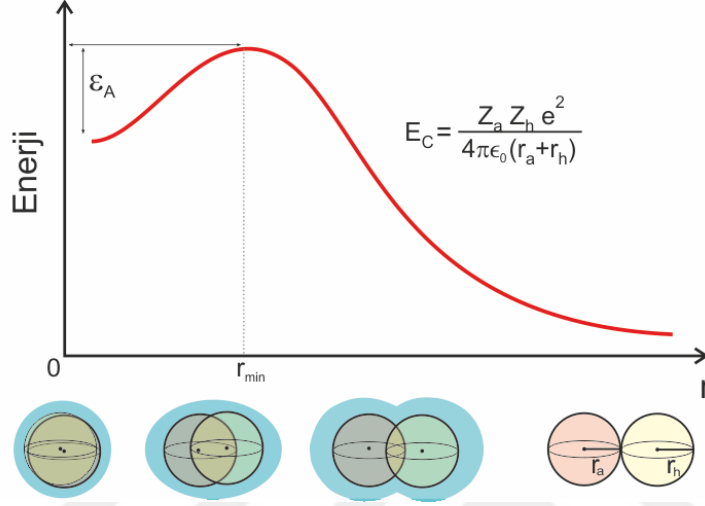
Filyon olayının mekanizmasını; Bohr ve Wheeler çekirdeğin sıvı damlası modeli ile şu şekilde açıklamışlardır (1939):

Uyarılmış halde bulunan bir çekirdekte, bu uyarılma enerjisi nedeniyle titreşimler gerçekleşir. Eğer sistemin potansiyel enerjisini Şekil 2.2’de verildiği gibi iki ürün arasındaki r uzaklığının bir fonksiyonu olarak ele alırsak; başlangıçta küresel bir çekirdek oluşturan bu iki ürün çekirdeğin aralarındaki uzaklık Coulomb kuvvetinin etkisiyle artar ve çekirdeğin küresel şekli bozularak elipsoid şeklini alır. Çekirdeğin elipsoid şeklini alması, başlangıç durumuna göre daha büyük bir yüzeye sahip olduğu yani yüzey gerilim kuvvetinin arttığı anlamına gelmektedir.

Başlangıçta ürün çekirdeklerin uzaklaşmasından sorumlu olan Coulomb kuvveti, uzaklığın artması ile azalır ve yüzey gerilim kuvvetinin etkisiyle çekirdek başlangıç durumuna dönme eğilimi gösterir.

Ürünler arasındaki uzaklığın başlangıç değerini (küresel durum) r_0 ve bölünme sonrasındaki uzaklığı da sonsuz kabul edersek; r ’nin r_0 ve sonsuz değerleri arasında

potansiyel enerji grafiğinin bir tepe noktası vardır. Potansiyel enerjinin aldığı bu en büyük değeri ile çekirdeğin başlangıçtaki taban durum enerjisi arasındaki fark **aktivasyon enerjisi** ya da **fisyon engeli** adını alır. Kütle numarası $A \approx$ olan çekirdekler için aktivasyon enerjisi yaklaşık $6-7 \text{ MeV}$ arasındadır (Basdevant ve ark., 2005).



Şekil 2.2. Fisyon çekirdek potansiyelinin uzaklığı fonksiyonu olarak değişimi (Basdevant ve ark., 2005).

Şayet söz konusu olan reaksiyon, çekirdeğin doğal fisyonu ise bu engeli kuantum mekaniksel tünelleme yoluyla aşmalıdır. Parçacık soğurma ya da foto-fisyon ile uyarılma söz konusu ise çekirdeğe aktarılan uyarılma enerjisi bu engeli aşmasına yeter büyüklükte olmalıdır.

^{235}U 'in yavaş bir nötron yakalaması reaksiyonu için uyarılma enerjisi



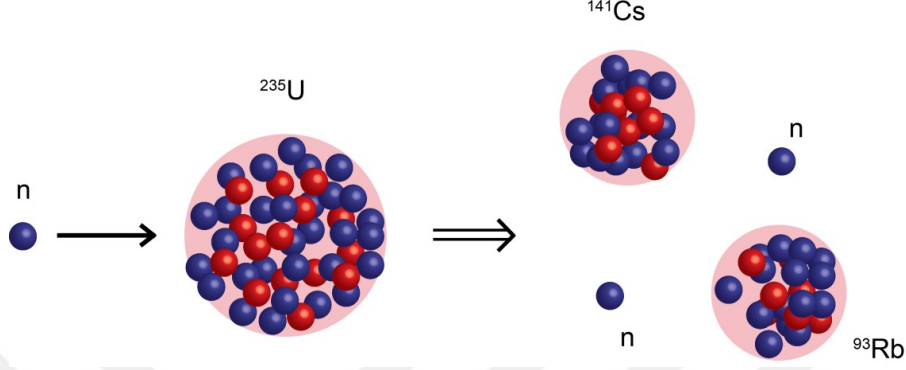
$$\Delta E = 6.544733 \text{ MeV}$$

dir.

Çekirdeğe aktarılan uyarılma enerjisi aktivasyon enerjisinden küçükse, çekirdek fazla enerjisini γ fotonları olarak yayımlar ve taban duruma döner. Buna **ısıyııcı yakalama olayı** denir.

Eğer çekirdeğe aktarılan uyarılma enerjisi aktivasyon enerjisinden büyükse; fisyon gerçekleşir ve çekirdek orta ağırlıkta iki ürün çekirdeğe bölünür. Yavaş bir nötron soğurarak fisyonla uğrayan tek doğal izotop ^{235}U tir. ^{233}U ve ^{239}Pu yavaş

nötronlarla fisyona uğrayan bazı yapay izotoplara örnek olarak gösterilebilir (Murray, 2008). Fisyona uğrayan çekirdeğin yapısı ve kütle numarasına bağlı olarak fisyon sonucunda orta ağırlıkta iki çekirdek ve uyarılma enerjisine göre değişen sayıda (ortalama 2.5) nötron yayınlanır (Şekil 2.3).



Şekil 2.3. ^{235}U fisyonu için örnek fisyon şeması.

Sıvı damlası modeli ile açıklanan fisyon olayında yayınlanan enerji ^{235}U 'in olası fisyon reaksiyonlarından biri gözönüne alınarak;



$$Q = \{[m(^{235}\text{U}) + m(n)] - [m(^{141}\text{Cs}) + m(^{93}\text{Rb}) + 2m(n)]\}c^2$$

yazılır ve yayınlanan enerji yaklaşık 180 MeV 'dir. Fisyon ürünleri radyoaktif oldukları için β^- ve γ bozunumu yaparlar ve bu bozunmalar sırasında yayınlanan enerji de dahil edilerek, fisyon olayının tamamında yaklaşık 200 MeV enerji yayınlanır (Martin, 2013). Çizelge 2.1'de verildiği gibi diğer fisil yakıtlar için de yaklaşık olarak bu değer geçerlidir.

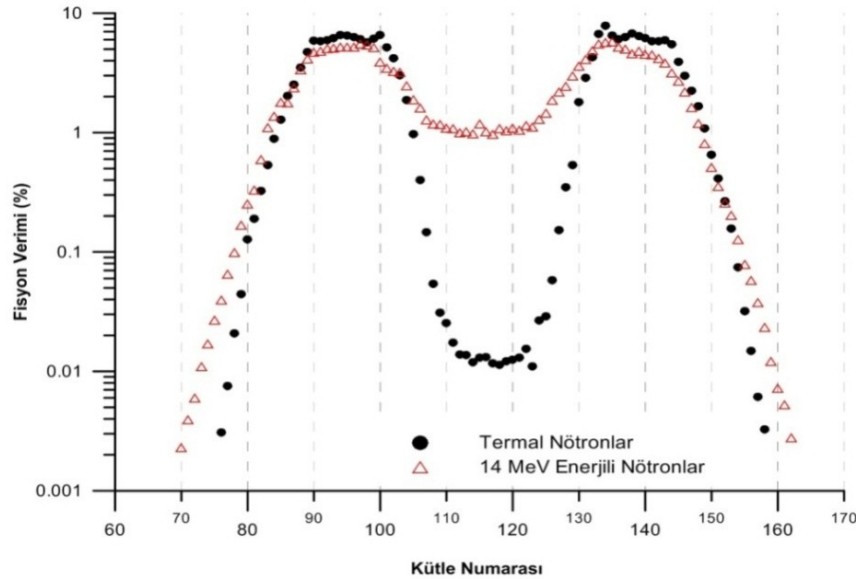
Çizelge 2.1. Bazı izotopların termal ve fisyon nötronları ile fisyonları sonucu yayınladıkları enerjiler (Duderstadt ve Hamilton, 1976)

İzotop	Termal Nötron	Fisyon Nötronu
^{232}Th		$184.2 \pm 0.9 \text{ MeV/f}$
^{233}U	$190.0 \pm 0.5 \text{ MeV/f}$	
^{234}U		$188.9 \pm 1.0 \text{ MeV/f}$
^{235}U	$192.9 \pm 0.5 \text{ MeV/f}$	
^{236}U		$191.4 \pm 0.9 \text{ MeV/f}$
^{238}U		$193.9 \pm 0.8 \text{ MeV/f}$
^{237}Np		$193.6 \pm 1.0 \text{ MeV/f}$
^{238}Pu		$196.9 \pm 0.8 \text{ MeV/f}$
^{239}Pu	$198.5 \pm 0.8 \text{ MeV/f}$	
^{240}Pu		$196.9 \pm 0.8 \text{ MeV/f}$
^{241}Pu	$200.3 \pm 0.8 \text{ MeV/f}$	
^{242}Pu		$200.0 \pm 1.9 \text{ MeV/f}$

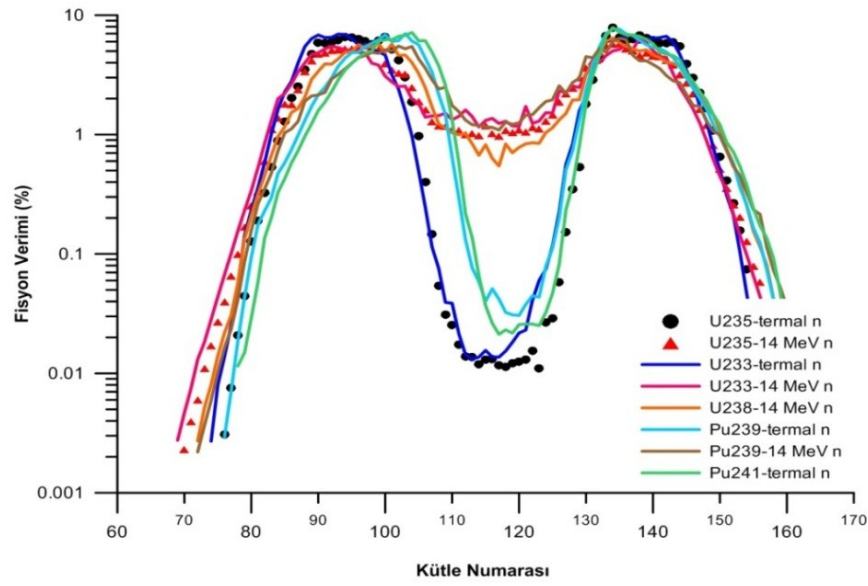
2.2.2 Fisyon ürünleri ve enerji dağılımı

Fisyon yalnızca tek bozunma moduyla gerçekleşen bir reaksiyon olmadığından; fisyonunda oluşan ürün çekirdekler, her bir fisyon için tek tek tespit edilemezler ancak fisyon sürecinde açığa çıkan ürünlerin çeşitliliğinin tespit edilebilmesi mümkündür. Fisyon verim grafiği incelendiğinde ürünlerin kütle dağılımı, oluşma olasılığı ve çeşitliliği görülür (Şekil 2.4).

Yavaş nötronlarla fisyon asimetriktir yani genellikle fisyon parçalarından biri daha ağırdır (Tanyel, 1994). ^{235}U 'in termal (0,025 eV) ve hızlı (14 MeV enerjili) nötronlarla fisyonu için Şekil 2.4'de karşılaştırmalı olarak verilen, ürün çekirdek kütlelerinin yüzdeleri incelendiğinde; grafiğin sol kolundaki her bir izotopa (hafif parça), sağ koldan bir izotopun (ağır parça) karşılık geldiği görülür. Grafikte dikkat çeken önemli bir nokta; en olası bozunma modu olarak hafif parçalar için $A=90\sim100$ ve ağır parçalar için $A=130\sim140$ komşuluğundaki çekirdekler karşımıza çıkar. Grafikte verilen değerler incelendiğinde karşımıza çıkan bir diğer önemli nokta da ^{235}U 'in yavaş nötronlarla fisyonunun asimetrik olmasına karşın, hızlı nötronlarla simetrik fisyon olasılığının daha yüksek oluşudur. Bu durum yakıt olarak kullanılan diğer izotoplar için de geçerlidir (Şekil 2.5).



Şekil 2.4. ^{235}U 'in yavaş ve 14 MeV enerjili nötronlarla fisyon verim grafiği (NDC-JAEA, 2011).



Şekil 2.5. ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu ve ^{241}Pu 'in yavaş ve 14 MeV enerjili nötronlarla fısyon verim grafiklerinin karşılaştırılması (NDC-JAEA, 2011).

Fısyon sonucu oluşan ürün çekirdeklerde nötron fazlalığı vardır. Bu nedenle bölünmeden hemen sonra ($\sim 10^{-16}$ s içinde) nötron yayınlarlar. Bu yayınlanan nötronlar ani nötron olarak isimlendirilir. Fısyon olayının hemen ardından, fısyon ürünleri, β^- ve gecikmiş nötron yayınlarlar. Yayınlanan nötronların yaklaşık % 99'u ani nötron, % 1'i de gecikmiş nötronlardan oluşturur. Gecikme süreleri genellikle saniye mertebesinde olduğundan gecikmiş nötronlar reaktör kontrolü için büyük önem taşırlar (Krane, 2002).

Fısyonda açığa çıkan enerji fısyon ürünleri tarafından kinetik enerji olarak taşınır. Ürün çekirdekler ortamdaki komşu atomlarla çarpışarak yaklaşık 1 mm içerisinde kinetik enerjilerinin çoğunu kaybederler ve kinetik enerji ısıya sonrasında da elektrik enerjisine dönüştürülür.

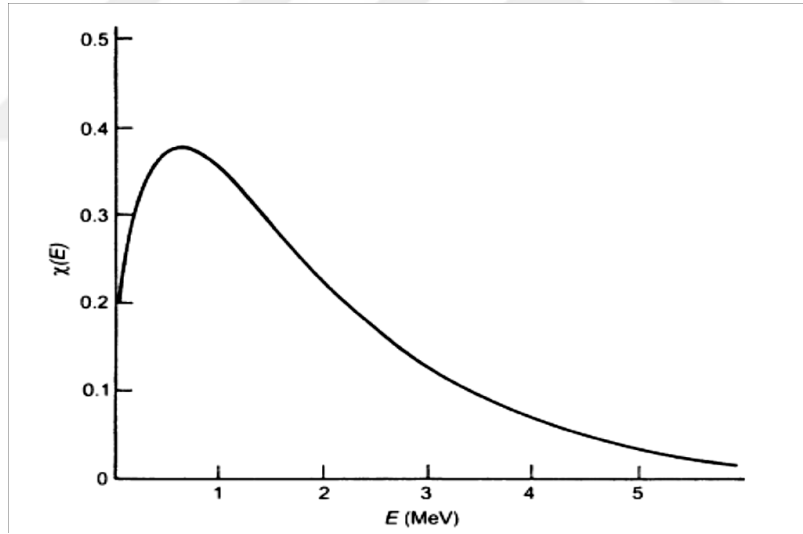
Fısyon enerjisinin; ürün çekirdekler ve yayınlanan parçacıklar arasında paylaşımı Çizelge 2.2'de verilmektedir.

Fısyon ürünlerinin bozunumu sonucu oluşan nötrinoların madde ile etkileşimi olmadığından, enerjileri ısı elde edilmesinde kullanılamazlar. Toplam kinetik enerjileri 5 MeV olan fısyon nötronlarının enerji dağılımı Şekil 2.6'da verilmektedir. Yayınlanan nötronların enerjileri genellikle 0.7 MeV civarındadır. Nötronlar 10 ila 100 cm'lik bir mesafede ortam atomları ile çarpışmaları ve soğurulmaları ile enerjilerini aktarırlar. Bu nötron soğurulma olaylarının bir kısmı da gama yayınlanmasıyla sonuçlanarak 7 MeV

olan gama enerjisine katkıda bulunurlar (Stacey, 2007). Ani gamalar ve ürünlerin yayınladıkları gama enerjilerinin tamamı yine 10 ila 100 cm 'lik bir mesafede ortam tarafından soğurulurlar.

Çizelge 2.2. Fisyon ürünlerinin enerji dağılımı (Martin, 2013)

		MeV
Bölünme anında açığa çıkan enerji	Ürün çekirdeklerin kinetik enerjisi	~ 168
	Fisyon nötronlarının kinetik enerjisi	5
	Ani gama ışımaları	7
	Ürünlerin β bozunma enerjisi	5
	Ürünlerin gama bozunma enerjisi	7
	Nötrino enerjisi	10
		202

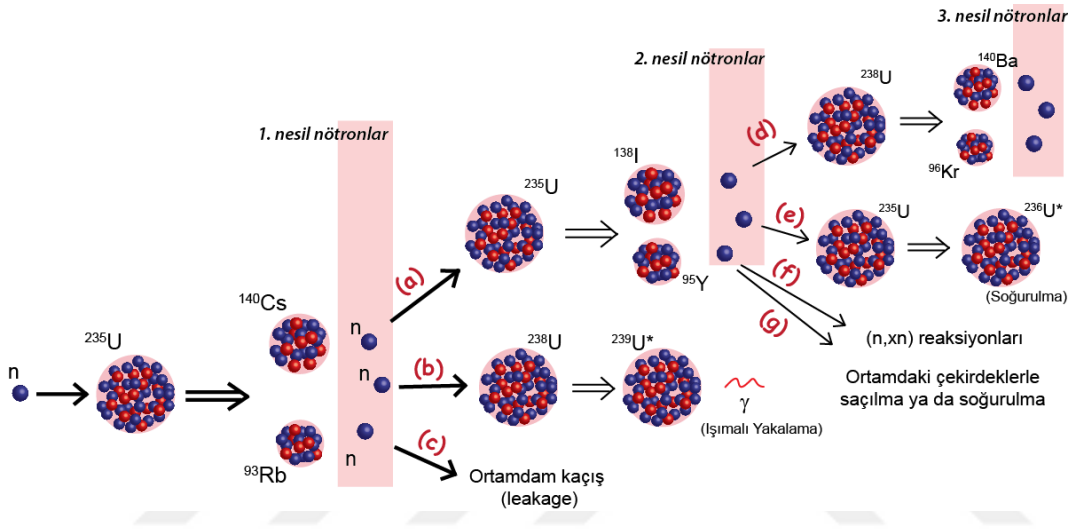


Şekil 2.6. ^{235}U 'in fisyonunda yayınlanan nötronların enerji spektrumu (Duderstadt ve Hamilton, 1976).

2.3 Fısyon Reaktörleri

2.3.1 Zincir reaksiyon

Fısyon reaksiyonunda açığa çıkan enerji kadar önemli bir diğer özellik te; ürün çekirdeklerin yanı sıra 2 veya 3 nötron yayınlanması ve bu nötronların zincirleme reaksiyona sebep olmasıdır. Nötronların gerçekleştirmesi muhtemel reaksiyonlar ve akıbeti Şekil 2.7’de verildiği gibidir (Liverhant, 1960):



Şekil 2.7. Fısyon sonucu açığa çıkan nötronların olası reaksiyonları.

a. Nötronlar ortamdaki diğer ^{235}U çekirdekleri ile fısyon gerçekleştireyerek yeni nesil nötronların üretimine sebep olabilir. Enerjisi 1 eV altındaki nötronlar için en olası reaksiyon budur.

b. Enerjisini çarpışmalarla kaybetmiş 10 eV ile 1 keV arasındaki enerjilere sahip nötronlar ortamdaki ^{238}U çekirdekleri tarafından soğurularak ısımlı yakalama olayını gerçekleştirebilirler.

c. Nötronlar ortamdaki hiç bir çekirdek ile etkileşmeyerek ortamdaki kaçabilirler (leakage).

d. Yeterince büyük enerjiye sahip nötronlar ^{238}U çekirdekleri ile fısyon gerçekleştirebilirler.

e. Nötronlar ^{235}U tarafından soğurulup fısyon yapmayabilirler.

f. Yeterince büyük enerjiye sahip nötronlar reaktör yapı elemanlarıyla (n,xn) reaksiyonu gerçekleştirebilirler.

g. Nötronlar, ortamdaki diğer çekirdeklerden saçılabilir (scattering) ya da soğurulabilirler (capture).

Bu olaylardan **a** ve **d** yeni nötron oluşumuyla sonuçlandığı için reaktördeki nötron ekonomisine katkıda bulunurlar. Diğer olaylar ise ortamdaki nötronların sızması ya da soğurulması ile sonuçlandığından nötron ekonomisine negatif etki yaparlar.

Fisyonda açığa çıkan birinci nesil nötronlar, enerjileri yaklaşık 1 MeV civarında olan hızlı nötronlardır. Birinci nesil hızlı nötronların sayısını n_0 kabul edip, ^{238}U ile fisyon yaparak yeni nesil hızlı nötronlar oluşturur ve bu yeni nesil hızlı nötronların n_0 'a katkısını ilave ederek hızlı nötron sayısı için,

$$n_0 \varepsilon \quad (2.10)$$

yazılır. Burada ε hızlı fisyon faktörüdür ve 1.03 kadarlık bir değeri vardır (Yeniçay, 1971). Söz konusu hızlı nötronlar ortamda yaptıkları çarpışmalarla hızla enerji kaybederek epitermal enerji bölgesine ulaşırlar. Bu enerji düzeyinde ^{238}U 'in nötron yakalama tesir kesiti baskındır ve nötronların bir kısmı soğurulur ancak nötronların bir kısmı rezonanstan kurtulur. Rezonanstan kurtulma olasılığı p ise, ortamdaki nötronların sayısı;

$$n_0 \varepsilon p \quad (2.11)$$

olur. Kalan nötronlar termal enerjiye ulaşınca en olası reaksiyon olarak ^{235}U ile fisyon gerçekleştirir ancak bu tamamı için söz konusu değildir. ^{235}U tarafından soğurulan termal nötronların, ortam tarafından soğurulan tüm termal nötronlara oranı, termal fayda faktörü olarak isimlendirilir ve f ile gösterilir. (2.11) ifadesi ile verilen nötron sayısı f ile çarpılırsa, ^{235}U tarafından soğurulan termal nötronların sayısı;

$$n_0 \varepsilon p f \quad (2.12)$$

elde edilir. Soğurulan bu termal nötronlara; η çarpanı uygulandığında yeni nesil hızlı nötronları oluşturacaktır. Bu durumda ikinci nesil hızlı nötronların sayısı:

$$n_0 \varepsilon p f \eta \quad (2.13)$$

olacaktır. Yeni nesil hızlı nötron sayısı ile ilk nesil hızlı nötron sayısının oranı;

$$\frac{(n+1). \text{nesil nötronlar}}{(n). \text{nesil nötronlar}} = \frac{n_0 \varepsilon p f \eta}{n_0} \quad (2.14)$$

çoğalma faktörü ya da dört faktör formülünü verir.

$$k_{\infty} = \varepsilon p f \eta \quad (2.15)$$

Dört faktör formülü nötronların ortamı terk etme olasılığı ihmal edilerek türetilmiştir. Bu da ortam boyutlarının sonsuz olması varsayımını getirdiğinden nötronların kaçma olasılığını ifade eden bir terim eklemek gerekir. Bu durumda etkin çoğalma faktörü

$$k_{etk} = k_{\infty} L \quad (2.16)$$

şeklinde yazılabilir. Burada L nötronların ortamdan kaçma (leakage) olasılığıdır.

Bir zincir reaksiyonun kendini sürdürebilir ya da sürdüremez olduğu etkin çoğalma faktörünün büyüklüğü ile tayin edilir. Şayet ;

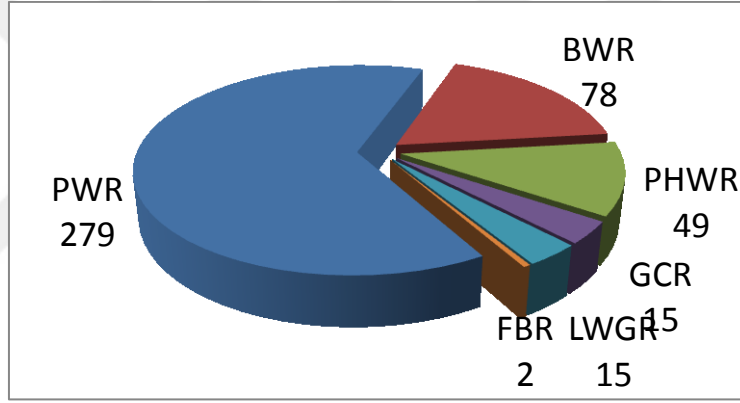
- i. $k_{etk} < 1$ ise; nötron kaybı üretilenden daha çoktur ve fisyon reaksiyonları bir süre sonra sonlanacaktır. Sistem kritik altı olarak isimlendirilir.
- ii. $k_{etk} = 1$ ise; nötron kaybı ve üretimi dengededir ve reaksiyonlar kendi kendini sürdürebilir. Sistem kritik olarak isimlendirilir.
- iii. $k_{etk} > 1$ ise; üretilen nötron sayısı kayba göre oldukça büyüktür ve reaksiyonlar sayısını hızla artıracaktır (atom bombasında olduğu gibi). Sistem kritik üstü olarak isimlendirilir.

Bir nükleer reaktörün kritik değerde tutulması reaktör güvenliği için oldukça büyük önem arz eder. Daha önce reaktör kontrolü için önemi vurgulanmış olan gecikmiş nötronların zaman ölçeği, etkin çoğalma faktörünü istenilen değerde tutmak için mekanik yolla müdahale imkanı sunmaktadır.

2.3.2 Fisyon reaktörlerinin sınıflandırılması

Nükleer reaktörler, kullanım amaçlarına göre; araştırma, üretme ve güç reaktörleri olarak sınıflandırılabilceği gibi, homojen ve heterojen şeklinde yakıt-moderatör (yavaşlatıcı) geometrisi ya da termal, ara hızlı ve hızlı reaktörler şeklinde nötron enerjisine göre de sınıflandırılabilirler. Ancak bir nükleer reaktör için en önemli noktalardan biri ısı transferi dolayısıyla da soğutucu olduğundan reaktör sınıflandırılmasının soğutucuya göre yapılması yaygın bir uygulamadır (Stacey, 2007) (Çizelge 2.3).

“Basınçlı su reaktörleri” (PWR: Pressurized Water Reactor) ve “kaynar sulu reaktörler” (BWR: Boiling Water Reactor), su soğutmalı reaktörler için en yaygın kullanılan reaktör tipleridir (Şekil 2.8). Her iki reaktör tipinde de soğutucu ve moderatör olarak normal su (H_2O) kullanılmaktadır. CANDU (Canadian Deuterium Uranium) reaktör tasarımı olarak ta bilinen “basınçlı ağır su reaktörü” (PHWR: Pressurized Heavy Water Reactor)’de ağır suyu (D_2O) moderatör ve soğutucu olarak kullanan bir reaktör tipidir. PHWR tasarımında yakıt olarak doğal uranyum kullanılmaktadır. Hafif su soğutuculu tasarımlara bir örnekte, moderatör olarak grafit kullanılan LWGR (Light Water Graphite-Moderated Reactor)’dir. Rus RBMK (Reaktor Bolshoy Moshchnosti Kanalnyy) tasarımı olarak ta bilinen LWGR, 2. nesil reaktör tasarımında yer alıp eski SSCB sınırları içinde çok sayıda inşa edilmiş ve halen kullanımı sürdürülmekte olan reaktörlerdir.



Şekil 2.8. İşletmedeki nükleer reaktörlerin, tasarımlara göre dağılımı (iaea.org/pris, 2015).

Gaz soğutmalı reaktör tasarımlarında; reaktör hızlı ya da termal olabilir. Soğutucu olarak CO_2 ’in kullanıldığı AGR (Advanced Gas Reactors) tasarımı yanı sıra soğutucu olarak helyumun kullanıldığı “yüksek sıcaklık gaz soğutmalı reaktörleri” (HTGR: High Temperature Gas Cooled Reactor) ve “Basınçlı tüp grafit-moderatörlü reaktör” (PTGR: Pressure Tube Graphite-Moderated Reactor) basınçlı ya da kaynar sulu tüplerle soğutulan ve moderatör olarak grafit kullanılan termal nötron reaktör tasarımlarıdır. Hızlı nötron reaktörü olarak; helyum soğutmalı, grafitin kullanılmadığı “gaz soğutmalı hızlı reaktör” (GCFR: Gas Cooled Fast Reactor) tasarımı mevcuttur. Bu reaktörlere ait çalışma prensibini gösteren şemalar Şekil 2.9’da verilmektedir.

“Eriyik tuzlu üretken reaktör” (MSBR: Molten Salt Breeder Reactor) tasarımında eriyik tuz çevrimi ile yakıt ve ısı transferi sağlanmaktadır. “Gelişmiş sıvı

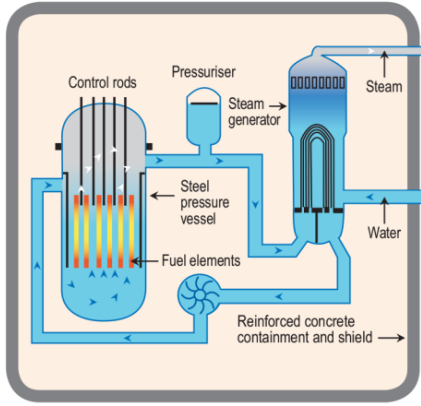
metal reaktör” (ALMR: Advanced Liquid Metal Reactor) ve “Sıvı metal hızlı üretken reaktör” (LMFBR: Liquid Metal Fast Breeder Reactor) tasarımlarında soğutucu olarak sodyum kullanılır (Stacey, 2007).

Çizelge 2.3. Reaktörlerin Soğutucuya Göre Sınıflandırılması

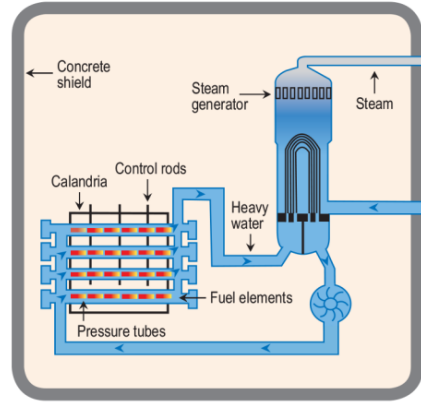
Su Soğutuculu			Gaz Soğutuculu			Eriyik Tuz Soğutuculu				
	Soğutucu/ Moderatör	Yakıt		Soğutucu	Moderatör	Yakıt		Soğutucu	Moderatör	Yakıt
PWR	H ₂ O	%3-4 UO ₂	AGR	CO ₂	Grafit	Z. U*	MSBR	Eriyik tuz	Grafit	Z.U*
BWR	H ₂ O	%3-4 UO ₂	HTGR	He	Grafit	Z. U*	ALMR	Na	-	Z.U*
PHWR	D ₂ O	Doğal U	GCFR	He	-	Z. U*	LMFBR	Na	-	Z.U*
			PTGR	H ₂ O(tüple)	Grafit	Z. U*				
Termal nötronlar**			Termal nötronlar (GCFR – Hızlı n)**				Hızlı nötronlar (MSBR – Termal n)**			

* Z. U : Zenginleştirilmiş Uranyum

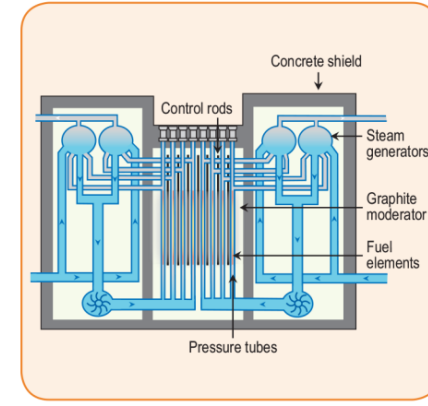
** (Stacey, 2007)



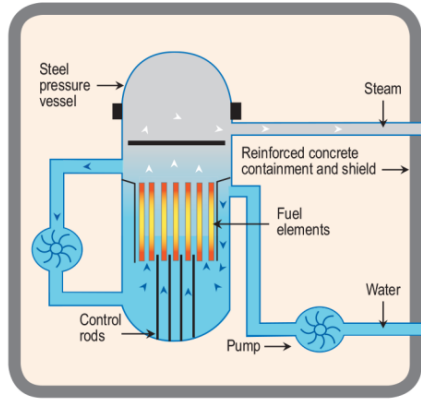
PWR - Basınçlı Su Reaktörü
(Pressurized Water Reactor)



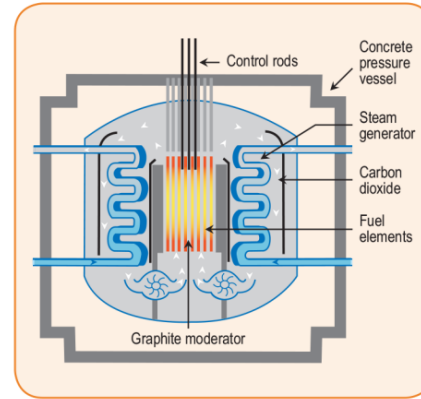
PHWR/ CANDU - Basınçlı Ağır Su Reaktörü
(Pressurized Heavy Water Reactor)



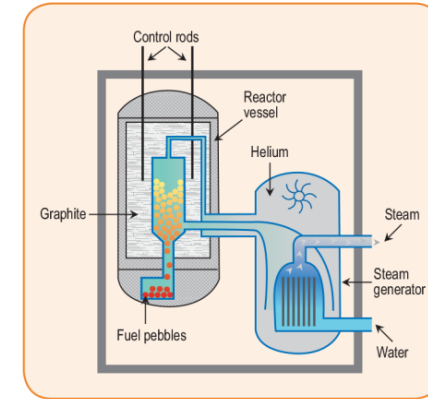
LWGR/ RBMK - Hafif Sulu Grafit Moderatörlü Reaktör
(Light Water Graphite-moderated Reactor)



BWR - Kaynar Sulu Reaktör
(Boiling Water Reactor)



AGR - Gelişmiş Sıvı Soğutmalı Reaktör
(Advanced Gas Cooled Reactor)

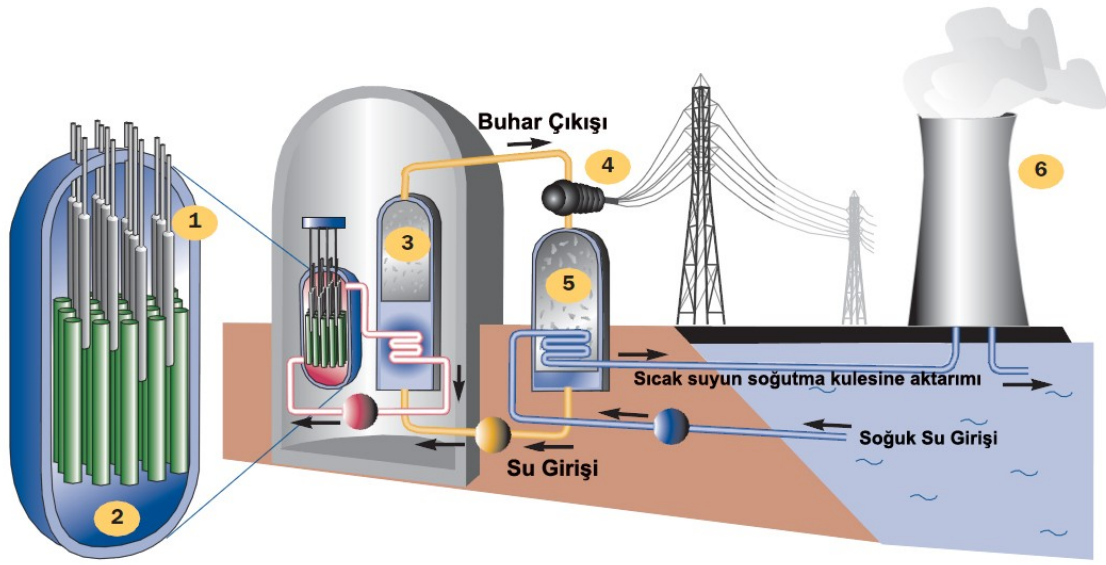


HTR - Yüksek Sıcaklık Reaktörü
(High Temperature Reactor)

Şekil 2.9. Reaktör tasarımlarına ait çalışma şemaları (WNA, 2014).

2.3.3 Filyon reaktörlerinin yapısı

PWR tipi bir nükleer reaktör tasarımı, elektrik üretimi iki çevrim sonucunda gerçekleştirilir (Şekil 2.10). İlk çevrimde reaktör koru içerisinde üretilen termal enerjinin bir dış sisteme aktarılması ile reaktör kor sıcaklığının çok yükselmemesini sağlanır. İkinci çevrimde ise; üretilen buhar türbinlere aktararak elektrik üretilmesi sağlanır. Bir nükleer santralde türbinlerle elektrik üretimi sağlanan kısım ve sonrası termik santrallerdeki sistemlere benzerdir.



- 1 - Reaktör : Yakıt (yeşil), kontrol çubukları (gri) ve soğutucu ile moderatörü içerir.
- 2 - Soğutucu ve Moderatör
- 3 - Buhar jeneratörü
- 4 - Elektrik Türbünü
- 5 - Yoğunlaştırıcı
- 6 - Soğutma Kulesi

Şekil 2.10. PWR tipi nükleer reaktör tasarımı (NEA, 2012).

Yakıt, kontrol çubukları, moderatör ve soğutucu bileşenlerini içeren reaktör koru, filyon reaksiyonlarının gerçekleştiği ve nükleer enerjinin termal enerjiye dönüştürüldüğü bölümdür. Zincir reaksiyonun kontrol altında tutulması ve termal enerjinin elektrik üretilecek sisteme aktarılması gibi görevleri olan kor bölgesi bir muhafaza kabı (basınç kazanı) ile çevrilidir. Bu bölgede üretilen nötronların ortamdaki kaçması (leakage) nötron ekonomisini olumsuz etkilediğinden, muhafaza kabının iç yüzeyi yansıtıcı (reflector) ile kaplanmıştır.

Reaktör basınç kazanı; kor ve yansıtıcının, kalın çelik bir taşıyıcı içerisinde tutulduğu bölgedir. Bu basınç kazanı, basınç ve ısı gerilimlerine karşı yeterince dayanıklı olmalıdır. Fisyon sürecinde oluşan yüksek seviyedeki radyasyonun azaltılmasını sağlamak için takviye edilen termal zırh kabın kırılma dayanıklılığını da azaltır. Ayrıca kordan yayılan radyasyonu azaltmak için biyolojik zırh ile takviye edilir (Martin, 2013). Bunlara ek olarak reaktörün işletilmesinde gerekli (sıcaklık, basınç, radyasyon seviyesi ve güç) ölçüm aletleri yerleştirilmiştir.

Moderatör; hızlı nötronları yavaşlatarak fisyonla kullanışlı termal nötronlar haline getirebilmek için gereklidir. Moderatör, nötronları yakalamadan yavaşlatabilmek (enerjiyi soğurabilmesi) için nötron saçılma tesir kesiti büyük olan, çoğunlukla kütle numarası küçük bir materyal olmalıdır. Genellikle normal su kullanılır, alternatif olarak grafit ve ağır su (D_2O) kullanılır.

Soğutucu; fisyon sonucu açığa çıkan ısıyı soğurup sistemden uzaklaştırarak, yakıt sıcaklığını kabul edilebilir limitler içinde tutmak için gereklidir. Sistemden uzaklaştırılan ısı türbinlere aktararak elektrik üretilir. Eğer soğutucu olarak su kullanılmışsa, elde edilen buhar doğrudan türbinleri besleyebilir. Diğer alternatif soğutucular; D_2O , CO_2 ve He gazları, eriyik metaller (Na , Pb , Bi vb.) ya da eriyik tuzlardır ($FLiBe$, $FLiNaBe$ vb.). Genellikle reaktörlerde soğutucu su, moderatör olarakta kullanılır.

Kontrol Çubukları; B , Ag , In , Cd ve Hf gibi nötron soğurma tesir kesitleri büyük olan malzemelerden yapılır. Reaktör korunda nötron sayısını azaltmak gerekli olduğunda fisyonu durdurmak veya çalışma esnasında güç seviyesini ve dağılımını ayarlamak için kullanılır.

Yakıt; doğada bulunan tek fisil (termal ya da hızlı nötronlarla fisyona uğrayabilen) yakıt ^{235}U izotopudur. Genellikle reaktörlerde yakıt olarak kullanılır. ^{235}U 'in yakıt olarak kullanılabilmesi için zenginleştirilmesi gereklidir. Yakıt çubuklarında termal kararlılık ve ısı iletkenlik özellikleri nedeniyle zenginleştirilmiş uranyumun seramik formu (UO_2) kullanılır. Yakıtın büyük kısmını oluşturan ^{238}U , hızlı nötronların bazı enerjilerinde fisyona uğrar. Ayrıca nötron yakalayarak bir başka fisil yakıt olan ^{239}Pu 'a dönüşür. Bazı reaktörlerde mixed-oxide (MOX) olarak isimlendirilen ve plütonyum da içeren yakıt kullanılmaktadır (Jung-Won ve ark., 2012), (Whitlock, 2000).

2.4 Türkiye'ye Yapılacak Nükleer Santraller

12 Mayıs 2010 tarihinde Türkiye ile Rusya arasında imzalanan anlaşma gereği, Mersin Akkuyu sahasında her biri *1200 MWe* kurulu güç ile 4 adet reaktör ünitesinden oluşan *4800 MWe* kurulu güce sahip Akkuyu Nükleer Güç Santrali'nin yapımına başlandı. Söz konusu santral Rus tasarımı olan VVER-1200 (AES-2006) tipi olup 60 yıl işletme ömrü planlanmaktadır. Elektrik Satın Alma Anlaşması uyarınca; santralin ilk iki ünitesinin %70'lik üretimi, diğer iki ünitesinin %30'luk üretimi her bir santralin devreye girmesinden itibaren 15 yıl süre ile *12,35 sent/kWh* bedeli ile satın alınacaktır (ETKB, 2015).

Santralin ilk ünitesinin 2019 yılında devreye girmesi planlanmaktadır. Diğer üniteler ise birer yıl arayla elektrik üretimine başlayacaklardır (NEPUD, 2014).

Ülkemize kurulması planlanan ikinci nükleer santral ise; 3 Mayıs 2013 tarihinde Türkiye ile Japonya arasında imzalanan anlaşma gereği, Sinop'a yapılacak olan ATMEA-1 tipi *4480 MWe* kurulu güce sahip 4 üniteli santraldir. Bu santralin çalışma ömrü de 60 yıl olarak planlanmaktadır. İlk iki ünitenin 2023 ve 2024 yıllarında diğer ünitelerin ise 2027 ve 2028 yıllarında faaliyete başlaması öngörülmektedir (ETKB, 2015).

2.4.1 Akkuyu nükleer santral projesi

Akkuyu'da kurulması planlanan nükleer santral; soğutucu ve moderatör olarak normal suyun kullanıldığı PWR tipi basınçlı su reaktörlerinin Rus tasarımıdır.

1960 yılından beri 67 adet VVER reaktör inşa edilmiştir. II. Nesil reaktör tasarımları; 1971 sonrası yeni güvenlik kriterleri eklenerek geliştirilmiştir. III. Nesil VVER-1000 serisi tasarımlarda yeni güvenlik önlemleri ve üretim kapasitesinin artışı sağlanmıştır. 1980'lerin başında VVER-1000 V-320 tasarımlarda gerçekleştirilen gelişmelere ek olarak VVER-1000 AES-91 ve AES-92 tasarımlarda teknolojik ve ekonomik yeniliklere ilaveten pasif ve aktif güvenlik sistemleri eklenmiştir (Çizelge 2.4) (ROSATOM, 2015).

AES-2006 tasarımı olarak ta verilen VVER-1200 reaktörleri VVER-1000 tasarımlarının geliştirilmiş versiyonudur. AES-2006 tasarımının geliştirildiği bir önceki

versiyon AES-91'dir ve 2007 yılında AES-91 tasarımına uygun inşa edilen iki reaktör ünitesi Çin'de (Tianwan 1-2) faaliyete geçirilmiştir (Kolchinsky, 2013).

Çizelge 2.4. VVER tipi reaktörlerin nesil gelişimlerine göre dağılımı (ROSATOM, 2015).

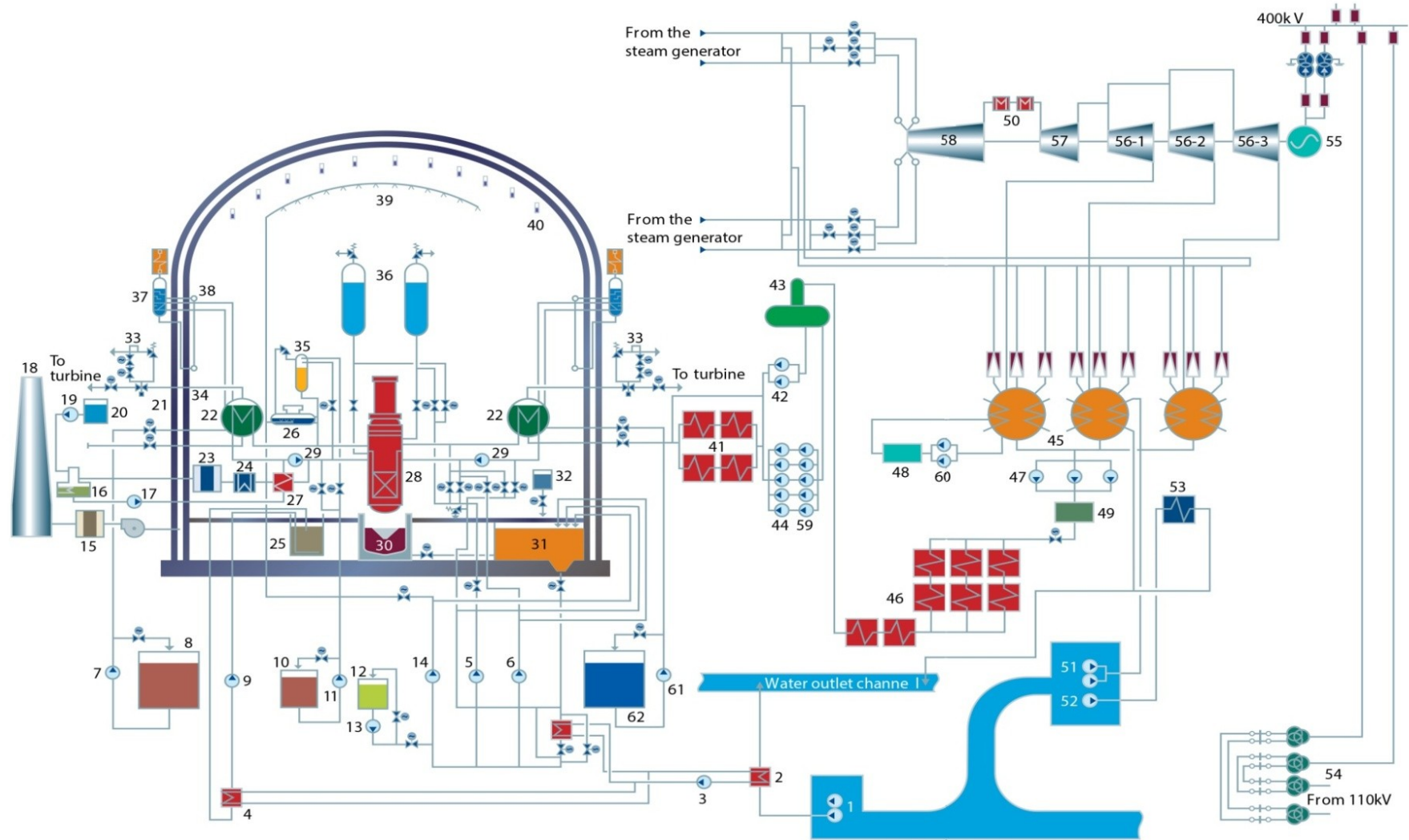
I. Nesil VVER	II. Nesil VVER-440	II. Nesil / III. Nesil VVER-1000	III. Nesil + VVER-1200
V-210 Rusya Novovoronezh 1 (işletmeden alınmış)	V-179 Rusya Novovoronezh 3-4	V-187 Rusya Novovoronezh 5	V-392M Rusya Novovoronezh II 1-2 (yapım aşamasında)
V-365 Rusya Novovoronezh 2 (işletmeden alınmış)	V-230 Rusya Kola 1-2	V-302 Ukrayna South Ukraine 1	V-491 Rusya Baltic 1-2 (yapım aşamasında)
	İşletmeden alınmış: Doğu Almanya Greifswald 1-4	V-338 Ukrayna South Ukraine 2	V-491 Rusya Baltic 1-2 (yapım aşamasında)
	Bulgaristan Kozloduy 1-4	Rusya Kalinin 1-2	V-491 Rusya Baltic 1-2 (yapım aşamasında)
	Slovakya Bohunice I 1-2	V-320 Rusya Balakovo 1-4	Belarus Belarus 1 (yapım aşamasında)
	V-213 Rusya Kola 3-4	Kalinin 3-4	
	Ukrayna Rovno 1-2	Rostov 1-2	
	Macaristan Paks 1-4	Rostov 3-4 (yapım aşamasında)	
	Çek Cumhuriyeti Dukovany 1-4	Ukrayna Rovno 3-4	
	Finlandiya Loviisa 1-2	Zaporozhe 1-6	
	Slovakya Bohunice II 1-2	Khmelnitski 1-2 South	
	Mochovce 1-2	Ukraine 3	
	Mochovce 3-4 (yapım aşamasında)	Bulgaristan Kozloduy 5-6	
		Çek Cumhuriyeti Temelin 1-2	
	V-270 Ermenistan Armenia-1 (işletmeden alınmış)	V-428 Çin Tianwan 1-2	
	Armenia-2	Tianwan 3-4 (yapım aşamasında)	
		V-412 Hindistan Kudankulam 1	
		Kudankulam 2 (yapım aşamasında)	
		V-466 İran Bushehr 1	

AES-2006 tasarım III. Nesil + güvenlik gerekliliklerinin tamamını kapsamaktadır. Rusya'da Sosyovni Bor (Leningrad II), Novovoronezh (Novovoronezh II) ve Kaliningrad (Baltic Project) bölgelerinde ikişer ünite olmak üzere söz konusu tasarımın kullanıldığı reaktörlerin inşası devam etmektedir. Türkiye dışında Belarus ile de iki ünitelik anlaşma yapılmış olup Çek Cumhuriyeti (Temelin 3-4) ve Finlandiya (Hanhikivi) ile anlaşma yapılması gündemdedir.

Şeması Şekil 2.11'de verilen VVER-1200 reaktörünün teknik özellikleri Çizelge 2.5'de verilmiştir:

Çizelge 2.5. VVER-1200 reaktörünün teknik özellikleri (IAEA, 2011)

Reaktör Tipi	PWR (Pressurized Water Reactor)
Reaktör Ömrü	60 yıl
Soğutucu	Hafif Su
Moderatör	Hafif Su
Nötron Spektrumu	Termal Nötron
Yakıt	Max %5 Zenginleştirilmiş U içeren UO ₂ Alternatif olarak MOX uygunluğu
Yakıt Yükleme Döngüsü	12 (18) ay
Yakıt Değişim Süresi	4 yıl
Termal Kapasitesi	3200 MW _{th}
Elektrik Üretim Kapasitesi	1170 MW _e
Soğutucu Basıncı	16.2 MPa
Soğutucu Sıcaklık Döngüsü	298.2 °C – 328.9 °C



Şekil 2.11. VVER-1200 reaktörünün şeması (ROSATOM, 2015).

Şekil 2.11'de yer alan kodların açıklamaları

1. Ana soğutma sistemi
2. Isı dönüştürücü ünite
3. Ara soğutucu pompası
4. Atık yakıt havuzu ısı dönüştürücüsü
5. Acil durum püskürtme sistemi, düşük basınç
6. Acil durum püskürtme sistemi, yüksek basınç
7. Acil su besleme pompası
8. Yüksek konsantrasyonlu borik asit tankları
9. Atık yakıt soğutma pompası
10. Borik asit solüsyonu tankları
11. Acil durum bor sistemi pompaları
12. Kimyasal reaktif depolama tankı
13. Kimyasal reaktif pompası
14. Muhafaza püskürtme sistemi pompası
15. Filtre
16. Hacim ve kimyasal kontrol sistemleri gaz tutucu
17. Hacim ve kimyasal kontrol sistemleri pompası
18. Havalandırma bacası
19. Kontrollü sızdırma pompası
20. Kontrollü sızdırma tankı
21. Dış muhafaza
22. Buhar üretici
23. Su arıtma sistemi
24. Soğutma sonrası
25. Atık yakıt havuzu
26. Gaz tankı
27. Hacim ve kimyasal kontrol sistemleri için ısı dönüştürücü yenileme sistemi
28. Reaktör
29. Reaktör soğutma pompası
30. Kor tutucu
31. Acil durum kor soğutma sistem haznesi ve yakıt yenileme su deposu
32. Acil yedek alkali (NaOH) tankı
33. MSIV, güvenlik ve basın takımı
34. Muhafaza
35. Basınç sistemi
36. Su tankları
37. Pasif ısı soğurucu sistem tankı
38. Pasif ısı soğurucu sistem kabı yoğuşturucu
39. Püskürtme sistemi
40. Pasif hidrojen birleştirici
41. Yüksek basınç ısıtıcıları
42. Elektrikli yardımcı su besleme pompaları
43. Gaz tutucu
44. Elektrikli su besleme pompaları
45. Yoğuşturucu
46. Düşük basınç ısıtıcıları
47. Yoğuşurma pompaları, ilk adım
48. Demineralize su ünitesi
49. Ana yoğuşurma sistemi
50. Süper ısıtıcı
51. Soğutma suyu çevrim pompası
52. Türbin aralığı tüketicileri için soğutma pompası
53. Türbin aralığı tüketicileri
54. Yedek gerilim düşürücü trafo
55. Jeneratör
56. Düşük basınç silindirli türbinler
57. Ara basınç silindirli türbinler
58. Yüksek basınç silindirli türbinler
59. Ön pompa
60. Mineral ayırma sistem pompası
61. Acil durum su besleme pompası

2.4.2 Sinop nükleer santral projesi

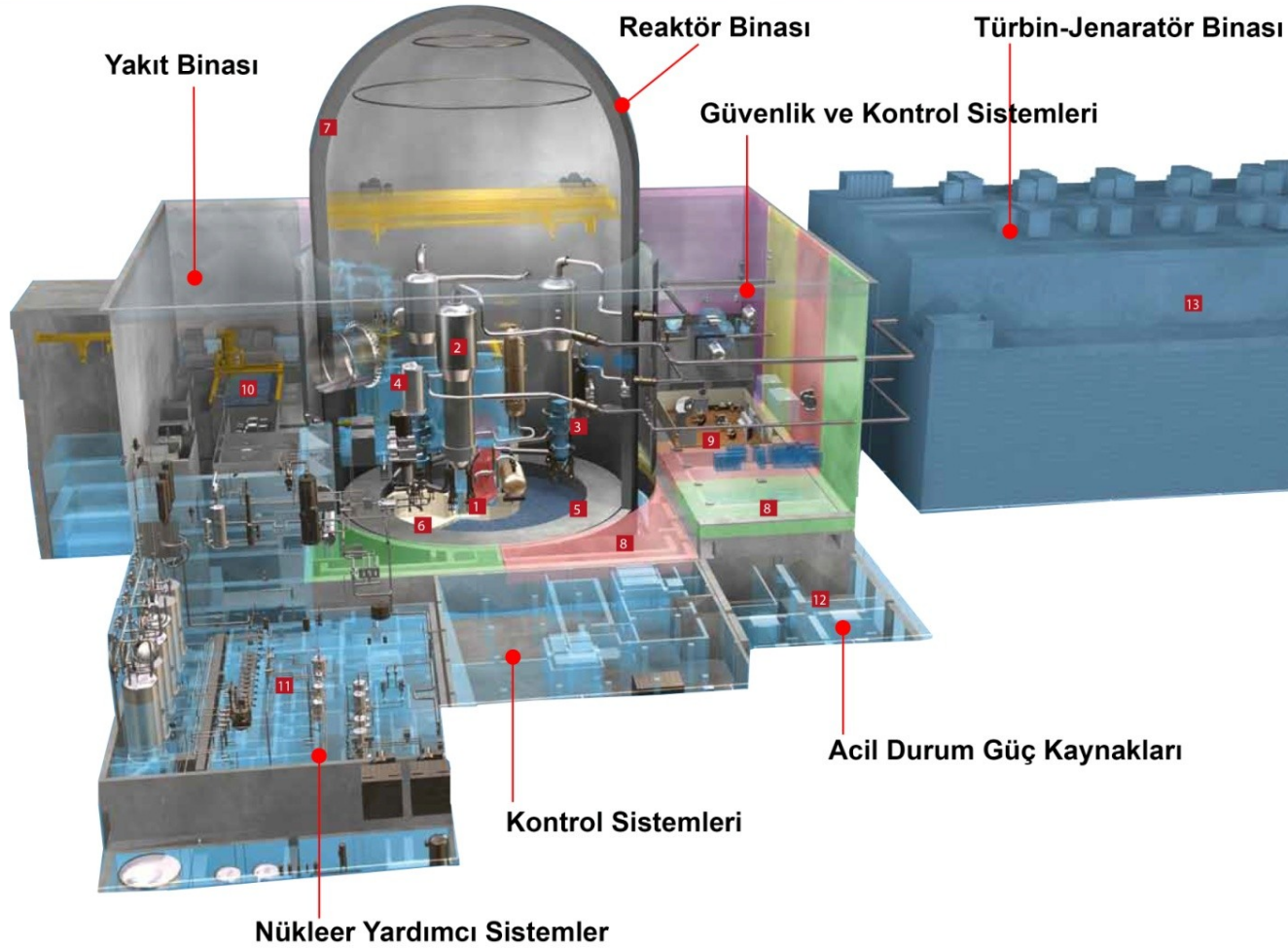
2023 yılında faaliyete girmesi planlanan bir diğer santral de Sinop'a yapılacak ATMEA-1 tipi santraldir. Fransız Areva ve Japon Mitsubishi Heavy Industries (MHI) şirketlerinin ortaklığı ile kurulacak olan ATMEA-1 Nükleer Santrali de PWR (basınçlı su reaktörü) olup ilk defa Türkiye'de inşa edilecektir (WNN, 2013). 2027 ve 2028 yıllarında üçüncü ve dördüncü üniteleri de faaliyete başlayacak santralin kurulu gücü 4 ünite ile toplam *4480MW* olacaktır (ETKB, 2015).

Şeması Şekil 2.12'te verilen santrale ait teknik özellikler Çizelge 2.6'da verilmiştir.

Çizelge 2.6. ATMEA-1 reaktörünün teknik özellikleri (IAEA, 2011)

Reaktör Tipi	PWR (Pressurized Water Reactor)
Reaktör Ömrü	60 yıl
Soğutucu	Hafif Su
Moderatör	Hafif Su
Nötron Spektrumu	Termal Nötron
Yakıt	UO ₂ ve MOX
Yakıt Yükleme Döngüsü	24 ay
Yakıt Değişim Süresi	4 yıl
Termal Kapasitesi	3150 MW _{th}
Elektrik Üretim Kapasitesi	1150 MW _e
Soğutucu Basıncı	15.5 MPa
Soğutucu Sıcaklık Döngüsü	291 °C - 326 °C

III. Nesil PWR



1. Reaktör
2. Buhar Jeneratörü
3. Reaktör soğutma pompaları
4. İleri düzey akümülatörler (pasif güvenlik sistemleri)
5. Kazan içi su deposu
6. Kor yakalayıcı
7. Muhafaza kazanı
8. Güvenlik sistemleri
9. Ana kontrol odası
10. Yakıt binası
11. Reaktör yardımcı sistemleri ve atık yakıt ünitesi
12. Acil durum jeneratörleri
13. Türbin – jeneratör kompleksi

Şekil 2.12. ATMEA-1 tipi reaktörün şeması (atmea-sas.com, 2015).

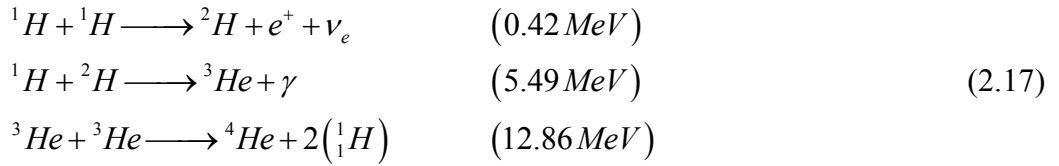
2.5 Füzyon

Güneş ve yıldızlarda enerji üretiminden sorumlu olan füzyon reaksiyonları, şayet dünyada da ticari olarak gerçekleştirilebilirse pek çok avantaj sunmaktadır. Füzyon reaksiyonu gerçekleştirecek hafif çekirdeklerin, ağır çekirdeklere göre bolluk oranlarının çok fazla olması nedeniyle adeta sonsuz ve sürdürülebilir bir enerji olması en dikkat çekici üstünlüğüdür. Sera gazı salınımının olmaması, uzun ömürlü radyoaktif atık oluşmaması ve nükleer kaza riskinin olmaması diğer avantajlarından bazılarıdır. Ticari anlamda nükleer füzyon enerjisinin kullanılabilmesi için Japonya, Amerika Birleşik Devletleri, Rusya ve Avrupa Birliği'nde özellikle Fransa'da inşa edilen ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) reaktöründe çalışmalar devam etmektedir (Hore-Lacy, 2010).

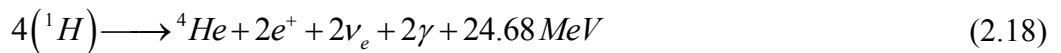
Nükleon başına bağlanma enerjilerinin verildiği Şekil 2.1'de görüldüğü gibi hafif çekirdeklerin birleşerek orta ağırlıkta çekirdek oluşturması durumunda enerji elde edilebilir. Çekirdeklerin birleşmesi ile gerçekleşen füzyon reaksiyonunda enerji fisyonunda olduğu gibi ilk ve son durum bağlanma enerjileri arasındaki fark ile elde edilir.

Güneşteki füzyon reaksiyonlarını, dünyada ticari olarak gerçekleştirmenin henüz aşılamamış bir takım zorlukları vardır. Bu zorlukları tanımlayabilmek için güneş ve yıldızlardaki enerji üretimi incelenmelidir.

Güneşteki enerji üretimi proton-proton çevrimi ya da hidrojen çevrimi olarak isimlendirilen bir dizi füzyon reaksiyonu ile üretilir. Süreç iki 1H çekirdeğinin füzyonu ile başlar ve

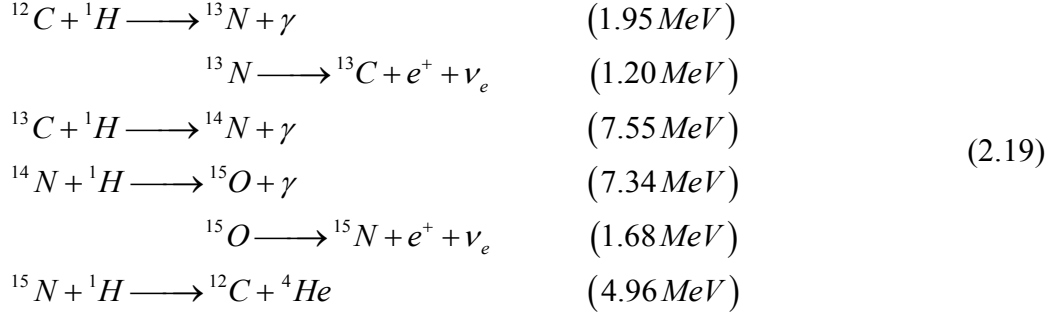


iki 3He çekirdeğinin füzyonu ile sonlanır. 1H çevrimindeki bu reaksiyonlar birleştirilirse;



şeklinde toplanabilir.

Karbon çevrimi güneş ya da yıldızlarda enerji üretimi sağlayan bir diğer füzyon çevrimidir (Martin, 2013). Karbon çevrimi:



şeklindedir. Bu reaksiyonlar toplam şeklinde yazılırsa tekrar denklem (2.18) elde edilir. Bu reaksiyonlarda açığa çıkan e^+ 'lar, plazmada yer alan e^- 'larla birleşerek γ ışını oluştururlar ve toplamda 2.04 MeV enerji yayınlanır. Füzyon çevrimi sonucunda toplam 26.72 MeV lik bir enerji yayınlanması söz konusudur.

Verilen çevrimlerde yer alan füzyon reaksiyonlarının gerçekleşebilmesi için pozitif yüklü iki çekirdeğin, çekirdek kuvvetlerinin menziline girecek kadar yaklaşması gerekir. Bu durum, pozitif yüklü iki cismin birbirlerine uyguladıkları Coulomb engelini aşmaları ile mümkündür. Söz konusu Coulomb potansiyeli;

$$V_C = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{r} \tag{2.20}$$

şeklinde tanımlanabilir. Z_1 ve Z_2 çekirdeklerin atom numaraları, r ise çekirdeklerin nükleer kuvvetlerin menziline girdiği uzaklıktır. Çekirdekler arasındaki uzaklık, çekirdeklerin klasik olarak yaklaşabilecekleri en yakın mesafe olarak çekirdek yarıçapları biçiminden tanımlanarak;

$$r = R_1 + R_2 \tag{2.21}$$

çekirdek yarıçapları da

$$R = 1.2 A^{1/3} \tag{2.22}$$

şeklinde kütle numarası A ile tanımlandığından Coulomb potansiyeli için;

$$V_C = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{(R_1 + R_2)} = 1.44\text{ MeV} \cdot \text{fm} \frac{Z_1 Z_2}{1.2(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \tag{2.23}$$

yazılır. Çizelge 2.7'de çeşitli füzyon reaksiyonları için aşılması gereken Coulomb enerjileri verilmektedir. Bu değerler hızlandırıcılarda erişilebilecek enerjilerdir ve füzyon elde etmek için parçacıkların çarpıştırılması fikri ortaya konulabilir. Ancak

parçacıkların neredeyse tamamı elastik saçılmaya uğradığından füzyon yoluyla üretilen enerji harcanan enerjiden çok çok küçüktür. Bu nedenle reaksiyonu gerçekleştirmek için en uygun yol çekirdekleri Coulomb engelini aşacakları termal enerjilere kadar ısıtmaktır (Martin, 2013).

Gerekli sıcaklık;

$$E = \frac{3}{2} kT \quad (2.24)$$

ile bulunabilir. Burada k Boltzman sabiti olup 0.476 MeV 'lik enerjiye sahip bir çekirdeğin bulunacağı sıcaklık (2.24) eşitliğinden;

$$T = \frac{2}{3} \frac{E}{k} = \frac{2}{3} \frac{0.476 \cdot 10^6 \text{ eV}}{8.6174 \cdot 10^{-5} \text{ eV / K}} = 3.68 \cdot 10^{11} \text{ K} \quad (2.25)$$

olur. Bu sıcaklık değeri, güneşin iç sıcaklığı olan 10^8 K 'den daha büyük bir değerdir.

Füzyonun hesaplanan sıcaklığın altındaki sıcaklıklarda da gerçekleşebiliyor olmasının iki önemli sebebi vardır. Bunlardan birincisi; kuantum mekaniksel tünelleme olayıdır. Tünelleme yapan bir çekirdek, karşılaştığı potansiyel engeli aşacak enerjiye sahip olmasa da füzyon gerçekleştirebilir.

Düşük sıcaklıklarda füzyon gerçekleşmesini açıklayabilen ikinci sebepse; plazmadaki çekirdeklerin enerjilerinin Maxwell dağılımına uygun bir dağılım göstermesidir. Yani ortalama 10^8 K sıcaklıkta bulunan bir plazma ortamında çekirdeklerin bir kısmı Coulomb engelini aşabilecek termal enerjilere karşılık gelen sıcaklıklara sahip olabilir.

Plazma ortamında gerçekleştirilen füzyon reaksiyonları; çekirdeklerin füzyon yapabilme durumunu belirleyen kinetik enerjiler, ortamın sıcaklığına bağlı termal hareketlilikleri ile tanımlandığından, termo-nükleer füzyon olayı olarak isimlendirilir.

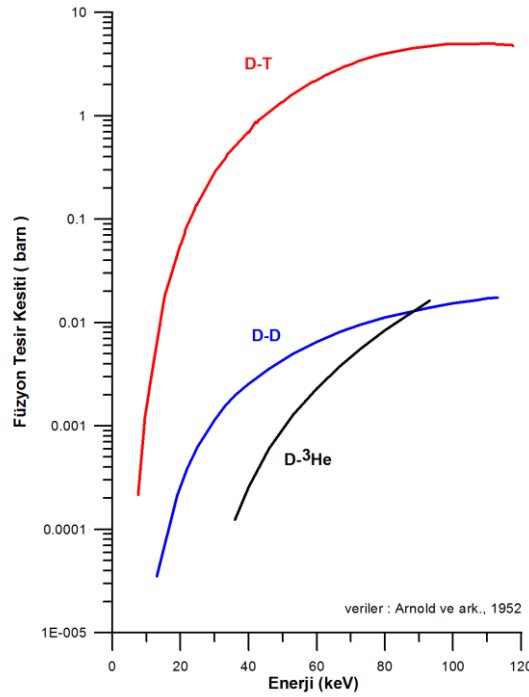
Yukarıda görüldüğü gibi; termo-nükleer reaksiyonun dünya üzerinde gerçekleştirilebilmesi için ulaşılması gereken yüksek sıcaklıklar aşılması gereken önemli bir sorundur. Olası füzyon reaksiyonları için gerekli sıcaklık değerleri Çizelge 2.7'de verilmektedir.

Verilen bu reaksiyonlar içinde $D-T$ reaksiyonu en düşük sıcaklıkta gerçekleştirilebilen reaksiyon olması yanı sıra reaksiyon sonucu en büyük enerji veren reaksiyondur. Bu nedenle çalışmalar $D-T$ reaksiyonuna yoğunlaşmıştır (Yaramış, 1985).

Yakıt olarak $D-T$ reaksiyonunun avantajları ele alınırsa; öncelikle $D-T$ reaksiyon tesir kesitinin $D-D$ ve $p-p$ reaksiyonlarının tesir kesitlerine oranla çok daha büyük olduğu görülür. Şekil 2.13’de verilen tesir kesiti grafiğindeki değerler incelendiğinde düşük enerjilerde $D-T$ reaksiyonu tesir kesitinin diğerlerinden yaklaşık 100 kat daha büyük olduğu görülür. Söz konusu düşük enerji güneşin merkez sıcaklığının üstünde bir sıcaklığa karşılık gelsede $D-T$ reaksiyonunun diğer alternatiflere kıyasla daha düşük bir sıcaklıkta gerçekleşebileceği anlamına gelir.

Çizelge 2.7. Bazı füzyon reaksiyonları için; yayınlanan enerji değerleri, eşik enerji değerleri ve sıcaklık karşılıkları

Reaksiyon	Yayınlanan Enerji (MeV)	Eşik Enerjisi (MeV)	Sıcaklık ($10^9 K$)
$^1H + ^1H \longrightarrow ^2H + e^+ + \nu_e$	1.441	0.821	6.35
$^2H + ^1H \longrightarrow ^3He + \gamma$	5.493	0.530	4.10
$^2H + ^2H \longrightarrow ^3H + p$	4.033		
$^2H + ^2H \longrightarrow ^3He + n$	3.269	0.476	3.68
$^2H + ^3H \longrightarrow ^4He + n$	17.589	0.444	3.43
$^2H + ^3He \longrightarrow ^4He + p$	18.353	0.888	6.87



Şekil 2.13. Döteryumun bazı füzyon reaksiyonları için tesir kesitleri (veriler exfor veri tabanından alınmıştır).

Döteryumun sudaki bolluk oranı %0.015 dir ve $1 m^3$ suda 33 g'a karşılık gelmektedir (Yaramış, 1985). Trityum doğada bulunmadığından, enerji üretimi için; aynı zamanda trityum üretecek bir sistem gereklidir (Lawson, 1957). Trityum aşağıda verilen



reaksiyonları ile üretilebilmektedir. Trityum üretimini sağlayan bu reaksiyonlar füzyonun sürdürülebilirliği için blanket tasarımında çok önemlidir. Füzyon reaktörlerinde Üretken (breeding) Blanket tasarımları gerçekleştirilmiştir. Döteryum ve lityum bolluk oranları dikkate alındığında füzyonun adeta sonsuz bir enerji kaynağı olduğu görülmektedir.

Füzyon reaksiyonlarını gerçekleştirebilmek için aşılması gereken bir diğer sorun ise; reaksiyonun kendi kendini sürdürebileceği bir ortamın yani ulaşılan plazma sıcaklığının muhafazasıdır. D-T reaksiyonunun gerçekleştirilebilmesi için uygun sıcaklık ve yoğunlukta bir plazma oluşturmak ve hapsetmek gerekir. Plazma içinde

elektron-iyon ve elektron-elektron Bremsstrahlung ışımaları nedeniyle sürekli bir radyasyon oluşumu ve plazmanın da bu radyasyona göre geçirgen olma zorunluluğu vardır (Yeniçay, 1970). Plazmayı hapsetmekle ilgili en büyük sorunlardan biri; plazmanın sürekli ışımlarla enerji kaybederek soğuması ve radyasyonun sınırlama kabına zarar vermesidir (Krane, 2002).

Reaksiyonun kendi kendini sürdürebilmesi için uygun sıcaklığın yanı sıra, uygun yoğunluğun korunması da karşılaşılan diğer sorundur. Bu sorunların aşılarda *yanan plazma* elde edilebilmesi için plazma sınırlandırma amacıyla önerilen iki ana tasarım vardır: Manyetik Alan Sınırlaması ve Eylemsizlik Sınırlaması (EFDA, 2015).



2.6 Füzyon Reaktörü

Füzyonun enerji kaynağı olarak kullanılabilmesi için güneşteki şartlar sağlanamayacağından, plazmanın belirli bir T sıcaklığına ani olarak ısıtılıp, t süresince bu sıcaklıkta tutularak ardından soğumaya bırakıldığı bir çevrim alternatif olarak sunulmuştur (Lawson, 1957). Plazmadan yayınlanan enerjinin plazmaya verilen enerjiye oranından elde edilen Lawson kriteri

$$nt > \frac{12kT}{\langle \sigma v \rangle Q} \quad (2.28)$$

olarak verilir. Burada n iyon yoğunluğu, t sınırlama süresi, T plazma sıcaklığı, Q reaksiyon başına yayınlanan enerjidir. Ayrıca σ füzyon tesir kesiti ve v iyonların ortalama hızı olmak üzere $\langle \sigma v \rangle$ reaksiyon hızı olarak tanımlanır.

Plazmayı yüksek sıcaklıklara ulaştırmak için;

- i. Enerji soğurulmasının yüksek olduğu, siklotron ya da radyo-frekans ısıtma sistemleri ile elektromanyetik ısıtma
- ii. Plazmanın şok dalgaları ile sıkıştırılarak ısıtılması
- iii. Plazmanın kendi içindeki akımın indüklediği manyetik alan ısıtması gibi yöntemler kullanılmaktadır (Tanenbaum, 1967).

Plazmanın hapsedilmesi için; ağırlıklı olarak güçlü manyetik alan sınırlandırması çalışmalarına odaklanılmıştır (Miyamoto, 2006). Özellikle de Tokamak tipi tasarım şu an üzerinde en çok çalışılan yapıdır. Manyetik sınırlama dışında, çalışmaların yürütüldüğü diğer bir yöntem de plazmanın eylemsizlik sınırlamasıdır. Çizelge 2.8’de kontrollü termonükleer füzyon reaktörü çalışmaları ile ilgili yaklaşımların sınıflandırılması verilmiştir.

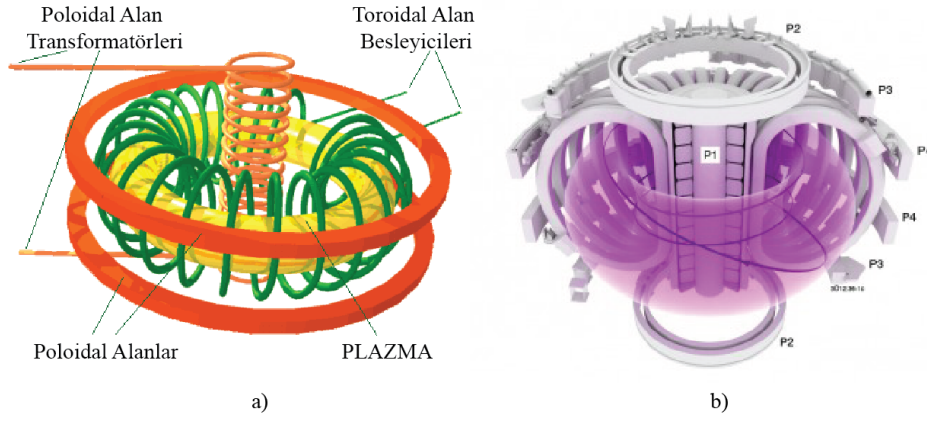
Çizelge 2.8. Füzyon reaktörü tasarımlarının sınıflandırılması (Miyamoto, 2006)

MANYETİK ALAN SINIRLAMALI			EYLEMSİZLİK SINIRLAMALI
Toroidal Sistemler		Açık Uçlu Sistemler	
Simetrik Eksenli	Asimetrik Eksenli		
Tokamak	Stellarator	Ayna	Laser
Ters Alan Pinch	Helisel	Tandem Ayna	İyon Demetli
Küresel	Tümsekli Torus	Ters Alan Tasarımı	Elektron Demetli

2.6.1 Manyetik alan sınırlamalı füzyon reaktörleri

Tokamak tipi tasarım; toroidal manyetik alan oluşturacak şekilde akım taşıyıcı sistemle çevrili bir (torus şekilli) vakum odası tasarımıdır (Şekil 2.14.a). Bu toroidal alan plazmayı oluşturan yüklü parçacıkların helis şeklinde bir yol izlemesini sağlar. Parçacıkların, bu yörüngeyi izlerken manyetik alanın dışarıya doğru zayıflaması nedeniyle, kabın yüzeyine kaçması olayı gerçekleşebilir. Bu olumsuzluğu giderebilmek için ikinci bir manyetik alanla plazmanın hapsedilmesi sağlanır (EFDA, 2015).

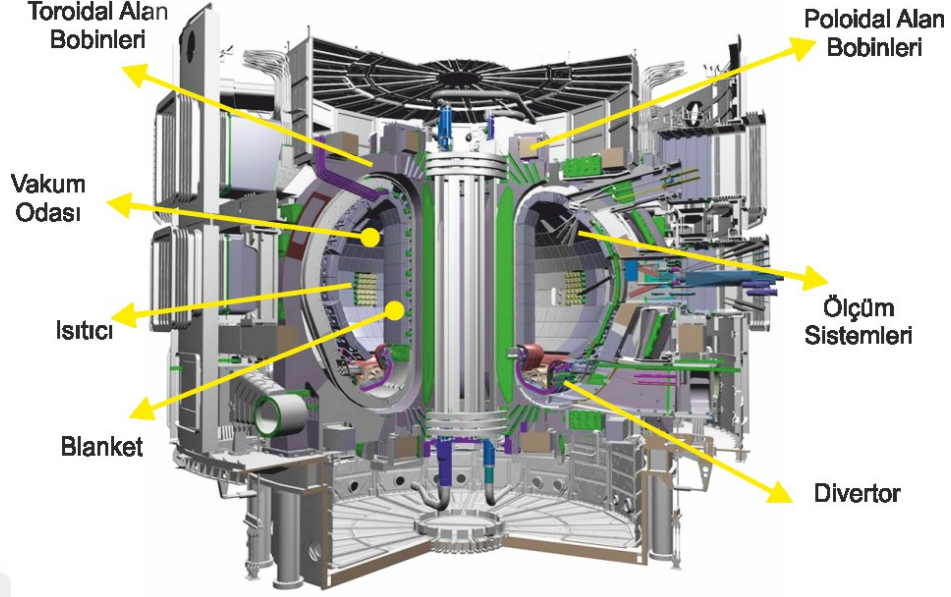
İkinci manyetik alan genellikle torusun merkezine yerleştirilen bir akım makarası ile sağlanabildiği gibi farklı tasarımlar da mevcuttur. Oluşturulan bu poloidal manyetik alan, toroidal manyetik alana dik bir manyetik alan bileşeni kazandırır ve plazma sınırındaki parçacıkları tekrar merkeze yönlendirir (Şekil 2.14.b) (Krane, 2002).



Şekil 2.14. a. Torus şekilli vakum odası (ENEA, 2015). b. Poloidal Manyetik alan sınırlandırması (EFDA, 2015).

Tokamak tipi tasarım için; çok uluslu bir konsorsiyum tarafından yürütülmekte olan ve ITER ismi verilen füzyon reaktörünün şeması Şekil 2.15’de verildiği gibidir (ITER, 2015). Ana kısımları şekilde verilen reaktörde; blanket, ısıtıcı, ölçüm sistemleri, mıknatıslar ve divertor bulunmaktadır. Plazma sıcaklığına en fazla maruz kalan kısımlar özellikle blanket ve divertordür. ITER reaktörünün teknik özellikleri aşağıdaki gibidir.

Vakum Odası: İki kat çelik duvarlıdır ve soğutma sisteminin çevrimini sağlayabilecek kanallar içerir. İç tabakası blanket modülleri ile örülüdür. Yapımı devam eden ITER reaktörün daha fazla güç üretimini sağlayabilmek için vakum odası 6 metre iç yarıçapıyla, mevcut tokamak reaktörlere göre iki kat büyüklükte yapılmaktadır.



Şekil 2.15. ITER reaktör şeması (ITER, 2015).

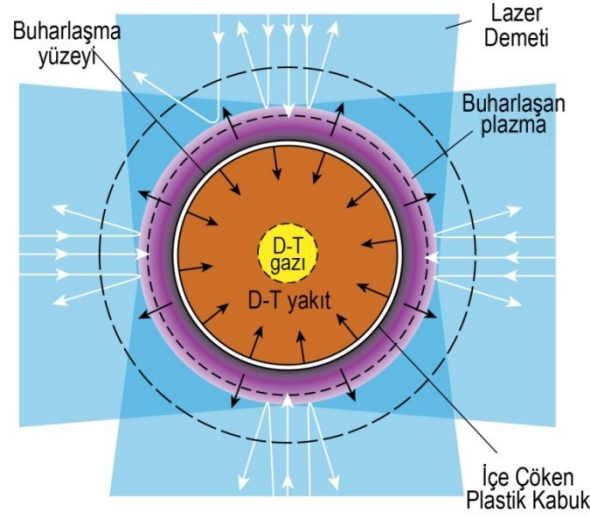
Blanket: Vakum odasının yanı sıra reaktörün diğer kısımlarının yapısal malzemesini yoğun nötron akısına karşı korumak için iç yüzeyi blanketle kaplıdır. Soğutma sistemleri ile termal enerji dönüşümünün yapıldığı blanket ayrıca trityum üretimi için kullanılan bir yapıdır. Füzyon reaktöründe en yoğun radyasyona maruz kalan bölümlerden biri blankettir.

Divertör: Füzyon ürünü olarak açığa çıkan helyum ve enerjiyi plazmadan ayırmakla görevli kısımdır. Plazma ile en çok etkileşen kısımlardan biri olan divertörün iç yüzeyi tungstenden yapılmıştır.

Isıtma sistemleri: Plazma sıcaklığının, güneşin iç sıcaklığının yaklaşık 10 katına kadar erişilmesi planlanan ITER'de, üç farklı ısıtma sistemi kullanılmaktadır. Bu sistemlerden ilki hızlandırılmış parçacıkların enjeksiyonu, ikincisi radyo frekanslarının kullanıldığı iyon siklotron yöntemi ve üçüncüsü de elektron siklotron yöntemidir.

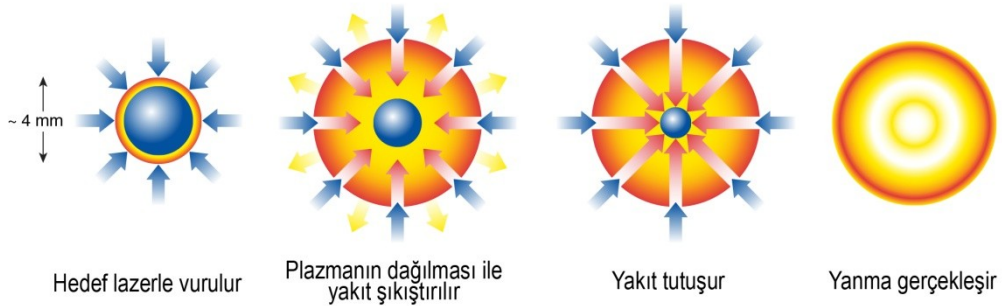
2.6.2 Eylemsizlik sınırlamalı reaktörler

Plazmayı hapsetmek için kullanılan bir diğer yöntem de eylemsizlik sınırlamasıdır. Eylemsizlik sınırlaması için iki yaklaşım mevcuttur; *doğrudan ateşleme* (direct drive) ve *dolaylı ateşleme* (indirect drive).



Şekil 2.16. Füzyon reaktöründe kullanılan yakıt kapsülünün lazerle vurulması (McCrory, 2009).

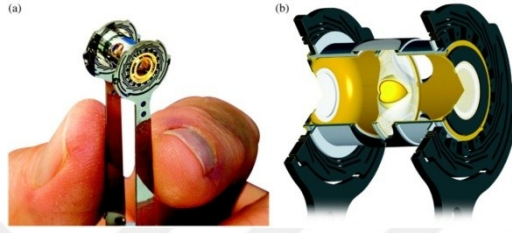
Doğrudan ateşleme; şematik çizimi Şekil 2.16’de verilen bir yakıt kapsülünün (pellet) lazer ya da iyon demetleriyle tüm yönlerden bombardıman ile sıkıştırılıp aniden çok büyük bir yoğunluğa ulaştırılması ile gerçekleştirilir. Lazer ile vurulan küresel yakıt kapsülünün kabuğu, soğurduğu enerji ile plazma halini alır. Yüksek sıcaklıklara ulaşan plazmanın dışa doğru dağılması roketlerin hareketine benzer bir etki ile küre şeklindeki materyalin merkeze doğru sıkışmasına neden olur. Bu ani çökme sonucu füzyon için gerekli sıcaklık ve yoğunluğa erişilir (Şekil 2.17). Kapsül genişlemeden önce saniyenin milyarda biri kadar sıkışmış durumda kalır (McCrory, 2009). Bu süre içerisinde anlamlı miktarda enerji üretebilmek için gerekli $d-t$ reaksiyonu sayısı yaklaşık 10^{20} mertebesindedir.



Şekil 2.17. Eylemsizlik sınırlamalı füzyonun basamakları (McCrory, 2009).

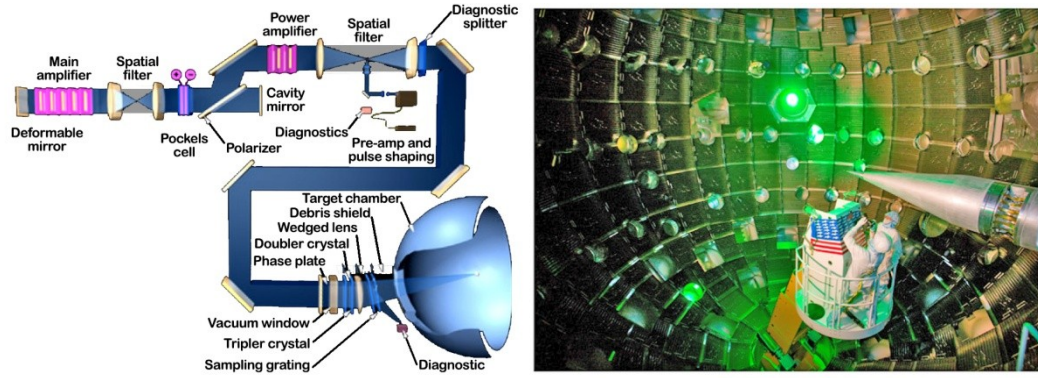
Eylemsizlik sınırlaması için kullanılan ikinci yaklaşım olan dolaylı ateşlemede (indirect drive) ise küresel yakıt kapsülü silindir şeklinde bir **kaviteye** (hohlraum)

yerleştirilir (Şekil 2.18) (Moses, 2009). Silindirin her iki ucundan giren lazer ışınları iç duvar tarafından soğurulur ve X ışınları oluşturulur. Gelen lazerin neredeyse tamamını soğurarak yüksek verimde X ışını oluşturması nedeniyle kavite yapımında genellikle altın kullanılmaktadır (McCrory, 2009). Doğrudan ateşlemenin aksine plazma lazer ışınları yerine X ışınlarıyla oluşturulur. Amaç yakıt kapsülünün tamamını aynı anda ve aynı miktarda enerji ile çevrelemektir. Plazma oluşturulduktan sonra süreç doğrudan ateşlemede olduğu gibi işler.



Şekil 2.18. Dolaylı ateşlemede yakıt kapsülü: Hohlraum (Moses, 2009).

Eylemsizlik sınırlamalı füzyon çalışmalarının yapıldığı tesislerden birisi olan NIF (National Ignition Facility) tesisinin şeması ve hedef odası Şekil 2.19’de verildiği gibidir.



Şekil 2.19. a) National Ignition Facility Şemastik çizimi. b) Hedef odası (Moses, 2009).

2.7 Blanket ve Zırhlama Sistemleri

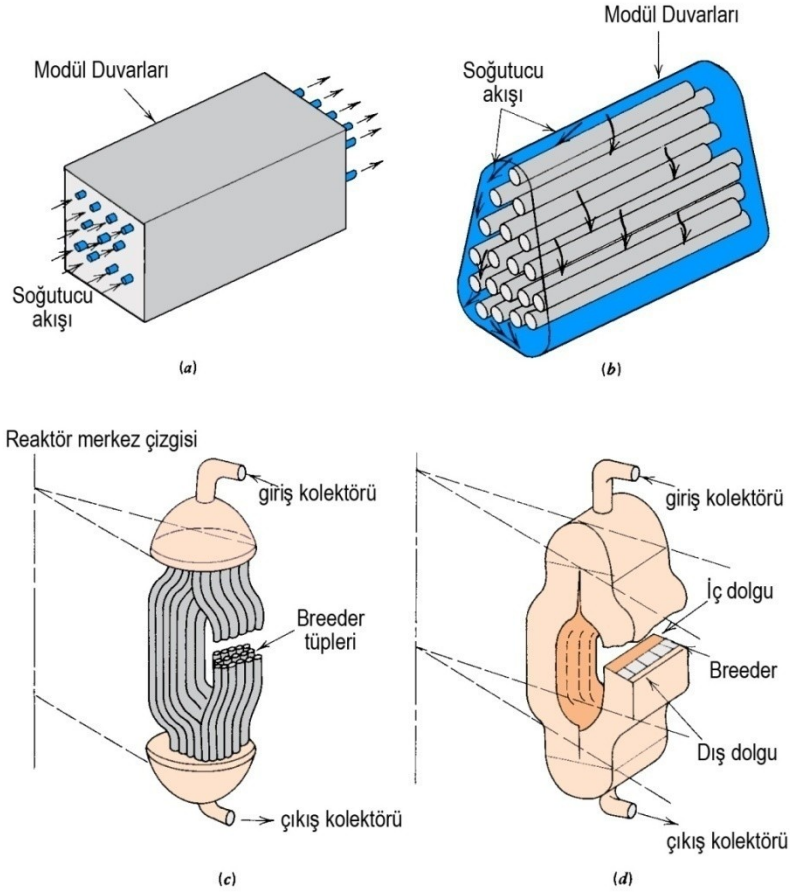
2.7.1 Blanket

Füzyon reaktörlerinde plazmanın hapsedilmesi zorluğu kadar önemli ve aşılması gereken bir diğer zorlukta yayınlanan enerjinin termal enerjiye dönüştürülmesidir (Barton ve Strehlow, 1962). Plazmayı çevreleyen ve termal enerji dönüşümünün gerçekleştirildiği bölge blanket olarak isimlendirilir. Blanketin bir diğer temel görevi de; vakum odası, poloidal ve toroidal alan bobinleri gibi bileşenler için termal ve nükleer zırh olmasıdır (Merola ve ark., 2010). Bölüm 2.5'te değinildiği gibi doğada trityum bulunmaması nedeniyle trityum üretimi de blanketin bir diğer önemli işlevidir.

3 GW güce sahip bir füzyon reaktörü için gerekli trityum miktarı yıllık 180 kg olarak belirtilir (Tobita ve ark., 2010). Trityumun kısa yarıömrü nedeniyle ($t_{1/2} = 12,3 \text{ yıl}$) trityumun reaktörde üretilmesi gerekliliğine değinilmiş ve trityum üretimi için gereken Li reaksiyonları denklem (2.26) ve (2.28)'de verilmiştir. ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$ reaksiyonunun termal nötronlar için tesir kesiti $\sigma = 940 \text{ barn}$ (Mughabghab, 2006) iken, hızlı nötron bölgesinde mb mertebesine düşmektedir (Bartle, 1979). ${}^7\text{Li}(n,nt){}^4\text{He}$ reaksiyon tesir kesiti ise yüksek enerji bölgesinde 0,5 barn civarındadır (Rosen ve Stewart, 1962). Doğal lityum izotoplarının bolluk oranları ${}^6\text{Li}$ için %7,59 ve ${}^7\text{Li}$ için %92,41'dir. ${}^2\text{H}+{}^3\text{H}$ füzyon reaksiyonunda yayınlanan nötronların enerjisi 14,1 MeV olduğu için nötron çoğaltıcı malzemeler ile gerçekleşecek reaksiyonların sayısının artırılması ${}^6\text{Li}$ bakımından zenginleştirilmiş bir blankette, nötronların yavaşlatılarak termal enerji seviyesine getirilmesi ve trityum üretimi hedeflenmektedir.

Blankette üretilen trityumun, plazmada tüketilen trityuma oranı olarak verilen Trityum Üretim Oranı'nın (TBR: Trityum Breeding Ratio) birden büyük olması füzyon reaktörleri için kritik bir değerdir (Yamada, 2012).

Blanket için; trityum üretici malzemenin katı, sıvı metal ya da eriyik tuzlardan oluştuğu üç farklı yapı önerilmektedir (Smith ve ark., 1991). Katı ya da sıvı breeder malzeme kullanımı için pek çok tasarım mevcuttur (Stacey, 2010). Bu tasarımlara ait örnekler Şekil 2.20'de verilmektedir.

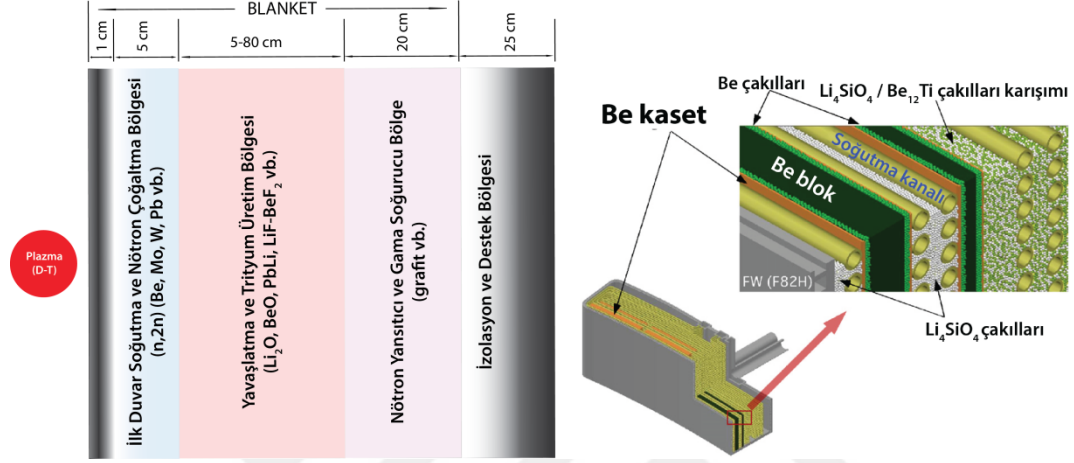


Şekil 2.20. Blanket tasarımları: a) Soğutucunun blanket modülün içinden geçirildiği tasarım b) Soğutucunun modül üzerinden geçirildiği tasarım c) Sıvı breeder tasarımı d) Tek parça katı breeder blanket (Stacey, 2010).

Şekil 2.21’de blanketin bölümleri verilmektedir. Blanketin görevi $D-T$ reaksiyonu sonucu yayınlanan nötronları yavaşlatmak, çoğaltmak, trityum üretimini sağlamak, termal enerji dönüşümü gerçekleştirmek ve dış bölge elemanları için zırhlama yapmaktır. Blanketin tasarımı ve kullanılan malzemeler bu şartları sağlamalıdır.

Blanketin plazma tarafında yer alan katı ilk duvar tasarım çalışmaları 5.4 MW/m^2 nötron ve $1-5 \text{ MW/m}^2$ yüzey ısı yüküne maruz kalacağı öngörüsüyle yapılmaktadır (Wong ve ark., 2004). Ayrıca oluşacak girdap akımlarının etkisini azaltabilmek için uzun ince plakalar şeklinde tasarımlar üzerinde çalışılmaktadır (Merola ve ark., 2010). Katı ilk duvarın, maruz kalacağı nötron yükü ve radyasyon nedeniyle yüksek sıcaklığa ulaşacağından, erime sıcaklığı yüksek malzeme seçimi önemlidir. Bu amaçla kullanılan ve önerilen malzemeler ile erime sıcaklıklarına örnek olarak; Tungsten (W , $3695 \text{ }^\circ\text{C}$),

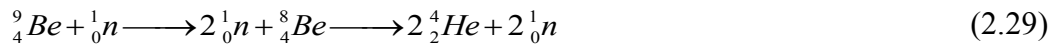
Berilyum (Be , $1284\text{ }^{\circ}C$), Boron-karbid (B_4C , $2763\text{ }^{\circ}C$), Molibden (Mo , $2623\text{ }^{\circ}C$) verilebilir. Katı ilk duvarın olumsuz özellikleri; dayanabileceği nötron duvar yükünün küçük olması, yüksek enerjili radyasyona maruz kalması sonucu meydana gelen yapısal deformasyon nedeniyle kısa kullanım ömrü ve oluşabilecek uzun yarı ömürlü radyoaktif atıkların bakım süresini uzatması ayrıca yüksek maliyet olarak sıralanabilir.



Şekil 2.21. a) Genel bir blanket tasarımı (Smith ve ark, 1991; Stacey, 2010). b) Blanketin iç yapısı (Tobita ve ark., 2010).

Termal dönüşüm için blankette soğutucu olarak kullanılan malzeme yüksek ısı kapasitesi ve termal iletkenliğe sahip olmalıdır. Manyeto hidro-dinamik özellikleri yüksek manyetik alan altında kullanıma uygun olarak seçilmelidir. Blanket bölgesinin diğer malzemeleri ile kullanıma uygun olması için korozyona sebep olmamalı ve düşük buhar basıncına sahip olmalıdır. Katı breeder blanket tasarımlarda H_2O ve He uygun soğutucular olarak kullanılmaktadır.

Trityum üretimi için oldukça önemli olan nötron sayısı, gerek ilk duvar gerekse de blanket içindeki diğer malzemelerin nötron reaksiyonları sonucu azalmaktadır. Bu nötron kayıplarının TBR üzerindeki olumsuz etkisinden kaçınmak amacıyla nötron çoğaltıcı bir bölge tasarıma eklenir. Bu amaçla literatürde öne çıkan malzeme berilyumdur (Barton ve Strehlow, 1962).



denklemini berilyumun nötron çoğaltma reaksiyonunu vermektedir.

Trityum üretimi için katı blanket malzemesi olarak farklı alternatifler önerilmiştir. Li_2O , BeO , $LiAlO_2$, Li_2ZrO_3 katı breeder malzeme olarak kullanılır.

Soğutma ve trityum üretimi ayrı olarak ele alınabileceği gibi, iki işlevi aynı anda yerine getirecek tasarımlarda mevcuttur.

Sıvı ilk duvar ve üretken blanketler; sıvı metallerin ya da eriyik tuzların breeder olarak kullanıldığı tasarımlardır. Li veya $PbLi$ gibi sıvı metaller yüksek iletkenlik ve düşük **Prandatl** sayısına sahipken, $FLiBe$ ve $FLiNaBe$ gibi eriyik tuzlar ise düşük iletkenlik ve yüksek Prandatl sayısına sahiptir.

Sıvı üretken blanket tasarımında üç farklı soğutma sistemi vardır:

- i. **Kendinden Soğutmalı:** Sıvı breeder, soğutucu olarak kullanılacak kadar yüksek hızla çevrim yaptırılır.
- ii. **Harici soğutuculu:** Helyum veya su gibi bir soğutucu sistemle kullanılır. Breeder yalnızca trityum üretimi için düşük hızla çevrilir.
- iii. **Çift Soğutmalı:** İlk duvar ve yapısal malzemeler harici bir sistemle soğutulurken, breeder kendinden soğutmalıdır.

Katı ilk duvar ve blanketin dezavantajlarına alternatif olarak, çözüm sunma potansiyeli nedeniyle, sıvı ilk duvar fikri füzyon enerjisi için umut vaat eder. Sıvı ilk duvar / blanket tasarımlarının avantajları aşağıdaki gibidir:

1. İlk duvardaki hızlı sıvı çok yüksek güç yoğunluğu kapasitesi sunar.
2. İlk duvar erozyonunu engellediğinden, yüzeyinin yenilenme sorununu ortadan kaldırır ve uzun bir kullanım ömrü sunar.
3. Kalın sıvı metal blanket radyasyon hasarını ve yapısal malzemedeki aktivasyonu önemli ölçüde azaltır.
4. Kazan içindeki bileşenlere kolay bakım sağlar.
5. Trityum üretiminde avantajlar sunar.
6. Farklı plazma sınırlama yöntemlerine uygulanabilir.
7. Teknoloji ve materyal kısıtlamalarını azaltır.
8. Maliyet ve zaman gereksinimini azaltır.

Sıvı ilk duvar/blanketin; sıvının kalınlığı, türü, duvara tutunmasını sağlayan kuvvetin elde edilmesine göre çeşitlilik gösteren tasarımları vardır (Abdou ve ark., 1999).

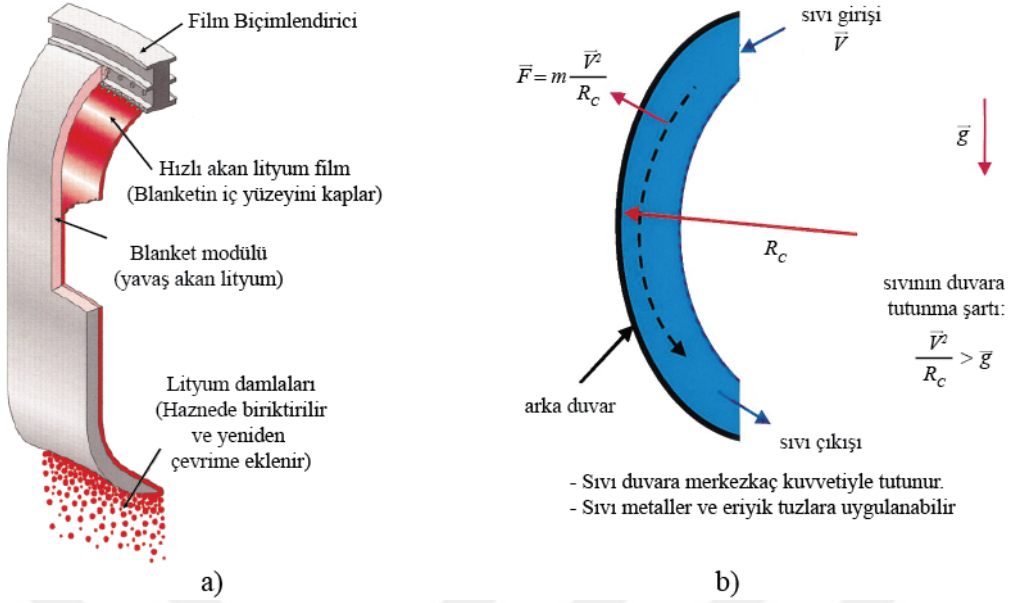
Kullanılan sıvı, aynı zamanda blanket görevi de göreceğinden trityum üretimini sağlayabilmek için lityum içermelidir. Sıvı ilk duvar için *Li*, *Sn-Li*, *Pb-Li* gibi sıvı metallerin yanı sıra *FLiBe*, *FLiNaBe* ve *FLiNaK* gibi eriyik tuzlar da kullanılmaktadır. Isıl iletimde avantajlar sunan eriyik metallerin, yüksek manyetik alan içinde güçlü **manyeto-hidro-dinamik** (MHD) etkilere maruz kalmaları dezavantajlarıdır. *Sn-Li* yüksek sıcaklıklarda düşük sıvı buhar basıncına sahip olduğundan, ilk duvar için iyi bir seçenek teşkil eder. *FLiBe* ve *FLiNaBe* gibi iyi nötron soğurucu eriyik tuzların bir başka avantajı ise MHD etkilere maruz kalmamalarıdır (Abdou ve ark., 2001; Fukada ve Morisaki, 2006).

Sıvı ilk duvar tasarımlarından biri; katı bir duvarın üzerinde ince bir sıvı ilk duvar kullanımıdır. Bu durumda sıvı yalnızca ısı iletim için kullanılır. Bir diğer tasarım; sıvının hem ilk duvar hem de blanket görevi gördüğü kalın sıvı duvar fikridir. Her iki tasarımda da yeterli ısı iletimi sağlanabilmekte ancak kalın duvarın avantajı arka taraftaki katı duvara ulaşan nötron sayısının çok daha az oluşudur. İnce duvarın elde edilişi daha kolay olsa da kalın duvarın radyasyon hasarını en aza indirmek gibi bir avantajı vardır (Abdou ve ark., 2001).

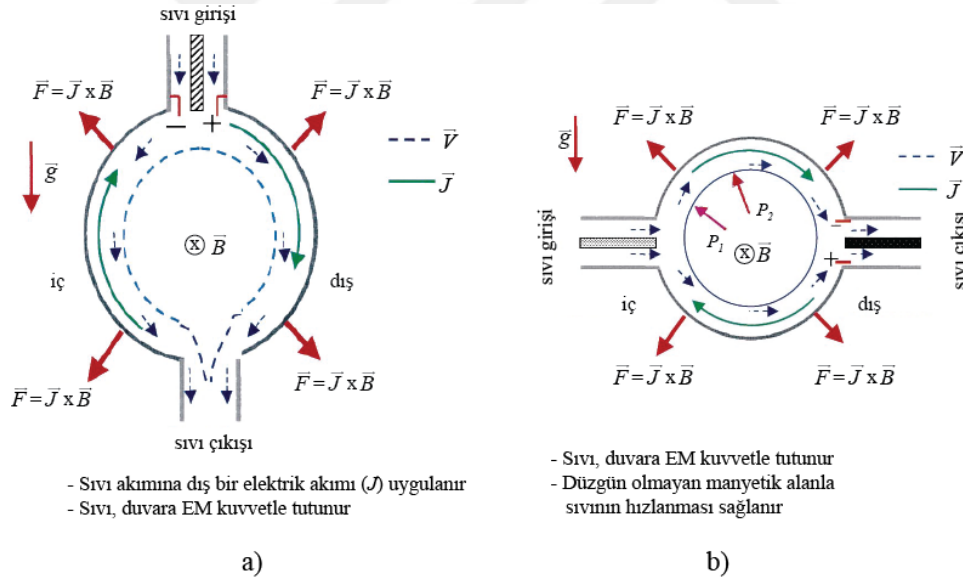
Şekil 2.22.a'da sırasıyla hızlı ve yavaş çevrime tabi tutulan ince ve kalın sıvı duvarlar verilmiştir. Burada hızlı akışlı ince sıvı ilk duvar görevini üstlenmekte ve ısı iletimi sağlamaktadır. Yavaş akış hızına sahip kalın sıvı duvar ise, blanket görevi üstlenmekte ve yakıt üretimini gerçekleştirmektedir.

Şekil 2.22.b'de verilen yöntemde, sıvı, eğri duvara teğet olacak şekilde üst taraftan bir ilk momentumla enjekte edilir. Böylece sıvı arka duvara merkezkaç kuvveti ile tutunur. Divertor vasıtasıyla toplanan sıvı tekrar sisteme verilir. Bu sistemin sürdürülebilmesi için gerekli olan minimum hız, merkezkaç kuvvetin ivmesinin yerçekimi ivmesinden büyük olması şartıyla belirlenir. Bu yöntem hem sıvı metaller hem de eriyik tuzlar için kullanılabilir.

Sıvının duvara tutunmasını sağlamak için kullanılan bir diğer yöntem ise; **EMR** (Electromagnetically Restrained) yöntemidir. Kesiti Şekil 2.23'de verilen EMR yöntemi, yalnızca tokamak tasarımlarında lityum için önerilmiştir. Sıvıyı duvara sıkıştıran kuvvet, sıvının içinden harici bir akım geçirilerek elde edilir. Akım manyetik alanla etkileşerek elektromanyetik kuvvet oluşturur.



Şekil 2.22. a) İnce sıvı ilk duvar ve kalın sıvı blanket tasarımı. b) GMD (Gravity Momentum Driven), merkezkaç kuvveti ile sıvının duvara tutunması (Abdou ve ark., 1999; 2001).



Şekil 2.23. EMR (Electromagnetically Restrained) yöntemi ile sıvının duvara tutunması (Abdou ve ark., 2001).

2.7.2 Zırhlama sistemleri

Gerek fisyon gerek füzyon reaktörlerinde yayınlanan yüksek radyasyonun kor dışına çıkışını engellemek ya da ihmal edilebilir düzeye getirmek, reaktör tasarımı için en önemli konulardan biridir. Radyasyon zırhlama sistemlerinin üç ana fonksiyonu vardır:

- i. Kazan, soğutma sistemi için termal zırhlama,
- ii. Personel güvenliği için biyolojik zırhlama,
- iii. Elektronik sistemlerin güvenilir çalışması için zırhlama.

Zırh tasarımlarında hedef; hacim, kütle ve maliyeti düşürmektir. Zırh sistemlerinin tasarımında göz önüne alınan ilk etken; yayınlanan radyasyonun türüdür. Reaktör korundan yayınlanan α , β ve p gibi yüklü parçacıkların ortamdaki menzilleri çok kısa olduğu için zırh tasarım çalışmaları n ve γ radyasyonuna odaklanmıştır.

Zırh tasarımında göz önüne alınan ikinci etken ise; radyasyona maruz kalan bölge ya da materyallerle ilgilidir. Radyasyona maruz kalan bölgenin; reaktör içindeki ya da dışındaki bir bölge olması, personel ya da elektronik ekipmanının güvenliğini ilgilendirmesi, hedeflenen minimum doz miktarını değiştirmektedir. Doz miktarındaki değişim ve radyasyonun türü de tasarım ve seçilecek malzemeyi etkiler. Nötron zırhı olarak iyi işlev gören bir malzeme gama zırhı olarak yetersiz kalabilir. Tasarım, yerine göre komposit ya da katmanlar şeklinde seçilerek bu sorun aşılmaya çalışılır. Dolayısıyla tasarımda zırh geometrisi, kullanılan malzemenin bileşenleri ile yoğunlukları, elementlere ait tesir kesitleri ve termal özelliklerinin bilinmesi zorunludur (Shultis ve Faw, 2010).

Tasarımda dikkat edilmesi gereken diğer bir nokta da termal ve hızlı nötronlar için yapılacak zırhlamanın farklı olması gerektiğidir. Hızlı nötronlar için çoğu çekirdek adeta geçirgen olduğundan; öncelikle yavaşlatılmaları gerekir. Termal enerjilere getirilen nötronlar çoğunlukla ısımalı yakalamaya sebep olurlar. Isımalı yakalamayı azaltabilmek için zırh sistemlerinde bor, lityum, indiyum ya da kadmiyum gibi güçlü nötron soğurucu malzemeler önerilmektedir (Shultis ve Faw, 2010).

Uygun bir zırh; hızlı nötronları yavaşlatıp, yavaş ve termal nötronlar ile oluşan birincil gamaları soğurup, ikincil gama oluşumunu en az düzeye indirebilmelidir. Bu amaçlara uygun olarak önerilen zırh malzemeleri üç kategoride ele alınır (Gupta, 2001):

- i. Ağır ve orta ağırlıkta elementler
- ii. Hidrojenli malzemeler
- iii. Hafif elementler

Çelikte ve çimentoda destek malzemesi olarak yer alan demir; γ soğurma ya da hızlı nötronları inelastik saçılmalarla yavaşlatma görevlerini yerine getiren orta

ağırlıktaki elementlere örnektir. 6 MeV 'in altındaki nötron enerjilerinde; nötronun hidrojeninden elastik saçılma tesir kesiti inelastik saçılma tesir kesitinden daha büyüktür. Bu durumda; zırhın nötronların enerjisini termal enerjilere düşürebilmesi için, hidrojenli bir malzeme içermesi gerekir. Demir-oksit, titanyum-karbid, silikon-karbid, bor-karbid gibi seramiklerin yanı sıra, mangan, krom, nikel, molibden ve fosforun karbonla değişik oranlarla yaptığı alaşımlar ile uranyum, tungsten ve kurşun da önerilen ağır elementlerdir.

Nötron ve gama radyasyonu için yapılan zırhlamada beton; düşük maliyeti, kolay uygulanabilirliği ve sağlam bir yapısal malzeme oluşu nedeniyle, reaktörlerde en çok uygulanan zırhlama malzemesidir. Yapısı gereği içinde seramik, mineral ve su barındıran beton yukarıda verilen tüm kategorilere uygun elementler içerir. Beton tipleri, kullanılan *agrega* (kum ve çakıl karışımı) tipine göre sınıflandırılır. Çizelge 2.9'de *NBS Tip 03* ve *Tip 04* ile *NIST* standart beton çeşitlerinin özellikleri verilmektedir.

Çizelge 2.9. Standart beton tiplerinin özellikleri (Shultis ve Faw, 2010)

Element	Element Bileşimi (g/cm^3)		
	Tip 03	Tip 04	NIST
Hidrojen	0.020	0.013	0.051
Karbon	0.118		0.006
Oksijen	1.139	1.171	1.322
Sodyum		0.040	0.035
Magnezyum	0.057	0.006	0.003
Kalsiyum	0.582	0.194	0.099
Alüminyum	0.085	0.107	0.046
Kükürt	0.007	0.003	
Silisyum	0.342	0.742	0.701
Potasyum	0.004	0.045	0.023
Demir	0.003	0.029	0.015
Nikel	0.026		
Fosfor	0.007		
Toplam	2.39	2.35	2.30

Daha etkin zırhlama için nükleer reaktörlerde kullanılan beton tipi ise; ağır beton olarak sınıflandırılmaktadır. Hurda metal ve metalik minerallerin eklenmesi ile ağır betonların yoğunluğu $3.5\text{ g}/\text{cm}^3$ 'ün üzerine çıkarılır (Samarin, 2013). Demir-oksit

içeren Magnetit beton ($\rho = 3.53 \text{ g/cm}^3$) ve baryum-sülfat içeren Barit beton ($\rho = 3.35 \text{ g/cm}^3$) bu sınıfta yer alır. Beton çeşitlerine ait kodlar, içerikleri ve oranları uluslararası standart kuruluşları tarafından belirlenmektedir.

Radyasyonun canlı doku ile etkileşimi; dokudaki atomların, iyonizasyonu ile sonuçlanır. Proteinlerin iyonizasyonu ile yapının kimyasal özellikleri değişir. Moleküler düzeyde tahribat bilinemese de kimyasal değişimin hücrelere verdiği zarar bilinmektedir. Radyasyon hasarı; kısa (akut) ya da uzun süreli (kronik) olabileceği gibi genetikte olabilir (Yaramış, 1974). Doğrudan personel güvenliğini ilgilendiren radyasyon hasarı; alınan radyasyon miktarı ve süresine bağlıdır.

Radyasyon, yaptığı etkileşimlerle yayıldığı ortama enerji aktarır. Hedefteki enerji birikimi **radyasyon dozu** olarak, ışınlama miktarı da **poz** olarak tanımlanır. Radyasyon ışınlama birimi poz; X ve gama ışınlarının havanın m kütleinde oluşturduğu iyonlaşma miktarıdır. Pozun birimi olan R (röntgen); 0.001293 g havada $1 \text{ elektrostatik yük}$ oluşturan radyasyon miktarına eşittir.

$$1R = \frac{1 \text{ esu}}{0.001293 \text{ g}} = 2.58 \cdot 10^{-4} \frac{C}{kg} \quad (2.30)$$

Radyasyon dozu; soğurucu ortamda depolanan enerji ve bu enerjinin hasar etkisine karşılık gelen, sırasıyla **soğurulan doz** ve **etkin doz eşdeğeri** olmak üzere iki şekilde tanımlanır. Soğurulan doz; 1 kg maddenin 1 joule enerji soğurmasına eşittir ve birimi Gy (gray)'dir.

$$1Gy = 1 \frac{J}{kg} \quad (2.31)$$

Aynı dozda soğurulan farklı radyasyon tipleri aynı hasara sebep olmamaktadır. Oluşan farklı biyolojik hasarları belirtebilmek için doz eşdeğeri tanımlanır. Radyasyon tipine bağlı hasarı tanımlayan boyutsuz bir büyüklük kalite faktörü ile soğurulan doz çarpımı doz eşdeğerini verir.

$$\text{Doz Eşdeğeri} = (\text{soğurulan doz}) \times (\text{kalite faktörü}) \quad (2.32)$$

Kalite faktörü X ve gama ışınları ile elektronlar için 1 , nötron ve proton için 10 , alfa ve fisyon ürünleri içinse 20 'dir. Doz eşdeğerinin birimi Sv (Sievert)'dir (Cottingham ve Greenwood, 2001).

3. NÜKLEER REAKSİYONLAR

Çekirdek, nükleon, temel parçacıklar ya da gama fotonlarının hedef çekirdek ile etkileşimi nükleer reaksiyon olarak adlandırılır. Bağlanma ve uyarılma enerjileri, enerji seviyelerine ait kuantum sayıları v.b. çekirdek özelliklerine ait bilgilerin çoğu nükleer reaksiyonlar ile elde edilir. Nükleer reaksiyonun giriş kanalında yer alan mermi parçacığının hedef çekirdek ile etkileşimi sonrasında çıkış kanalında ürün çekirdek ve yayınlanan parçacık ya da parçacıklar oluşur. Ürün çekirdek genellikle kristal yapı içerisinde sabit bir yer işgal ettiğinden reaksiyon hakkındaki bilgiler yayınlanan parçacıkların özellikleri (türü, enerjisi vb.) tespit edilerek belirlenir. Nükleer reaksiyonlarda; baryon sayısı, yük, enerji, çizgisel momentum, toplam açısal momentum, parite ve izospin korunur.

Nükleer reaksiyonların genel gösterimi;

$$a + X \longrightarrow Y + b \quad (3.1)$$

şeklindedir. X ve Y sırasıyla hedef ve ürün çekirdekleri, a ve b ise sırasıyla mermi ve yayınlanan parçacıkları temsil eder. Nükleer reaksiyonlar, giriş kanalındaki mermi taneciğinin türü ve enerjisi yanısıra hedef çekirdeğin başlangıç durumuna göre belirlenen çeşitliliklerle gerçekleşebilir.

Aynı giriş kanalına sahip olmasına rağmen farklı sonuçlar veren reaksiyonların birbirinden ayırt edilebilmesi için yayınlanan parçacığa ait özelliklerden; açısal dağılım ve kinetik enerjinin yanı sıra reaksiyona ait tesir kesitinin bilinmesi de oldukça önemlidir.

$$\sigma = \frac{\text{reaksiyonda yayınlanan parçacık sayısı}}{(\text{birim alandaki mermi parçacık sayısı})(\text{hedef çekirdek sayısı})} \quad (3.2)$$

şeklinde genel tanımı verilen tesir kesiti kuantum mekaniğinin kuralları uygulanan matematiksel modellerle hesaplanır.

3.1 Reaksiyonların Sınıflandırılması

Nükleer reaksiyonlar; giriş kanalındaki mermi taneciğin enerjisine, çıkış kanalında oluşan ürünlere ya da reaksiyonun oluşma mekanizmasına göre sınıflandırılır.

3.1.1 Saçılma reaksiyonları (elastik ve inelastik saçılma) :

Çarpışmadan önceki ve sonraki toplam kinetik enerjinin sabit olduğu esnek çarpışma reaksiyonlarında; doğrudan nükleonların çarpışması olmadan, hedef çekirdeğin şekli ve büyüklüğüne bağlı olarak dalga fonksiyonunun kısmi bir yansınmasıyla oluşur.



İnelastik saçılma tesir kesiti; nükleer geçişlerde spin ve pariteyi bir başka deyişle uyarılmış durumda bulunan nükleonların dalga fonksiyonlarının incelenmesinde önemlidir.



3.1.2 Transmutasyon reaksiyonları

Genel gösterimi (3.1)'de verilen ve hedef çekirdeğin tamamen farklı bir ürüne dönüştüğü transmutasyon reaksiyonlarının ilk örneği 1919'da Rutherford tarafından gerçekleştirilmiştir.



Coulomb engeli nedeniyle; bu reaksiyonun gerçekleştirilebilmesi için, α 'ların birkaç MeV enerjiye sahip olması gerekir. Mermi parçacık olarak nötronların kullanılması durumunda ise hedef çekirdeğe kolayca nüfuz ederler. Örnek olarak aşağıdaki reaksiyonlar verilebilir:



3.1.3 Knockout reaksiyonları

Mermi parçacığın hedef içindeki tek bir nükleon ile çarpışarak, nükleonun diğer nükleonlarla etkileşimsiz çekirdek dışına çıkmasını sağladığı reaksiyon türüdür (Park, 1963).



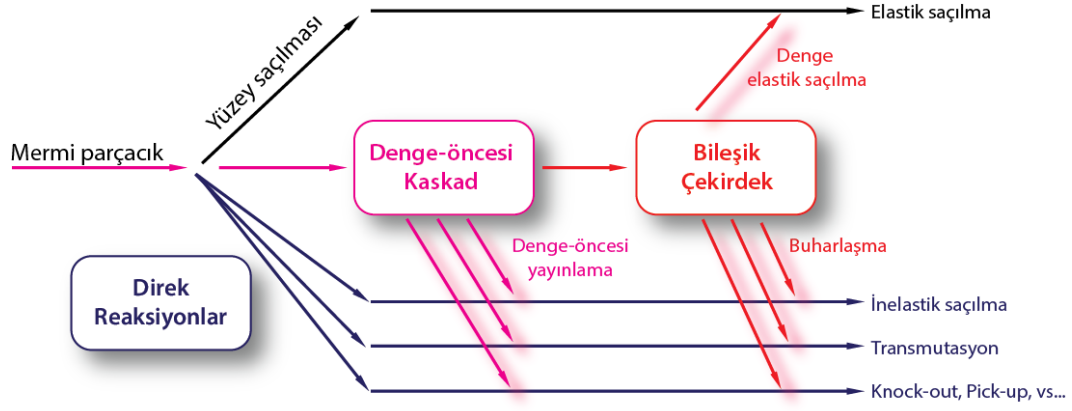
3.1.4 Transfer reaksiyonları

Bir veya iki nükleonun mermi ve hedef arasında transfer edildiği reaksiyonlardır. Şayet nükleon aktarımı mermi parçacıktan hedefe ise stripping (soyma), hedeften mermiye ise pick-up (taşıma) reaksiyonu olarak isimlendirilir. Stripping ve pick-up reaksiyonlarına örnekler sırasıyla (3.9) ve (3.10)'de verildiği gibidir.



Yukarıda verilen reaksiyon tiplerinde doğrudan sonuç karşımıza çıkmakta ancak niçin hangi reaksiyonun gerçekleştiğine dair ipuçları içermemektedir. Nükleer reaksiyonların sınıflandırılması için kullanılan bir diğer yaklaşım da; reaksiyonun oluşma mekanizmasına göre sınıflandırmaktır.

Reaksiyonun gerçekleşme süresi ile ilişkilendirilebilecek üç reaksiyon türü tanımlanabilir. Bunlardan ilki mermi ile hedef arasında tek bir etkileşimin 10^{-22} s civarındaki bir sürede gerçekleştiği kabul edilen **Direk Reaksiyonlardır**. Tanımlanan bir diğer reaksiyon türü; merminin soğurularak parçacık yayınlanmadan önce istatistiksel dengeye ulaştığı ve 10^{-14} ile 10^{-18} s'de gerçekleşen **Bileşik Çekirdek Reaksiyonlarıdır**. İstatistiksel dengeye ulaşılmadan parçacık yayınlanması durumu ise; hızlı ve yavaş reaksiyon süreçleri arasında yer alan, **Denge Öncesi Reaksiyon** olarak tanımlanır. Yukarıda verilen reaksiyonlar, bu üç reaksiyon mekanizmasının her biri ile ayrı ayrı açıklanabildiği gibi yalnız birinin hesaplamalarına da uyabilir (Şekil 3.1).



Şekil 3.1. Nükleer reaksiyon mekanizmalarının görünümü (Hussain, 2010).

3.2 Direk Reaksiyonlar

Yüksek enerjilerle gelen mermi parçacığın, hedef çekirdeğin yüzeyindeki bir veya birkaç nükleonla etkileşme olasılığı daha fazladır. Direk Reaksiyonlar (DR) olarak adlandırılan bu reaksiyon türünde; mermi parçacığın enerjisi arttıkça dalga boyu çekirdek içindeki nükleonlarla birebir etkileşebilecek kadar küçülür. Mermi tanecığının enerjisi 1 MeV iken dalga boyu yaklaşık 4 fm 'dir ve hedefteki tek bir nükleonla etkileşemez. Enerjisi 20 MeV iken dalga boyu 1 fm civarındadır ve direk reaksiyon gerçekleşebilir. Direk reaksiyonların gerçekleşme süresi, parçacığın çekirdek içerisinde etkileşmeden geçeceği süre mertebesinde, yaklaşık olarak 10^{-22} s 'dir ve yayınlanan parçacıkların açısal dağılımı keskin piklere sahiptir (Krane, 2002).

Direk reaksiyonlara en temel örneklerden biri tek basamakta gerçekleşen inelastik saçılma (bu bir nükleonun kabuk modeline göre başka seviyeye uyarılmasıdır). Aktarılan enerji, çekirdeği uyarılmış duruma taşır ve γ olarak yayınlanabilir. Dönme ve titreşim band yapısı çalışmalarında bu yöntem kullanılır.

Direk reaksiyonlara diğer örnekler transfer reaksiyonlarıdır. Kabuk modeline göre nükleon koparma veya ekleme durumu söz konusu olduğu için kabuk modeli yapısının incelenmesinde kullanılır ayrıca çekirdeğin değişik uyarılmış durumlarının elde edilmesinde kullanışlı bir reaksiyon mekanizmasıdır.

Direk reaksiyonlarda ilk ve son durumdaki açısal momentumun korunması, açısal momentum aktarımını gerektirir. Bu aktarım çarpışma anında gerçekleştiğinden yayınlanan parçacıkların açısal dağılımını etkiler (Lilley, 2001). Şekil 3.2'de verilen klasik yaklaşımla momentum aktarımı üzerinden, açısal dağılımın nelere bağlı olduğu görülür.

r yarıçaplı çekirdeğin yüzeyinde etkileşen parçacığın ilk momentumu $\vec{r}_i$, çarpışma sonrası θ açısı ile saçıldıktan sonraki momentumu $\vec{r}_s$ olmak üzere aktarılan momentum;

$$\vec{r}_a = \vec{r}_i - \vec{r}_s \quad (3.11)$$

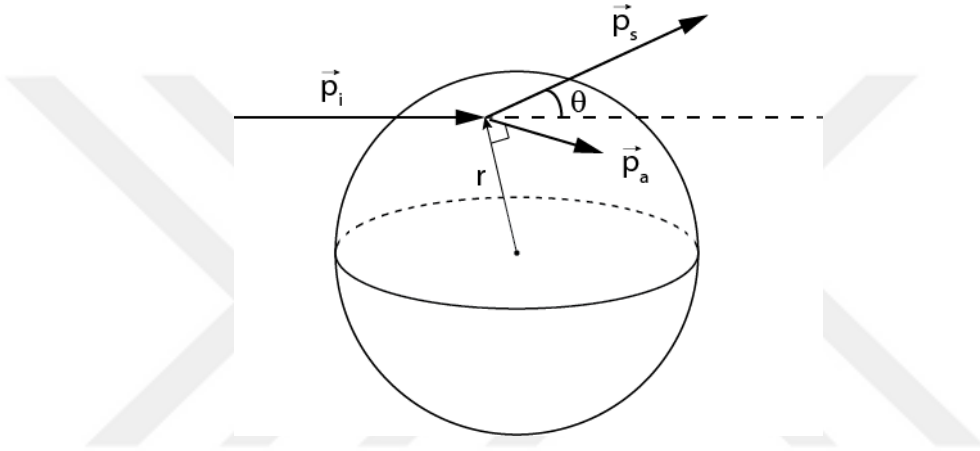
şeklinde verilir. Aktarılan açısal momentum ise;

$$L = \sqrt{\ell(\ell+1)} \hbar \quad (3.12)$$

bağıntısı ile bulunur. Yayınlanma açısı θ ; aktarılan momentum değerine bağlı olduğundan, aynı zamanda aktarılan açısal momentum değerine de bağlıdır. Mermi taneciğin enerjisinin aktarılan enerjiye göre çok büyük olduğu bir inelastik saçılma için $p_i \approx p_s = p$ olarak kabul edilirse (3.11) ve (3.12) denklemlerinin çözümünden;

$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{p_a}{2p} \geq \frac{\sqrt{\ell}}{2pcr} \frac{\hbar}{p} \quad (3.13)$$

elde edilir (Lilley, 2001).



Şekil 3.2. Direk reaksiyonda, yüzeyde gerçekleşen çarpışma ile momentum aktarımı (Lilley, 2001).

Direk reaksiyon hesaplamalarında; gelen parçacığa ait dalga fonksiyonlarının çekirdek tarafından değiştirilmesi nedeniyle, **bozulmuş-dalga Born yaklaşımı** (DWBA: distorted-wave Born approximation) kullanılır.

3.3 Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

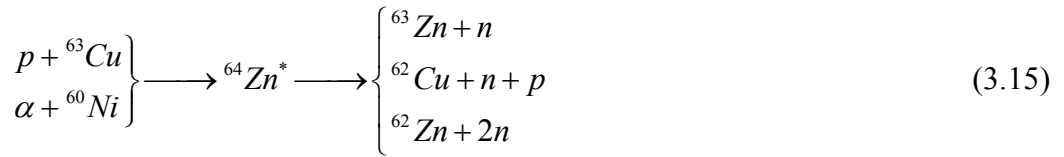
Mermi parçacığının hedef çekirdek ile istatistiksel anlamda dengeye gelinceye kadar bir arada kalarak bileşik çekirdek oluşturduğu, çoklu basamakla gerçekleşen reaksiyonlardır. Bileşik Çekirdek Reaksiyonlarında (BÇR) 20-25 MeV arası kinetik enerjiye sahip nükleonların hareketi, sıvı moleküllerinin termal hareketliliğine özdeş kabul edilir (Liverhant, 1960). Bu yaklaşımda; dışarıdan bir parçacık ile çekirdeğe aktarılan enerji tüm nükleonlar tarafından istatistiksel olarak paylaşılır. Sonuçta yeterli enerjiyi kazanan nükleonlar, moleküllerin sıcak sıvıdan kaçmasına benzer şekilde çekirdekten “*buharlaşır*” (Weisskopf, 1937).

Sıvı damlası modeli benzetiminin kullanıldığı Bileşik Çekirdek Modeli nükleer reaksiyonların iki bağımsız aşamada gerçekleştiğini varsayar. Bu aşamalardan ilki; çekirdeğin mermi tanecik ile istatistiksel dengeye ulaştığı bileşik çekirdeğin oluşumu, ikincisi ise; bileşik çekirdeğin bozunumudur (Bohr, 1936). Söz konusu reaksiyonun denklemi;



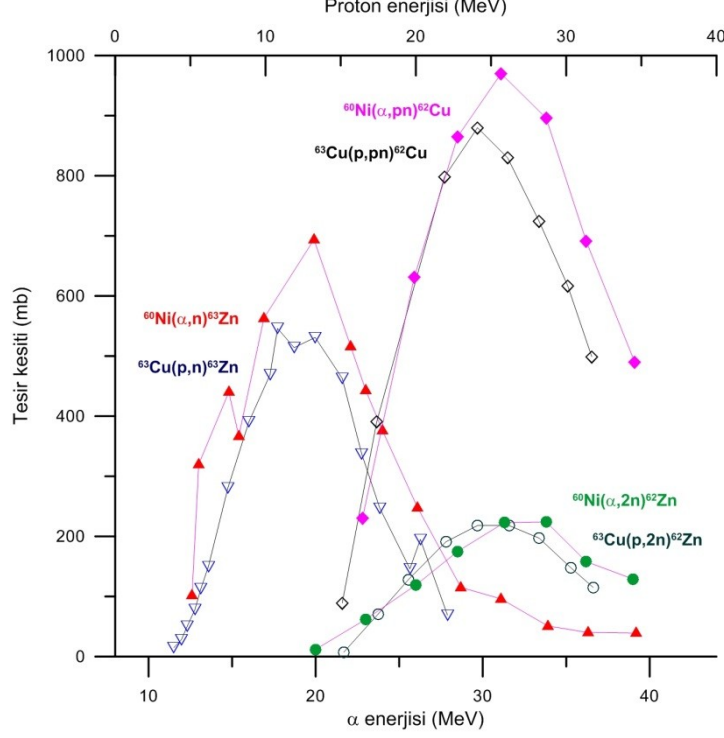
şeklinde gösterilir. Bileşik çekirdeğin olduğu birinci aşamada; çekirdek içine giren mermi parçacık, nükleer kuvvetlerin etkisi ile, diğer nükleonlarla yaptığı bir dizi çarpışma sonucunda hızla enerjisini aktarır ve istatistiksel dengeye ulaşılır. Bileşik çekirdeğin, toplam enerji tamamen paylaşıncaya kadar (10^{-14} ile 10^{-18} s), bir arada tutulduğu varsayılır. Bu varsayım; giriş kanalındaki parçacık ve çekirdeğin “unutulması” yani bileşik çekirdeğin bozunumunun giriş kanalından bağımsız olması anlamına gelir (Krane, 2002).

Nasıl oluştuğunu unutan bileşik çekirdek birden çok bozunum moduna sahip olabilir. Bohr’un teoride belirttiği bağımsız iki aşama Ghoshal (1950) tarafından $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için yaptığı deney sonucu ile doğrulanmıştır.



(3.15) ile verilen reaksiyon denkleminde $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği ^{63}Cu ’ün proton ile ya da ^{60}Ni ’in α ile bombardımanı sonucu oluşturulabilir. Çıkış kanalındaki her bir

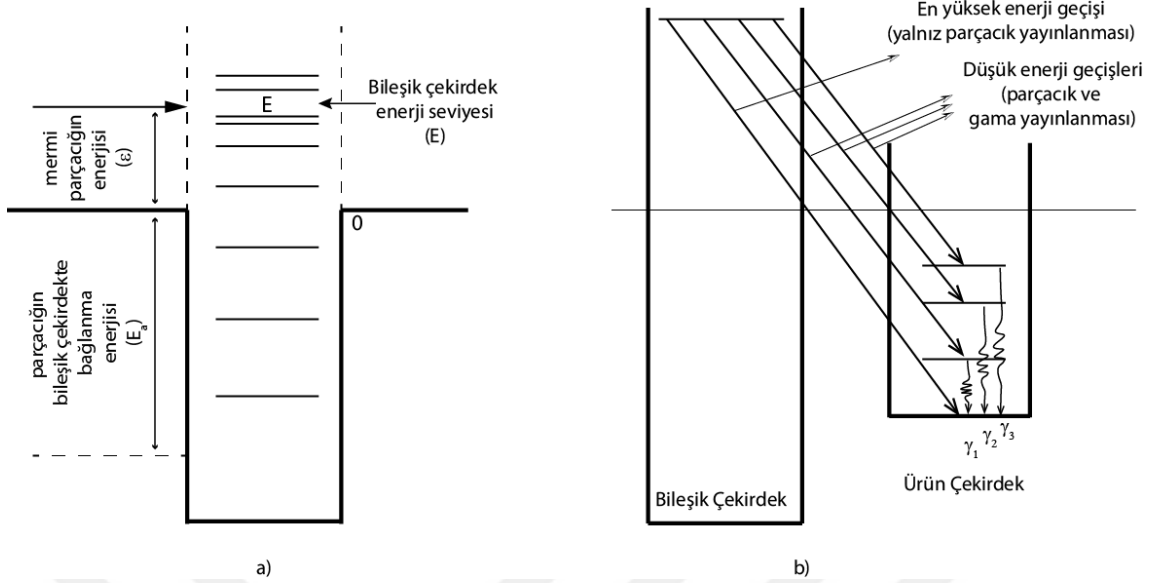
reaksiyonun bileşik çekirdeğin oluşma şeklinden bağımsız olarak yaklaşık aynı olasılığa sahip olduğu görülür (Şekil 3.3).



Şekil 3.3. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeğinin oluşum ve değişik bozunum kanalları için tesir kesitleri (Ghoshal, 1950).

Mermi tanecik çekirdek tarafından soğurulduğunda, bileşik çekirdeğin enerji seviyesi; merminin bileşik çekirdeğe bağlanma enerjisi ve kinetik enerjisi toplamına eşit olur (Şekil 3.4.a). Uyarılma enerjisinin bağlanma enerjisinden büyük olduğu duruma karşılık gelen seviyeler sanal enerji seviyeleridir ve çekirdeğin quasi-stasyonier halleri olarak isimlendirilir. Bağlanma enerjisinden düşük uyarılma enerjilerine karşılık gelen enerji seviyeleri ise bağlı enerji seviyeleri olarak isimlendirilir (Liverhant, 1960; Yeniçay, 1971).

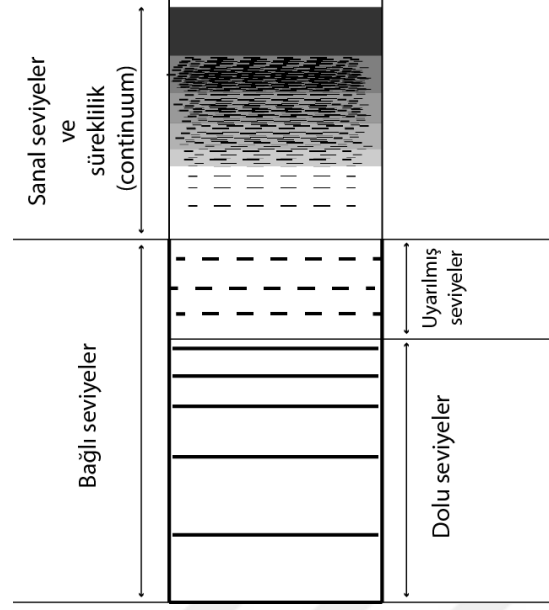
Enerji seviyelerinin her biri bileşik çekirdeğin bir kuantum durumuna karşılık gelen rezonans enerjileridir ve sonlu ömürleri vardır. Uyarılmış durumda bulunan çekirdek; belli bir süre sonunda tanecik, gama ya da tanecik ardından gama yayınlıyarak taban duruma döner (Şekil 3.4.b).



Şekil 3.4. a) Bileşik çekirdek enerji seviyeleri. b) Uyarılmış çekirdeğin parçacık ve gama yayınlamasının gösterimi (Liverhant, 1960).

Düşük uyarılma enerjileri için geniş aralıklarla sıralanan enerji seviyeleri, yüksek enerjilere çıkıldıkça dar aralıklı ve sık olarak yerleşir. Çekirdek nükleonları ve uyarılmış durum nükleonları bağlı enerji seviyelerini doldurur (Şekil 3.5). Bağlı enerji seviyelerinden bozunumlar (geçişler) yalnızca gama yayınlamasıyla gerçekleşir. Sanal enerji seviyelerinin yer aldığı yüksek enerji bölgesinde belli bir değerden sonra enerji seviye bandları üst üste binmeye yani kesiklilikten sürekliliğe geçiş (continuum) başlar. Yüksek uyarılma enerjilerinde birden fazla nükleon yayınlaması (buharlaşma) olasılığı vardır.

BÇR hesaplamaları için iki önemli model önerilmiştir. İlki, hesaplama; enerji, yük, kütle korunumunu v.b. dahil edilen ancak mermi parçacığının açısal momentum ve parite değişimini ihmal eden Weisskopf-Ewing Model'dir (Weisskopf ve Ewing, 1940). İkincisi ise; hesaplamalara açısal momentum ve parite korunumunu da dahil eden Hauser-Feshbach Model'dir (Hauser ve Feshbach, 1952).



Şekil 3.5. Bileşik çekirdekte sanal ve bağlı enerji seviyeleri ile süreklilik (continuum) gösterimi(Liverhant, 1960).

3.3.1 Weisskopf – Ewing Model

Weisskopf – Ewing (WE) modele göre bileşik çekirdek reaksiyon tesir kesiti;

$$\sigma(a,b) = \sigma_a(\varepsilon) \eta_b(E) \quad (3.16)$$

şeklinde verilir (Weisskopf ve Ewing, 1940). Burada $\sigma_a(\varepsilon)$; ε enerjili a parçacıkları ile bombardıman edilen hedef çekirdeğin bileşik çekirdek oluşturma tesir kesiti, $\eta_b(E)$ ise E uyarılma enerjisine sahip bileşik çekirdeğin b parçacığı yayınlama olasılığıdır. E uyarılma enerjisi; mermi parçacığın ε kinetik enerjisi ile bileşik çekirdeğe bağlı olduğu en düşük bağlanma enerjisinin (E_a) toplamıdır.

Bileşik çekirdek oluşturma tesir kesiti σ_a ; parçacığın yüzey ile etkileşim ve enerji paylaşımı terimlerine ayrılabilir:

$$\sigma_a(\varepsilon) = S_a(\varepsilon) \xi_a(\varepsilon) \quad (3.17)$$

Yüzey etkileşim tesir kesiti $S_a(\varepsilon)$ yüksek enerjili nötronlar için geometrik tesir kesiti πR^2 ye eşit olur. Yüklü parçacıklar içinse Coulomb engeli etkisiyle daha küçüktür.

$\xi_a(\varepsilon)$ enerji paylaşım olasılığı ise WE teorisinde yalnızca ε kinetik enerjisine bağlı bir büyüklüktür.

Kısmi parçacık yayınlama olasılığı η_b ise;

$$\eta_b = \frac{\Gamma_b}{\sum_{b'} \Gamma_{b'}} \quad (3.18)$$

şeklinde verilir. Burada Γ_b bileşik çekirdeğin birim zamanda b parçacığı yayınlama olasılığıdır ve E uyarılma enerjisinin ölçülmesindeki belirsizliğin bir ölçüsüdür. τ_b , b parçacığının yayınlanma süresi olmak üzere;

$$\Gamma_b \tau_b = \hbar \quad (3.19)$$

belirsizliğinden $\Gamma/\hbar$ bozunma olasılığı olarak tanımlanır. Bileşik çekirdeğin bozunma olasılığı, reaksiyon giriş kanalı unutulduğundan, yalnızca E uyarılma enerjisine bağlı bir büyüklük olarak kabul edilir ve

$$\Gamma_b = \frac{f_b(E - E_b)}{w_c(E)} \quad (3.20)$$

şeklinde yazılır. $w_c(E)$; E uyarılma enerjisine sahip bileşik çekirdeğin yoğunluk seviyesi, $f_b(E - E_b)$ ise; $E - E_b$, b parçacığının kazanabileceği en büyük enerji olmak üzere boyutsuz bir fonksiyondur. (3.20) denklemini (3.18)'de kullanarak

$$\eta_b = \frac{f_b(E - E_b)}{\sum_{b'} f_{b'}(E - E_{b'})} \quad (3.21)$$

elde edilir. (3.17) ve (3.21) denklemleri ile $E = \varepsilon + E_a$ eşitliği (3.16)'da kullanılarak reaksiyon tesir kesiti için

$$\sigma(a, b) = S_a(\varepsilon) \xi_a \frac{f_b(\varepsilon - T(a, b))}{\sum_{b'} f_{b'}(\varepsilon - T(a, b'))} \quad (3.22)$$

elde edilir. Burada $T(a, b) = E_b - E_a$ reaksiyon eşik enerjisidir.

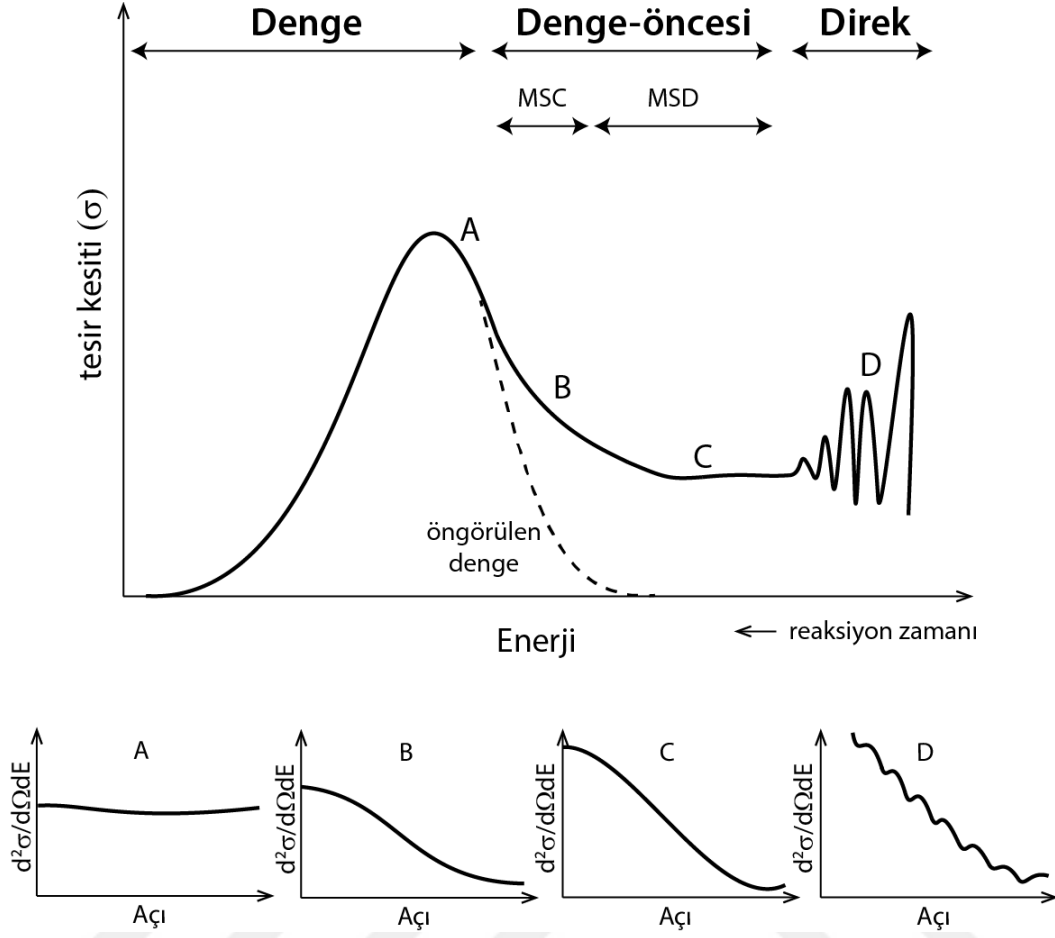
3.4 Denge Öncesi Reaksiyonlar

Bir nükleer reaksiyonda, mermi parçacık ile çekirdek istatistik dengeye ulaşana kadar, çekirdek içinde bir dizi çarpışmalar sonucu enerji aktarımı gerçekleşir. Bu enerji aktarımı sırasında, parçacıkların enerjileri Maxwell dağılımına uygundur. Yani bileşik çekirdek oluşumu öncesi her hangi bir anda, yayınlanma enerjisine ulaşmış parçacıklar bulunabilir. Parçacık yayınlanması direk reaksiyonlar ile bileşik çekirdek reaksiyonları zaman dilimleri arasında gerçekleştiği için bu reaksiyonlara Denge Öncesi (Pre-Equilibrium) Reaksiyonlar denir.

Reaksiyon mekanizmalarının birbirinden ayırt edilmesi için kullanılan en önemli bilgi; yayınlanan parçacıkların enerji spektrumudur (Şekil 3.6). Denge reaksiyonları için öngörülen tesir kesiti artan enerjilerde deneysel verilere kıyasla oldukça küçüktür. Ayrıca şekilde verilen bölgeler için açılal dağılım incelendiğinde denge reaksiyonlarındaki açıdan bağımsızlığın denge-öncesinde bozulmaya başladığı görülür (Koning ve Akkermans, 1999; Carlson, 2002).

Parçacık yayınlanması, uyarılma enerjisinin tamamen paylaşılmasından önce gerçekleştiği için yayınlanan parçacıkların enerjisi daha büyüktür. 1960'lı yıllardan itibaren parçacık hızlandırıcılarda sağlanan gelişmelerle; direk reaksiyonlara göre uzun sürede yayınlanan ve bileşik çekirdek reaksiyon modelinin öngördüğünden daha enerjik parçacık spektrumlarının tespiti sonucu denge-öncesi reaksiyon modelleri ortaya konulmuştur. (Blann, 1975).

Denge-öncesi reaksiyonların açıklanabilmesi için ilk model Griffin (1966) tarafından ortaya konulmuştur ve **Exciton Model** olarak isimlendirilir. Bir diğer önemli modelde Harp, Miller, Berne (1968) tarafından ortaya konulmuştur. Bu iki modelin birleşiminden oluşturulan **Hibrid Model**'de, denge-öncesi hesaplamalar için sıklıkla kullanılan önemli bir modeldir (Blann, 1971). **Intra-Nükleer Cascade** (INC) ve **Geometri Bağımlı Hibrid Modeller**'de (Blann, 1972) denge öncesi reaksiyon hesaplamaları için kullanılan modellerdir.



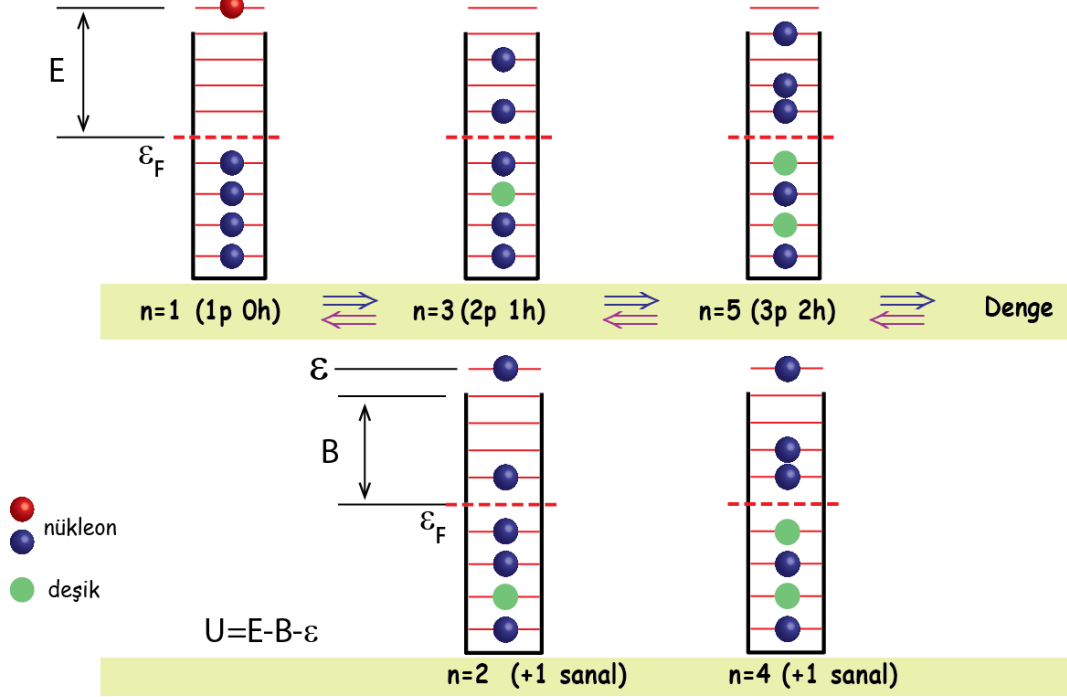
Şekil 3.6. Düşük ve yüksek enerjili mermi parçacıklarla gerçekleştirilen bir reaksiyonun enerji spektrumu ve ilgili açısız dağılım grafikleri (Koning ve Akkermans, 1999).

3.4.1 Griffin eksiton model

Bu model; nükleer potansiyelin eşit aralıklı tek parçacık durumlardan oluştuğunu kabul eder. Mermi tanecik ile hedef çekirdek arasında gerçekleşen iki cisim etkileşimleri ile sistemin uyarılacağını ve sisteme giren enerji nedeniyle sistemde karmaşıklık oluşacağını varsayar. Eksiton Modeline göre; mermi parçacık, hedef çekirdeğin nükleonlarını, Fermi enerji seviyesi üzerine uyarır ve geride boşluk (deşik) bırakır. Fermi enerji seviyesinin üzerindeki parçacık sayısı ile geride kalan boşlukların toplamı eksiton olarak isimlendirilir ve sistemin durumu, parçacık-boşluk derecelerine göre sınıflandırılır.

Eksiton modelde mermi parçacık ve hedef çekirdeğin nükleonları arasındaki etkileşim şematik olarak Şekil 3.7’de verildiği gibidir. Parçacık hedef çekirdeğe girince $1p-0h$ durumu (1 eksiton) oluşur. Mermi nükleonlardan biriyle etkileşerek $2p-1h$ durumunu oluşturur ve çarpışmalar sonucu daha çok parçacık boşluk çifti oluşur. Şeklin

üst kısmında ifade edildiği üzere; bu süreç tüm parçacıkların bağlı olduğu bir duruma karşılık gelebileceği gibi, alt kısımda gösterildiği şekilde her bir eksiton sayısına karşılık parçacığın bağlı olmadığı bir durum da olasıdır. Bu reaksiyon sürecinin her bir adımında parçacık yayınlanabileceği anlamına gelir. Parçacık yayınlanması ardından kalan uyarılma enerjisi sistem tarafından paylaşılır. Yeterli sayıda parçacık-boşluk çifti oluşunca çift yakalama süreciyle tekrar dengeye ulaşılır.



Bu model sadece uyarılmış parçacıkların sayısı ile boşlukları yani eksiton sayısını dikkate aldığından, çekirdek hakkında detaylı bilginin istenmediği durumlarda, reaksiyonların incelemesinde kullanılır. Döteryum, trityum, alfa gibi kompleks mermi parçacıklarla oluşturulan reaksiyonları incelemekte çok elverişlidir.

Griffin eksiton model hesaplamalarında kullanılan ana denklem (master equation) Cline ve Blann (1971) tarafından model üzerinde bir takım eklemelerle oluşturulmuştur. Bu eklemelerden ilki Weisskopf-Ewing teorisinde yer alan ters reaksiyon hesaplaması ile yayınlanan parçacığın fiziksel bir hacimde sınırlandırılmasıdır. $n-1$ eksiton durumundaki bir çekirdeğin ters reaksiyonla

yayınlanan parçacığı yakalaması varsayımı ile Weisskopf geçiş oranı tanımlanır. İkincisi ise; nükleon-nükleon etkileşimlerinden kaynaklanabilecek tüm enerji geçişlerinin korunumunu hesaplamaya dahil etmektir.

Çekirdek sisteminin, t anında n eksiton durumunda bulunma olasılığı $q_n(t)$ için verilen ana denklem;

$$\frac{dq_n(t)}{dt} = q_{n-2}(t)\lambda^+(n-2) + q_{n+2}(t)\lambda^-(n+2) - q_n(t)[\lambda^+(n) + \lambda^-(n) + w(n)] \quad (3.23)$$

şeklindedir. Burada $\lambda^+(n)$ ve $\lambda^-(n)$ sırasıyla n eksiton durumundan $\Delta n = +2$ ve $\Delta n = -2$ durumlarına iç geçiş oranları ve $w(n)$ tüm parçacıklar ve enerjiler için n eksite halinden toplam yayınlanma oranıdır. Bu denklemde pozitif terimler n durumuna geçişi, negatif terimler ise diğer durumlara geçişi ifade eder.

n eksiton durumunda ε enerjili bir b parçacığının toplam yayınlanma oranı için;

$$w_b(n, \varepsilon) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar} \sigma_{b,inv}(\varepsilon) \frac{\rho(p - p_b, h, U)}{\rho(p, h, E)} Q_b(n) \phi_b \quad (3.24)$$

yazılır. Burada μ_b ; bağıl kütle, s_b ; spin, E ; toplam uyarılma enerjisi, $\sigma_{b,inv}(\varepsilon)$; ters reaksiyon tesir kesiti, $\rho(p, h, E)$; parçacık-deşik durum yoğunluğu, U ; kalan uyarılma enerjisi, $Q_b(n)$; proton ve nötron ayırt etme faktörü, ϕ_b ; kompleks parçacık faktörüdür.

İç geçiş oranları Fermi'nin altın kuralı ile hesaplanarak;

$$\lambda^-(n) = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{1}{\rho(p, h, E)} g p h (n-2) \left[1 - \left(\frac{C(p-1, h-1)}{gE - A(p-1, h-1)} \right)^{n-3} \right] \quad (3.25)$$

$$\lambda^+(n) = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{1}{\rho(p, h, E)} \frac{g}{n+1} \frac{[gE - A(p+1, h+1)]^{n+1} - [C(p+1, h+1)]^{n+1}}{[gE - A(p, h)]^{n-1}}$$

şeklinde verilir. Burada $\langle M^2 \rangle$; matris elemanı, g ; tek parçacıklı durum yoğunluğu, A ; Pauli düzeltme faktörü, C ; sonlu derinlik düzeltmesidir.

Verilen denklemlerin yardımıyla (3.23) ana denkleminin n ve $t = 0$ başlangıç koşulunda çözümü için;

$$\begin{aligned}
-q_n(0) &= \lambda^+(n-2)t(n-2) + \lambda^-(n+2)t(n+2) \\
&\quad - [\lambda^+(n) + \lambda^-(n) + w(n)]t(n-2)
\end{aligned} \tag{3.26}$$

elde edilir. $t = \infty$ şartında parçacık yayınlanmasının sıfır olacağı kullanılarak n eksiton durumunun ortalama ömrü;

$$t(n) = \int_0^{\infty} q(n, t) dt \tag{3.27}$$

olarak tanımlanır. Böylece ε enerjili b parçacığının yayınlanma olasılığı;

$$\frac{d\sigma^{PE}}{d\varepsilon}(a, b) = \sigma_a \sum_n w_b(n, \varepsilon) t(n) \tag{3.28}$$

olarak bulunur.

3.4.2 Hibrid model ve geometri bağımlı hibrid model

Eksiton model sunduğu kolaylığa rağmen; parçacık spektrumunun şeklinde gösterdiği başarıyı tesir kesitinde gösterememektedir. Bu sorun; iç geçişler için kısmi yarı ömür hesaplamalarının eklenmesiyle Harp-Miller-Berne modeli ile aşılacak istenmiş fakat başarılı olmamıştır.

Denge sürecinde uyarılmış durum parçacık sayısının, eksiton modelde önerilen kısmi durum yoğunluğu ile Pauli düzeltmesi de eklenerek hesaplandığı ve iç geçiş oranları çekirdek nükleonlarının ortalama serbest yol hesaplamalarından elde edilir. Hibrid Model 1971'de Blann tarafından önerilmiştir.

Hibrid model; Griffin modelinde verilene benzer şekilde, çekirdek durumlarını uygun seviye yoğunluğu parametreleri ile karakterize eder. Enerji korunumu ve Pauli prensibi koşulları altında her bir seviyenin dolma olasılığı eşittir ve seviyeler arasındaki geçişlerin farklılığı nedeniyle, denge sürecinde ulaşılacak son durum çeşitlilik gösterir (Blann, 1971).

Hibrid modelde denge öncesi parçacık yayınlama olasılığı;

$$\begin{aligned}
P_x(\varepsilon) d\varepsilon &= \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \left[\frac{\rho_{p,h}(U, \varepsilon) g d\varepsilon}{\rho_{p,h}(E)} \right] \left[\frac{\lambda_c(\varepsilon)}{\lambda_c(\varepsilon) + \lambda_{n+2}(\varepsilon)} \right] D_n \\
&= \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} P_x(\varepsilon) d\varepsilon
\end{aligned} \tag{3.29}$$

şeklindedir (Blann, 1975). Burada E bileşik çekirdeğin, U ise ürün çekirdeğin uyarılma enerjisidir. $\rho_{p,h}(E)$; n eksiton durumların yoğunluğu, $\rho_{p,h}(U, \varepsilon)$; ε kanal enerjili n eksiton durumların yoğunluğu, g ; tek parçacık durum yoğunluğudur ve $\lambda_c(\varepsilon)$; ε kanal enerjili sürekliliğe (continuum) geçiş oranı, $\lambda_{n+2}(\varepsilon)$; iç geçiş oranıdır.

(3.29)'daki toplamın ilk terimi; sürekliliğin (continuum) ε ve $\varepsilon + d\varepsilon$ enerji aralığında bağlı olmayan n eksiton durumundaki parçacık sayısını veren kısmi durum yoğunluğunu ifade eder. İkinci terim ise; sürekliliğe yayınlanan ve $n+2$ eksiton durumuna geçiş yapan ε enerjili parçacıkların kesrini verir. D_n ise; daha az kompleks durumlarda yayınlanmadan kalan parçacıkları temsil eder.

Griffin Eksiton Model, Harp-Miller-Berne Model ve bunların birleşimiyle elde edilen Hibrid Model, nükleon nükleon saçılma tesir kesitlerine dayalı iç geçiş hesaplamaları yapan modellerdir ve mermi parçacığın nükleon olduğu orta enerjili reaksiyonlarda tesir kesiti değerleri ve spektrumlarında başarısızlık göstermektedirler (Blann, 1972). Bu sorunun üstesinden gelmek için; Blann, Hibrid Model'e nükleer yüzeyde gerçekleşen etkileşimleri dahil ederek, Geometri Bağımlı Hibrid Model'i (GDH) önermiştir.

Denge-öncesi parçacık yayınlanmasına nükleer yoğunluk dağılımının katkısını hesaplamaya dahil etmek için yapılacak varsayım; reaksiyonun, yarıçapı çarpışma parametresi ile belirlenen ve λ kalınlığa sahip küresel bir kabuğun içine ilerleyen, kısmi dalgalar tarafından başlatılacağıdır. Böylece Geometri Bağımlı Hibrid Model'de parçacık yayınlama tesir kesiti;

$$\sigma(\varepsilon)d\varepsilon = \pi\lambda \ell^{-1} d\varepsilon \quad (3.30)$$

olarak verilir (Blann, 1972). Burada T_ℓ mermi parçacık iletim katsayıları ve mermi parçacığın $\ell\hbar$ ile temsil edilen bölgede etkileşiminin bir ifadesidir.

3.4.3 Kaskad eksiton model (cascade exciton model)

Kaskad Eksiton Model, nükleer reaksiyonların üç aşamada gerçekleştiğini varsayar:

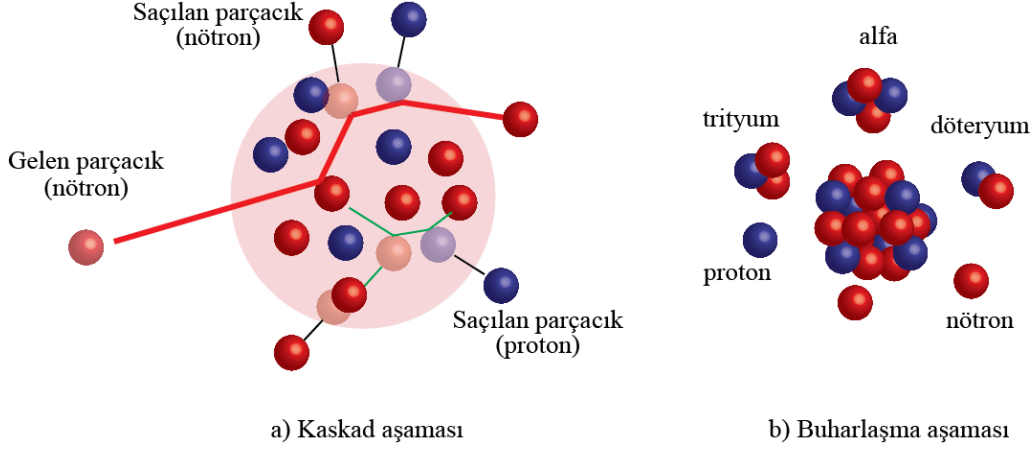
- i. Intranükleer Kaskad (INC)
- ii. Denge öncesi (Pre-Equilibrium)
- iii. Denge (Bileşik Çekirdek)

Söz konusu aşamalardan ilki olan INC Model; Monte Carlo hesaplama yöntemine dayanan bir istatistik modeldir. INC model hesaplamalarında kullanılan ilk şart mermi parçacığının dalga boyunun, çekirdek nükleonları arasındaki ortalama mesafeden küçük olmasıdır. Bu şart, toplam saçılma tesir kesitinin enerji ile ters orantılı olmasını doğurur. Kullanılan ikinci şart ise; mermi parçacığının çekirdek nükleonlarından biri ile çarpışma süresinin (τ), çekirdek nükleonlarının birbirleri ile çarpışma süresine (Δt) göre daha kısa olmasıdır. Serbest nükleonlar arasında ardışık iki çarpışma için geçen zaman aralığı;

$$\Delta t = \frac{l}{c} \geq \frac{4\pi R^3}{3A\sigma c} \geq \frac{3 \cdot 10^{-22}}{\sigma} \frac{s}{mb} \quad (3.31)$$

olarak verilir (Barashenkov ve ark., 1973). Burada l ; parçacıkların çarpışma öncesi ortalama yolu, c ; ışık hızı, R ; çekirdek yarıçapı, A ; nükleon sayısı ve σ ; çekirdek nükleonları için etkileşim tesir kesitidir. Bu denklem; mermi, çekirdek çarpışmasını bir dizi bağımsız iç çarpışmaya indirger. Hesaplamaya ortalama bir çekirdek potansiyeli ve Pauli prensibi dahil edilerek Eş. (3.31) bağlı çekirdek nükleonları için de kullanılabilir.

Çekirdeğe giren mermi, çarpıştığı nükleona enerjisinin küçük bir kısmını aktarır. Aktardığı enerji nispeten küçük olduğundan nükleonun ortalama serbest yolu da küçük olur ve yüzeye yakın parçacıklar başka çarpışmalar yapmadan $15-20 \text{ MeV}$ aralığında enerjilerle yayınlanabilirler. Diğer durumda gerek mermi gerek saçılan nükleonlar diğer nükleonlarla çarpışarak, çoklu quasi-parçacık durumları oluştururlar ve ikincil çarpışmalar ile yine parçacık yayınlanabilir (Şekil 3.8.a). INC Model'e göre; enerjinin nükleonlar arasında paylaşımı ile çekirdek, istatistik anlamda dengeye ulaşır ve WE Modele benzer şekilde buharlaşma ile parçacık yayınlar (Şekil 3.8.b) (Serber, 1947).



Şekil 3.8. Kaskad eksiton modelin kaskad ve denge aşamaları.

Kaskad Eksiton Model; INC ile Denge arasında denge-öncesi parçacık yayınlanmasını öngörür. Intranükleer Kaskad aşamasındaki her bir çarpışma; sistemi, bileşik çekirdek oluşturana kadar, daha karmaşık bir sonraki duruma taşır. Bu süreçte mermi parçacık ile çekirdeğe aktarılan enerjinin bir kısmı INC safhasında nükleon yayınlanmasıyla sistem dışına aktarılmış olsa da; yakalanan nükleon ve oluşan boşluk sayısı kalan uyarılmış çekirdeğin eksiton durumunu tanımlar. Eksiton durumu belirlenen çekirdek, denge durumuna ulaşana kadar, Eksiton Model’de verildiği gibi her adımda parçacık yayınlatabilir (Gudima ve ark., 1983).

CEM’de tesir kesiti hesaplamalarına her üç aşamanın da katkısı dahil edilir:

$$\sigma(p)dp = \sigma_{in} [N^{cas}(p) + N^{prq}(p) + N^{eq}(p)] dp \quad (3.32)$$

burada p ; momentum ve σ_{in} ; inelastik tesir kesitidir. σ_{in} cascade model içinde hesaplanır.

3.4.4 Hibrid monte-carlo simülasyon modeli (HMS)

Denge-öncesi modellere ait hesaplamalar, bir kaç parçacıklı eksiton durumları ile başlatılan reaksiyon mekanizmalarına dayandırılır. Reaksiyon mekanizması; nükleon reaksiyonlarında, çekirdek içerisindeki nükleon-nükleon saçılmalarına dayalı olarak kabul edilen ilk eksiton sayısı üzerinden çözümlenir. İki cisim çarpışmalarının katlanarak arttığı bu yaklaşıma ait sonuçların; yüksek seviyeden kısmi durum yoğunluğu ile başlanan hesaplama sonuçlarıyla uyuşmadığı Bisplinghoff (1986) tarafından verilmiştir.

Denge öncesi hesaplamalarda; çok basamaklı bozunumların, çekirdek başına bir ya da iki nükleon yayınlaması şeklinde bir kısıtlama söz konusudur. Yüksek enerjilerde bu kısıtlama, önemli bir sorun teşkil etmektedir (Blann, 1996).

Hibrid Monte-Carlo Simulasyon (HMS) modeli; denge-öncesi Hibrid model temel alınarak hazırlanmış, kinematik açıdan doğrulanmış iki ya da üç eksiton durumlu, her bir çekirdeğin sınırsız sayıda denge öncesi parçacık yayınlama olasılığını göz önüne alan yeni bir modeldir (Blann, 1996).

HMS model hesaplamalarında; Monte Carlo seçimi için öncelikle, uyarılmış nükleonun çarpışacağı nükleon türü belirlenir (proton ya da nötron). Saçılmaya uğrayan nükleonların ve boşluğun, Fermi seviyesi üzerindeki enerjileri belirlenir, ardından bu parçacıkların saçılma ya da yayınlanma durumu seçilir. Bu süreç; çekirdek, denge durumuna yakın enerjilere ulaşana kadar devam eder.

HMS model de, ε_L kanal enerjili bir nükleonun sürekliliğe (continuum) yayınlanma olasılığı;

$$P_v(\varepsilon_L) = \frac{\lambda_c(\varepsilon_L)}{\lambda_c(\varepsilon_L) + \lambda_+[\varepsilon_L + BE(Z, A, \nu)]} \quad (3.33)$$

şeklinde verilir. Burada, $\lambda_c(\varepsilon_L)$; ε_L enerjili nükleonların sürekliliğe geçiş oranı, λ_+ ; iç geçiş oranıdır. Rölativistik kanal enerjisi ε_L ;

$$\varepsilon_L = \varepsilon - BE(Z', A', \nu) \quad (3.34)$$

olarak tanımlanır. ε ; Fermi enerjisi üzerindeki nükleon enerjisi, ν ; proton ya da nötron, Z' ve A' ; sırasıyla kaskad sürecindeki çekirdeğin atom ve kütle numaralarıdır (Blann, 1996).

3.5 Nötron Reaksiyonları

Nükleer reaktörlerde yüksek bir nötron akısı mevcuttur. Fisyon reaktörlerinde yüksek nötron akısının kontrolü öncelikle zincir reaksiyonun güvenli bir şekilde yürütülmesi için önemlidir. Füzyon reaktörlerinde ise reaktör ilk duvar ömrünü doğrudan etkileyen bir faktördür.

Yayınlanan nötronlarla, fisyon ya da füzyon reaktörlerinin yapı bileşenleri çeşitli reaksiyonlar gerçekleştirebilir. Elastik çarpışma, inelastik çarpışma, nötronların yakalanması, yüklü tanecik yayınlanması ve fisyon şeklinde sıralanabilecek reaksiyonların gerçekleşme olasılığını belirleyen en önemli özelliklerden biri nötron enerjisidir. Nötronlar enerjilerine göre;

- | | |
|------------------------|-----------------|
| i. Soğuk | < 0,003 eV |
| ii. Termal | 0,003-0,4 eV |
| iii. Yavaş (epitermal) | 0,4-100 eV |
| iv. Orta enerjili | 100-200 keV |
| v. Hızlı | 200 keV- 10 MeV |
| vi. Rölativistik | > 10 MeV |

şeklinde sınıflandırılır (L'Annunziata, 2007).

Fisyon nötronları hızlı bir şekilde yavaşlatılarak kor içerisinde tutulmaya çalışıldığından; reaktör fiziğinde termal ve yavaş nötron reaksiyonlarının büyük önemi vardır. Reaksiyon tesir kesiti hız ile ters orantılı olduğundan bu enerji aralığında büyük tesir kesitleri ile karşılaşılır.

Reaktör korunda yayınlanan nötron; elastik ya da inelastik saçılma yapabileceği gibi ısımalı yakalama ya da fisyon da sebep olabilir. Toplam tesir kesiti, bu reaksiyon olasılıklarını belirtecek şekilde saçılma (σ_s) ve soğurulma (σ_a) terimleri cinsinde yazılabilir;

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a \quad (3.35)$$

Soğurulma tesir kesiti; fisyon (σ_f) ve ısımalı yakalama (σ_y) tesir kesitleri, saçılma tesir kesiti de elastik (σ_{el}) ve inelastik (σ_{in}) saçılma tesir kesitleri olarak yazılırsa toplam tesir kesiti;

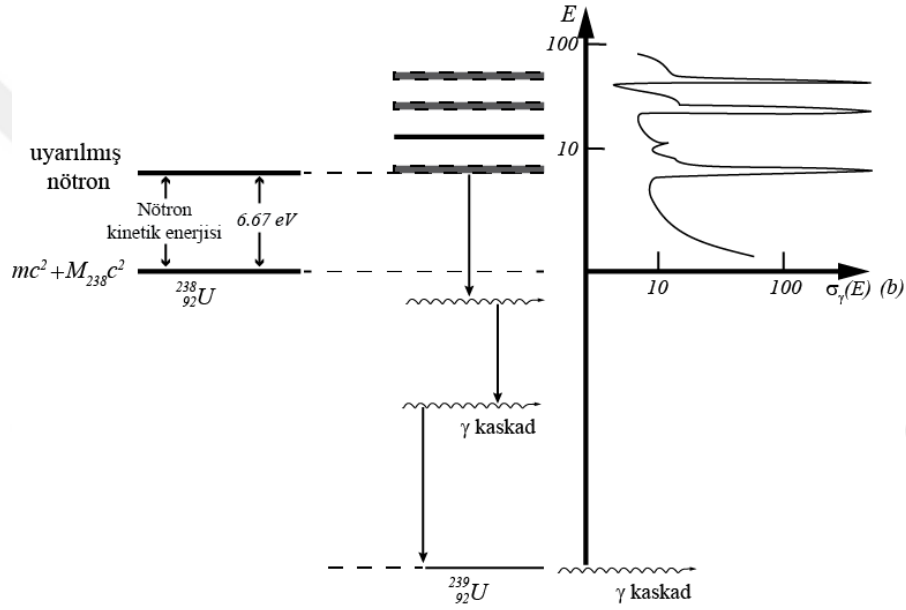
$$\sigma_t = (\sigma_{el} + \sigma_{in})_s + (\sigma_f + \sigma_y)_a \quad (3.36)$$

şeklinde elde edilir.

Tesir kesiti incelemelerinde özellikle ısımalı yakalama tesir kesitleri; nötron ekonomisini etkilediği ve yayınlanan gamaların personel güvenliğini ilgilendirmesi nedeniyle, önemlidir. Kontrol çubuklarında kullanılan ^{113}Cd için örnek (n, γ) reaksiyonu;



şeklinde dir. Yayınlanan kaskad gamalar, bileşik çekirdek oluşumu ardından yayınlandığı için; tesir kesitleri rezonans eğrileri verir (Duderstadt ve Hamilton, 1976). Örnek bir rezonans eğrisi ve enerji seviyelerinin karşılaştırması Şekil 3.9'da verildiği gibidir.



Şekil 3.9. ^{238}U 'in $6,67 \text{ eV}$ enerjili nötron soğurma rezonansı için enerji diyagramı (Duderstadt ve Hamilton, 1976).

Toplam reaksiyon tesir kesitinin bileşenlerini oluşturan tesir kesitleri bazı enerjilerde yüksek değerler (pikler) vermektedir. Soğurma tesir kesitinin rezonans bölgesindeki enerji bağımlılığı Breit-Wigner formülü ile;

$$\sigma_y = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.38)$$

şeklinde verilir. Burada E ; uyarılma enerjisi, E_0 ; rezonans enerjisi, λ ; uyarılmış nötronun de-Broglie dalga boyu ve Γ ; rezonans eğrisinin maksimum değerinin yarısındaki enerji genişliğidir. Γ_n ve Γ_γ ; sırasıyla (n, n) ve (n, γ) reaksiyonları için

kısmi enerji genişlikleridir ve toplam genişliğe oranları reaksiyonun olasılığını verir. Düşük nötron enerjilerinde bileşik çekirdek için toplam genişlik

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma \quad (3.39)$$

olur. Breit-Wigner formülü enerji ile tesir kesitinin ters orantılı olduğunu göstermektedir. Ayrıca rezonans bölgesindeki enerji genişlikleri üst üste binmeyen aralıklı enerjilerdir.

Breit-Wigner formülü, düşük enerjilerdeki tesir kesiti hesaplamalarında rezonans eğrilerini başarı ile verir. MeV enerji bölgesinde ise denge-öncesi parçacık yayınlama baskın olur. (3.28) denklemi foton yayınlanması için yeniden yazılırsa ışımalı yakalama tesir kesitleri

$$\frac{d\sigma(a, \gamma)}{d\varepsilon} = \sigma_a \sum_n w_\gamma(n, \varepsilon) t(n) \quad (3.40)$$

denklemden elde edilir (Plyuyko ve Prokopets, 1978). Burada σ_a ; bileşik çekirdek oluşum tesir kesiti, w_γ ; n eksiton durumundaki çekirdeğin ε enerjili foton yayınlama oranı, $t(n)$; eksiton durumun ortalama ömrüdür ve eksiton model master denklemden Eş. (3.27) elde edilir.

Foton yayınlama oranı; eksiton modeldeki parçacık yayınlama oranı gibi hesaplanır. Süreklilik bölgesinden geçişlerin ele alındığı hesaplamada, ters reaksiyon tesir kesitlerinin yalnız başlangıç ve son eksiton durumlarının enerji farkına bağlı olduğu varsayımı ile gama yayınlama oranları;

$$W_\gamma(n, \varepsilon) = \left(\frac{\varepsilon^2}{\pi^2 \hbar} \right) \sigma_\gamma(k \rightarrow n, \varepsilon) \frac{\rho_k(E - \varepsilon)}{\rho_n(E)} \quad (3.41)$$

şeklini alır (Akkermans ve Gruppelaar, 1985). Burada $\rho_n(E)$; E enerjili n eksiton durum yoğunluğu, $\sigma_\gamma(k \rightarrow n, \varepsilon)$ ise; k eksiton durumundaki çekirdeğin ε enerjili bir foton soğurma tesir kesitidir. Eksiton seviyeleri arasındaki geçişlerde ters reaksiyon tesir kesitleri dallanma oranları cinsinden ifade edilir:

$$\sigma_\gamma(k \rightarrow n, \varepsilon) = \sigma_{\gamma,abs}(\varepsilon) b(k \rightarrow n, \varepsilon) \quad (3.42)$$

Burada $\sigma_{\gamma,abs}$, büyük dipol rezonansın (GDR: Giant Dipole Rezonans) katkısıyla hesaplanan ters reaksiyon tesir kesitleridir.

4. KULLANILAN BİLGİSAYAR PROGRAMLARI

4.1 ALICE/ASH Programı

ALICE/ASH programı, ilk olarak Blann tarafından yapılmış olan ALICE programının geliştirilmiş versiyonudur. Bu sürümde denge ve denge-öncesi gama spektrum hesaplamalarının yanı sıra denge öncesi ışımalı geçişler için Oblozinsky (1988) tarafından önerilen tek parçacık yaklaşımı eklenmiştir (Broeders ve ark., 2006).

ALICE/ASH programı; orta enerjilerden 300 MeV 'e kadar enerjiye sahip nükleon ya da çekirdeklerin hedef çekirdeklerle reaksiyonlarını incelemekte kullanılır. Yayınlanan parçacıklar ve gama için uyarılma fonksiyonları, spektrum dağılımı ve açısal dağılım hesaplamaları yapılır.

4.1.1 Denge ve denge öncesi γ ışını yayınlanması tesir kesitleri

(n, γ) reaksiyonu için denge öncesi gama yayınlama hesaplamalarında yapılan ilk kabul; ışımalı yakalamanın tek parçacıklı geçişlerle gerçekleştiğidir. Nükleonla uyarılan reaksiyonlarda gama ışını spektrumu;

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_\gamma} = \sigma_{\text{non}}(E_p) \left\{ \frac{\lambda_\gamma^{qd}(E_p, \varepsilon_\gamma)}{\lambda^+(E)} + \sum_{x=V, \pi} \sum_{n_0=3}^E \int_x^E X_n \frac{\rho(p-1, h, E-\varepsilon)}{\rho(p, h, E)} \right. \\ \left. \times \left(\frac{\lambda_\gamma(\varepsilon_x, \varepsilon_\gamma)}{\lambda_x^+(\varepsilon_x) + \lambda_x^e(\varepsilon_x)} + \frac{\lambda_\gamma^{qd}(\varepsilon_x', \varepsilon_\gamma)}{\lambda_x^+(\varepsilon_x) + \lambda_x^e(\varepsilon_x')} \right) D_n g d\varepsilon_x \right\} \quad (4.1)$$

şeklinde verilir. Burada E_p ; gelen nükleonun kinetik enerjisi, E ; bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi, $\lambda^+(E)$; gelen nükleonun soğrulma hızı, λ_γ ; tek parçacıklı ışımalı geçişte hesaplanan gama yayınlanma oranı, λ_γ^{qd} ; quasi-döteron oluşumuna bağlı gama yayınlama oranıdır. ${}_x X_n$; x (nötron ya da proton) tipinde, n uyarılmış durumunda bulunan nükleon sayısı, ε_x ; reaksiyon kanalındaki nükleonun enerjisi, $\rho(p, h, E)$; E uyarılma enerjisindeki eksiton durum yoğunluğu, D_n ; nükleon yayınlanmasından dolayı n eksiton durumunun azalma çarpanı, λ_x^+ ; iç geçiş oranı, λ_x^e ; nükleon yayınlanma oranı, g ; çıkan nükleonlar için tek parçacık yoğunluğudur.

İlk terim, mermi parçacıkla çekirdeğin elastik olmayan saçılması sonucu gama yayınlama olasılığını ifade eder. Diğer terimler ise farklı eksiton durumlardan yayınlanmayı temsil eder.

$\Delta n = -2$ geçişinde ve $\varepsilon_\gamma > \varepsilon_x$ şartında gama yayınlanma oranı;

$$\lambda_\gamma(\varepsilon_x, \varepsilon_\gamma) = \lambda_\gamma^-(\varepsilon_x, \varepsilon_\gamma) = \frac{e_\gamma^2}{\pi^2 \hbar} - (\varepsilon_\gamma) \frac{g}{g(n-2) + g^2 \varepsilon_\gamma} \frac{\rho(p-1, h-1, E - \varepsilon_\gamma)}{\rho(p-1, h, E - \varepsilon_x)} \quad (4.2)$$

$\Delta n = 0$ geçişinde ve $\varepsilon_\gamma < \varepsilon_x$ şartında gama yayınlanma oranı;

$$\lambda_\gamma(\varepsilon_x, \varepsilon_\gamma) = \lambda_\gamma^0(\varepsilon_x, \varepsilon_\gamma) = \frac{\varepsilon_\gamma^2}{\pi^2 \hbar} - (\varepsilon_\gamma) \frac{g}{gn + g^2 \varepsilon_\gamma} \quad (4.3)$$

şeklinde verilir. Foton soğurma tesir kesiti $\sigma_{\gamma,abs}$ GDR ile hesaplanır:

$$\sigma_{\gamma,abs} = \sum_{R=1}^2 \sigma_R \frac{\varepsilon_\gamma^2 \Gamma_R^2}{(\varepsilon_\gamma^2 - E_R^2)^2 + \varepsilon_\gamma^2 \Gamma_R^2} \quad (4.4)$$

Bileşik çekirdekten foton yayınlanma olasılığı ise;

$$W_\gamma(\varepsilon_\gamma) \propto \varepsilon_\gamma^2 \sigma_{\gamma,abs}(U) \frac{\rho(Z, A, U)}{\rho(Z, A, E)} \quad (4.5)$$

olarak verilir. Burada U ; ürün çekirdeğin enerjisi, E ise uyarılmış çekirdeğin enerjisidir (Broeders ve ark., 2006).

4.1.2 Denge ve denge öncesi nükleon yayınlanması tesir kesitleri

ALICE/ASH programının denge öncesi nükleon yayınlanması hesaplamalarında hibrid ve geometri bağımlı hibrid model kullanılmaktadır. Nükleon spektrumu için GDH model hesaplamalarında;

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_x} = \pi \tilde{\lambda}_\ell \quad \ell \quad X_x \frac{\rho(p-1, h, U)}{\rho(p, h, E)} \frac{\lambda_x^e}{\lambda_x^e + \lambda_x^+} g D_n \quad (4.6)$$

bağıntısı kullanılır. Burada λ ; mermi parçacığının indirgenmiş dalga boyudur. T_ℓ ; ℓ 'inci kısmi dalga geçişi için verilen katsayıdır ve mermi parçacığının $\ell\hbar$ ile temsil edilen bölgede etkileşiminin bir ifadesidir.

Programda, nükleon yayınlama oranı λ_x^e ;

$$\lambda_x^e = \frac{(2s_x + 1)\mu_x \varepsilon_x \sigma_x^{inv}(\varepsilon_x)}{\pi^2 \hbar} \quad (4.7)$$

ile hesaplanır. Burada s_x yayınlanan nükleonun spini μ_x indirgenmiş kütlesi, ε_x ; yayınlanma enerjisi ve σ_x^{inv} ters reaksiyon tesir kesitidir. Tek parçacık yoğunluğu g_x ; protonlar için $Z/14$, nötronlar için $N/14$ olarak verilir.

İç geçiş oranı λ_x^+ ise ν nükleonun çekirdek içindeki hızı olmak üzere;

$$\lambda_x^+ = \nu \sigma_0(\varepsilon_x) \rho_\ell \quad (4.8)$$

şeklinde tanımlanır. Burada, σ_0 ; Pauli düzeltmesi yapılmış nükleon nükleon çarpışma tesir kesiti ve ρ_ℓ ; $\ell\lambda$ ile $(\ell - \lambda)$ arasındaki ortalama nükleer madde yoğunluğudur.

Bileşik çekirdek hesaplamaları ise Weisskopf-Ewing Model ile yapılır ve nükleon yayınlanma olasılığı;

$$W_x(\varepsilon_x) \propto (2s_x + 1)\mu_x \varepsilon_x \sigma_x^{inv}(\varepsilon_x) \frac{\rho(Z', A', U)}{\rho(Z, A, E)} \quad (4.9)$$

ile verilir (Broeders ve ark., 2006).

4.2 ALICE-2011 Programı

ALICE-2011, HMS model hesaplamalarında; denge öncesi reaksiyon modellerinden Hibrid Model'e dayalı, WE ve Bohr-Wheeler fisyon modellerini de içeren hesaplamalar yapabilen yeni bir bilgisayar kodudur.

Foton, n , p , d , t , ${}^3\text{He}$ ve ${}^4\text{He}$ dahil olmak üzere çoklu kaskad yayınlanması hesaplamaları yapabilen program; parçacık yayınlanma ve ürün verim tesir kesitleri ile enerji ve çift diferansiyel yayınlanma spektrumları sonuçları verebilmektedir.

Uyarılmış parçacık olarak foton, n , p ve ağır iyon seçimi mümkündür. 1 GeV uyarılma enerjisine kadar hesaplamalar yapabilme kapasitesine sahip programda $0.2\text{-}250\text{ MeV}$ aralığı önerilmektedir (RSICC, 2015).

Daha eski versiyonlarından farklı olarak ALICE-2011 programının Fortran kodlarında iyileştirmeler söz konusudur ve bazı alt programlar daha modern bir fortran f95 derleyicisi ile yeniden yazılmıştır. Ağır iyon reaksiyonları haricinde izotopik hedef seçimine olanak sağlanmıştır (Blann ve ark., 2010).

4.3 PCROSS Programı

PCROSS programı 25 MeV'e kadar uyarılma enerjilerine sahip parçacıklarla nükleer reaksiyonların hesaplamalarında kullanılan bir programdır. Denge öncesi hesaplamalar içeren programda Eksiton Model ve Direk Reaksiyon hesaplamaları kullanılarak parçacık ve foton yayınlanma spektrumu yanı sıra uyarılma fonksiyonları elde edilir. Hesaplamalarda farklı seviye yoğunluğu modelleri kullanılabilir (Capote ve ark., 1991).

4.3.1 Gama ışını yayınlanma tesir kesitleri

PCROSS programında, E uyarılma enerjisine sahip n eksiton durumunda bulunan bir çekirdekten ε_γ enerjili bir foton yayınlanma olasılığı;

$$W_\gamma(E, n, \varepsilon_\gamma) = \frac{1}{\pi^2 \hbar} \sigma_\gamma^{-2, inv}(\varepsilon_\gamma) \frac{\sum_k b(k \rightarrow n, \varepsilon_\gamma) \rho(p, h, U)}{\rho(p, h, E)} \quad (4.10)$$

ile verilir. Burada σ_γ^{inv} ; ters reaksiyon tesir kesitidir ve programda giant dipolar rezonans (GDR)'ın enerji bağımlılığını göz önüne alan bir yaklaşımla hesaplanır. $\rho(p, h, E)$ ve $\rho(p, h, U)$ sırasıyla E uyarılmış durumda bulunan bileşik çekirdek ile U enerjisindeki ürün çekirdek eksiton durum yoğunluklarıdır.

$b(k \rightarrow n, \varepsilon)$ Akkerman ve Gruppelaar (1985) tarafından önerilen yaklaşımla hesaplanan dallanma oranlarıdır (Capote ve ark., 1991).

4.3.2 Nükleon yayınlanma tesir kesitleri

PCROSS programda nükleon yayınlama olasılığı;

$$W_b(E, n, \varepsilon_b) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar} \sigma_b^{-2, inv}(\varepsilon_b) \frac{\rho(p-b, h, U)}{\rho(p, h, E)} Q_b(p, h) \quad (4.11)$$

ifadesi ile verilir. Gama yayınlanmasından farklı olarak bir b parçacığının yayınlandığı varsayılan bu denklemde s_b ; yayınlanan nükleonun spini, Q_b ise yayınlanan nükleonun proton ya da nötron olmasını hesaba katan bir çarpandır (Capote ve ark., 1991).

4.4 CEM03.01 Programı

Kaskad Eksiton Model, Intranükleer Kaskad Model (INC)'in Dubna versiyonu ve Değiştirilmiş Eksiton Model (MEM : Modified Exciton Model)'in, fotonükleer reaksiyonları içerecek şekilde genişletilmesine dayanır. Kaskad Eksiton Model hesaplamalarının yapıldığı CEM03.01 programında mermi tanecik olarak nükleonlar, pionlar ve fotonlar kullanılır (Mashnik ve ark., 2005).

CEM03.01 programında hesaplamaların, modelin önerdiği şekilde üç aşamada gerçekleştiği varsayılır. Bu aşamalardan ilki olan INC aşamasında mermi parçacık soğurulmadan ya da çekirdeği terk etmeden önce yaptığı çarpışmalarla birincil ve ikincil parçacıklar oluşturabilir. CEM03.01 kaskad aşamasının tamamlanması ardından, yayınlanan kaskad nükleonlarının son durum etkileşimlerini gözönünde bulunduran birleşme modelini kullanarak yüksek enerjili d , t , 3He ve 4He üretir. Yayınlanan kaskad parçacıkları; ikinci safha olan denge-öncesi aşamanın başlangıç koşulunda sahip olduğu eksiton durumu, atom, kütle numaraları ve uyarılma enerjisini belirler. Denge-öncesi aşamasının ardından denge buharlaşma aşaması gelir. Ancak INC Model sonrası kalan çekirdeğin atom numarası $A \leq 12$ ise, CEM03.01 bu çekirdeklerin devam eden bozunmalarını hesaplamak için denge öncesi ve buharlaşma modelleri yerine Fermi ayrışma modelini kullanır (Mashnik ve ark., 2005).

CEM03.01 programında INC model hesaplamaları için Dubna kaskad modelinin standart (zamandan bağımsız) versiyonunu kullanılır ve tüm kaskad hesaplamaları üç-boyutlu olarak ele alınır. Fermi dağılımı ile belirlenen nükleer madde yoğunluğu;

$$\rho(r) = \rho_p(r) + \rho_n(r) = \rho_0 \left\{ 1 + e^{[(r-c)/a]} \right\} \quad (4.12)$$

şeklinde verilir. Burada $c = 1.07 A^{1/3}$, $a = 0.545 fm$ ve A hedefin kütle numarasıdır. Hesaplamalarda kolaylık için hedef, nükleer maddenin sabit olarak alınabileceği, 7 eş merkezli küreden oluşan bölgelere ayrılır. Çekirdek nükleonlarının, gelen mermiye etkisini dahil etmek için etkin çekirdek potansiyeli tanımlanır:

$$V \equiv V_N(r) = T_F(r) + \varepsilon \quad (4.13)$$

Burada $T_F(r)$; Fermi enerjisi, ε ise nükleonların bağlanma enerjisidir.

Fotonükleer reaksiyonlarda; gelme enerjisinin, GDR bölgesinin üzerinde olduğu reaksiyonlar için ortaya konulan, Dubna INC modelin fotonükleer versiyonu kullanılır.

$T_\gamma=10\sim40$ MeV aralığındaki enerjilerde foton tek bir nükleonla değil rezonans bölgesiyle bütün olarak etkileştiğinden INC model kullanılamaz.

Programın kaskad aşamasında Pauli prensibi, çekirdek nükleonlarının Fermi enerji seviyesine kadar tüm enerji seviyelerini doldurduğu varsayımı ile uygulanır. Mermi ya da kaskad parçacıklarının yaptığı tüm elastik ya da inelastik saçılmalar, saçılan nükleonların enerjileri Fermi seviyesi altında kalıyorsa, “yasaklanmıştır”.

CEM, reaksiyonun denge-öncesi aşamasına ait hesaplamaları MEM’in genişletilmesi ile yapar. Mümkün tüm parçacık ($n, p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) yayınlanması denge-öncesi eksiton sayısının değişimi ile belirlenir. Bunun için denge-öncesi çekirdeğe uygun ana denklemin Monte-Carlo metodu ile çözümü yapılır.

j tipindeki bir parçacığın yayınlanma oranı;

$$\lambda_c^j(p, h, E, T) = \frac{2s_j + 1}{\pi^2 \hbar} \dots \omega(p, h) \frac{\omega(p-1, h, E - B_j - T)}{\omega(p, h, E)} T \sigma^{inv}(T) \quad (4.14)$$

olarak verilir. Burada s_j , B_j , μ_j sırasıyla yayınlanan parçacığın spini, bağlanma enerjisi ve indirgenmiş kütesidir. $\Re_j(p, h)$; Monte Carlo metodu ile hesaplanan ve j tipindeki parçacık olarak seçilen eksitonun durumunu belirten bir faktördür (Mashnik ve ark., 2005).

CEM03.01 reaksiyonun buharlaşma aşamasında ise Genelleştirilmiş Buharlaşma Modeli (GEM: Generalized Evaporation Model)’e dayalı hesaplamalar yapar. Buharlaşan parçacıklar için Weisskopf-Ewing Model yaklaşımıyla, j tipindeki ε enerjili bir parçacığın yayınlanma olasılığı;

$$P_j(\varepsilon) d\varepsilon = g_j \sigma^{inv}(\varepsilon) \frac{\rho_d(E - Q - \varepsilon)}{\rho_i(E)} \varepsilon d\varepsilon \quad (4.15)$$

olarak verilir. Burada ρ_i ; E uyarılma enerjisine sahip çekirdeğin seviye yoğunluğu, ρ_d ; ürün çekirdeğin seviye yoğunluğudur. g_j ;

$$g_j = \frac{(2s_j + 1) \mu_j}{\pi^2 \hbar} \quad (4.16)$$

şeklinde tanımlanır. Q değeri ise kütle farkı ile hesaplanır (Mashnik ve ark., 2005):

$$Q = M(A_j, Z_j) + M(A_d, Z_d) - M(A_i, Z_i) \quad (4.17)$$

5. HESAPLAMALAR

Bu çalışmada; ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P , ^{45}Sc , ^{51}V , ^{52}Cr , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{59}Co , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{68}Zn , ^{89}Y , ^{100}Mo , ^{107}Ag , ^{141}Pr , ^{180}Hf , ^{181}Ta , ^{182}W ve ^{208}Pb izotopları için 2-20 MeV aralığında (n, γ) ve 2-40 MeV aralığında (γ, n) reaksiyon tesir kesitlerinin teorik değerleri denge ve denge öncesi reaksiyon modelleri kullanılarak hesaplandı.

(n, γ) reaksiyonlarının tesir kesiti hesaplamalarında; Denge modeli için PCROSS ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılırken, Denge-öncesi modeller olan Hibrid ve GDH model hesaplamaları için ALICE/ASH, Full Eksiton Model içinse PCROSS programı kullanıldı.

(γ, n) reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları; WE Model için PCROSS, HMS model için ALICE-2011 ve Kaskad Eksiton Modeli için de CEM03.01 programları kullanılarak yapıldı.

ALICE/ASH hesaplamalarında, literatürde yer alan çalışmalara benzer bir yaklaşımla; orta ağırlıktaki çift-çift çekirdeklere ait sonuçlar 10 çarpanı ile, tek-çift çekirdeklere ait sonuçlar ise 15 çarpanı ile değerlendirildi (Kaplan ve ark., 2014; Uğur ve ark., 2013). Ağır çekirdeklerden, ^{180}Hf , ^{182}W ve ^{208}Pb için çarpan uygulanmazken, tek-çift çekirdek olan ^{181}Ta için 5 çarpanı kullanıldı.

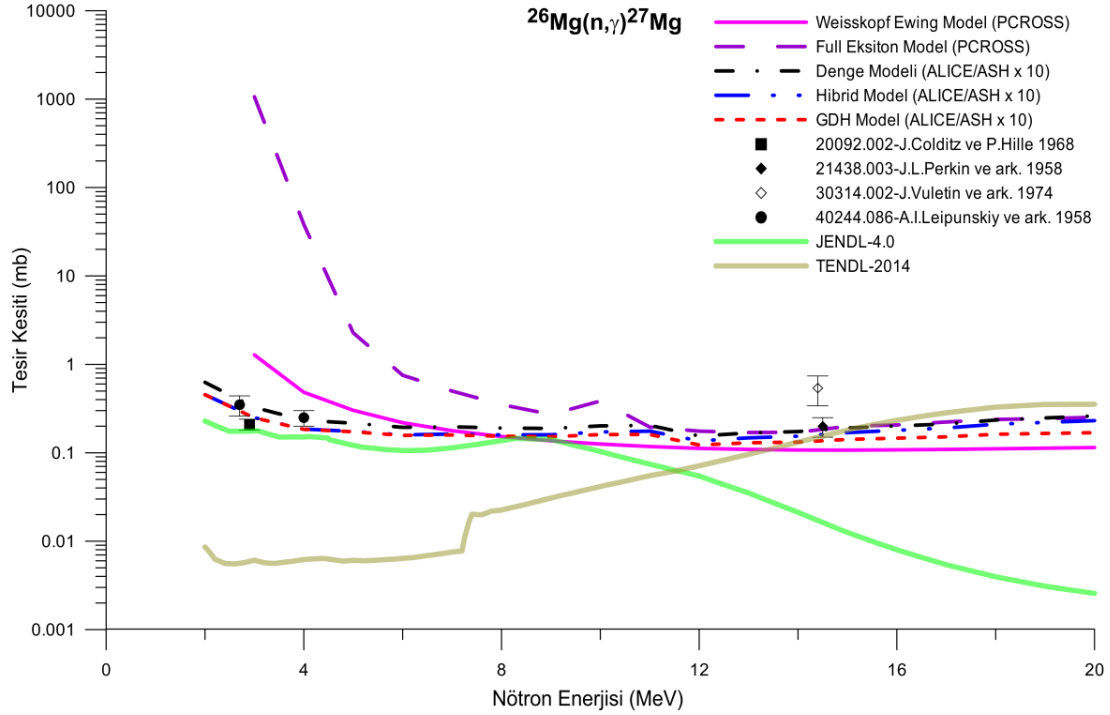
Her model için yapılan tesir kesiti hesaplamaları birbirleri ve **EXFOR** (Experimental Nuclear Reaction Data) veri tabanından alınan deneysel veriler ile karşılaştırıldı. Deneysel verilerin sınırlı olması nedeniyle yapılan karşılaştırmalarda; **JANIS** (Java-based Nuclear Information Software) üzerinden alınan ve literatürde yer alan **JENDL-4.0** (Japanese Evaluated Nuclear Data Library), **JENDL/PD-2004**, **TENDL-2014** (TALYS-based Evaluated Nuclear Data Library), **JEFF-3.2** (Joint Evaluated Fission and Fusion File), **ENDF/B-VII.1** (Evaluated Nuclear Data Library) ve **EAF-2010** (The European Activation File) değerlendirilmiş veri kütüphanelerinden yararlanıldı (NEA,2015).

5.1 (n,γ) Reaksiyonu Tesir Kesiti Hesaplamaları

5.1.1 $^{26}\text{Mg}(n,\gamma)^{27}\text{Mg}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.1'de verilen $^{26}\text{Mg}(n,\gamma)^{27}\text{Mg}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; Denge, Hibrid ve GDH model hesaplama sonuçları $2-4 \text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel veriler ile çok iyi uyum içerisinde. $2-10 \text{ MeV}$ aralığında ise literatürde yer alan JENDL-4.0 değerlendirilmiş verileri ile uyumludur. WE model $2-6 \text{ MeV}$ aralığında, FEM ise $2-10 \text{ MeV}$ aralığında diğer hesaplamalardan daha yüksek sonuçlar vermektedir.

10 MeV sonrasında tüm modellere ait hesaplamalar birbirleriyle ve TENDL-2014 değerlendirilmiş verileriyle iyi uyum içerisinde. FEM, Denge ve Hibrid model hesaplamalarına ait sonuçlar, 14.5 MeV 'de yer alan deneysel veri (21438.003) ile örtüşmekte, diğer model hesaplamaları da çok iyi uyumlu sonuç vermektedir.



Şekil 5.1. $^{26}\text{Mg}(n,\gamma)^{27}\text{Mg}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

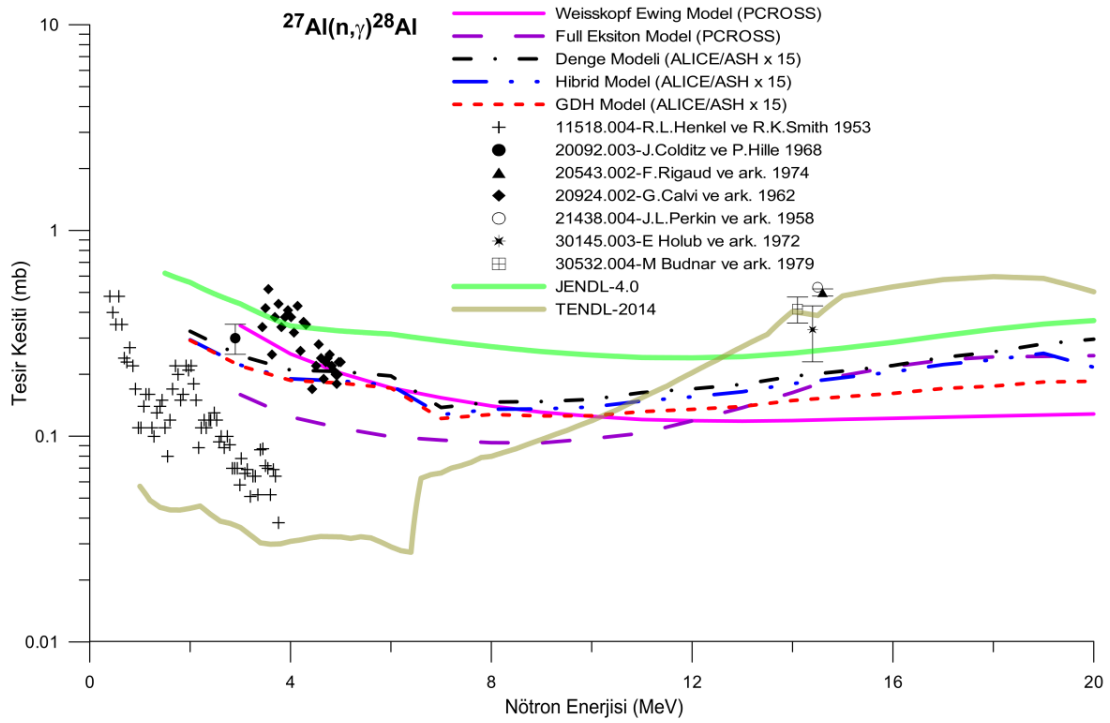
5.1.2 $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.2'de verilen $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; WE, Denge, Hibrid ve GDH model sonuçları 2-5 MeV aralığında birbirleri ve deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir.

FEM 12 MeV'e kadar diğer modellerden daha düşük sonuçlar vermekle birlikte 0-4 MeV aralığında yer alan deneysel veriler (11518.004) ile uyumludur.

8-12 MeV aralığında WE, Denge, Hibrid ve GDH modellerin hesaplama sonuçları, birbirleriyle ve literatürde yer alan TENDL-2014 değerlendirilmiş verileri ile uyumludur.

12 MeV sonrasında, WE ve GDH model hesaplamaları, diğer modellerden daha düşük ancak JENDL-4.0 verileri ile benzer yapıda sonuçlar vermektedir.



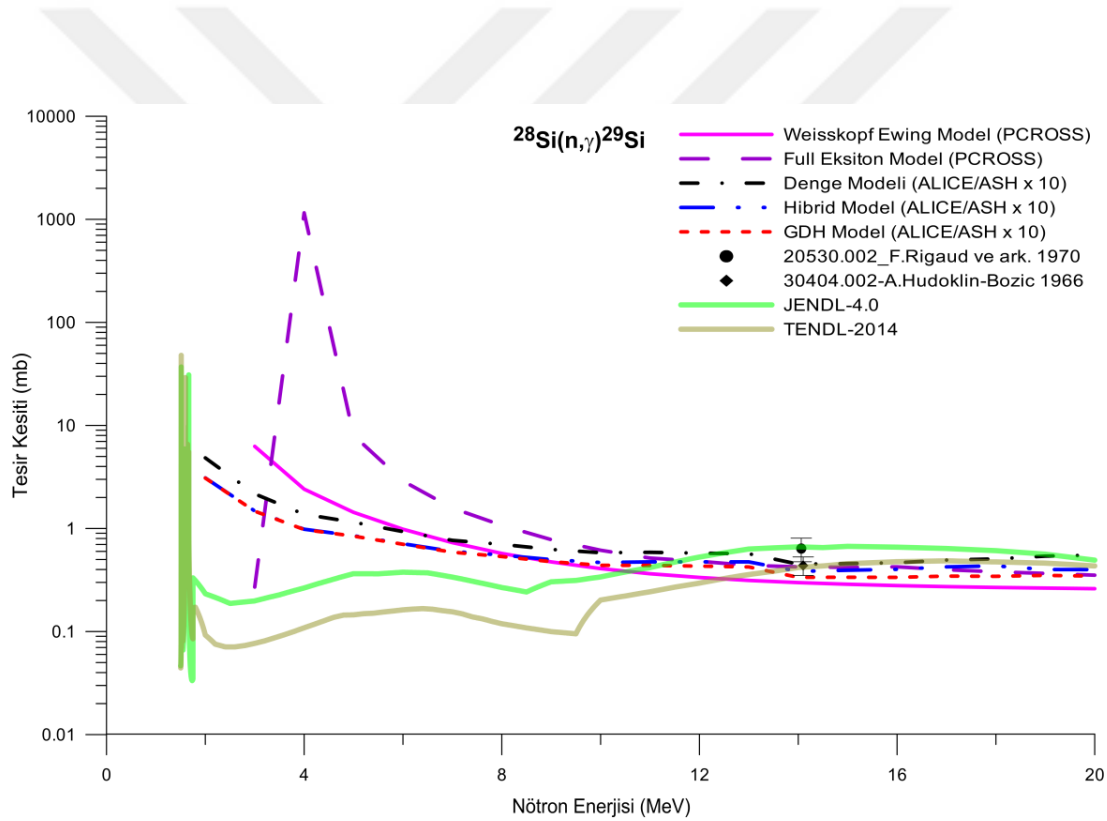
Şekil 5.2. $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.3 $^{28}\text{Si}(n,\gamma)^{29}\text{Si}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{28}\text{Si}(n,\gamma)^{29}\text{Si}$ reaksiyonunun Şekil 5.3'te yer alan tesir kesiti hesaplamalarından; Denge, Hibrid ve GDH model sonuçları, hesaplama yapılan enerji aralığının tümünde birbirleriyle uyumludur. WE model hesaplamaları yaklaşık 5 MeV 'e kadar, FEM hesaplamaları ise yaklaşık 8 MeV 'e kadar, daha yüksek sonuçlar vermektedir.

10 MeV sonrasında, tüm modellerin sonuçları literatürde yer alan değerlendirilmiş veriler (JENDL-4.0 ve TENDL-2014) ile iyi uyum içerisindedir.

FEM, Denge ve Hibrid model hesaplamalarına ait sonuçlar; 14.1 MeV 'de yer alan deneysel veri (30404.002) ile örtüşmekte, diğer model hesaplamaları da çok iyi uyumlu sonuç vermektedir.



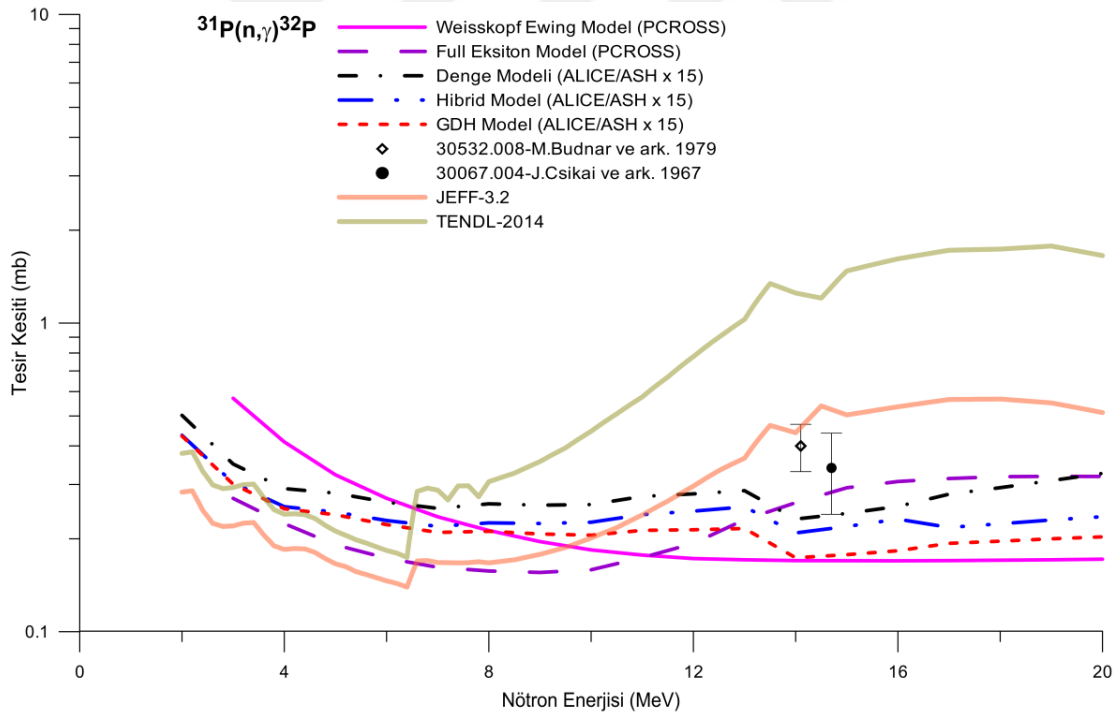
Şekil 5.3. $^{28}\text{Si}(n,\gamma)^{29}\text{Si}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.4 $^{31}\text{P}(n,\gamma)^{32}\text{P}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{31}\text{P}(n,\gamma)^{32}\text{P}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarından; FEM, Denge, Hibrid ve GDH Model sonuçları, 2-5 MeV aralığında birbirleri ve literatürde yer alan değerlendirilmiş verilerle (JEFF-3.2 ve TENDL-2014) uyumludur (Şekil 5.4).

5-12 MeV aralığında FEM hesaplamaları diğer model hesaplamalarından daha düşük sonuçlar vermekte, Denge, Hibrid ve GDH model hesaplamaları ise birbirleriyle uyumlu sonuçlar vermektedir.

12-20 MeV aralığında, tüm model hesaplamalarına ait sonuçlar, benzer yapıda ve uyumludur. Tüm modeller bu aralıkta, literatürde yer alan JEFF-3.2 ve TENDL-2014 değerlendirilmiş verilerinden, daha düşük sonuçlar vermekte ancak FEM ve Denge modeli sonuçları 14.7 MeV'de yer alan deneysel veri (30067.004) ile hata sınırları içerisinde uyumludur.



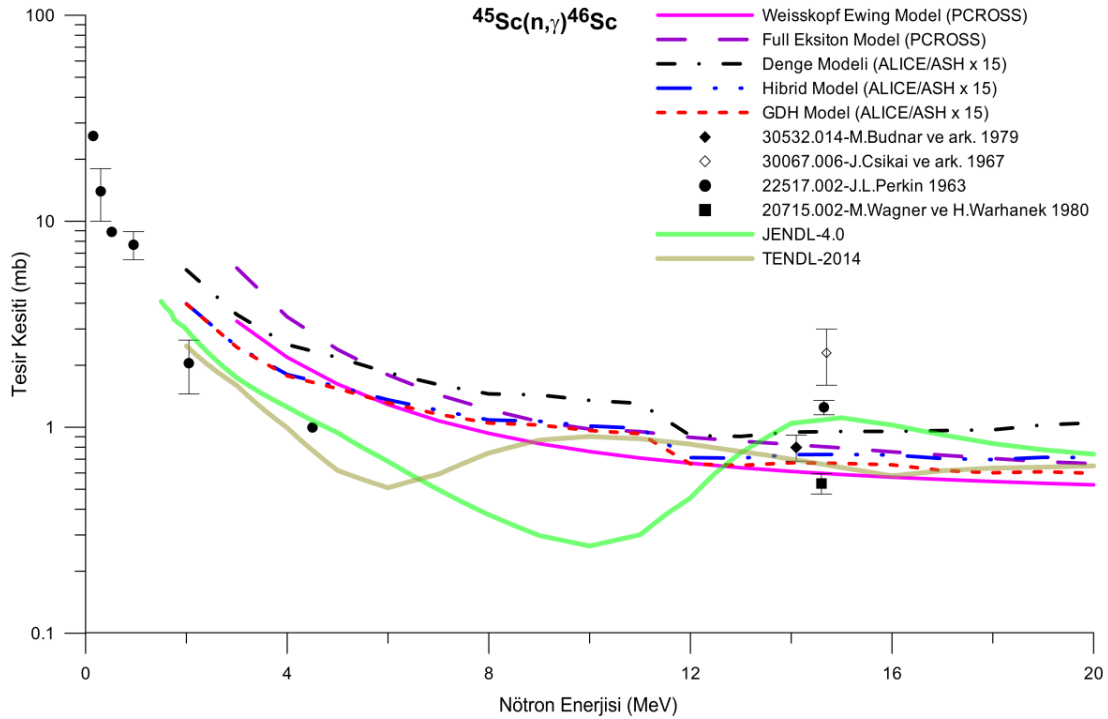
Şekil 5.4. $^{31}\text{P}(n,\gamma)^{32}\text{P}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.5 $^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.5'te yer alan $^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarının sonuçları; tüm modeller için, 2-20 MeV aralığında birbirleri ile uyumlu ve benzer yapıdadır. Hesaplama sonuçları yaklaşık 8 MeV'e kadar değerlendirilmiş verilerden daha yüksektir.

8-12 MeV aralığında FEM, Hibrid ve GDH model sonuçları, TENDL-2014 değerlendirilmiş verileri çok iyi uyumlu, WE ve Denge model sonuçları da uyumludur. 12-20 MeV aralığında Denge modeli dışındaki hesaplama sonuçları, TENDL-2014 ile çok iyi uyumlu, Denge modeli sonuçları ise JENDL-4.0 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyumludur.

FEM, Denge, Hibrid ve GDH model sonuçları 14.1 MeV'de yer alan deneysel veri (30532.014) ile hata sınırları içerisinde çok iyi uyumludur. WE model sonuçları da 14.6 MeV'de yer alan deneysel veri (20715.002) ile hata sınırları içerisinde çok iyi uyumludur.



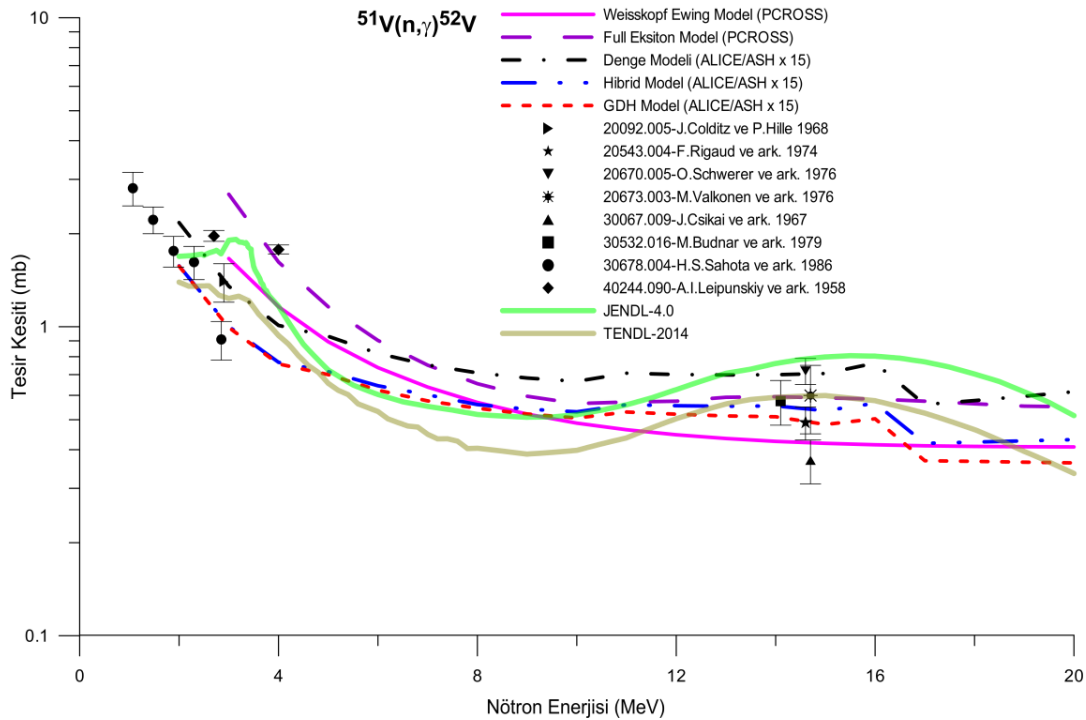
Şekil 5.5. $^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.6 $^{51}\text{V}(n,\gamma)^{52}\text{V}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.6'da verilen $^{51}\text{V}(n,\gamma)^{52}\text{V}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından Denge, Hibrid ve GDH model sonuçları $1-3\text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel verilerle (30678.004), WE ve FEM sonuçları da $2-4\text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel verilerle (40244.090) çok iyi uyum içerisinde.

$2-5\text{ MeV}$ aralığında WE ve Denge modeli sonuçları, literatürde yer alan değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyumludur. $5-12\text{ MeV}$ aralığında WE, Hibrid ve GDH model sonuçları birbirleriyle ve JENDL-4.0 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyumlu, diğer model sonuçları benzer yapıda ve uyumludurlar. 12 MeV sonrasında Denge modeli sonuçları JENDL-4.0 ile uyumlu, $12-16\text{ MeV}$ aralığında FEM ve Hibrid sonuçları birbirleriyle ve TENDL-2014 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyumludur.

Tüm model hesaplamaları 15 MeV civarında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.



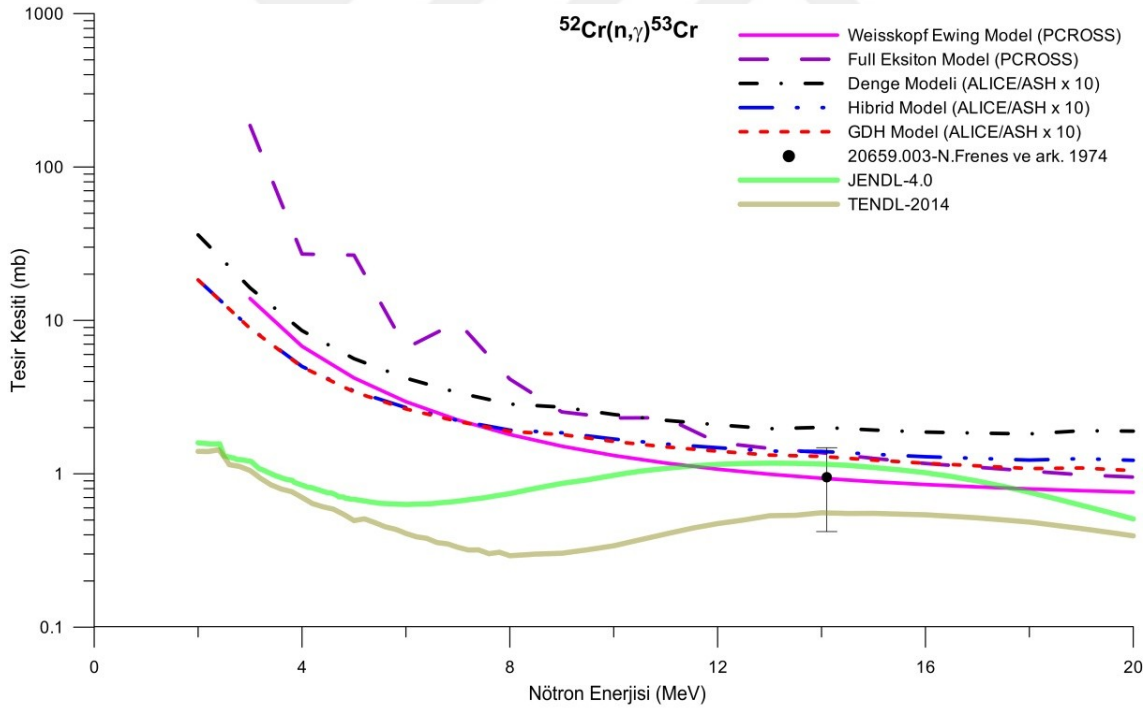
Şekil 5.6. $^{51}\text{V}(n,\gamma)^{52}\text{V}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.7 $^{52}\text{Cr}(n,\gamma)^{53}\text{Cr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.7’de verilen $^{52}\text{Cr}(n,\gamma)^{53}\text{Cr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarından WE, Denge, Hibrid ve GDH Model sonuçları hesaplaması yapılan tüm enerji aralığında (2-20 MeV) birbirleriyle iyi uyum içerisindedir. FEM sonuçları 2-8 MeV aralığında diğer model sonuçlarından daha yüksek, 8 MeV sonrasında diğer model sonuçlarıyla çok iyi uyum içerisindedir.

Tüm model hesaplamaları, 10 MeV’e kadar değerlendirilmiş verilerden (JENDL-4.0, TENDL-2014) daha yüksek sonuç vermektedir. 12 MeV sonrasında, WE, FEM, Hibrid ve GDH model sonuçları JENDL-4.0 değerlendirilmiş verileri ile iyi uyumludur.

WE model sonuçları 14.1 MeV’de yer alan deneysel veri (20659.003) ile çok iyi uyumlu olup, FEM, Hibrid ve GDH model sonuçları da deneysel hata sınırları içinde yer almaktadır.



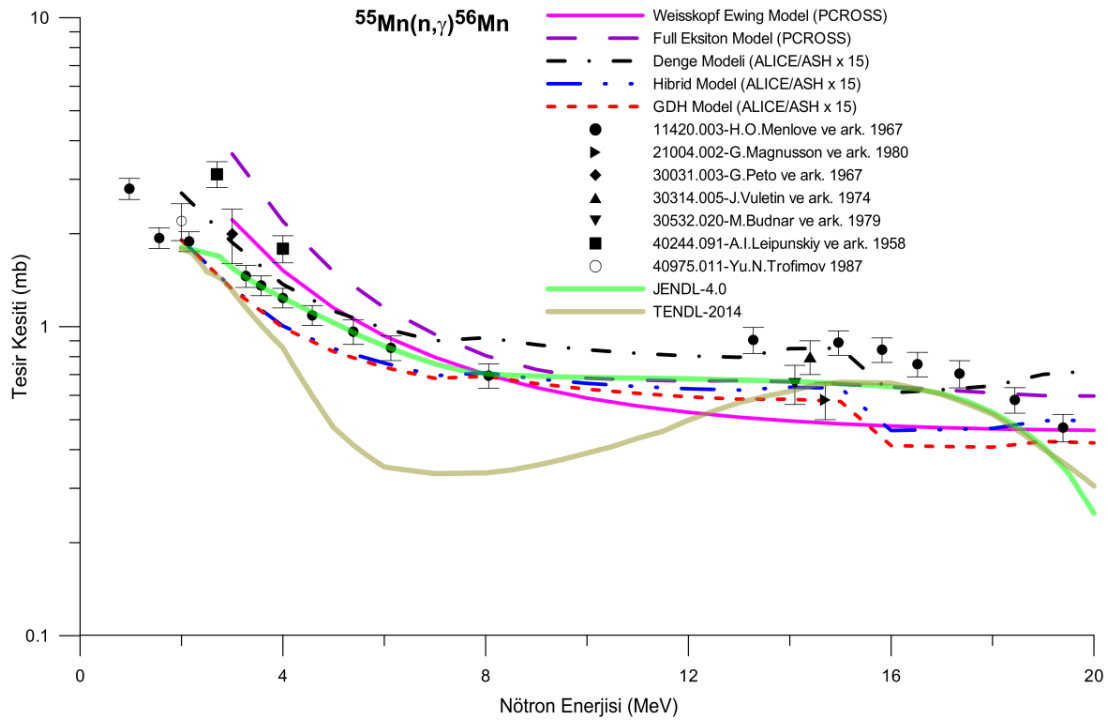
Şekil 5.7. $^{52}\text{Cr}(n,\gamma)^{53}\text{Cr}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.8 $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından; WE, Hibrid ve GDH model sonuçları 2-8 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle ve JENDL-4.0 değerlendirilmiş verileri ile iyi uyum içerisinde (Şekil 5.8). Bu aralıkta, FEM sonuçları diğer hesaplamalardan daha yüksektir. Denge modeli sonuçları 2-6 MeV aralığında deneysel ve JENDL-4.0 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyum içerisinde.

8-15 MeV aralığında FEM, Hibrid ve GDH model sonuçları birbirleriyle ve JENDL-4.0 verileri ile çok iyi uyumludur. Bu aralıkta, diğer modellerden daha düşük sonuçlar veren WE model, 16-20 MeV aralığında, Hibrid modelle ve TENDL-2014 verileri ile çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir. Denge modeli sonuçları; 6-16 MeV aralığında diğer modellerden ve değerlendirilmiş verilerden daha büyük ancak deneysel veriler (11420.003) ile çok iyi uyum içerisinde.

Hesaplaması yapılan tüm modeller 13-19 MeV aralığında yer alan deneysel değerlerle çok iyi uyum içerisinde.

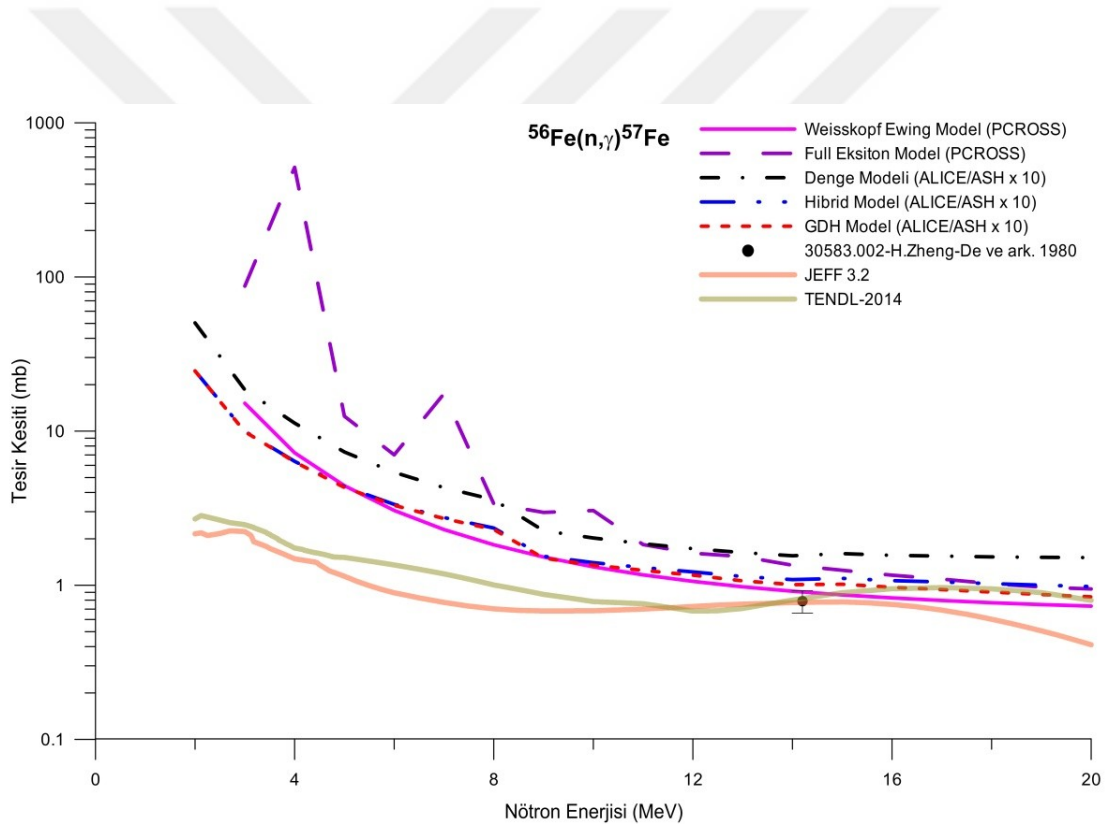


Şekil 5.8. $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.9 $^{56}\text{Fe}(n,\gamma)^{57}\text{Fe}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{56}\text{Fe}(n,\gamma)^{57}\text{Fe}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarından; WE, Denge, Hibrid ve GDH Model sonuçları $2\text{--}20\text{ MeV}$ aralığında benzer yapıda ve birbirleri ile uyumludur (Şekil 5.9). FEM sonuçları yaklaşık 8 MeV 'den itibaren hesaplaması yapılan diğer model sonuçları ile uyumludur. WE, Hibrid ve GDH model hesaplamalarına ait sonuçlar, 14.1 MeV 'de yer alan deneysel veri (30583.002) ile hata sınırları içerisinde uyumludur.

WE, FEM, Hibrid ve GDH model hesaplamaları, $14\text{--}20\text{ MeV}$ aralığında değerlendirilmiş verilerle (JEFF3.2, TENDL-2014) çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.

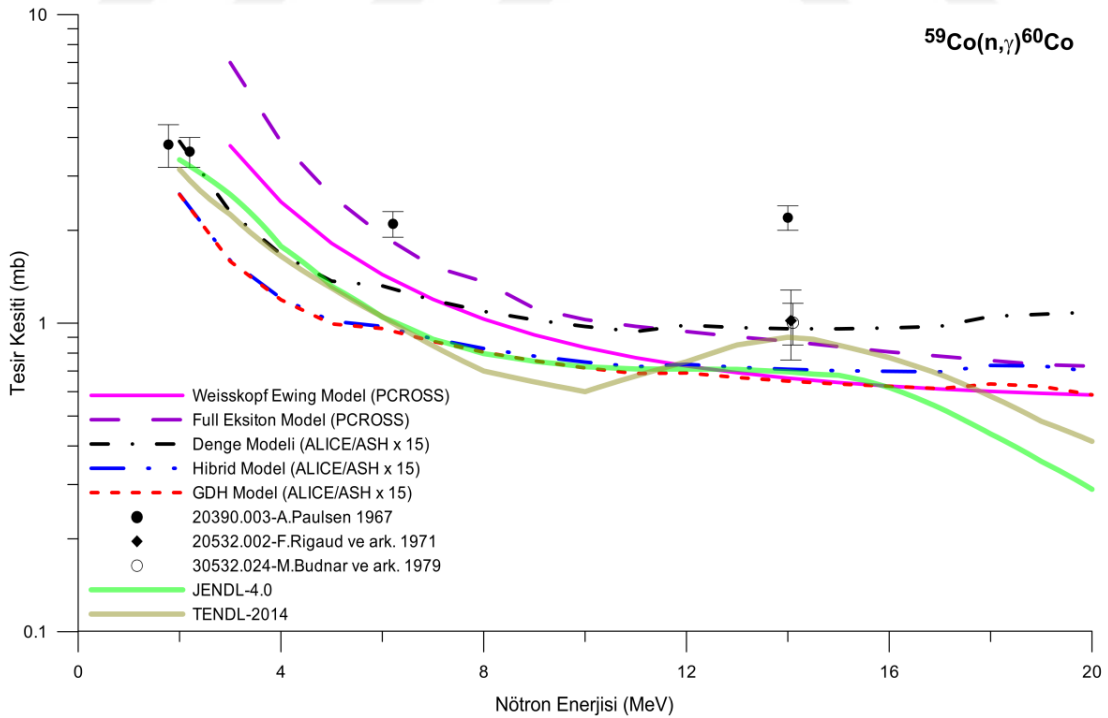


Şekil 5.9. $^{56}\text{Fe}(n,\gamma)^{57}\text{Fe}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.10 $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarından; Denge Modeli sonuçları 2-5 MeV aralığında deneysel ve değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyum içerisinde (Şekil 5.10). Tüm hesaplama aralığında Hibrid ve GDH model hesaplamalarından daha yüksek sonuçlar veren Denge modeli, 14 MeV civarında yer alan deneysel verilerle (20532.002, 30532.024) çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir. Hibrid ve GDH model sonuçları 6 MeV'e kadar birbirleri ile uyumlu ancak diğer model sonuçlarından ve değerlendirilmiş verilerden daha düşük, 6-16 MeV aralığında JENDL-4.0 verileri ile çok iyi uyumludurlar.

2-8 MeV aralığında tüm model hesaplamalarından daha yüksek sonuçlar veren FEM, 6.2 MeV'de yer alan deneysel veri ile uyumlu sonuç vermektedir. 8 MeV sonrasında diğer modellerle uyumlu sonuçlar veren FEM hesaplamaları, 14 MeV civarında yer alan deneysel verilerin hata sınırları içerisinde. WE model sonuçları, FEM ile benzer yapıdadır ve 11 MeV sonrasında, GDH model ile çok iyi uyum içerisinde.

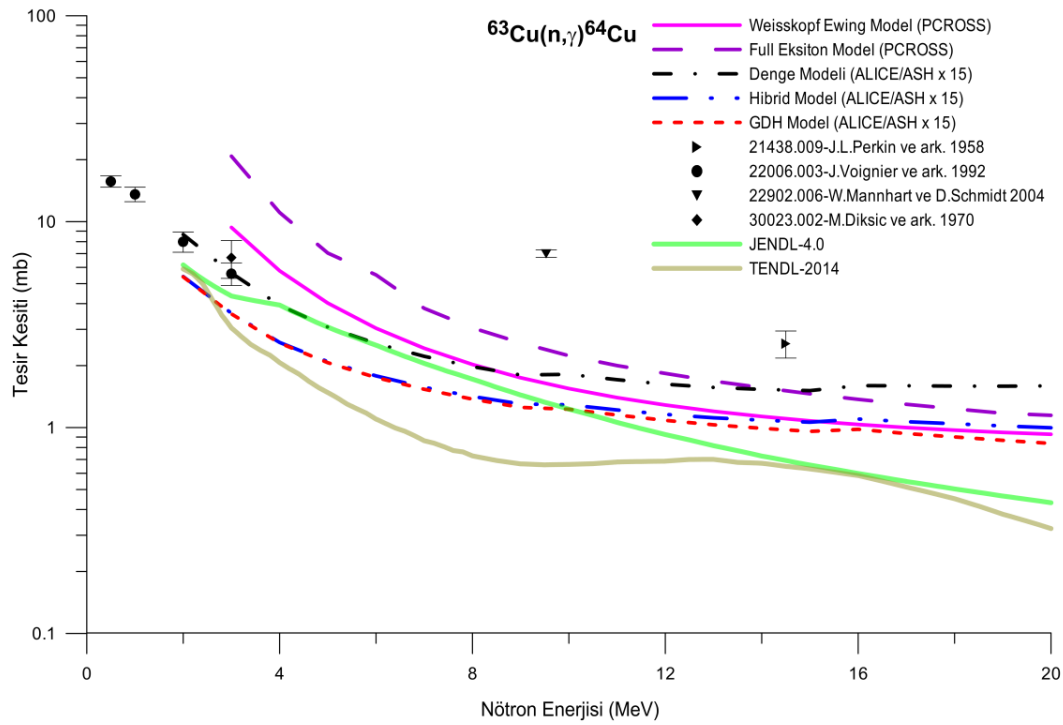


Şekil 5.10. $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.11 $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.11’de verilen $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından Denge modeli sonuçları 3 MeV ’e kadar yer alan deneysel verilerle (22006.003, 30023.002) ve $4\text{--}8\text{ MeV}$ aralığında yer alan JENDL-4.0 verileri ile çok iyi uyum içerisinde. Tüm hesaplama aralığında birbirleriyle uyumlu olan Hibrid ve GDH model sonuçları, Denge modeli ile benzer yapıda ancak daha küçük değerlere sahiptirler.

WE ve FEM sonuçları birbirleri ile benzer yapıda, $2\text{--}8\text{ MeV}$ aralığında Denge Modeli ve deneysel verilerden daha yüksek sonuçlar vermektedir. $12\text{--}20\text{ MeV}$ aralığında WE model sonuçları Hibrid ve GDH model sonuçları ile iyi uyumludur. FEM, yaklaşık 13 MeV ’e kadar tüm model hesaplamalarından daha yüksek, $13\text{--}20\text{ MeV}$ aralığında diğer model hesaplamaları ile uyumlu sonuçlar vermektedir.



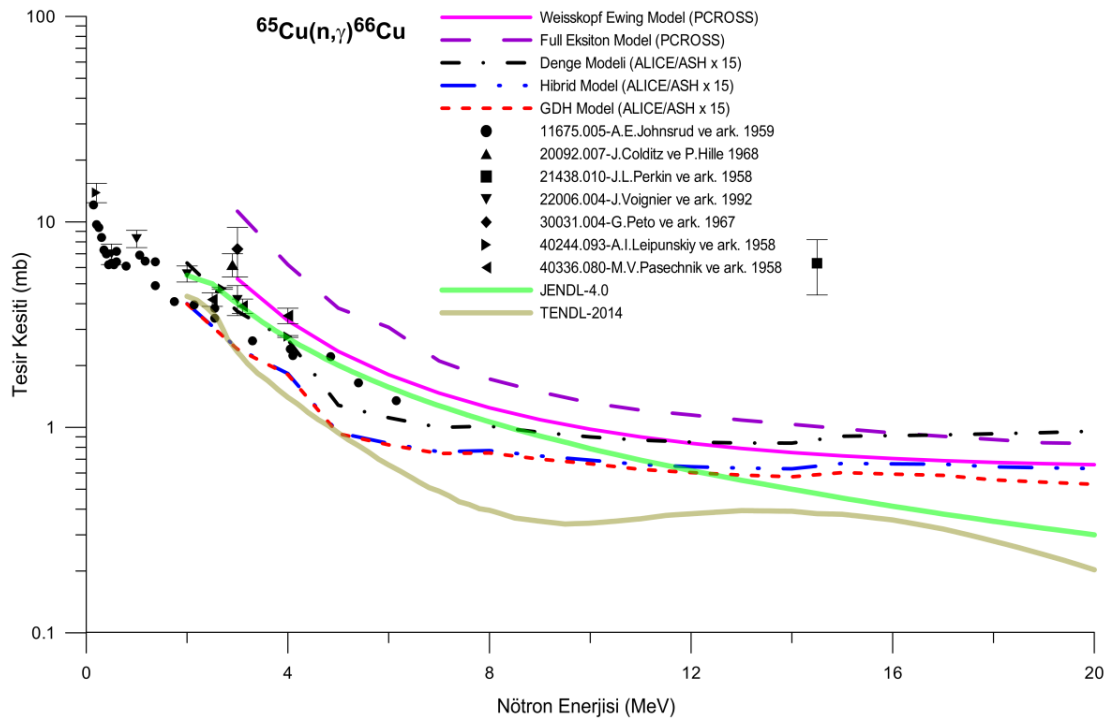
Şekil 5.11. $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.12 $^{65}\text{Cu}(n,\gamma)^{66}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{65}\text{Cu}(n,\gamma)^{66}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarından WE model sonuçları 2-4 MeV aralığında deneysel verilerle çok iyi uyum içerisinde, 2-12 MeV aralığında JENDL-4.0 verileri ile benzer yapıdadır (Şekil 5.12). 2-4 MeV aralığında, Denge modeli sonuçları deneysel ve JENDL-4.0 verileri ile çok iyi uyum içerisinde.

FEM sonuçları; hesaplaması yapılan tüm enerji aralığında, diğer model sonuçlarından ve değerlendirilmiş verilerden daha yüksektir. Bu sonuçlar, WE model sonuçları ile benzer yapıdadır.

Hesaplaması yapılan tüm enerji aralığında, Hibrid ve GDH model sonuçları birbirleriyle çok iyi uyum içerisinde ve Denge modeli sonuçları ile benzer yapıdadır. Hibrid ve GDH model hesaplamaları 5 MeV'e kadar deneysel ve TENDL-2014 verileri ile iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.

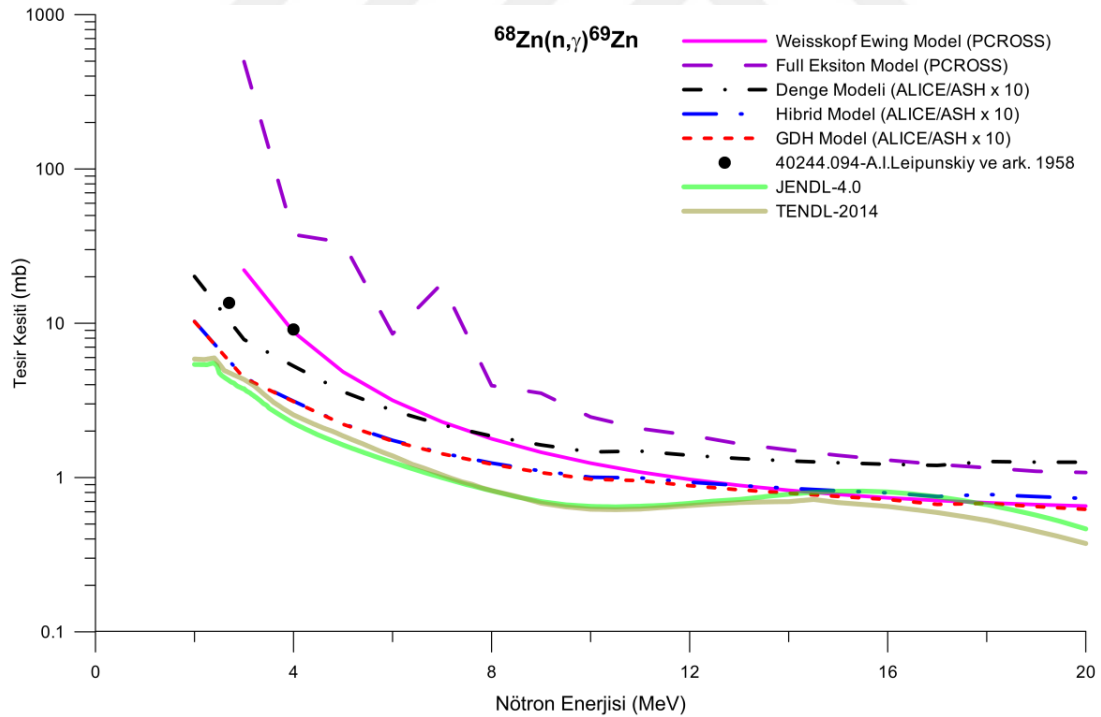


Şekil 5.12. $^{65}\text{Cu}(n,\gamma)^{66}\text{Cu}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.13 $^{68}\text{Zn}(n,\gamma)^{69}\text{Zn}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.13'te verilen $^{68}\text{Zn}(n,\gamma)^{69}\text{Zn}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından Hibrid ve GDH model sonuçları $2-20\text{ MeV}$ aralığında birbirleriyle ve değerlendirilmiş verilerle (JENDL-4.0, TENDL-2014) çok iyi uyum içerisindedir. 2.7 MeV 'de yer alan deneysel veri ile çok iyi uyumlu sonuç veren Denge modeli hesaplamaları, Hibrid ve GDH model sonuçlarından daha büyük ancak benzer yapıda sonuçlar vermektedir.

4 MeV 'de yer alan deneysel veri ile örtüşen WE model, yaklaşık 11 MeV 'e kadar Hibrid ve GDH model hesaplamalarından ve değerlendirilmiş verilerden daha yüksek sonuç vermekte, $11-20\text{ MeV}$ aralığında ise çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir. FEM hesaplamaları 15 MeV 'e kadar tüm modeller ve değerlendirilmiş verilerden daha yüksek sonuçlar vermekte, $15-20\text{ MeV}$ aralığında ise Denge modeli ile uyumlu sonuçlar vermektedir.

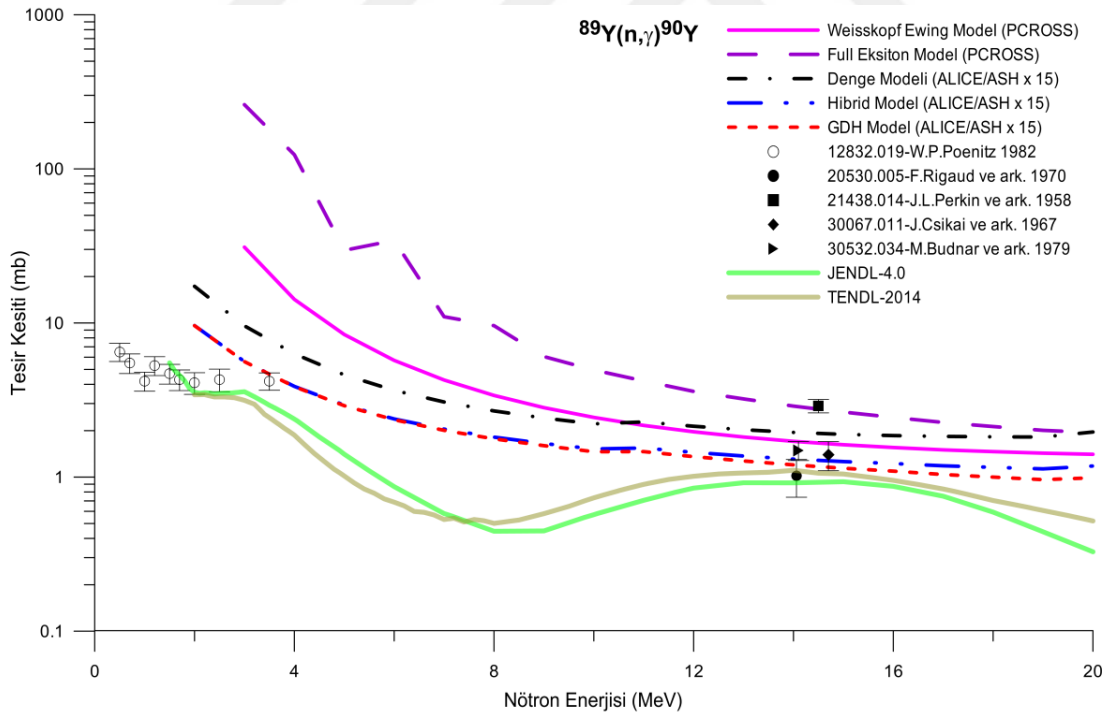


Şekil 5.13. $^{68}\text{Zn}(n,\gamma)^{69}\text{Zn}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.14 $^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarının tümüne ait sonuçlar, hesaplaması yapılan enerji aralığının tamamında, değerlendirilmiş verilerden daha yüksek sonuçlar vermektedir (Şekil 5.14). Hibrid ve GDH Model sonuçları 2-20 MeV aralığında birbirleriyle ve 3.5 MeV'de yer alan deneysel veri ile çok iyi uyum içerisinde. Denge modeli sonuçları; 2-20 MeV aralığında Hibrid ve GDH model sonuçlarından daha yüksek ama benzer yapıdadır.

WE model hesaplamalarının sonuçları yaklaşık 10 MeV'e kadar Denge, Hibrid ve GDH model sonuçlarından daha yüksek, 10 MeV sonrasında ise uyumludur. WE, Hibrid ve GDH model hesaplamaları 14-15 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir. FEM hesaplamaları ise, 2-20 MeV aralığında tüm hesaplamalardan daha yüksek sonuçlar vermekle birlikte 14.5 MeV'de yer alan deneysel veri ile çok iyi uyumlu sonuç vermektedir.

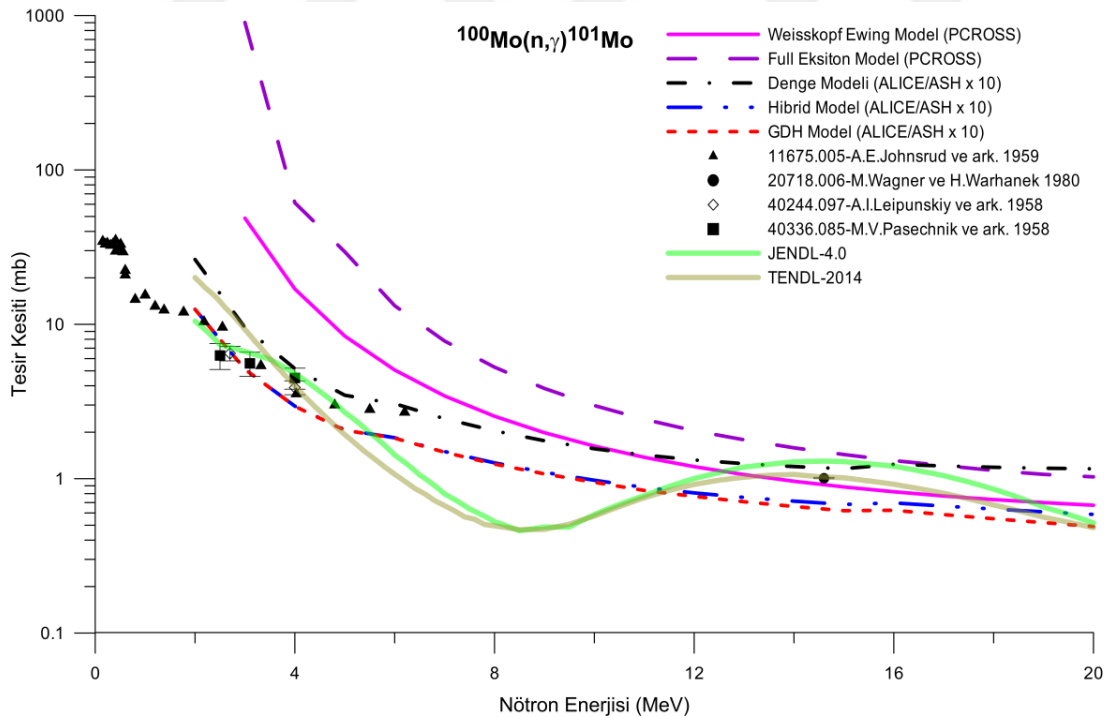


Şekil 5.14. $^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.15 $^{100}\text{Mo}(n,\gamma)^{101}\text{Mo}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.15'te yer alan $^{100}\text{Mo}(n,\gamma)^{101}\text{Mo}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından Denge modeli sonuçları, 2-20 MeV aralığında Hibrid ve GDH Model sonuçlarından daha yüksek sonuçlar vermektedir. Benzer yapıda sonuçlar veren bu modeller 6 MeV'e kadar deneysel ve değerlendirilmiş verilerle (JENDL-4.0, TENDL-2014) çok iyi uyum içerisindedir. 11-20 MeV aralığında Hibrid ve GDH model değerlendirilmiş verilerden daha düşük sonuçlar vermekte, bu aralıkta değerlendirilmiş verilerle uyumlu sonuçlar veren Denge modeli 14.6 MeV'de yer alan deneysel veri (20718.006) ile çok iyi uyum içerisindedir.

WE model hesaplamaları, 10 MeV'e kadar Denge, Hibrid ve GDH model yanısıra değerlendirilmiş verilerden daha yüksek sonuçlar vermekte, 10 MeV sonrasında ise deneysel veri ve Hibrid modelle uyumlu sonuçlar vermektedir. 16 MeV'e kadar tüm modellerden daha yüksek sonuçlar veren FEM ise 16-20 MeV aralığında Denge modeli ile çok iyi uyum içerisindedir.



Şekil 5.15. $^{100}\text{Mo}(n,\gamma)^{101}\text{Mo}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.16 $^{107}\text{Ag}(n,\gamma)^{108}\text{Ag}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

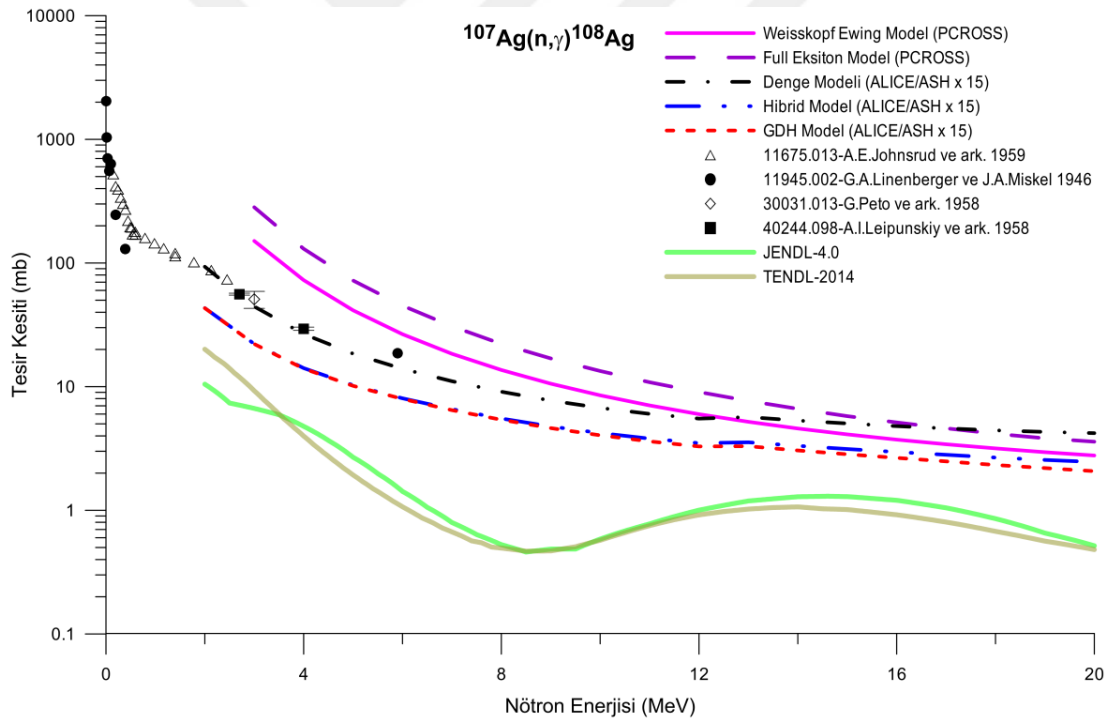
$^{107}\text{Ag}(n,\gamma)^{108}\text{Ag}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından Denge modeli sonuçları, mevcut deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir (Şekil 5.16).

Hibrid ve GDH Model hesaplamaları, Denge modeli sonuçlarından daha düşük ancak benzer yapıda sonuçlar vermektedirler.

WE model sonuçları; 12 MeV 'e kadar Denge, Hibrid ve GDH model sonuçlarından daha yüksek, 12 MeV sonrasında ise bu modellerle uyumludur.

FEM model hesaplamaları ise; $2\text{--}16\text{ MeV}$ aralığında tüm modellerden daha yüksek, $16\text{--}20\text{ MeV}$ aralığında Denge modeli ile uyumlu sonuçlar vermektedir.

Tüm model hesaplamalarına ait sonuçlar, hesaplaması yapılan tüm enerji aralığında ($2\text{--}20\text{ MeV}$), değerlendirilmiş verilerden daha yüksektir.

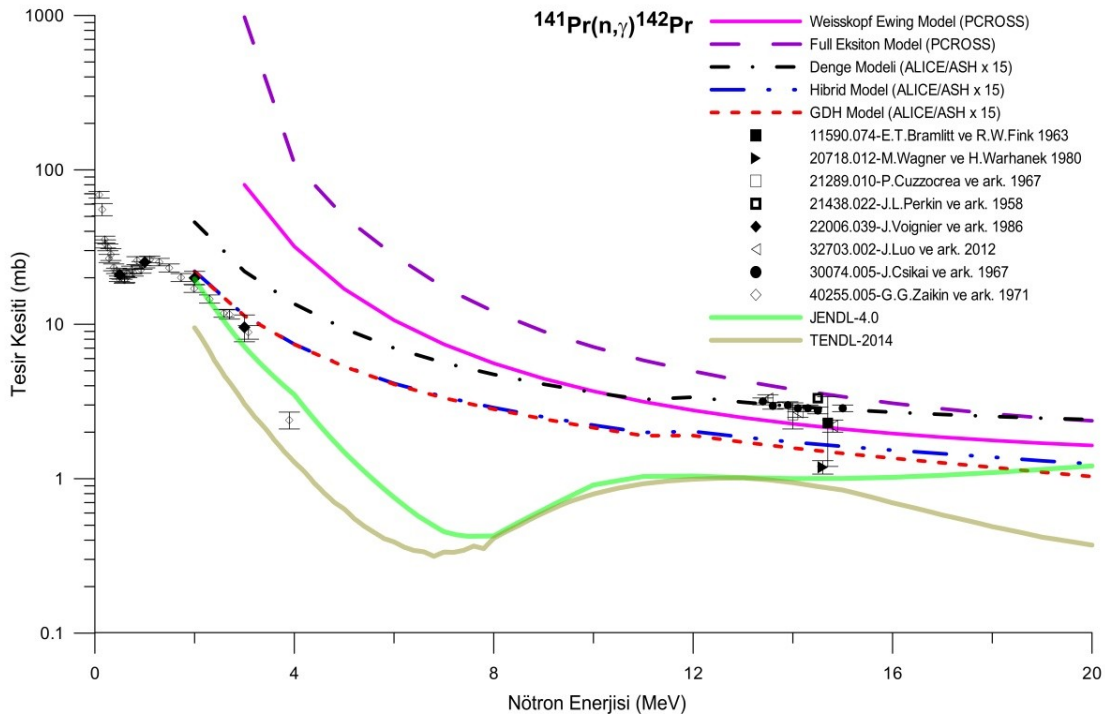


Şekil 5.16. $^{107}\text{Ag}(n,\gamma)^{108}\text{Ag}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.17 $^{141}\text{Pr}(n,\gamma)^{142}\text{Pr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.17’de verilen $^{141}\text{Pr}(n,\gamma)^{142}\text{Pr}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamaları; tüm enerji aralığında (2-20 MeV) değerlendirilmiş verilerden daha yüksek sonuçlar vermektedir. Hibrid ve GDH Model sonuçları 4 MeV’e kadar mevcut olan deneysel verilerle çok iyi, 14.6 ve 14.7 MeV’de yer alan deneysel verilerle (20718.012, 11590.074) iyi uyum içerisindedir. Denge modeli sonuçları, Hibrid ve GDH model sonuçlarından daha yüksek olmakla birlikte, 13-15 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir.

10 MeV’e kadar yukarıda verilen modellerden daha yüksek sonuçlar veren WE model, 14-15 MeV aralığında deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir. FEM, WE modelden daha yüksek değerlerle, benzer yapıda sonuçlar vermekte ve 14-15 MeV aralığında deneysel verilerle uyumludur.



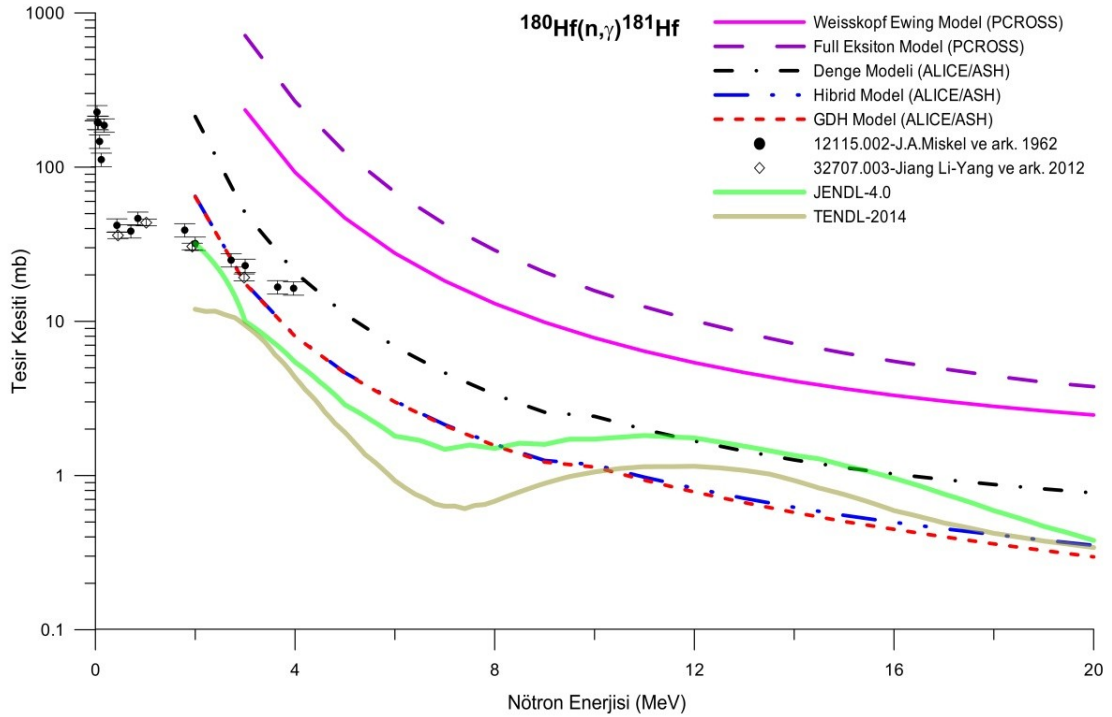
Şekil 5.17. $^{141}\text{Pr}(n,\gamma)^{142}\text{Pr}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.18 $^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$ reaksiyon tesir kesiti hesaplamalarına ait sonuçlar; tüm modeller için, hesaplaması yapılan aralıkta (2-20 MeV) benzer yapıdadır (Şekil 5.18). Birbirleriyle çok iyi uyumlu sonuçlar veren Hibrid ve GDH modelleri 4 MeV'e kadar mevcut deneysel verilerle iyi uyum içerisindedir ve 8 MeV'e kadar değerlendirilmiş verilerden daha yüksek, 8-20 MeV aralığında ise daha düşük sonuçlar vermektedir.

Hibrid ve GDH model hesaplamalarından daha yüksek sonuçlar veren Denge modeli hesaplamaları, 11-16 MeV aralığında JENDL-4.0 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.

WE ve FEM hesaplamaları; diğer modellerden daha yüksek sonuçlar vermektedir.



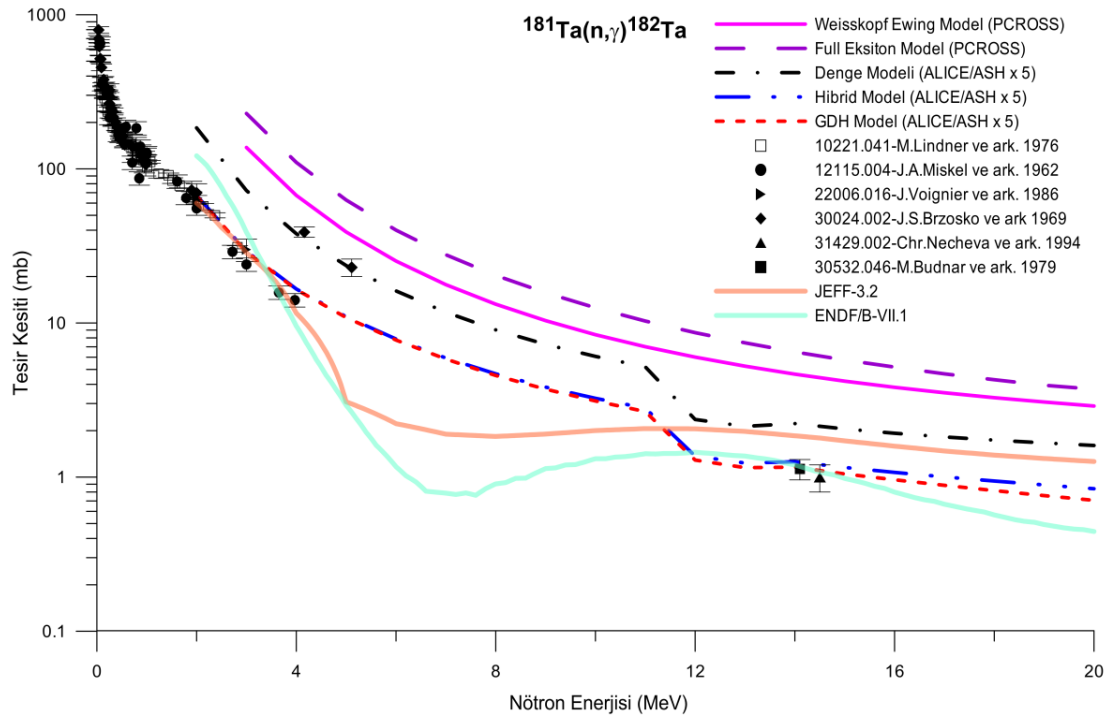
Şekil 5.18. $^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.19 $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.19'da verilen $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; birbirleriyle çok iyi uyumlu olan Hibrid ve GDH model sonuçları, 4 MeV'e kadar yer alan deneysel ve değerlendirilmiş verilerle (JEFF-3.2, ENDF/B-VII.1) çok iyi uyum içerisindedir. 4-11 MeV aralığında değerlendirilmiş verilerden daha yüksek sonuçlar veren bu modeller, 11-16 MeV aralığında ENDF/B-VII.1 verileri ve deneysel verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.

Denge modeli, Hibrid ve GDH model sonuçlarından daha yüksek ancak benzer yapıda sonuçlar vermektedir. 4-5 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyumlu olan bu sonuçlar, 12-20 MeV aralığında da JEFF-3.2 verileri ile çok iyi uyumludur.

WE ve FEM hesaplamaları, diğer modellerden daha yüksek ancak benzer yapıda sonuçlar vermektedir.

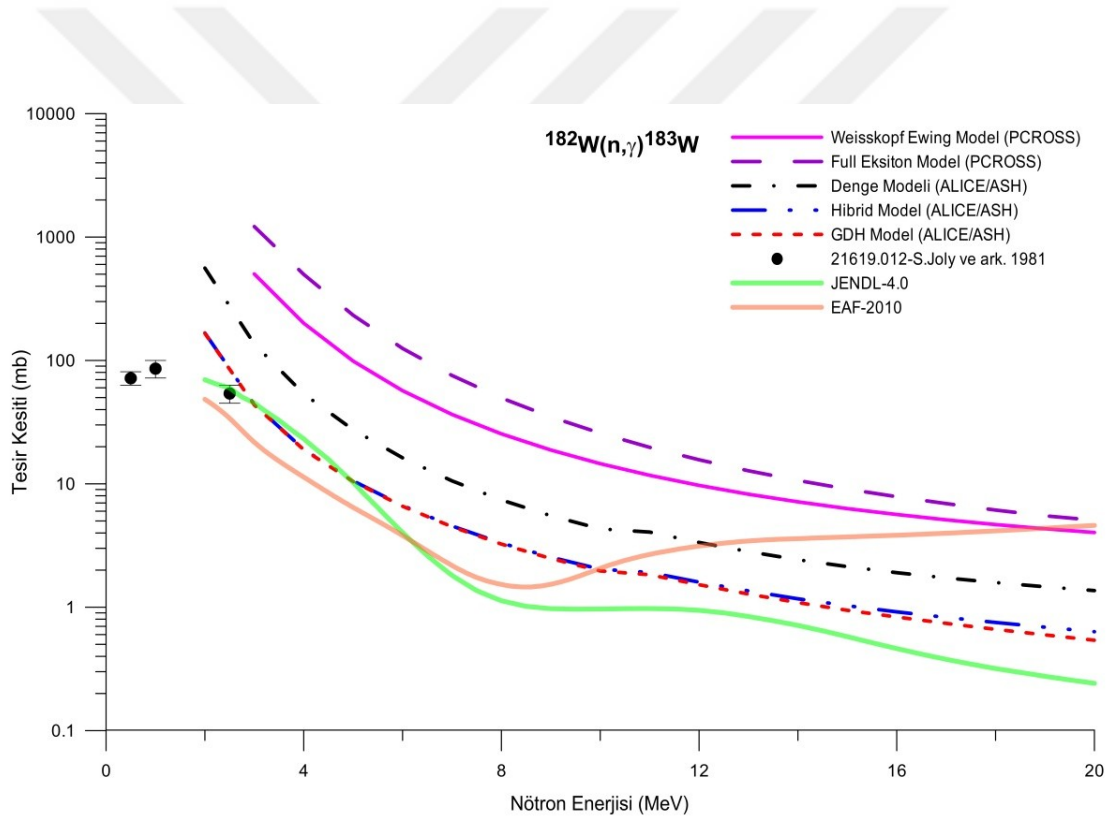


Şekil 5.19. $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.20 $^{182}\text{W}(n,\gamma)^{183}\text{W}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{182}\text{W}(n,\gamma)^{183}\text{W}$ reaksiyon tesir kesiti için yapılan Hibrid ve GDH model hesaplamaları; tüm hesaplama aralığında, birbirleriyle çok iyi uyum içerisinde, Denge modeli sonuçlarından daha düşük ancak benzer yapıda sonuçlar vermektedir (Şekil 5.20). Hibrid ve GDH model hesaplamalarına ait sonuçlar, 2.5 MeV 'de yer alan deneysel veri ile ve $2.5\text{--}5\text{ MeV}$ aralığında JENDL-4.0 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyumludur.

WE ve FEM hesaplamaları; $2\text{--}18\text{ MeV}$ aralığında, diğer model hesaplamalarından ve değerlendirilmiş verilerden daha yüksek ancak benzer yapıda sonuçlar vermektedir. $18\text{--}20\text{ MeV}$ aralığında EAF-2010 verileri ile çok iyi uyumludur.



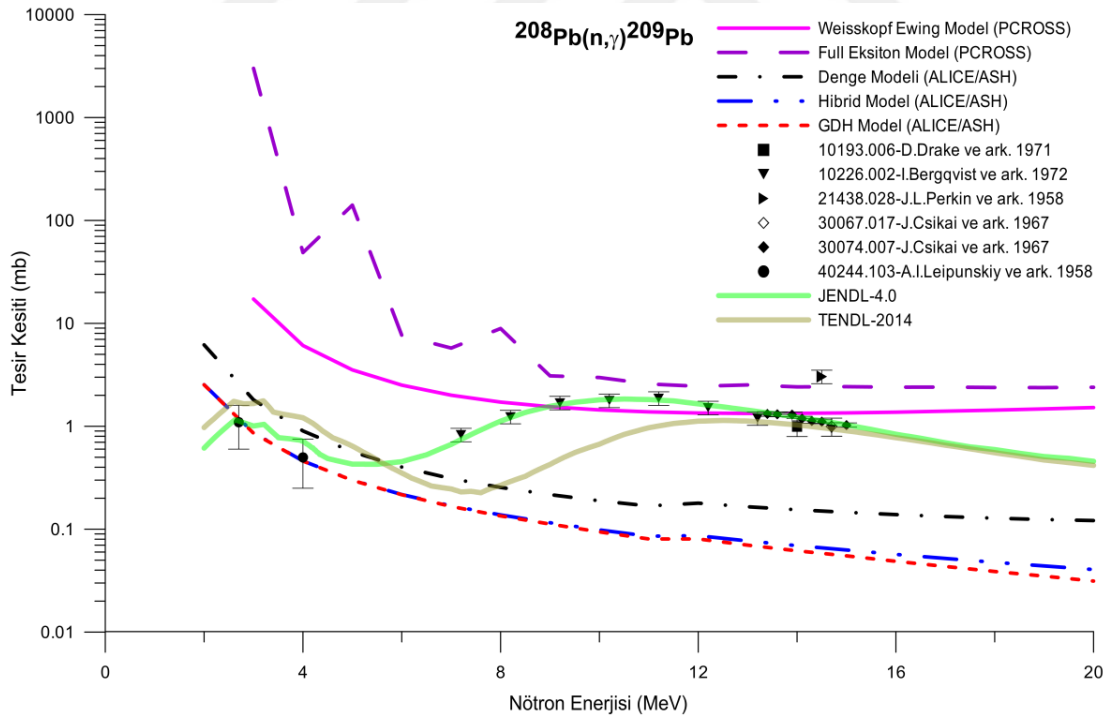
Şekil 5.20. $^{182}\text{W}(n,\gamma)^{183}\text{W}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.1.21 $^{208}\text{Pb}(n,\gamma)^{209}\text{Pb}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.21’de verilen $^{208}\text{Pb}(n,\gamma)^{209}\text{Pb}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından Hibrid ve GDH model sonuçları, tüm enerji aralığında birbirleriyle ve 4 MeV’e kadar yer alan deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir. Hibrid ve GDH model sonuçlarına benzer yapıda olan Denge modeli sonuçları; 4 MeV’e kadar yer alan deneysel verilerle uyumlu, 8 MeV’e kadar yer alan TENDL-2014 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyumludur.

WE model hesaplamaları, Denge, Hibrid ve GDH model sonuçlarından daha yüksek, ancak benzer yapıda sonuçlar vermektedir. WE model sonuçları, 8-16 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle ve JEDNL-4.0 verileri ile çok iyi uyumludur.

FEM hesaplamaları; tüm model hesaplamalarından daha yüksek, 9 MeV sonrasında ise WE model ile benzer yapıda sonuçlar vermektedir. FEM sonuçları, 14.5 MeV’de yer alan deneysel veri (21438.028) ile çok iyi uyum içerisindedir.



Şekil 5.21. $^{208}\text{Pb}(n,\gamma)^{209}\text{Pb}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

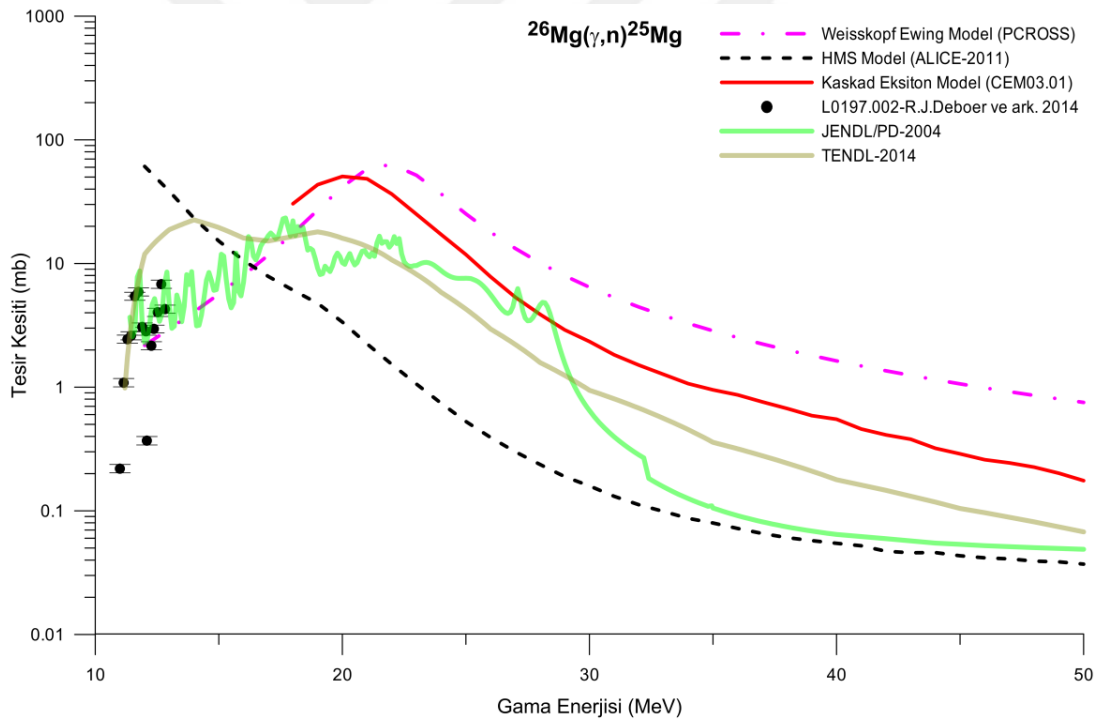
5.2 (γ, n) Reaksiyonu Tesir Kesiti Hesaplamaları

5.2.1 $^{26}\text{Mg}(\gamma, n)^{25}\text{Mg}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.22'de yer alan $^{26}\text{Mg}(\gamma, n)^{25}\text{Mg}$ tesir kesiti hesaplamalarında; WE modele ait hesaplama sonuçları $11-13 \text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel verilerle ve 19 MeV 'e kadar yer alan JENDL/PD-2004 değerlendirilmiş verileri ile uyum içerisinde yer almaktadır.

CEM hesaplamaları, 19 MeV 'e kadar sonuç vermemekte, $19-50 \text{ MeV}$ aralığında TENDL-2014'ten daha yüksek ancak benzer yapıda sonuçlar vermektedir.

HMS modeli; TENDL-2014 değerlendirilmiş verilerinden daha düşük ancak yaklaşık 20 MeV 'den itibaren benzer yapıda sonuçlar vermekte, 35 MeV sonrasında ise JENDL/PD-2004 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.



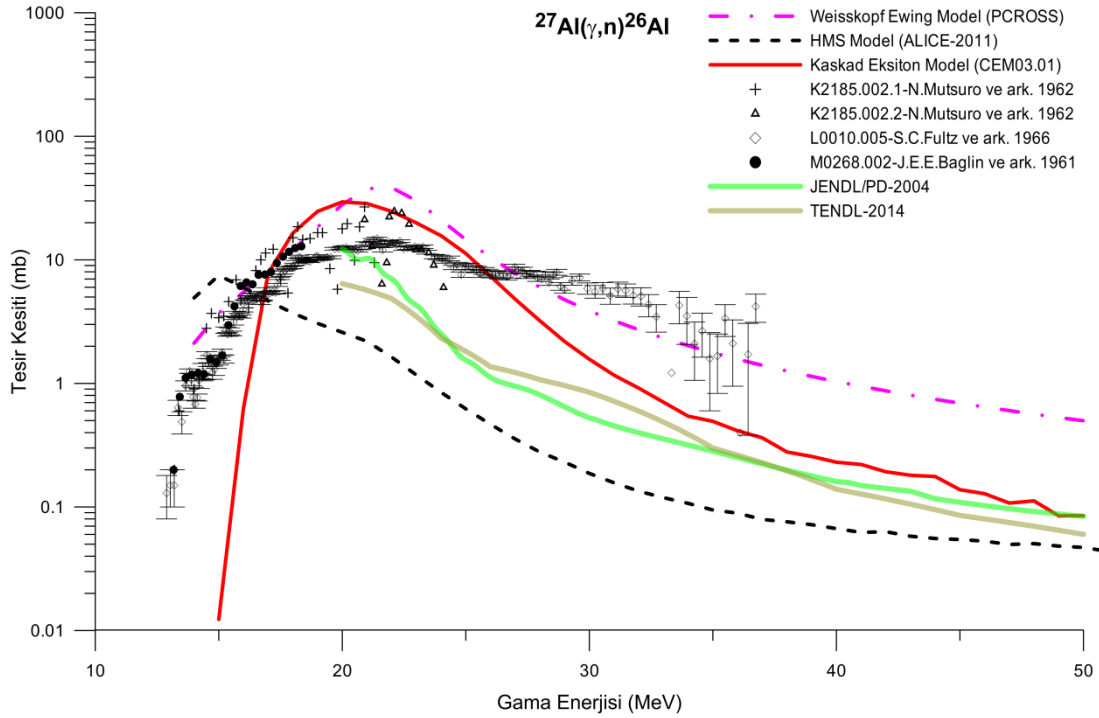
Şekil 5.22. $^{26}\text{Mg}(\gamma, n)^{25}\text{Mg}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.2.2 $^{27}\text{Al}(\gamma,n)^{26}\text{Al}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.23'de yer alan $^{27}\text{Al}(\gamma,n)^{26}\text{Al}$ tesir kesiti hesaplamalarından WE model sonuçları, literatürde değerleri 20 MeV 'den itibaren yer alan değerlendirilmiş verilerden daha yüksek ancak benzer yapıdadır. WE model hesaplama sonuçları genelde deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir.

CEM hesaplamalarına ait sonuçlar, $17\text{-}23\text{ MeV}$ aralığında deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir. $20\text{-}50\text{ MeV}$ aralığında WE modelden daha düşük sonuçlar veren CEM hesaplamaları, 30 MeV sonrasında değerlendirilmiş verilerle uyum içerisindedir.

18 MeV 'e kadar deneysel verilerle uyumlu sonuçlar veren HMS modeli 17 MeV sonrasında; deneysel veriler, model hesaplamaları ve değerlendirilmiş verilerden daha düşük ancak benzer yapıda sonuçlar vermektedir.



Şekil 5.23. $^{27}\text{Al}(\gamma,n)^{26}\text{Al}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

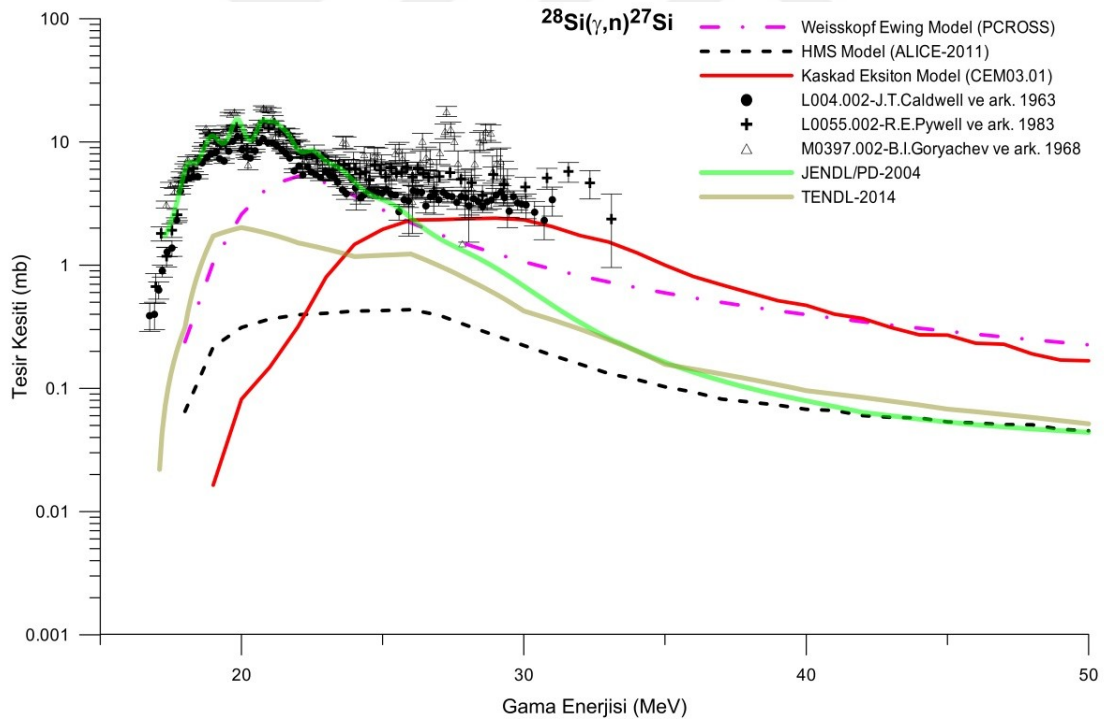
5.2.3 $^{28}\text{Si}(\gamma, n)^{27}\text{Si}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{28}\text{Si}(\gamma, n)^{27}\text{Si}$ reaksiyonuna ait tüm tesir kesiti hesaplamalarının sonuçları, 22 MeV'e kadar deneysel değerlerden düşüktür (Şekil 5.24).

22-28 MeV aralığında, WE Model sonuçları, deneysel değerlerle çok iyi uyum içerisindedir. 28 MeV sonrasında değerlendirilmiş verilerden daha yüksek olan WE model sonuçları, 35-50 MeV aralığında değerlendirilmiş verilerle benzer yapıdadır.

25-34 MeV aralığında CEM sonuçları deneysel verilerin hata sınırları içerisinde yer almaktadır. WE ve CEM hesaplamaları, 40-50 MeV aralığında birbiriyle uyumlu sonuçlar vermektedir.

HMS modeli hesaplamaları, 40 MeV'e kadar JENDL/PD-2004 ve TENDL-2014 değerlendirilmiş verilerinden düşük ancak benzer yapıda ve 40 MeV sonrasında çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.



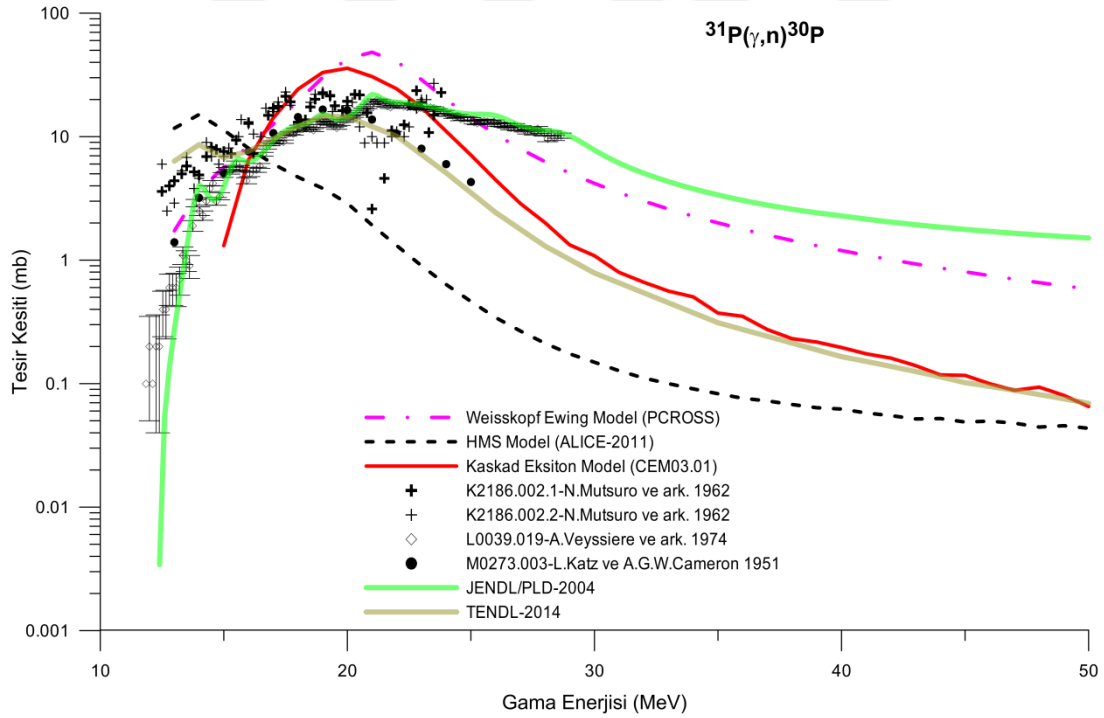
Şekil 5.24. $^{28}\text{Si}(\gamma, n)^{27}\text{Si}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.2.4 $^{31}\text{P}(\gamma, n)^{30}\text{P}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.25'te verilen $^{31}\text{P}(\gamma, n)^{30}\text{P}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarından WE model sonuçları 12-25 MeV aralığında deneysel verilerle çok iyi uyum içerisinde. 25 MeV sonrasında WE model, deneysel verilerle uyumu çok iyi görülen JENDL/PLD-2004 değerlendirilmiş verilerinden daha düşük ancak benzer yapıda sonuçlar vermektedir.

CEM sonuçları, 16-24 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle genelde çok iyi uyum içerisinde. 25-50 MeV aralığında TENDL-2014 değerlendirilmiş verileri ile uyumludur.

HMS modeli hesaplamalarına ait sonuçlar; 16-17 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyum içerisinde. 17 MeV sonrasında HMS model sonuçları, diğer hesaplamalardan ve değerlendirilmiş verilerden daha düşük ancak benzer yapıdadır.



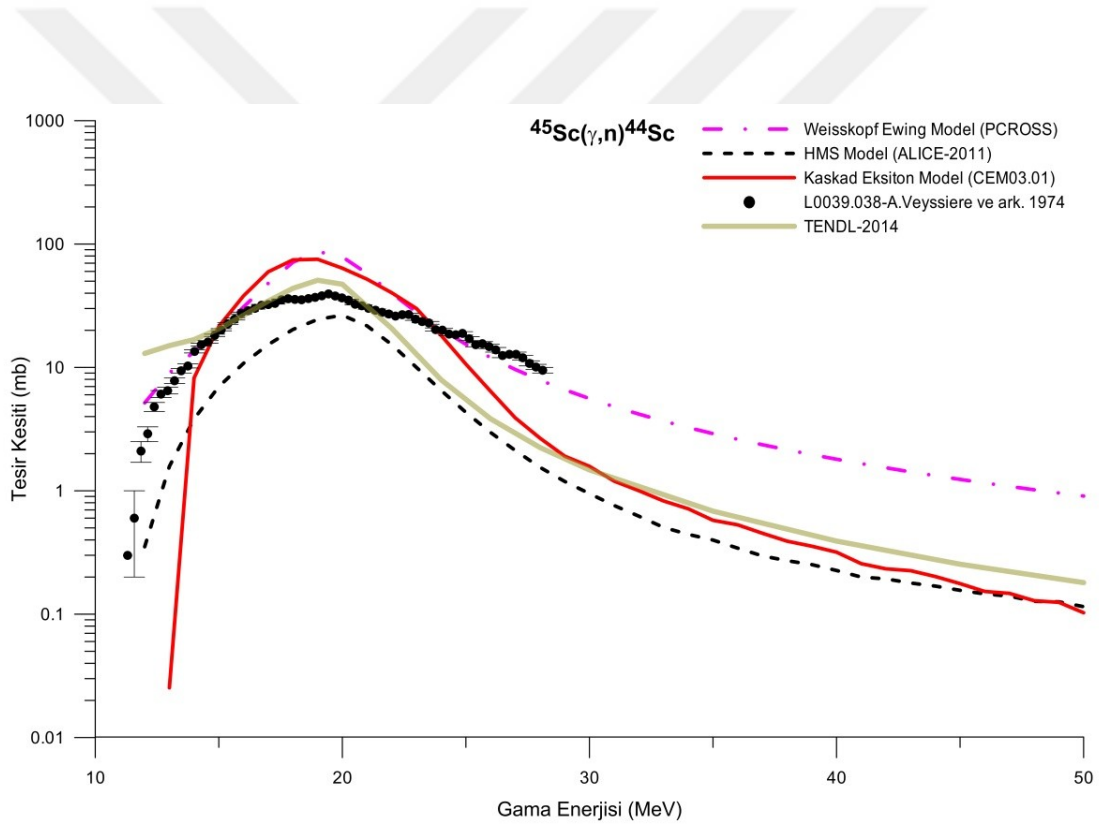
Şekil 5.25. $^{31}\text{P}(\gamma, n)^{30}\text{P}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.2.5 $^{45}\text{Sc}(\gamma,n)^{44}\text{Sc}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{45}\text{Sc}(\gamma,n)^{44}\text{Sc}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından WE model sonuçları; 12-29 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle genellikle çok iyi uyum içerisindedir (Şekil 5.26). WE model sonuçları 24 MeV sonrasında tüm hesaplamalardan ve değerlendirilmiş verilerden (TENDL-2014) daha yüksektir.

CEM sonuçları; deneysel verilerle 15-22 MeV aralığında uyumlu olduğu görülen TENDL-2014 değerlendirilmiş verilerine benzer yapıdadır ve 26-50 MeV aralığında bu verilerle uyumludur.

HMS model sonuçları, 12-50 MeV aralığında WE Model sonuçlarından düşük ancak benzer yapıda, 20-50 MeV aralığında ise TENDL-2014 sonuçlarıyla uyumludur.



Şekil 5.26. $^{45}\text{Sc}(\gamma,n)^{44}\text{Sc}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

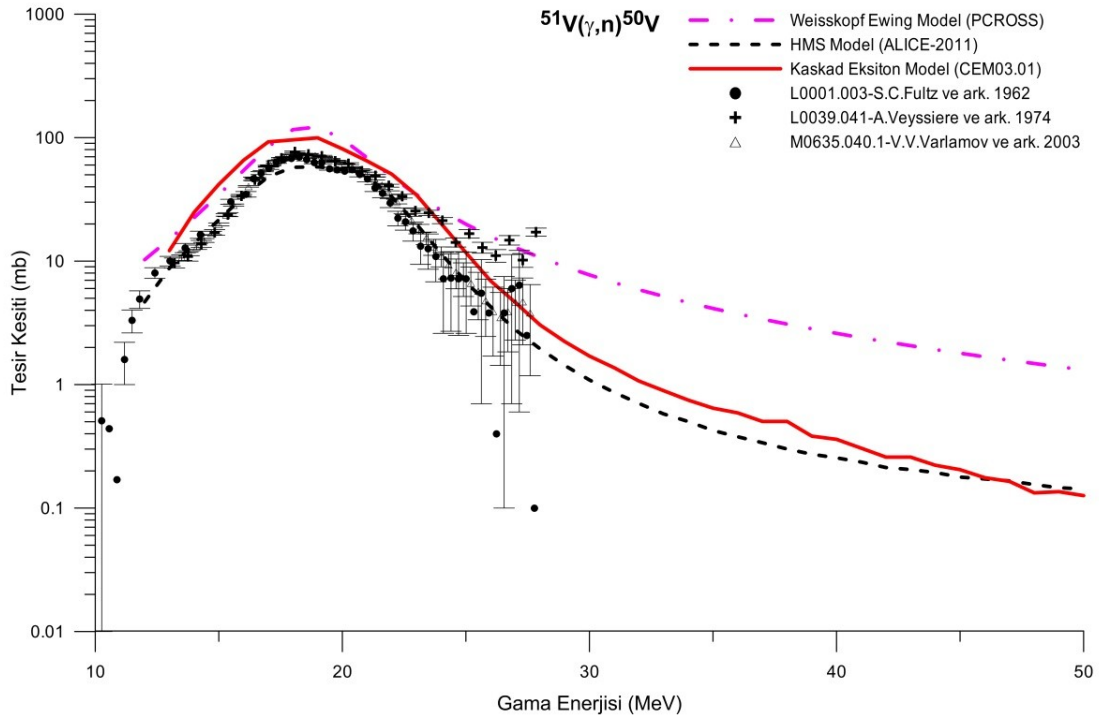
5.2.6 $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.27’de verilen $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarından WE model sonuçları; 12-22 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle iyi, 22-28 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle (L0039.041) çok iyi uyum içerisindedir. WE model hesaplamaları 24 MeV’den itibaren diğer model hesaplamalarından daha yüksek sonuçlar vermektedir.

HMS modeline ait sonuçlar; 12-28 MeV aralığında yer alan deneysel veriler ile çok iyi uyum içerisindedir.

CEM hesaplamalarına ait sonuçlar; 13-23 MeV aralığında deneysel verilerle iyi, 23-28 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyumludur. CEM sonuçları, tüm hesaplama aralığında HMS model sonuçları ile uyumludur.

$^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$ reaksiyonu için JANIS veri tabanında değerlendirilmiş veri bulunmamaktadır.



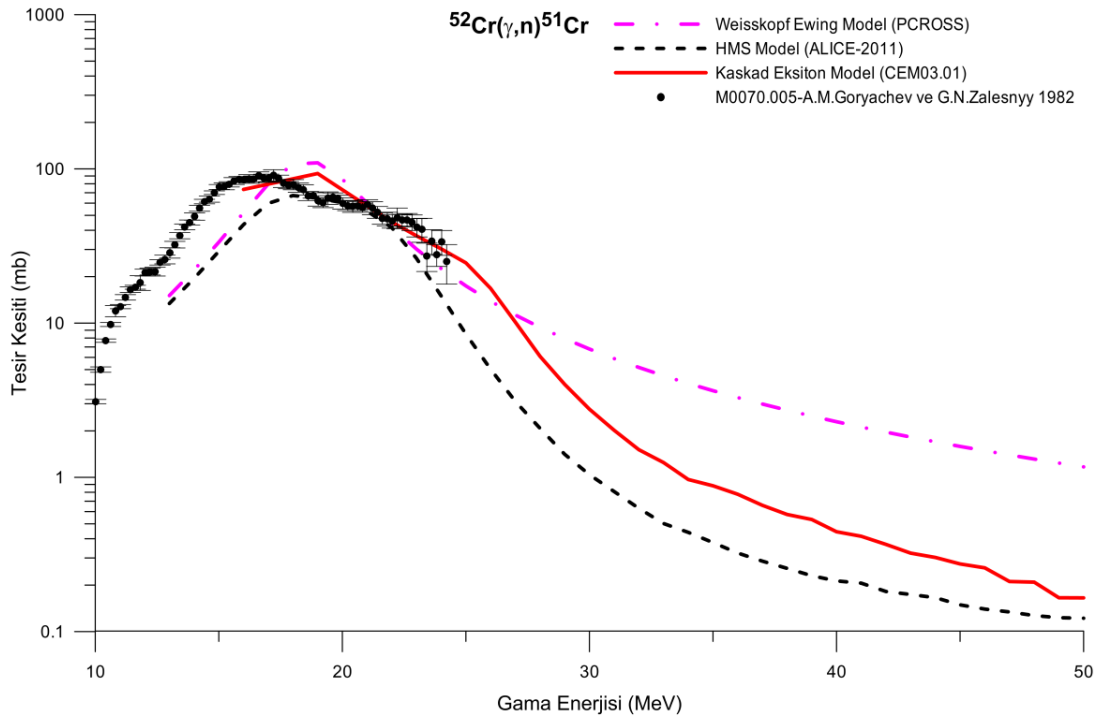
Şekil 5.27. $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel verilerle karşılaştırılması.

5.2.7 $^{52}\text{Cr}(\gamma, n)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{52}\text{Cr}(\gamma, n)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarından, WE ve HMS modeller; $13-18\text{ MeV}$ aralığında deneysel verilerden düşük, $18-25\text{ MeV}$ aralığında deneysel verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir (Şekil 5.28). 24 MeV 'den itibaren HMS model sonuçları, diğer model sonuçlarından daha düşük iken $27-50\text{ MeV}$ aralığında WE model, diğer modellerden daha yüksek sonuçlar vermektedir.

CEM hesaplamalarına ait sonuçlar; $16-25\text{ MeV}$ aralığında deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir. 25 MeV sonrasında CEM ve HMS model benzer yapıda sonuçlar vermektedir.

$^{52}\text{Cr}(\gamma, n)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonu için JANIS veri tabanında değerlendirilmiş veri bulunmamaktadır.



Şekil 5.28. $^{52}\text{Cr}(\gamma, n)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel verilerle karşılaştırılması.

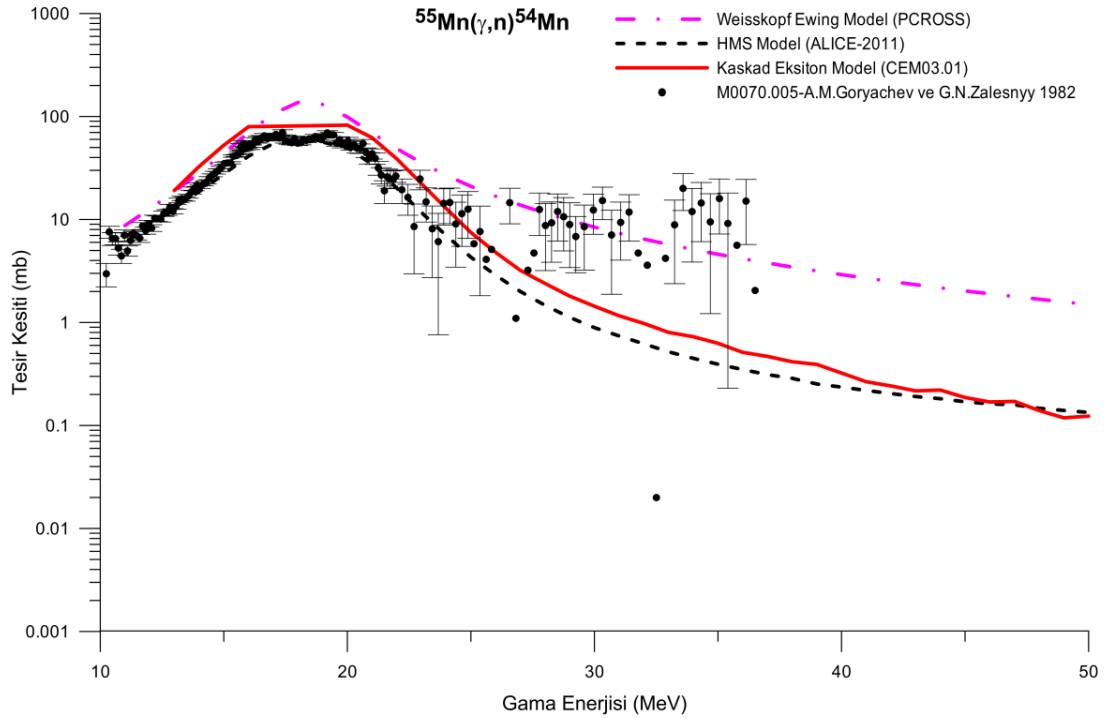
5.2.8 $^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu için yapılan tesir kesiti hesaplamalarından WE model hesaplamaları; $10\text{-}36\text{ MeV}$ aralıklarında yer alan deneysel verilerle genellikle çok iyi uyum gösteren sonuçlar vermektedir. $16\text{-}50\text{ MeV}$ aralığında WE model sonuçları diğer model sonuçlarından daha yüksektir.

HMS model sonuçları, $10\text{-}26\text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel verilerle (M0070.005) çok iyi uyum içerisindedir (Şekil 5.29). HMS model sonuçları, hesaplaması yapılan tüm enerjilerde CEM sonuçları ile iyi uyum içerisindedir.

13 MeV 'den itibaren sonuç veren CEM hesaplamaları, deneysel verilerle $13\text{-}28\text{ MeV}$ aralığında genelde çok iyi uyum içerisindedir.

$^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu için JANIS veri tabanında değerlendirilmiş veri bulunmamaktadır.



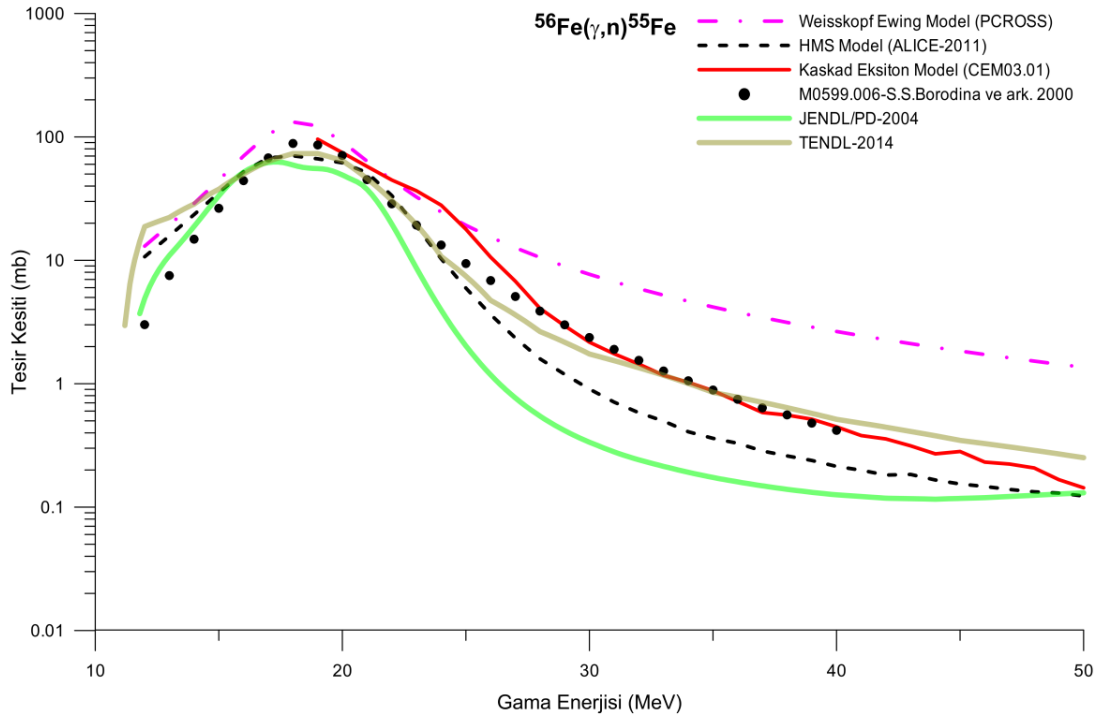
Şekil 5.29. $^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel verilerle karşılaştırılması.

5.2.9 $^{56}\text{Fe}(\gamma,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.30'da verilen $^{56}\text{Fe}(\gamma,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından WE model hesaplamaları, $11-23 \text{ MeV}$ aralığında, HMS model ve deneysel verilerle uyumlu sonuçlar vermektedir. WE model sonuçları; 23 MeV sonrasında tüm modellerin sonuçlarından ve değerlendirilmiş verilerden daha yüksektir.

HMS model sonuçları $11-25 \text{ MeV}$ aralığında bulunan deneysel verilerle ve $14-22 \text{ MeV}$ aralığında yer alan değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyum içerisindedir. TENDL-2014 değerlendirilmiş verileri ile uyumlu sonuçları 25 MeV 'e kadar devam etmektedir. 25 MeV sonrasında, HMS model sonuçları TENDL-2014 verilerinden daha düşük ancak benzer yapıdadır.

CEM hesaplamaları 19 MeV sonrasında sonuç vermekte, $19-21 \text{ MeV}$ ve $28-40 \text{ MeV}$ aralıklarında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyum göstermektedir. CEM sonuçları $31-41 \text{ MeV}$ aralığında TENDL-2014 verileri ile iyi uyumludur.



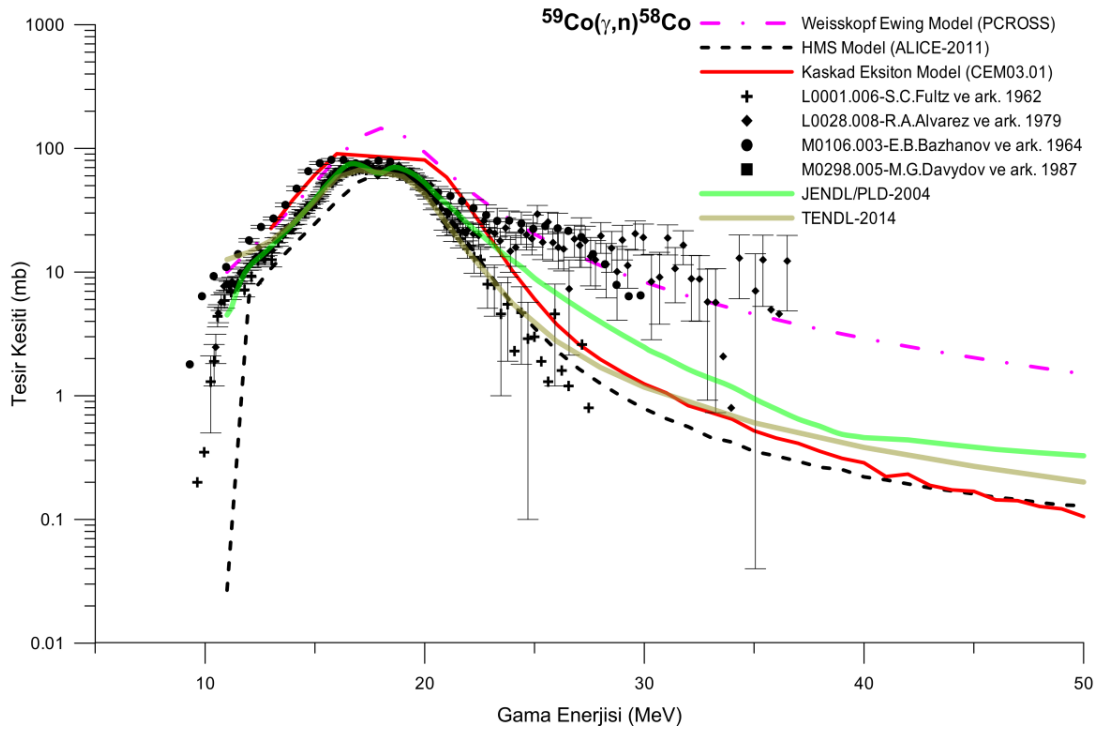
Şekil 5.30. $^{56}\text{Fe}(\gamma,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.2.10 $^{59}\text{Co}(\gamma,n)^{58}\text{Co}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{59}\text{Co}(\gamma,n)^{58}\text{Co}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından (Şekil 5.31), WE model sonuçları; $11-16\text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel ve değerlendirilmiş verilerle iyi uyum içerisindedir. 16 MeV sonrasında tüm modellerden ve değerlendirilmiş verilerden daha yüksek sonuçlar veren WE model hesaplamaları, $21-37\text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyumludur.

HMS model hesaplamalarına ait sonuçlar, $11-18\text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel verilerle (L0001.006) ve değerlendirilmiş verilerle (JENDL/PD-2004, TENDL-2014) benzer yapıda ve iyi uyumludur. HMS model sonuçları; $18-27\text{ MeV}$ aralığında deneysel ve TENDL-2014 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyumludur. HMS model sonuçları 27 MeV sonrasında TENDL-2014 verileri ile benzer yapıda 40 MeV sonrasında ise CEM sonuçları ile çok iyi uyumludur.

CEM hesaplamaları; $13-27\text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel verilerle, hata sınırları içerisinde çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir. $27-35\text{ MeV}$ aralığında TENDL-2014 verileri ile çok iyi uyumlu sonuçlar veren CEM, $42-50\text{ MeV}$ aralığında HMS model ile iyi uyum içerisindedir.



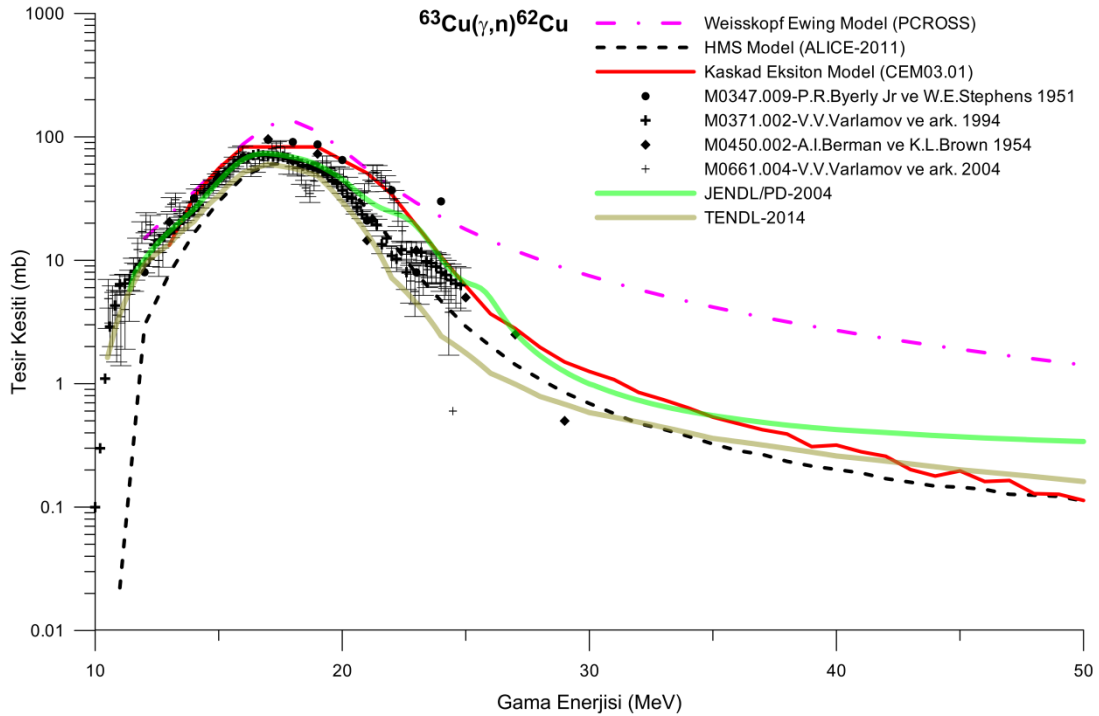
Şekil 5.31. $^{59}\text{Co}(\gamma,n)^{58}\text{Co}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.2.11 $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarından WE model sonuçları (Şekil 5.32); 12-24 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyumludur. 12-17 MeV aralığında değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyum gösteren WE model sonuçları, 22 MeV'den itibaren diğer model sonuçlarından ve değerlendirilmiş verilerden daha yüksek ancak benzer yapıdadır.

HMS model hesaplamaları, 11-15 MeV aralığında, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle iyi uyumlu sonuçlar vermektedir. 15-25 MeV aralığında deneysel verilerle çok iyi uyumlu olan HMS model sonuçları, 15-20 MeV aralığında değerlendirilmiş verilerle de çok iyi uyumludur. HMS model, 30-50 MeV aralığında ise TENDL-2014 verileri ile iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.

CEM hesaplamalarına ait sonuçlar 13-27 MeV aralığında deneysel verilerle 13-38 MeV aralığında JENDL/PD-2004 verileri ile 38-50 MeV aralığında TENDL-2014 verileri çok iyi uyum içerisinde.



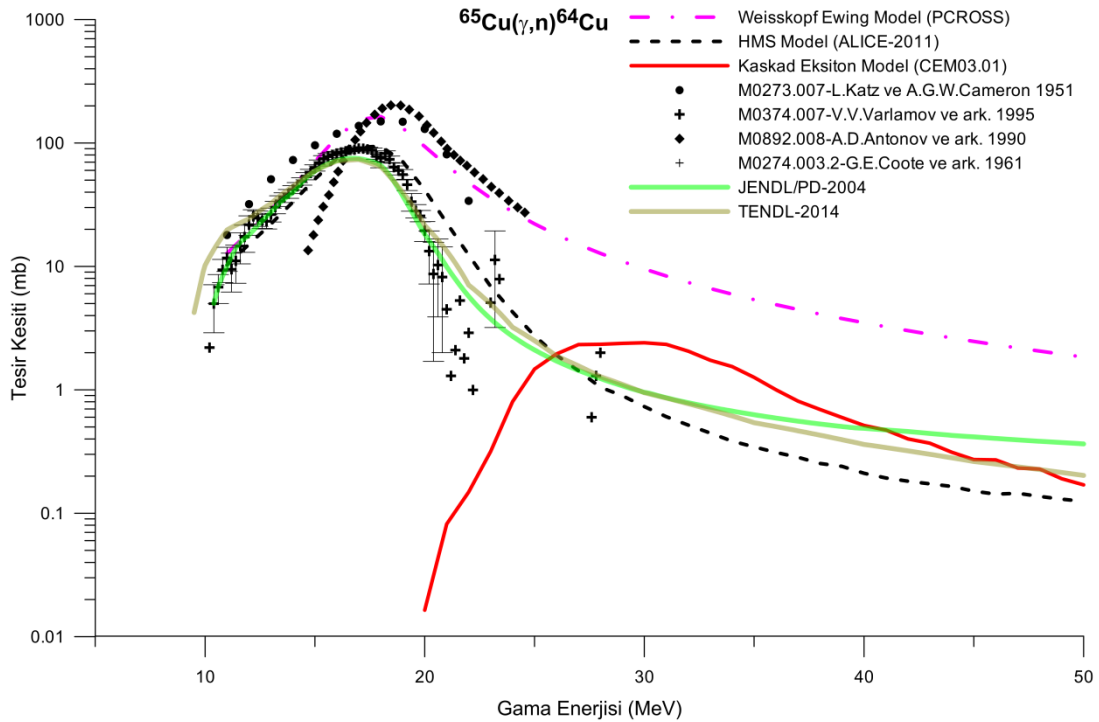
Şekil 5.32. $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.2.12 $^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.33'te verilen $^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarında 16 MeV'e kadar değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyum içerisinde olan WE model sonuçları, 16 MeV'den itibaren diğer model sonuçlarından ve değerlendirilmiş verilerden daha yüksektir. WE model sonuçları, 11-25 MeV aralığında deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir.

11-28 MeV aralığında deneysel verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar veren HMS model hesaplamaları, 11-30 MeV aralığında değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyum içerisindedir.

CEM hesaplamaları; 20-26 MeV aralığında diğer modeller ve değerlendirilmiş verilerden daha düşük sonuçlar vermektedir. 28 MeV'de yer alan deneysel veri (M0374.007) ile çok iyi uyumlu sonuç veren CEM hesaplamaları 40-50 MeV aralığında değerlendirilmiş verilerle uyumludur.



Şekil 5.33. $^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

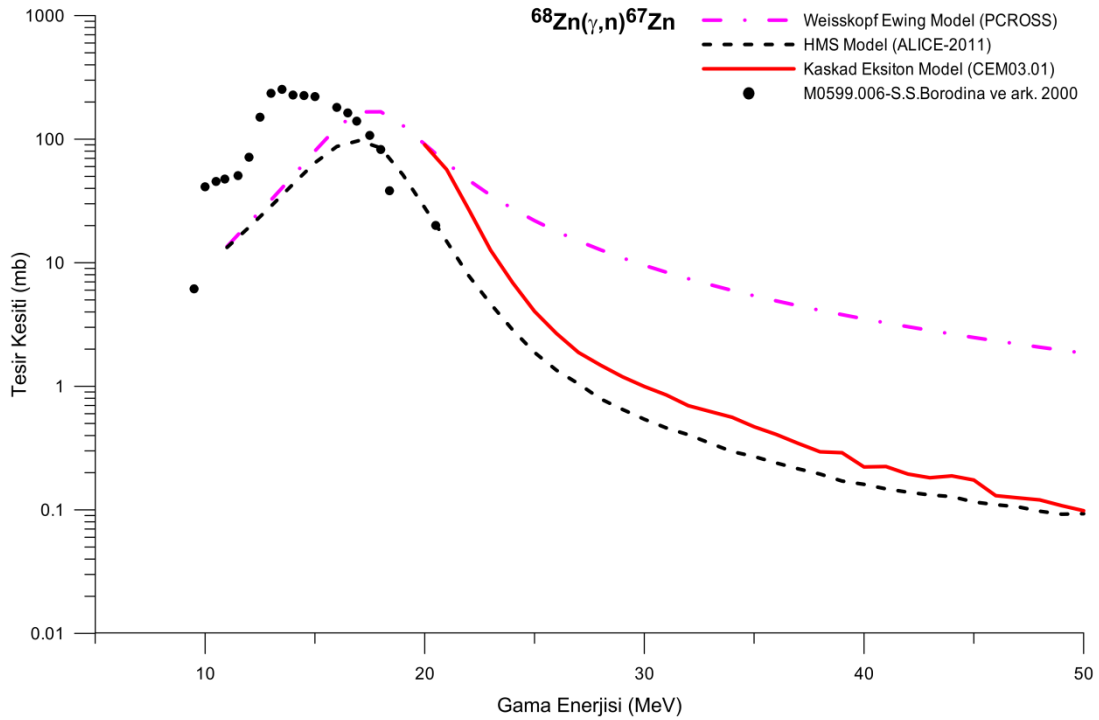
5.2.13 $^{68}\text{Zn}(\gamma,n)^{67}\text{Zn}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{68}\text{Zn}(\gamma,n)^{67}\text{Zn}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından (Şekil 5.34), WE ve HMS model hesaplamaları; $11-16\text{ MeV}$ aralığında birbirleriyle çok iyi uyumlu, deneysel verilerden daha düşük sonuçlar vermektedir. WE model sonuçları, hesaplaması yapılan tüm enerji aralığında diğer modellerden daha yüksektir.

HMS model sonuçları; $14-50\text{ MeV}$ aralığında diğer hesaplamalardan daha düşük, $17-21\text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir.

20 MeV sonrasında sonuç veren CEM model hesaplamaları, $20-50\text{ MeV}$ aralığında HMS model hesaplamaları ile uyumlu ve benzer yapıda sonuçlar vermektedir.

$^{68}\text{Zn}(\gamma,n)^{67}\text{Zn}$ reaksiyonu için JANIS veri tabanında değerlendirilmiş veri bulunmamaktadır.



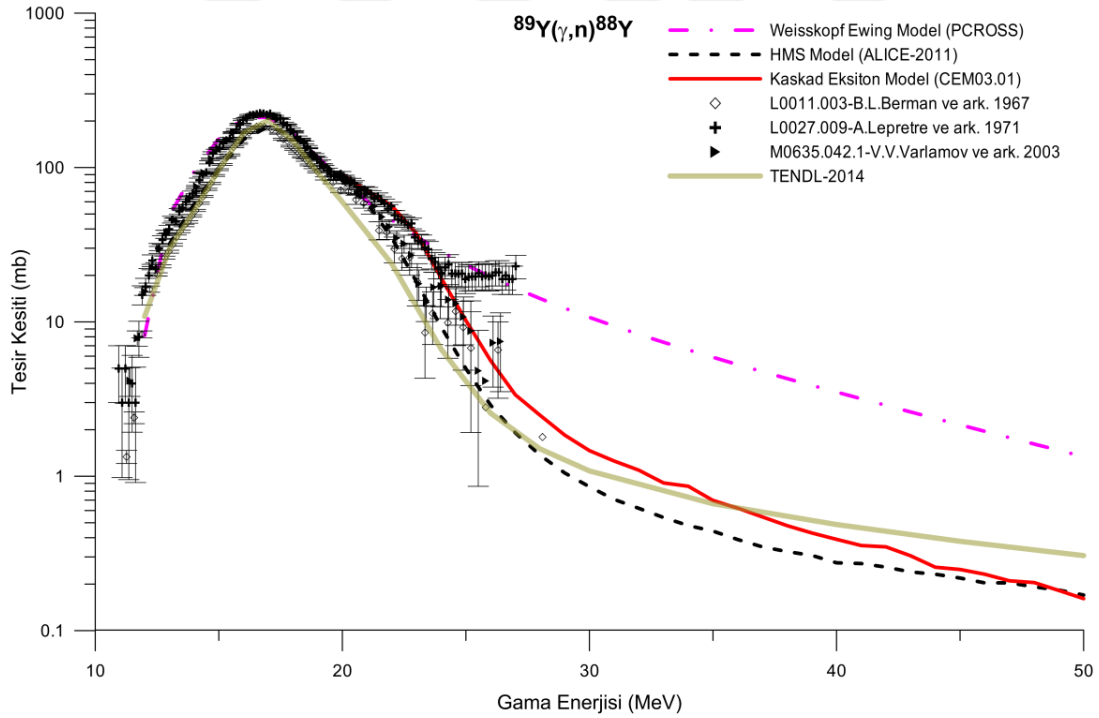
Şekil 5.34. $^{68}\text{Zn}(\gamma,n)^{67}\text{Zn}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel verilerle karşılaştırılması.

5.2.14 $^{89}\text{Y}(\gamma, n)^{88}\text{Y}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.35'te verilen $^{89}\text{Y}(\gamma, n)^{88}\text{Y}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarında, WE model sonuçları 12-27 MeV aralığında deneysel verilerle (L0027.009) ve 12-19 MeV aralığında, literatürde yer alan, TENDL-2014 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyum içerisinde.

HMS model hesaplamaları; 13-28 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle (L0011.003, M0635.042.1), deneysel hata sınırları içerisinde çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir. Bu aralıktaki HMS model sonuçları, TENDL-2014 verileri ile de çok iyi uyumludur.

20 MeV sonrasında sonuç veren CEM hesaplamaları, 20-27 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir. 20-44 MeV aralığında CEM sonuçları HMS model sonuçlarından daha yüksek ancak benzer yapıdadır. 44-50 MeV aralığında ise, CEM ve HMS model sonuçları birbirleriyle uyumludur.



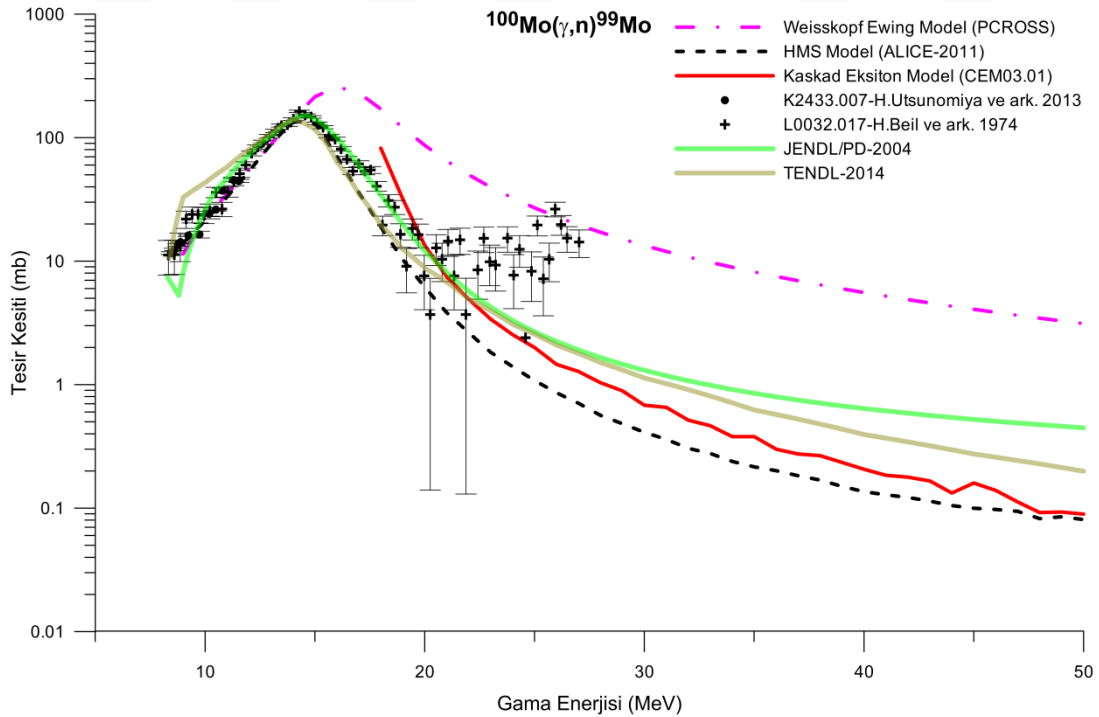
Şekil 5.35. $^{89}\text{Y}(\gamma, n)^{88}\text{Y}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.2.15 $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.36'da verilen $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından WE model sonuçları 9-15 MeV aralığında deneysel ve değerlendirilmiş verilerle (JENDL/PD-2004, TENDL-2014) çok iyi uyum içerisindedir. 15 MeV sonrasında diğer modellerden ve değerlendirilmiş verilerden daha yüksek sonuçlar veren WE model hesaplamaları 25-27 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle (L0032.017) çok iyi uyumludur.

HMS model hesaplamaları, 9-15 MeV aralığında yer alan değerlendirilmiş verilerle ve 9-22 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir. 15-19 MeV aralığında TENDL-2014 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyumlu olan HMS model sonuçları, 19 MeV sonrasında diğer hesaplamalar ve değerlendirilmiş verilerden daha düşüktür.

18 MeV'den itibaren sonuç veren CEM hesaplamaları, 18-22 MeV aralığında ve 25 MeV civarında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir. 25 MeV sonrasında CEM sonuçları, HMS model sonuçları ile uyum içerisindedir.



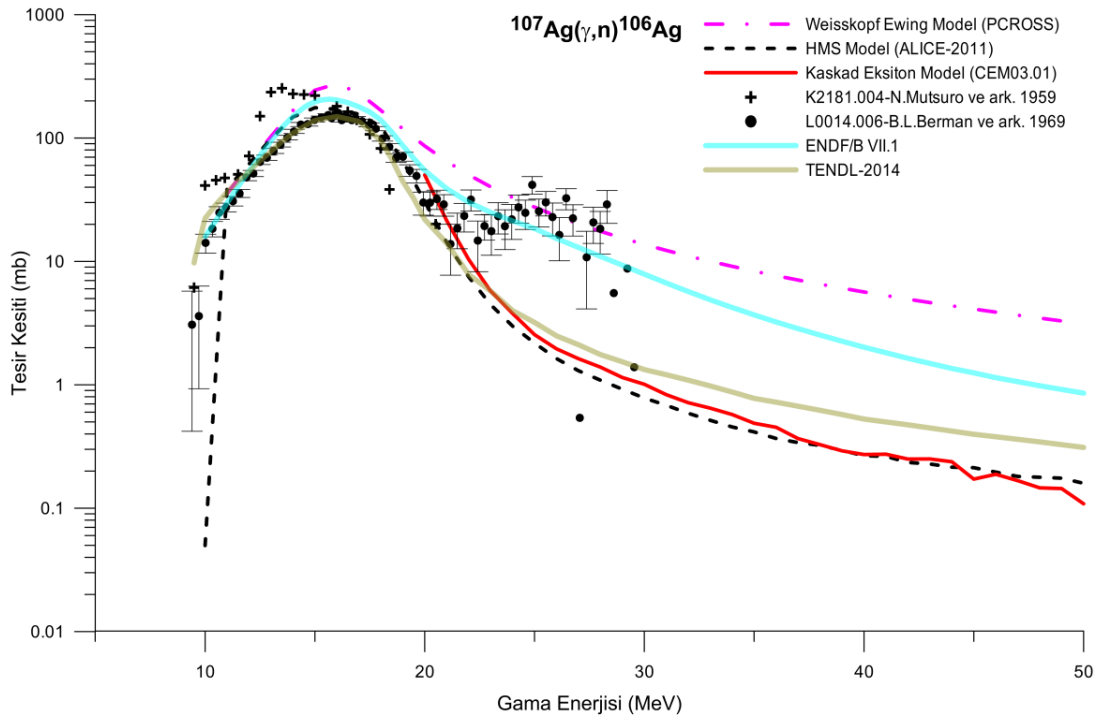
Şekil 5.36. $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.2.16 $^{107}\text{Ag}(\gamma,n)^{106}\text{Ag}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{107}\text{Ag}(\gamma,n)^{106}\text{Ag}$ reaksiyonunun tesir kesiti hesaplamalarından WE model sonuçları $11-16\text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel (K2181.004) ve ENDF/B VII.1 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyum içerisindedir (Şekil 5.37). WE model hesaplamaları; 14 MeV sonrasında diğer modellerden daha yüksek ancak 24 MeV 'den itibaren TENDL-2014 verileri ile benzer yapıda sonuçlar vermektedir. Bu sonuçlar, $24-29\text{ MeV}$ aralığında deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir.

HMS model hesaplamaları; $11-22\text{ MeV}$ aralığında, deneysel ve TENDL-2014 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir. HMS model sonuçları 30 MeV 'den itibaren TENDL-2014 verileri ile benzer yapıdadır.

$20-22\text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar veren CEM hesaplamaları; $20-50\text{ MeV}$ aralığında HMS model hesaplamaları ile iyi uyum içerisindedir.



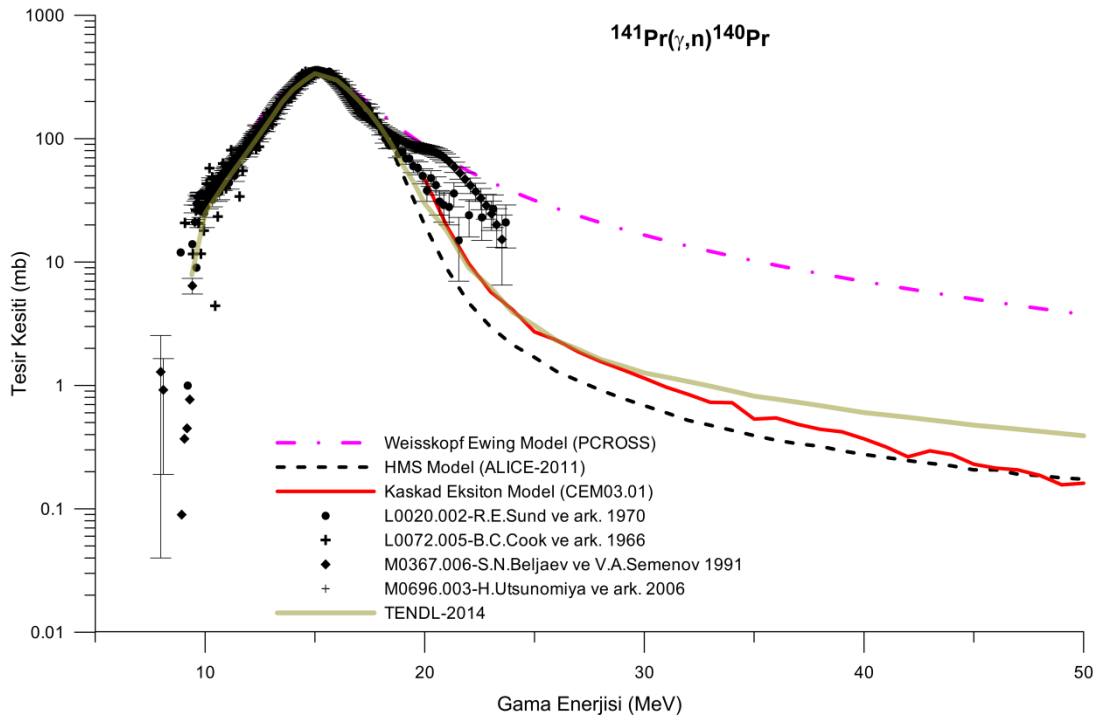
Şekil 5.37. $^{107}\text{Ag}(\gamma,n)^{106}\text{Ag}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

5.2.17 $^{141}\text{Pr}(\gamma, n)^{140}\text{Pr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.38'de verilen $^{141}\text{Pr}(\gamma, n)^{140}\text{Pr}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından WE model sonuçları; $11-23\text{ MeV}$ aralığında deneysel verilerle çok iyi uyumludur. $11-18\text{ MeV}$ aralığında TENDL-2014 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyum içerisinde olan WE model sonuçları, 18 MeV 'den itibaren diğer model sonuçları ve TENDL-2014 verilerinden daha yüksektir.

HMS model hesaplamaları; $10-20\text{ MeV}$ aralığında deneysel ve değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir. $20-46\text{ MeV}$ aralığında HMS model sonuçları, diğer model sonuçlarından ve değerlendirilmiş verilerden daha düşüktür.

$20-22\text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar veren CEM hesaplamaları; $20-30\text{ MeV}$ aralığında, TENDL-2014 verileri ile çok iyi uyum içerisinde. $20-40\text{ MeV}$ aralığında HMS model sonuçları ile benzer yapıda olan CEM sonuçları, 40 MeV sonrasında, HMS model sonuçları ile çok iyi uyumludur.



Şekil 5.38. $^{141}\text{Pr}(\gamma, n)^{140}\text{Pr}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

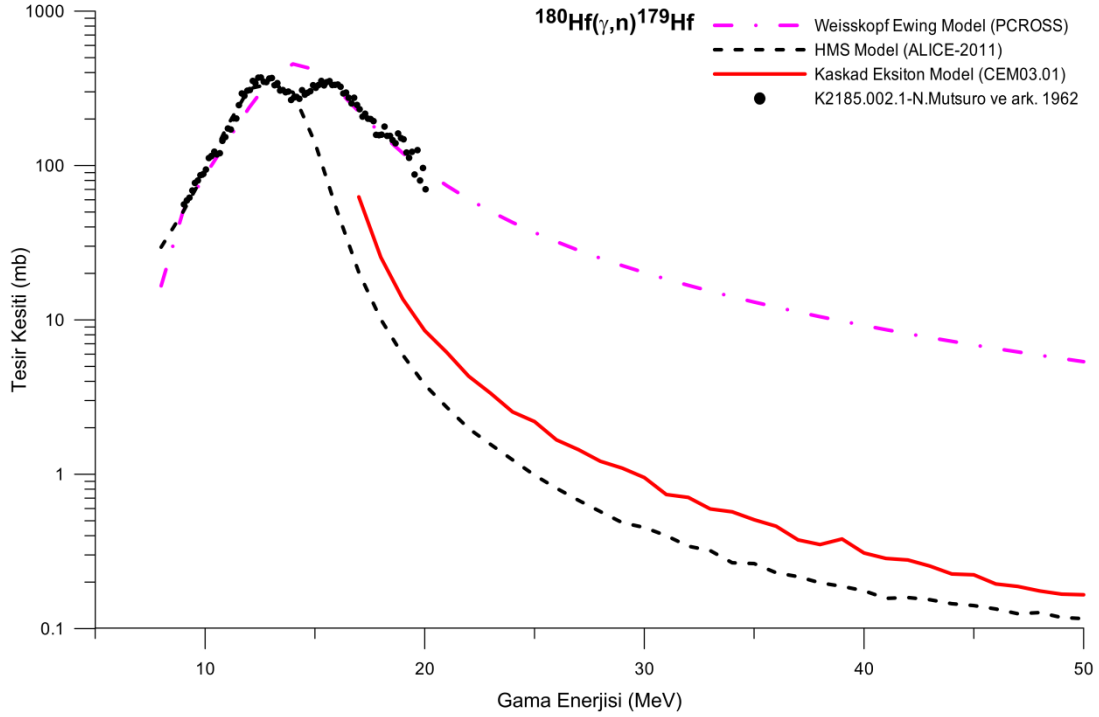
5.2.18 $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından WE model sonuçları; 8-20 MeV aralığında yer alan deneysel veriler ile çok iyi uyum içerisinde (Şekil 5.39). WE model hesaplamaları, 20 MeV sonrasında diğer model hesaplamalarından daha yüksek sonuçlar vermektedir.

HMS model sonuçları; 8-14 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyum içerisinde.

17 MeV'den itibaren sonuç veren CEM hesaplamaları, 17-50 MeV aralığında HMS model hesaplamalarından daha yüksek ancak benzer yapıda sonuçlar vermektedir.

$^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}$ reaksiyonu için JANIS veri tabanında değerlendirilmiş veri bulunmamaktadır.



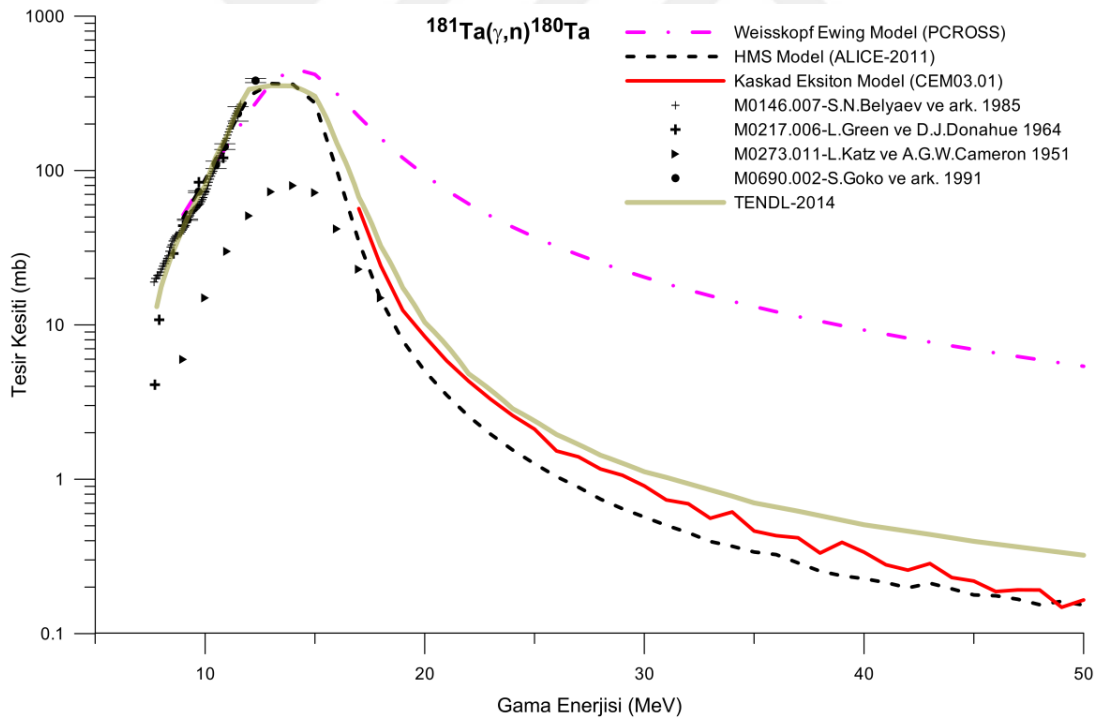
Şekil 5.39. $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel verilerle karşılaştırılması.

5.2.19 $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından WE ve HMS model sonuçları (Şekil 5.40); 9-13 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyum içerisinde. WE model sonuçları 9-13 MeV, HMS model sonuçları ise 9-16 MeV aralığında TENDL-2014 değerlendirilmiş verileri ile çok iyi uyumludurlar. WE model hesaplamaları; 13 MeV sonrasında diğer model hesaplamalarından ve değerlendirilmiş verilerden daha yüksek sonuçlar vermektedir.

HMS model hesaplamaları, 15 MeV sonrasında diğer model hesaplamalarından ve değerlendirilmiş verilerden daha düşük ancak 17 ve 18 MeV'de yer alan deneysel verilerle (M0273.011) çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.

17 MeV'den itibaren sonuç veren CEM hesaplamaları; 17-50 MeV aralığında HMS model hesaplamalarından daha yüksek ancak benzer yapıda sonuçlar vermektedir.



Şekil 5.40. $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

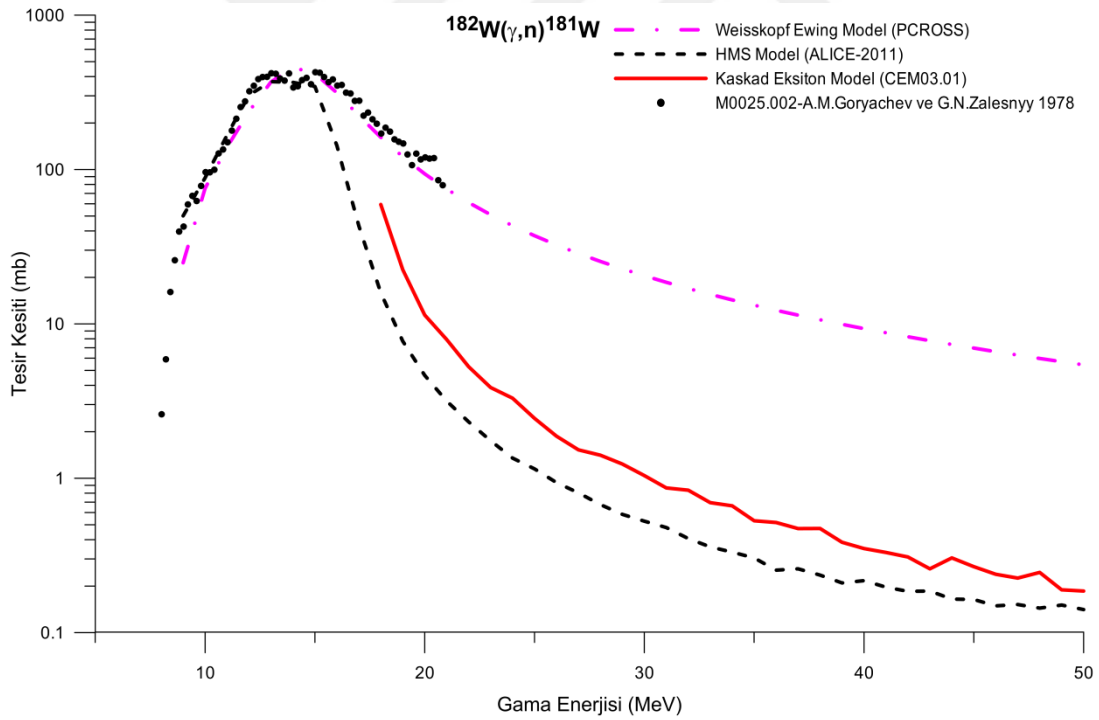
5.2.20 $^{182}\text{W}(\gamma,n)^{181}\text{W}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

(Şekil 5.41)'de verilen $^{182}\text{W}(\gamma,n)^{181}\text{W}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından WE model sonuçları 9-21 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyum içerisinde. WE model hesaplamaları, 14 MeV sonrasında diğer model hesaplamalarından daha yüksek sonuçlar vermektedir.

HMS model sonuçları; 9-15 MeV aralığında deneysel verilerle çok iyi uyum içerisinde. HMS model hesaplamaları; 15 MeV'den itibaren diğer model hesaplamalarından daha düşük sonuçlar vermektedir.

CEM hesaplamaları; 18 MeV'den itibaren, HMS model hesaplamalarından daha yüksek ama benzer yapıda sonuçlar vermektedir.

$^{182}\text{W}(\gamma,n)^{181}\text{W}$ reaksiyonu için JANIS veri tabanında değerlendirilmiş veri bulunmamaktadır.



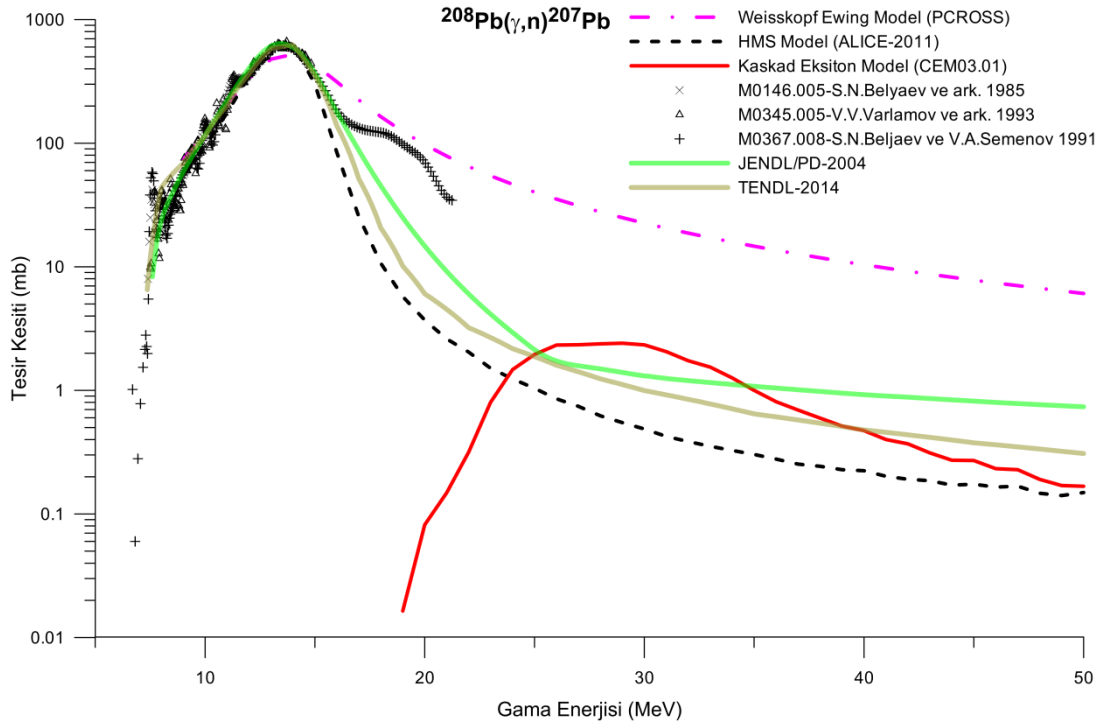
Şekil 5.41. $^{182}\text{W}(\gamma,n)^{181}\text{W}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel verilerle karşılaştırılması.

5.2.21 $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

Şekil 5.42'de verilen $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarından WE model sonuçları; 9-15 MeV aralığında yer alan deneysel ve değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyum içerisindedir. WE model hesaplamaları; 15 MeV sonrasında, diğer model hesaplamaları ve değerlendirilmiş verilerden daha yüksek, 18-20 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle (M0367.008) ise uyumlu sonuçlar vermektedir.

HMS model hesaplamaları; 8-15 MeV aralığında deneysel ve değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir. 15 MeV sonrasında WE model sonuçları ve değerlendirilmiş verilerden daha düşük sonuçlar veren HMS model hesaplamaları; 20-50 MeV aralığında değerlendirilmiş verilerle benzer yapıdadır.

CEM sonuçları; 19-24 MeV aralığında diğer model sonuçlarından ve değerlendirilmiş verilerden daha düşüktür. 40-50 MeV aralığında ise HMS model sonuçlarıyla benzer yapıdadır.



Şekil 5.42. $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

6. SONUÇ VE TARTIŞMA

(n, γ) reaksiyonlarına ait tesir kesiti hesaplamalarının sonuçları ayrıntılı olarak ele alındığında, hafif ve ağır çekirdeklerin ayrı ayrı değerlendirilmesinin uygun olduğu görülmektedir. Bu ayrımın yanısıra, özellikle Alice/Ash hesaplamalarında farklı çarpanlar uygulanması nedeniyle, çift-çift çekirdeklerle tek-çift çekirdeklere ait sonuçların ayrı değerlendirilmesinin uygun olacağı düşünülmüştür.

Hafif çekirdeklere ait (n, γ) tesir kesiti sonuçları incelendiğinde Hibrid ve GDH model sonuçlarının genelde birbirleriyle çok iyi uyum içerisinde oldukları görülür. Hafif çekirdeklere ait hesaplamalarda genellikle diğer modellerden daha düşük sonuçlar veren Hibrid ve GDH model hesaplamaları $10 - 20 \text{ MeV}$ aralığında değerlendirilmiş verilerle uyum içerisindedir. Orta ağırlıktaki çekirdekler de ise değerlendirilmiş verilerle uyum daha geniş enerji aralıkları için de geçerlidir. Çift-çift hafif çekirdeklerde genellikle $14-15 \text{ MeV}$ aralığında yer alan deneysel verilerle uyum içerisinde olan Hibrid GDH model sonuçları, tek-çift çekirdeklerin düşük enerjilerdeki deneysel verileri ile de uyumludurlar.

Hibrid ve GDH model hesaplamaları, hafif ve orta ağırlıktaki çekirdeklerde olduğu gibi ağır çekirdeklerde de birbirleriyle çok iyi uyum içerisindedir. Ağır çekirdeklere ait (n, γ) hesaplamalarında, genellikle değerlendirilmiş verilerden daha büyük sonuçlar veren Hibrid ve GDH model hesaplamaları özellikle çift-çift çekirdeklerin düşük enerjilerdeki deneysel veriler ile çok iyi uyum içerisindedir.

Denge modeli hesaplamaları, (n, γ) hesaplamaları yapılan tüm çekirdeklerde deneysel verilerle en çok uyum gösteren modeldir. Tüm çekirdekler için, Hibrid ve GDH model sonuçlarından daha büyük sonuçlar vermektedir. Hafif ve ağır çekirdeklere ait hesaplamalarda Denge modeli sonuçları, genellikle 10 MeV 'e kadar değerlendirilmiş verilerden daha yüksek, deneysel verilerle uyumludur. 10 MeV sonrasında ise değerlendirilmiş verilerle uyumlu olduğu görülmür. Orta ağırlıktaki çekirdeklerde ise Denge modeli sonuçları ile değerlendirilmiş veriler arasında böyle bir genelleme yapmak mümkün değildir.

WE model hesaplamaları, orta ağırlıktaki çekirdeklerin 15 MeV civarında yer alan deneysel verileri ile çok iyi uyum içerisindedir. Genel olarak 10 MeV 'e kadar

Denge, Hibrid ve GDH model hesaplamalarından daha yüksek sonuçlar vermekte, 10 MeV sonrasında ise bu modellere ait sonuçlar ve değerlendirilmiş verilerle uyumlu oldukları görülmektedir. WE model hesaplamaları ağır çekirdeklerde, tüm enerji aralığında Denge, Hibrid ve GDH model yanısıra değerlendirilmiş verilerden daha yüksek sonuçlar vermektedir.

FEM hesaplamaları, genel olarak tüm modellerden daha yüksek sonuçlar vermekte, orta ağırlıktaki çekirdeklerde, hafif ağırlıktaki çift-çift çekirdekler ve ağır tek-çift çekirdeklerde 10 MeV 'den itibaren diğer modellerle uyumlu sonuçlar vermektedir. Hafif tek-çift çekirdeklerde genelde diğer modeller ve değerlendirilmiş verilerle uyum içerisindedir. FEM hesaplamaları ağır çift-çift çekirdeklerde ise tüm model hesaplamalarından daha yüksek sonuçlar vermektedir.

Gerek çarpan uygulanan çekirdeklere, gerek de çarpan uygulanmayan ağır çekirdeklere ait (n, γ) tesir kesiti hesaplamalarında görülmektedir ki Denge modeli deneysel verilerle en çok uyumu gösteren modeldir. Az bir farkla daha düşük sonuçlar veren Hibrid ve GDH model hesaplamaları da benzer şekilde başarılı kabul edilebilir. Düşük enerjilerde çok büyük farkla sonuçlar veren FEM, yüksek enerjilerde diğer modellerle uyum içerisindedir. WE model ise hafif ve orta ağırlıktaki çekirdekler için başarılı sonuçlar vermektedir.

(γ, n) reaksiyonlarına ait tesir kesiti hesaplamalarının sonuçları ayrıntılı olarak ele alındığında, WE model hesaplamalarına ait sonuçların, hesaplaması yapılan tüm çekirdekler için deneysel verilerle çok iyi uyum içerisinde olduğu görülür. Deneysel veriler genellikle 30 MeV 'e kadar yer almaktadır. Deneysel verilere uygun sonuçlar veren WE model hesaplamaları, tesir kesiti hesaplamaları yapılan tüm çekirdeklerde genellikle 25 MeV 'e kadar değerlendirilmiş verilerle ve diğer model hesaplamalarıyla uyumlu sonuçlar vermekte, 25 MeV sonrasında ise bir kaç istisna dışında daha yüksek sonuçlar vermektedir.

HMS model hesaplamaları, hafif çekirdeklerde özellikle de çift-çift çekirdeklerde deneysel veriler ve WE model hesaplamalarından uyumsuz sonuçlar vermektedir. HMS model hesaplamalarının hafif çekirdeklerde verdiği sonuçlar deneysel verilerle uyumsuz olsa da, yüksek enerjilerde değerlendirilmiş verilerle uyumludur.

Orta ağırlıktaki ve ağır çekirdeklerde HMS model sonuçları, 30 MeV'e kadar yer alan deneysel verilerle genelde uyum içerisindedir ve hesaplaması yapılan tüm enerji aralığında değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyum içerisindedir. HMS model hesaplamaları tüm çekirdeklerde diğer model hesaplamalarından daha düşük sonuçlar vermektedir.

CEM hesaplamaları, orta ağırlıkta ve ağır çekirdekler için genellikle 20 MeV sonrasında sonuçlar vermektedir. Genelde HMS model sonuçları ile benzer yapıda ve uyumlu olan CEM sonuçları, ^{65}Cu ve ^{208}Pb gibi bir kaç çekirdekte diğer modellere ait sonuçlar ve değerlendirilmiş verilerle uyumsuzdur. Orta ağırlıktaki çekirdekler için yapılan (γ, n) tesir kesiti hesaplamalarında CEM sonuçları deneysel verilerle genelde iyi uyum içerisindedir.

(γ, n) tesir kesiti hesaplaması yapılan ^{51}V , ^{52}Cr , ^{55}Mn , ^{68}Zn , ^{180}Hf , ^{182}W çekirdekleri için JANIS veri kütüphanesinde değerlendirilmiş veri bulunmamaktadır. Bu çekirdeklere ait tesir kesiti hesaplamalarında, WE model sonuçları deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir. HMS Model ve CEM hesaplamalarına ait sonuçlar birbirleriyle benzer yapıda ve uyumlu iken WE model sonuçlarından daha düşüktür.

Bu tez çalışmasında kullanılan bilgisayar programları ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarında, mermi parçacığın gelme enerjisi 2 MeV'den itibaren başlatıldı. PCROSS ve Alice/Ash programlarında daha düşük gelme enerjilerinde hesaplama yapmak mümkün olmadığından termal nötron enerjilerinde hesaplama yapılamadı.

Programlarla ilgili bir diğer sınırlayıcı unsur da ^{26}Mg 'dan daha küçük kütle numaralı izotoplar için (n, γ) reaksiyon tesir kesiti hesaplamalarının farklı parametrelerle denenmesine rağmen yapılamamış olmasıdır. Bu sınırlayıcı etken, özellikle füzyon reaktörlerinde kullanılması önerilen blanket malzemelerinden Li , Be , F ve Na 'un yanısıra, zırh malzemesi olarak kullanılan B , C , O gibi hafif elementlerin tesir kesiti hesaplamalarının tez çalışmasına dahil edilememesine sebep oldu.

Hesaplaması yapılan izotopların (n, γ) ve (γ, n) reaksiyonları sonucunda oluşan ürünler ele alındığında; özellikle beton ve çelik malzeme içerisinde kullanılan Mg , Al , Si , V , Cr ve Fe gibi elementlerin son ürünlerinin kararlı ya da çok kısa yarıömürlü çekirdekler olması bir avantajdır (bkz. Ek 3). Reaksiyonlar sonucunda oluşan ürünler β^- ya da β^+ bozunumu yaparak genellikle yine malzemede bulunan kararlı bir izotopa

dönüşmektedir. Kısa yarıömürlerle gerçekleşen bu reaksiyonlar, yapısal malzemede radyoaktif atık oluşumunun az olmasına katkı sağlamaktadır.

Seçilen izotoplardan yalnızca ^{182}W 'nin (n,γ) reaksiyonu sonucu α yayınladığı görülmektedir. Başka bir deyişle seçilen izotopların nötron ve gama reaksiyonları sonucu Helyum gazı birikimi söz konusu değildir. Bu da hesaplaması yapılan izotopların, yapısal malzeme olarak seçilmesinde öne çıkan bir avantajdır.



KAYNAKLAR

- Abdou, M.A., APEX Team, 1999. Exploring novel high power density concepts for attractive fusion systems. *Fusion Engineering and Design*, **45** (2): 145-167.
- Abdou, M., Ying, A., Morley, N., Gulec, K., Smolentsev, S., Kotschenreuther, ..., Nelson, B., 2001. On the exploration of innovative concepts for fusion chamber technology. *Fusion Engineering and Design*, **54** (2):181-247.
- Akkermans, J.M., Gruppelaar, H., 1985. Analysis of continuum gamma-ray emission in precompound-decay reactions. *Physics Letters B*, **157** (2):95-100.
- Arya, A. P., 1999. *Çekirdek Fizikinin Esasları*. (Çev. Y. Şahin) Aktif Yayınevi, Erzurum. 97.
- Ashby, M. F., Smidman, M., 2010. *Materials for Nuclear Power Systems*. Granta Material Inspiration.
- Atmeal Katalog, 2015. <http://www.atmea-sas.com/scripts/ATMEA/publigen/content/templates/show.asp?P=163> Erişim tarihi : 30.06.2015
- Barashenkov, V. S., Il'inov, A. S., Sobolevskii, N. M., Toneev, V. D., 1973. Interaction of particles and nuclei of high and ultrahigh energy with nuclei. *Soviet Physics Uspekhi*, **16** (1): 31.
- Bartle, C. M., 1979. Total cross sections for the ${}^6\text{Li} (n, \alpha) {}^3\text{H}$ reaction between 2 and 10 MeV. *Nuclear Physics A*, **330** (1): 1-14.
- Barton, C. J., Strehlow, R. A., 1962. *Blankets for Thermonuclear Reactors* (No. ORNL-3258). Tenn: OAK Ridge National Lab.
- Basdevant, J.L., Rich, J., Spiro, M., 2005. *Fundamentals in Nuclear Physics: From Nuclear Structure to Cosmology*. ISBN: 978-0387016726. Springer Science & Business Media.
- Betak, E., 2006. Model calculations of radiative capture of nucleons in MeV region. *Capture Gamma-Ray Spectroscopy and related Topics : 12th International Symposium*, **819** (1) AIP Publishing.
- Bisplinghoff, J., 1986. Configuration mixing in preequilibrium reactions: A new look at the hybrid-exciton controversy. *Physical Review C*, **33** (5): 1569.
- Blann, M., 1971. Hybrid model for pre-equilibrium decay in nuclear reactions. *Physical Review Letters*, **27** (6): 337-340.

- Blann, M., 1972. Importance of the nuclear density distribution on pre-equilibrium decay. *Physical Review Letters*, **28** (12): 757.
- Blann, M., 1975. Preequilibrium Decay. *Annual Review of Nuclear Science*, **25** (1): 123-166.
- Blann, M., Reffo, G., Fabbri, F., 1988. Calculation of γ -ray cascades in code alice. *Nuclear Ins. and Methods in Physics Research A*, **265**: 490-494.
- Blann, M., 1996. New precompound decay model. *Physical Review C*, **54** (3): 1341.
- Blann, M., Gudima, K. K., Ignatyuk, A. V., Konobeyev, A. Y., Lunev, V. P., Mashnik, S. G., 2010. *ALICE2011, Particle Spectra from HMS Precompound Nucleus Decay*. USCD1238, ALICE2010.
- Block, R. C., Danon, Y., Gunsing, F., Haight, R. C., 2010. Neutron Cross Section Measurements, c.1. *Handbook of Nuclear Engineering* (D. G. Cacuci). ISBN 978-0-387-98150-5. Springer, US.
- Bohr, N., 1936. Neutron capture and nuclear constitution. *Nature*, **137**: 344-348.
- Bohr, N., Wheeler, J. A., 1939. The mechanism of nuclear fission. *Physical Review*, **56** (5): 426.
- Broeders, C. H., Konobeyev, A. Y., Korovin, Y. A., Lunev, V. P., Blann, M., 2006. *ALICE/ASH MANUAL*.
- Cansoy, Ç., 1978. *Çekirdek Teorisi*. İstanbul Üniversitesi Yayınları, İstanbul.
- Capote, R., Osorio, V., Lopez, R., Herrera, E., Piris, M., 1991. *Analysis of Experimental Data on Neutron-Induced Reactions and Development of Code PCROSS for The Calculation of Differential Pre-equilibrium Emission Spectra With Modelling of Level Density Function*. International Atomic Energy Agency, Vienna.
- Carlson, B. V., 2002. *A Brief Overview of Models of Nucleon-Induced Reactions*. ICTP Lecture Notes 12.
- Cline, C. K., Blann, M., 1971. The pre-equilibrium statistical model: description of the nuclear equilibration process and parameterization of the model. *Nuclear Physics A*, **172** (2): 225-259.
- Cole, A. J., 2000. *Statistical Models for Nuclear Decay: From Evaporation to Vaporization*. ISBN: 9781420033472. CRC Press.

- Cottingham, W. N., Greenwood, D. A., 2001. *An Introduction to Nuclear Physics* (2. edition). ISBN: 978-0521657334. Cambridge University Press.
- Duderstadt, J. J., Hamilton, L. J., 1976. *Nuclear Reactor Analysis*. ISBN: 978-0471223634. New York: John Wiley and Sons.
- European Fusion Development Agreement, 2015. <https://www.euro-fusion.org/fusion/fusion-technology/types-of-fusion-machines/>. Erişim tarihi: 30.06.2015.
- Experimental Nuclear Reaction Data, Database Version of November 23, 2015. International Atomic Energy Agency Nuclear Data Services: <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm> . Erişim tarihi: 13.12.2015.
- Foster, A. R., Wright, R. L., 1983. *Basic Nuclear Engineering*. ISBN: 978-0205078868. Allyn and Bacon.
- Fukada, S., Morisaki, A., 2006. Hydrogen permeability through a mixed molten salt of LiF, NaF and KF (Flinak) as a heat-transfer fluid. *Journal of Nuclear Materials*, **358** (2): 235-242.
- Ghoshal, S. N., 1950. An experimental verification of the theory of compound nucleus. *Physical Review*, **80** (6): 939.
- Griffin, J. J., 1966. Statistical model of intermediate structure. *Physical Review Letters*, **17** (9): 478-481.
- Grover, J. R., 1961. Effect of competition between gamma-ray and particle emission on excitation functions. *Physical Review* **123** (1): 267.
- Gudima, K. K., Mashnik, S. G., Toneev, V. D., 1983. Cascade-exciton model of nuclear reactions. *Nuclear Physics A*, **401** (2): 329-361.
- Gupta, C. K., 2001. Nuclear Reactor Materials. *Encyclopedia of Materials: Science and Technology* (Buschow, K. H. J., Cahn, R. W., Flemings, M. C., Ilshner, B., Kramer, E. J., Mahajan, S., Veyssière, P.). ISBN: 978-0-08-043152-9. Pergamon. 6339-6349.
- Harp, G. D., Miller, J. M., Berne, B. J., 1968. Attainment of statistical equilibrium in excited nuclei. *Physical Review*, **165** (4): 1166-1169.
- Hauser, W., Feshbach, H., 1952. The inelastic scattering of neutrons. *Physical Review*, **87** (2): 366.
- Hore-Lacy, I., 2010. *Nuclear Energy in the 21st Century*. ISBN: 978-0955078453. World Nuclear University Press Academic Press.

- Hussain, M., 2010. *Evaluation of Nuclear Reaction Cross Sections Relevant to the Production of Emerging Therapeutic Radionuclides ^{103}Pd , ^{186}Re and ^{67}Cu* . PhD Thesis. Pakistan.
- IAEA Status Report 108, 2011. *Status Report for Advanced Nuclear Reactor Designs*.
- IAEA Status Report 99, 2011. *Status Report for Advanced Nuclear Reactor Designs*.
- IEA, NEA, OECD, 2010. *Projected Costs of Generating Electricity*. ISBN 978-92-64-24443-6.
- Italian National Agency for New Technologies, Energy and Sustainable Economic Development, 2015. <http://www.fusione.enea.it/FTU/powers.html.en>. Erişim tarihi : 24.10.2015.
- ITER, 2015. <https://www.iter.org/>. Erişim tarihi: 14.12.2015
- Japan Atomic Energy Agency Nuclear Data Center, NDC-JAEA, 2011. JENDL FP Fission Yields Data File. <http://www.ndc.jaea.go.jp/cgi-bin/FPYfig?lib=11&mode=s&iso=nU235&typ=g1&ynuc=40-90&ysub=Show+Yield&yld=i&zlog=unset&ylo=12&xpar=a&eng=e1>. Erişim tarihi: 22.01.2015.
- Jung-Won, L., Park, G. I., Choi, Y., 2012. Fabrication of DUPIC fuel pellets using high burn-up spent PWR fuel. *Journal of Nuclear Science and Technology*, **49** (11): 1092-1096.
- Kaplan, A., Çapalı, V., Özdoğan, H., Aydın, A., Tel, E., Sarpün, İ. H., 2014. (^3He , xn) reaction cross-section calculations for the structural fusion material ^{181}Ta in the energy range of 14–75 MeV. *Journal of Fusion Energy*, **33** (5): 510-515.
- Kaya, K., Koç, E., 2015. Enerji üretim santralleri maliyet analizi. *Mühendis ve Makina*, **56** (660): 61-68.
- Kolchinsky, D., 2013. AES-2006 New Design with VVER Reactor and INPRO Methodology. https://www.iaea.org/INPRO/7th_Dialogue_Forum/Rosatom_1.pdf. Erişim tarihi: 14.12.2015.
- Koning, A. J., Akkermans, J. M., 1999. Pre-equilibrium nuclear reactions: an introduction to classical and quantum-mechanical models. *Proceedings of The Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety*. Singapore: World Scientific.

- Krane, K. S., 2002. *Nükleer Fizik* (Çev. B. Şarer). ISBN: 9757477884. Palme Yayıncılık, Ankara.
- L'Annunziata, M., 2007. *Radioactivity: Introduction and History: Introduction and History*. ISBN: 9780080548883. Elsevier.
- Lawson, J. D., 1957. Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. *Proceedings of The Physical Society Section B*, **70** (1): 6.
- Lilley, J. S., 2001. *Nuclear Physics, Principles and Applications*. ISBN: 978-0471979364. John Wiley and Sons.
- Liverhant, S. E., 1960. *Elementary Introduction to Nuclear Reactor Physics*. ISBN: 978-1124145884. John Wiley and Sons, Newyork.
- Martin, J. E., 2013. *Radyasyon ve Radyasyondan Korunma Fiziği* (Çev. A. G. Tanır, M. H. Bölükdemir, K. Koç). ISBN: 9786053551638. Palme Yayıncılık, Ankara.
- Mashnik, S. G., Gudima, K. K., Sierk, A. J., Baznat, M. I., Mokhov, N. V., 2005. *CEM03. 01 User Manual*. Los Alamos National Laboratory.
- McCrory, R. L., 2009. Inertial Confinement Fusion: An Introduction. <http://www.lle.rochester.edu/media/publications/documents/ICF.pdf>. University of Rochester, NY. Erişim tarihi: 12.05.2015.
- Merola, M., Loesser, D., Martin, A., Chappuis, P., Mitteau, R., 2010. ITER plasma-facing components. *Fusion Engineering and Design*, **85** (10): 2312-2322.
- Metropolis, N., Bivins, R., Storm, M., Turkevich, A., Miller, J. M., Friedlander, G., 1958. Monte carlo calculations on intranuclear cascades. I. Low-energy studies. *Physical Review* **110** (1): 185.
- Miyamoto, K., 2006. *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion*, Volume 38 of Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics. ISBN: 9783540280972. Springer Science & Business Media, NewYork.
- Moses, E. I., 2009. Ignition on the national ignition facility: a path towards inertial fusion energy. *Nuclear Fusion*, **49** (10): 104022.
- Mughabghab, S. F., 2006. *Atlas of Neutron Resonances: Resonance Parameters and Thermal Cross Sections. Z= 1-100*. ISBN: 9780080461069. Elsevier.
- Murray, R. L., 2008. *Nuclear Energy : An Introduction to the Concepts, Systems, and Applications of Nuclear Processes*. ISBN:978-0-7506-7136-1 . Elsevier.

- NEA, 2015. JANIS 4.0 Java-based Nuclear Data Information System. <https://www.oecd-neo.org/janis/>. Erişim tarihi: 14.12.2015.
- NEA, OECD, 2012. *Nuclear Energy Today* Second Edition. ISBN: 978-92-64-99204-7. <http://www.oecd-neo.org/pub/nuclearenergytoday/6885-nuclear-energy-today.pdf>. Erişim tarihi : 14.12.2015.
- Nükleer Enerji Proje Uygulama Dairesi Başkanlığı, 2014. Akkuyu Nükleer Güç Santrali projesi. <http://nepud.enerji.gov.tr/tr-TR/Sayfalar/Akkuyu-Nukleer-Guc-Santrali----->. Erişim tarihi: 24.06.2015.
- Obložinský, P., 1988. Pre-equilibrium γ rays from single-particle radiative transitions in the hybrid model. *Physics Letters B*, **215** (4): 597-601.
- OECD-NEA, 2003. İzotopların atomik kütleleri. <http://www.oecd-neo.org/dbdata/data/mass-evals2003/mass.mas03>. Erişim tarihi: 11.04.2015.
- Özemre, A. Y., 1969. *Nötronların Difüzyon Teorisi 1. Cild (2.baskı)*. İTÜ Nükleer Enerji Ens. Yay, İstanbul.
- Park, J. Y., 1963. The theory of direct nuclear knock-out reactions. *Progress of Theoretical Physics*, **30** (1): 45-59.
- Plyuyko, V. A., Prokopets, G. A., 1978. Emission of γ -rays in the exciton model. *Physics Letters B*, **76** (3): 253-255.
- Radiation Safety Information Computational Center, 2015. Changes to the RSICC code and data collection. <https://rsicc.ornl.gov/Newsletters/news.11/news11september.pdf>. Erişim tarihi: 10.12.2015.
- Ribansky, I., Obložinsky, P., Betak, E., 1973. Pre-equilibrium decay and exciton model. *Nuclear Physics A*, **205** : 545-560.
- ROSATOM, 2015. The VVER today. http://www.rosatom.ru/en/resources/b6724a80447c36958cface920d36ab1/brochure_the_vver_today.pdf. Erişim tarihi: 24.06.2015.
- Rosen, L., Stewart, L., 1962. Neutron-induced disintegration of Li^6 and Li^7 . *Physical Review*, **126** (3): 1150.
- Samarin, A., 2013. Use of concrete as a biological shield from ionising radiation. *Energy and Environmental Engineering*, **1** (2): 90-97.
- Serber, R., 1947. Nuclear reactions at high energies. *Physical Review*, **72** (11): 1114.

- Shultis, J. K., Faw, R. E., 2010. Radiation Shielding and Radiological Protection, c.2. **Handbook of Nuclear Engineering** (D. G. Cacuci). ISBN 978-0-387-98150-5. Springer, US.
- Smith, D., Daenner, W., Gohar, Y., Kuroda, T., Shatalov, G. E., 1991. **ITER Blanket, Shield and Material Data Base**. International Atomic Energy Agency, Vienna.
- Stacey, W. M., 2010. **Fusion: An Introduction to the Physics and Technology of Magnetic Confinement Fusion**. ISBN: 978-3527409679. John Wiley & Sons.
- Stacey, W. M., 2007. **Nuclear Reactor Physics** (second edition). ISBN: 978-3527406791. Wiley-VCH, Weinheim, Almanya.
- Tanenbaum, B. S., 1967. **Plasma Physics**. ISBN: 978-0070628120. McGraw-Hill Book Company, New York.
- Tanyel, B., 1994. **Nükleer Fizik**. Ege Üniversitesi Basımevi, İzmir.
- T.C. Enerji ve Tabii Kaynaklar Bakanlığı, 2015. **ETKB Raporu, Dünya ve Ülkemiz Enerji ve Tabii Kaynaklar Görünümü**.
- Tobita, K., Utoh, H., Liu, C., Tanigawa, H., Tsuru, D., 2010. Search for reality of solid breeder blanket for DEMO. **Fusion Engineering and Design**, **85** (7): 1342-1347.
- Uğur, F. A., Tel, E., Gökçe, A. A., 2013. A study on ^{19}F (n, α) reaction cross section. **Journal of Fusion Energy**, **32** (3): 414-418.
- Uluslararası Atom Enerji Kurumu, 2015. Power Reactor Information System. <http://www.iaea.org/pris/>. Erişim tarihi: 01.03.2015.
- US Energy Information Administration, 2013. International Energy Outlook. http://www.eia.gov/forecasts/archive/ieo13/more_highlights.cfm. Erişim tarihi 01.03.2015.
- Weisskopf, V. F., Ewing, D. H., 1940. On the yield of nuclear reactions with heavy elements. **Physical Review**, **57** (6): 472.
- Weisskopf, V., 1937. Statistics and nuclear reactions. **Physical Review**, **52** (4): 295.
- Whitlock, J. J., 2000. The evolution of CANDU fuel cycles and their potential contribution to world peace. **International Youth Nuclear Congress**, Bratislava, Slovakia. 9-14.
- Wong, C., Malang, S., Sawan, M., Sviatoslavsky, I., Mogahed, E., 2004. Molten salt self-cooled solid first wall and blanket design based on advanced ferritic steel. **Fusion Engineering and Design**, **72** (1-3): 245-275.

- World Nuclear Association, 2014. WNA Guide. [http://www.world-nuclear.org/uploadedFiles/org/WNA/Publications/Nuclear Information/Pocket%20Guide%20Reactors.pdf](http://www.world-nuclear.org/uploadedFiles/org/WNA/Publications/Nuclear%20Information/Pocket%20Guide%20Reactors.pdf). Erişim tarihi: 01.01.2015.
- World Nuclear Association, 2012. *Nuclear Power Economics and Project Structuring*. World Nuclear Association, London.
- World Nuclear News, 2013. Atmea-1 reaktör haberi. [http://www.world-nuclear-news.org/NN First selection of Atmea1 nuclear reactor 0305132.html](http://www.world-nuclear-news.org/NN_First_selection_of_Atmea1_nuclear_reactor_0305132.html). Erişim tarihi: 24.06.2015.
- Yamada, H., 2012. Fusion Energy, 31. *Handbook of Climate Change Mitigation* (Chen, W.Y., Seiner, J., Suzuki, T., Lackner, M.). ISBN: 978-1-4419-7990-2. Springer US.
- Yaramış, B., 1974. *Neutron Fiziki*. İstanbul Üniversitesi Yayınları, İstanbul.
- Yaramış, B., 1985. *Nükleer Fizik*. İ.T.Ü. Fen Edebiyat Fakültesi, İstanbul.
- Yeniçay, F., 1970. *Plazma Fiziki*. İ. Ü. Fen Fakültesi Yayınları, İstanbul.
- Yeniçay, F., 1971. *Çekirdek Fiziki Cilt 2* (2. baskı). İ. Ü. Yayınları, İstanbul.
- Yiğit, M., 2015. Cross section analysis for neutron and proton induced reactions on ⁵⁵Mn material. *Journal of Fusion Energy* 34 (6): 1392-1398.

EKLER**EK-1**

Çizelge. Ek- 1. Bazı nükleer reaktör bileşenlerinde kullanılan malzemeler (Ashby ve Smidman, 2010)

		PWR	BWR	AGR	LMFBR	VHTR
Yakıt	Zengin. UO ₂	+	+	+		
	UO ₂					+
	MOX	+			+	
	U-Pu-Zr				+	
	UCO					+
Yakıt - Kaplama	Zircaloy 2		+			
	Zircaloy 4	+				
	Gd ₂ O ₃		+			
	25Cr-20Ni SS			+		
	Grafit			+		
	MC				+	
	MN				+	
	316 SS				+	
	Seyreltilmiş UO ₂				+	
	Pyrolytic karbon					+
	Silisyum karbür					+
Soğutucu / Moderatör	H ₂ O	+	+			
	CO ₂			+		
	Grafit			+		
	Sıvı Na				+	
	He					+
	Grafit					+
	N					+
	Eriyik Tuz					+
Kontrol Çubukları	Ag-In-Cd	+				
	B ₄ C	+	+		+	
	304 SS	+	+			
	316 SS				+	
	Inconel 627	+				
	Borik asit	+				
	Borsilikat cam	+				
	Al ₂ O ₃	+				
	Bor çeliği			+		
	Cd			+		
	N			+		
	Bor camı			+		
	Eu ₂ O ₃				+	
	EuB ₆				+	
	Cf/C, SiCf/SiC (kaplama)					+

Çizelge. Ek- 1. devamı

		PWR	BWR	AGR	LMFBR	VHTR
Basınç Kazanı	SA508 Gr.3 Class 1.2	+	+			+
	SA533 Gr.B	+	+			+
	308SS, Inconel 617 (kaplama)	+				
	308L SS (kaplama)		+			
	Öngerilmeli Beton			+		
	Yumuşak Çelik			+		
	304SS				+	
	316SS				+	
	316-FR				+	
	Modif 9Cr-1Mo-V					
	Çelik P91					+
Boru ve İç Tesisat	304SS	+	+		+	
	304L		+			
	316SS	+			+	
	316, 316L		+			
	316-FR				+	
	ASTM 516 Gr.70	+				
	308L	+				
	347 Inconel		+			
	SA106 Gr.B		+			
	SA333 Gr.6		+			
	Yumuşak Çelik			+		
	Tavlanmış 9Cr-1Mo Çelik			+		
	18Cr-12Ni SS			+		
	Alaşım 617					+
	Alaşım 718				+	
	X, XR, 230, 602CA, 800H					+
	Karbonfiber takviyeli karbon Cf/C					+
	SiCf/SiC					+
IHX/Buhar Jeneratörü	SA533 Gr.B	+	+			
	Inconel 600	+	+			
	Incoloy 800	+	+		+	
	SA515 Gr.60	+	+			
	Yumuşak Çelik			+		
	Tavlanmış 9Cr-1Mo Çelik			+		
	18Cr-12Ni SS			+		
	2 ^{1/4} Cr-1Mo Çelik (SA336)				+	
	9Cr-1Mo Çelik (modifiye)				+	
	304SS				+	
	316SS				+	
	Alaşım 617					+
	Alaşım 230					+

EK-2

Çizelge. Ek- 2. Füzyon reaktörü bileşenlerinde kullanılan malzemeler (Ashby ve Smidman, 2010)

	Termal Zırh	Vakum Kazanı	VK Destek	İlk Duvar	Blanket ve Yapısal	Divertör
304L AISI SS	+					
Ti-6Al-4V	+				+	
G660 Çelik	+					
Inconel 718	+	+	+		+	+
Al ₂ O ₃ kaplama	+				+	
Cam epoksi G10	+					
Ag kaplama	+					
316L(N)-IG SS		+		+	+	+
304 AISI SS		+	+			
Çelik 660		+	+			+
Ferritik SS 430		+				
304B7 Borlu Çelik		+				
304B4 Borlu Çelik		+				
316L (B8M)		+				
XM-19 (B8R) östenitik çelik		+				
Saf Bakır		+				
NiAl bronz			+		+	+
PTFE			+			
Berilyum (S-65C ya da eşdeğeri)				+		
CuCrZr				+	+	+
CuNiBe ya da DS Cu					+	
Cf/C (NB31 ya da eşdeğeri)						+
Tungsten						+
XM-19 östenitik çelik						+

EK-3

Çizelge. Ek- 3. Hesaplaması yapılan izotopların (n,γ) ve (γ,n) reaksiyonları sonucu oluşan ürün çekirdekler, yaptıkları bozunumlar ve yarı ömürleri (ieaa-nuclear data section)

Hedef	(n,γ) reaksiyonu			(γ,n) reaksiyonu		
	Ürün	Bozunum ve yarıömür (s)	Son ürün	Ürün	Bozunum ve yarıömür (s)	Son ürün
²⁶ Mg	²⁷ Mg	β ⁻ (5.67 10 ²)	²⁷ Al	²⁵ Mg	(kararlı)	²⁵ Mg
²⁷ Al	²⁸ Al	β ⁻ (1.35 10 ²)	²⁸ Si	²⁶ Al	β ⁺ (2.26 10 ¹³)	²⁶ Mg
²⁸ Si	²⁹ Si	(kararlı)	²⁹ Si	²⁷ Si	β ⁺ (4.5)	²⁷ Al
³¹ P	³² P	β ⁻ (1.23 10 ⁶)	³¹ P	³⁰ P	β ⁺ (1.5 10 ²)	³⁰ Si
⁴⁵ Sc	⁴⁶ Sc	β ⁻ (7.24 10 ⁶)	⁴⁶ Ti	⁴⁴ Sc	β ⁺ (1.43 10 ⁴)	⁴⁴ Ca
⁵¹ V	⁵² V	β ⁻ (2.25 10 ²)	⁵² Cr	⁵⁰ V	β ⁺ (4.42 10 ²⁴) % 83 β ⁻ (1.1 10 ²⁴) % 17	⁵⁰ Ti ⁵⁰ Cr
⁵² Cr	⁵³ Cr	(kararlı)	⁵³ Cr	⁵¹ Cr	ey (2.39 10 ⁶)	⁵¹ V
⁵⁵ Mn	⁵⁶ Mn	β ⁻ (9.28 10 ³)	⁵⁶ Fe	⁵⁴ Mn	β ⁺ (2.7 10 ⁷)	⁵⁴ Cr
⁵⁶ Fe	⁵⁷ Fe	(kararlı)	⁵⁷ Fe	⁵⁵ Fe	ey (8.66 10 ⁷)	⁵⁵ Mn
⁵⁹ Co	⁶⁰ Co	β ⁻ (1.66 10 ⁸)	⁶⁰ Ni	⁵⁸ Co	β ⁺ (6.12 10 ⁶)	⁵⁸ Fe
⁶³ Cu	⁶⁴ Cu	β ⁺ (4.57 10 ⁴) % 61 β ⁻ (4.57 10 ⁴) % 39	⁶⁴ Ni ⁶⁴ Zn	⁶² Cu	β ⁺ (5.8 10 ²)	⁶² Ni
⁶⁵ Cu	⁶⁶ Cu	β ⁻ (3.07 10 ²)	⁶⁶ Zn	⁶⁴ Cu	β ⁺ (4.57 10 ⁴) % 61 β ⁻ (4.57 10 ⁴) % 39	⁶⁴ Ni ⁶⁴ Zn
⁶⁸ Zn	⁶⁹ Zn	β ⁻ (3.38 10 ³)	⁶⁹ Ga	⁶⁷ Zn	(kararlı)	⁶⁷ Zn
⁸⁹ Y	⁹⁰ Y	β ⁻ (2.3 10 ⁵)	⁹⁰ Zr	⁸⁸ Y	β ⁺ (9.21 10 ⁶)	⁸⁸ Sr
¹⁰⁰ Mo	¹⁰¹ Mo	β ⁻ (8.77 10 ²) ¹⁰¹ Tc β ⁻ (8.53 10 ²)	¹⁰¹ Ru	⁹⁹ Mo	β ⁻ (2.38 10 ⁵) ⁹⁹ Tc β ⁻ (6.66 10 ¹²)	⁹⁹ Ru
¹⁰⁷ Ag	¹⁰⁸ Ag	β ⁻ (1.43 10 ²) % 97 ey (1.43 10 ²) % 3	¹⁰⁸ Cd ¹⁰⁸ Pd	¹⁰⁶ Ag	β ⁺ (1.44 10 ³) % 99 β ⁻ (1.44 10 ³) < %1	¹⁰⁶ Pd ¹⁰⁶ Cd
¹⁴¹ Pr	¹⁴² Pr	β ⁻ (6.88 10 ⁴) %99.9 ey(6.88 10 ⁴) % 0.01	¹⁴² Nd ¹⁴² Ce	¹⁴⁰ Pr	β ⁺ (2.03 10 ²)	¹⁴⁰ Ce
¹⁸⁰ Hf	¹⁸¹ Hf	β ⁻ (3.66 10 ⁶)	¹⁸¹ Ta	¹⁷⁹ Hf	(kararlı)	¹⁷⁹ Hf
¹⁸¹ Ta	¹⁸² Ta	β ⁻ (9.91 10 ⁶)	¹⁸² W	¹⁸⁰ Ta	ey (2.94 10 ⁴) % 85 β ⁻ (2.94 10 ⁴) % 15	¹⁸⁰ Hf ¹⁸⁰ W
¹⁸² W	¹⁸³ W	α (3.47 10 ²⁴)	¹⁷⁹ Hf	¹⁸¹ W	ey (1.05 10 ⁷)	¹⁸¹ Ta
²⁰⁸ Pb	²⁰⁹ Pb	β ⁻ (1.16 10 ⁴)	²⁰⁹ Bi	²⁰⁷ Pb	(kararlı)	²⁰⁷ Pb

ÖZ GEÇMİŞ

1979 Çumra doğumlu Ömer Faruk ÖZDEMİR, ilk öğrenimini Çumra Merkez Atatürk ilköğretim Okulu'nda, orta öğrenimini ise Konya, Meram Anadolu Lisesi'nde tamamladı.

2005 yılında; Dokuz Eylül Üniversitesi, Buca Eğitim Fakültesi, Fizik Öğretmenliği Bölümü'nden mezun oldu. 2009 yılında Selçuk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik A.B.D.'da tamamladığı yüksek lisans eğitimi ardından aynı sene Yüzüncü Yıl Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik A.B.D.'da doktora ve Fen Fakültesi, Fizik Bölümü'nde araştırma görevlisi olarak çalışmaya başladı.

Halen Yüzüncü Yıl Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü'nde araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır.