

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

**FİSYON REAKTÖRLERİNDE NÖTRON ZEHİRİ İZOTOPLARIN TESİR
KESİTİ HESAPLAMALARI**

YÜKSEK LİSANSTEZİ

HAZIRLAYAN: Revan KARTAL
DANIŞMAN: Yrd. Doç. Dr. Nergiz YILDIZ YORGUN

VAN-2017

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

**FİSYON REAKTÖRLERİNDE NÖTRON ZEHİRİ İZOTOPLARIN TESİR
KESİTİ HESAPLAMALARI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN: Revan KARTAL
DANIŞMAN: Yrd. Doç. Dr. Nergiz YILDIZ YORGUN

VAN-2017

KABUL VE ONAY SAYFASI

Fizik Anabilim Dalı'nda Yrd. Doç. Dr Nergiz YILDIZ YORGUN danışmanlığında, Revan KARTAL tarafından sunulan "Fisyon Reaktörlerinde Nötron Zehri İzotopların Tesir Kesiti Hesaplamalar." isimli bu çalışma Lisansüstü Eğitim-Öğretim Yönetmeliği'nin ilgili hükümleri gereğince 01/ 12 / 2017 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/ oy çokluğu ile başarılı bulunmuş ve Yüksek Lisans/ Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan :Prof. Dr. Turgay KARALI

İmza:

Üye :Doç. Dr. Özlem SELÇUK ZORER

İmza:

Üye :Yrd. Doç. Dr. Nergiz YILDIZ YORGUN

İmza:

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun ..22../12../2017 tarih ve ..2017/58-7..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.



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 yaptığımı bildiririm.

Revan KARTAL



ÖZET

FİSYON REAKTÖRLERİNDE NÖTRON ZEHİRİ İZOTOPLARIN TESİR KESİTİ HESAPLAMALARI

KARTAL, Revan

Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Nergiz YILDIZ YORGUN

Kasım 2017, 53sayfa

Bu tez çalışmasında, reaktörlerde nötron zehiri olarak bilinen ^{95}Mo , ^{99}Tc , ^{101}Ru , ^{103}Rh , ^{105}Pd , ^{133}Cs , ^{143}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm izotopları için 2-20 MeV aralığında (n, α) ve (n, p) reaksiyon tesir kesitlerinin teorik hesaplamaları yapıldı. Hesaplamalarda denge ve denge öncesi modeller kullanıldı.

(n, α) ve (n, p) 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.

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) karşılaştırıldı.

Anahtar Kelimeler: Denge ve denge-öncesi modeller, (n, α) reaksiyonları, (n, p) reaksiyonları, Tesir kesiti hesaplamaları.

ABSTRACT

CROSS SECTION CALCULATIONS OF NEUTRON POISON ISOTOPES IN FISSION REACTORS

KARTAL, Revan
M.Sc. Thesis, Physics
Supervisor : Asst. Prof. Nergiz YILDIZ YORGUN
November 2017, 53 pages

In this thesis, the theoretical calculations of (n, α) and (n, p) reaction cross sections between 2 – 20 MeV for ^{95}Mo , ^{99}Tc , ^{101}Ru , ^{103}Rh , ^{105}Pd , ^{133}Cs , ^{143}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm isotopes known as neutron poison in the reactors were performed. Equilibrium and equilibrium models were used in the calculations.

In the calculations of (n, α) and (n, p) reaction cross sections, PCROSS program was utilized for Weisskopf-Ewing and Full Exciton Model, while the program ALICE/ASH was used for Equilibrium, Hibrid and Geometry Dependent Hyrid Model.

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).

Keywords: Cross-section calculations, Equilibrium and pre-equilibrium models, (n, α) reactions, (n, p) reactions.

ÖN SÖZ

Günlük yaşamın her alanında ve yapılan tüm etkinliklerde biz insanların en önemli gereksinimi enerjidir. Enerji elde etmede bu güne kadar pek çok yöntem kullanılmıştır. Özellikle fosil yakıtların enerji üretiminde kullanılması, hem kaynakların tükenmesine hem de çevrenin kirlenmesine sebep olmuştur. Dolayısıyla çevreyi kirletmeden temiz bir enerji kaynağı bulup onu kullanabilmek çağımızın çok önemli bir problemidir. Buna bağlı olarak yaşadığımız çağın önemli enerji alternatifi nükleer enerjidir. Nükleer enerjiyi kullanabilmek için de nükleer santrallere ve bunları kullanabilecek eğitimli insanlara ihtiyaç vardır.

Bu tez çalışmasında, nötron zehri olarak adlandırılan fisyon ürünlerinin (n,α) ve (n,p) reaksiyonlarının teorik reaksiyon modelleri ile tesir kesiti hesaplamaları yapıldı. Yapılan bu hesaplamalara ait sonuçlar EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data) veri tabanından alınan deneysel veriler ve literatürde yer alan JANIS (Java-based Nuclear Information Software) veri kütüphanesinden elde edilen değerlendirilmiş verilerle (JENDL-4.0) karşılaştırılarak yorumlandı.

Bu tez çalışmasında benimle çalışmayı kabul eden ve her türlü desteği sağlayan değerli hocam sayın Yrd. Doç. Dr. Nergiz YILDIZ YORGUN'a teşekkür ederim. Ayrıca hiçbir zaman yardımlarını esirgemeyen değerli hocam sayın Arş. Gör. Ömer Faruk ÖZDEMİR'e teşekkür ederim.

2017

Revan KARTAL

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT	iii
ÖNSÖZ	v
İÇİNDEKİLER.....	vii
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR	xii
1. GİRİŞ.....	1
1.1. Filyon ve Filyon Reaktörleri	3
1.1.1. Nükleer enerjinin kaynağı	3
1.1.2. Nükleer filyon	5
1.1.3. Reaktör yakıtları	6
1.1.4. Zincir reaksiyonlar.....	7
1.1.5. Etkin çoğaltma faktörü	8
1.1.6. Nükleer santrallerin sınıflandırılması	10
1.1.7. Basınçlı su reaktörlerinin (PWR) yapısı ve çalışma prensibi	11
1.2. Nötron Zehirleri.....	13
1.2.1. Yanabilen nötron zehirleri	14
1.2.2. Çözünür nötron zehirleri.....	14
1.2.3. Yanmaz nötron zehirleri	15
2. KAYNAK VE BİLDİRİŞLERİ	16
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	18
3.1. Nükleer Reaksiyonlar	18
3.1.1. Nükleer reaksiyon tesir kesitleri	19
3.2. Nükleer Reaksiyonların Sınıflandırılması	20
3.2.1. Direk reaksiyonlar	20
3.2.2. Bileşik çekirdek reaksiyonları	21
3.2.3. Denge Öncesi Reaksiyonlar.....	22
3.3. Kullanılan Nükleer Reaksiyon Modelleri.....	23
3.3.1. Weisskopf-Ewing model	23

	Sayfa
3.3.2. Full eksiton model (Griffin)	25
3.3.3. Hibrid model.....	27
3.3.4. Geometri bağımlı hibrid model	28
3.4. Kullanılan Bilgisayar Modelleri	29
3.4.1. ALICE/ASH programı.....	29
3.4.2. PCROSS Programı	30
4. BULGULAR.....	32
4.1. (n, α) Reaksiyonu Tesir Kesiti Hesaplamaları.....	33
4.1.1. $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)^{92}\text{Zr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	33
4.1.2. $^{99}\text{Tc}(n, \alpha)^{96}\text{Nb}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	34
4.1.3. $^{103}\text{Rh}(n, \alpha)^{100}\text{Tc}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	35
4.1.4. $^{133}\text{Cs}(n, \alpha)^{130}\text{I}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	36
4.1.5. $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları	37
4.1.6. $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Pm}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	38
4.1.7. $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	39
4.2. (n,p) Reaksiyonu Tesir Kesiti Hesaplamaları.....	40
4.2.1. $^{95}\text{Mo}(n,p)^{95}\text{Nb}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	40
4.2.2. $^{99}\text{Tc}(n,p)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	41
4.2.3. $^{101}\text{Ru}(n,p)^{101}\text{Tc}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	42
4.2.4. $^{103}\text{Rh}(n,p)^{103}\text{Ru}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	43
4.2.5. $^{105}\text{Pd}(n,p)^{105}\text{Rh}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	44
4.2.6. $^{133}\text{Cs}(n,p)^{133}\text{Xe}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları	45
4.2.7. $^{143}\text{Nd}(n,p)^{143}\text{Pr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları.....	46
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	47
KAYNAKLAR.....	48
ÖZGEÇMİŞ.....	55

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1. Nükleon başına bağlanma enerji grafiği.....	4
Şekil 1.2. Örnek fisyon reaksiyon şekli.....	5
Şekil 1.3. Örnek zincir reaksiyon şeması	8
Şekil 1.4. Toplam reaktör sayısı	10
Şekil 1.5. Örnek PWR Tipi reaktör şeması	11
Şekil 3.1. Parçacık demeti soğurulması.....	19
Şekil 3.2. Zn çekirdek reaksiyonu ürün olasılığı.....	22
Şekil 3.3. Eksiton Modelde enerji seviyelerinin şematik gösterimi.	26
Şekil 4.1. $^{95}\text{Mn}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesit hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması. ..	33
Şekil 4.2. $^{99}\text{Tc}(n,\alpha)^{96}\text{Nb}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesit hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması. ..	34
Şekil 4.3. $^{103}\text{Rh}(n,\alpha)^{100}\text{Tc}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.	35
Şekil 4.4. $^{133}\text{Cs}(n,\alpha)^{130}\text{I}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması. ..	36

Şekil	Sayfa
Şekil 4.5. $^{143}\text{Nd}(n,\alpha)^{140}\text{Ce}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.	37
Şekil 4.6. $^{147}\text{Sm}(n,\alpha)^{144}\text{Pm}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.	38
Şekil 4.7. $^{149}\text{Sm}(n,\alpha)^{146}\text{Nd}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.	39
Şekil 4.8. $^{95}\text{Mo}(n,p)^{95}\text{Nb}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması. ..	40
Şekil 4.9. $^{99}\text{Tc}(n,p)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması. ..	41
Şekil 4.10. $^{101}\text{Ru}(n,p)^{101}\text{Tc}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.	42
Şekil 4.11. $^{103}\text{Rh}(n,p)^{103}\text{Ru}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.	43
Şekil 4.12. $^{105}\text{Pd}(n,p)^{105}\text{Rh}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.	44

Şekil**Sayfa**

Şekil 4.13. $^{133}\text{Cs}(n,p)^{133}\text{Xe}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması	45
Şekil 4.14. $^{143}\text{Nd}(n,p)^{143}\text{Pr}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması	46



SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Kısaltmalar Açıklama

BÇR	Bileşik Çekirdek Reaksiyonları
BWR	Kaynar Sulu Reaktör (Boiling Water Reactor)
DR	Direk Reaksiyonlar
EIA	A.B.D Enerji Bilgi Dairesi (U.S. Energy Information Administration)
ETKB	T.C. Enerji ve Tabii Kaynaklar Bakanlığı
GCFR	Gaz Soğutmalı Hızlı Reaktör (Gas Cooled Fast Reactor)
GDH	Geometri Bağımlı Hibrid Model (Geometry Dependent Hibrid Model)
IAEA	Uluslararası Atom Enerji Ajansı (International Atomic Energy Agency)
IEA	Uluslararası Enerji Ajansı (International Energy Agency)
LWGR	Hafif Su Soğutmalı Grafit Moderatörlü Reaktör (Light Water Graphite Moderated Reactor)
NEA	Nükleer Enerji Ajansı (Nuclear Energy Agency)
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)
SSCB	Sovyet Sosyalist Cumhuriyetler Birliği
VVER	Vodo-Vodyanoi Energetichesky Reaktor (The Water-Water Energetic Reactor)
WE	Weisskopf-Ewing Model

1. GİRİŞ

İnsanoğlu varoluşundan itibaren yaşamını daha iyi hale getirmek ve günlük yaşantısını kolaylaştırmak için her zaman enerjiye ihtiyaç duymuştur. Bu enerji ihtiyacını karşılayabilmek içinde bir enerji kaynağı bulup onu kullanabilme olanağı geliştirmiştir. Kullandığı enerji kaynaklarını içinde bulunduğu çağın bilimsel ilerleyişine göre değerlendirebilmiştir. Bugüne kadar güneş, ateş, rüzgar, buhar, kömür, petrol ve doğal gaz gibi birçok enerji kaynağını ihtiyaçları doğrultusunda kullanan insanlığın, hızla artan nüfusuyla birlikte enerji ihtiyacı artmış ve kaynaklar enerji ihtiyacını karşılamakta yetersiz kalmıştır.

Çağımızın en önemli alternatif enerji kaynaklarından biri nükleer enerjidir. Günümüzde bilim ve teknolojinin yanı sıra sanayileşmede de gelişme gösteren ülkeler tarafından nükleer enerji kullanılmaktadır. Nükleer enerji, kullanılan fosil yakıtlara göre çevreyi kirletmeyen, alternatif temiz enerji kaynağı olarak değerlendirilebilir.

Nükleer santrallerden elektrik üretimi sağlayan ilk ülkeler sırasıyla; Sovyetler Birliği (1954), İngiltere (1956), Amerika Birleşik Devletleri (1957) ve Fransa (1963) dır. 1960'larda Kanada, Belçika, İtalya, Almanya, Japonya ve İsveç nükleer enerjiden elektrik üreten diğer ülkelerdir. 1980 yılına gelindiğinde dünya çapında nükleer santral sayısı 243'ü bulmuştur (Anonim, 2017a).

2017 yılı itibari ile dünya üzerinde çalışır durumda olan nükleer güç santrali sayısı 450'dir. Ülkelerin elektrik üretim verileri incelendiğinde, gelişmiş ve gelişmekte olan ülkelerin elektrik enerjilerinin önemli bir bölümünü nükleer güç santrallerinden karşıladığı görülmektedir (Anonim, 2017b). Bu ülkelerin başında elektrik üretiminin yaklaşık %73'ünü nükleer santrallerden karşılayan Fransa gelmektedir.

Ülkeleri nükleer enerji kullanımına yönlendiren en önemli sebep, sanayideki büyümeye bağlı olarak hızla artan enerji ihtiyacıdır. Ülkemiz artan bir nüfus ve büyüyen bir ekonomiye sahip olduğundan dolayı enerji ihtiyacı her geçen yıl artmaktadır.

Ülkemizin enerji üretimi incelendiğinde, hidroelektrik, jeotermal ve rüzgar enerjisinin yanı sıra ağırlıklı olarak termik santrallerden yararlanıldığı görülmektedir. Artan nüfus ve ekonomiye bakıldığında bu enerji üretiminin ihtiyacı karşılamakta yetersiz kaldığı ve Türkiye'yi enerji bakımından dışa bağımlı hale getirdiği görülür.

Ülkemiz artan enerji ihtiyacını dikkate alarak 10 Mayıs 2010 tarihinde Rusya ile Mersin Akkuyu'da Akkuyu Nükleer Güç Santrali inşası için antlaşma yapılmıştır (Anonim, 2017c). Santralin ilk enerji üretimini 2019 yılında gerçekleştirilmesi planlanmaktadır.

Ülkemizde kurulması planlanan ikinci nükleer santral ise 3 Mayıs 2013 yılında Türkiye ile Japonya arasında imzalanan bir antlaşma ile hayata geçirilecektir. Sinop'a yapılması planlanan bu nükleer santral 2023 ve 2024 yılında tamamen faaliyete geçeceği planlanmaktadır (Anonim, 2017c).

Nükleer güç santrallerinde elektrik üretimi için fisyon enerjisi kullanılmaktadır. Fisyon reaktörlerinde; fisyon reaksiyonları sonucu yeni ürün çekirdekler, enerji ve serbest nötronlar açığa çıkar. Açığa çıkan serbest nötronlar, reaksiyon oluşumunun sürdürülebilmesi için oldukça önemlidir. Bu nedenle nötron sayısının belirli bir değerde tutulması gerekir.

Serbest nötronlar; reaktörün yapı malzemesi ile reaksiyona girebilir, ortamdaki etkileşime girmeden çıkabilir ya da oluşan yeni ürün çekirdekler tarafından soğurulabilir. Bu gibi durumlar nötron kayıplarına sebebiyet verdiklerinden dolayı nötron ekonomisine olumsuz katkıda bulunur.

Fisyon sonucu oluşan radyoaktif ürün çekirdeklerin bir kısmı kısa, bir kısmı da uzun yarı ömürlü çekirdeklerdir. Uzun yarı ömürlü radyoaktif ürün çekirdeklerin reaktör içinde birikmesi mümkün olabilir. Biriken bu radyoaktif ürün çekirdeklerin nötron soğurma tesir kesiti yani nötron yakalama olasılıkları fazladır. Dolayısı ile nötron soğurup nötron kaybına sebebiyet veren bu radyoaktif ürün çekirdekler nötron zehri olarak adlandırılır.

Reaksiyon tesir kesitleri hakkında oldukça önemli bilgiler veren çalışmalar deneysel ya da teorik olarak gerçekleştirilmektedir. Teorik ve deneysel çalışmaların birbiriyle uyum içinde olması, bilimsel çalışmaların daha sağlam ve güvenilir bir şekilde ilerlemesini sağlar.

Nükleer reaksiyon deneylerinin her enerji değerinde gerçekleştirilebilmesi teknolojik gelişmelere bağlıdır. Deneysel yetersizlikler ve nükleer reaksiyonlar sonucu oluşan bazı ürünlerin çok kısa yarı ömürlü olması deneysel çalışmaları sınırlandırabilir ve bazı çekirdeklerin tesir kesitlerine ve spektral dağılımlarına ulaşmak mümkün olmayabilir. Bu nedenle teorik hesaplamaların yapılması ve deneysel verilerle paralellik göstermesi oldukça önemlidir.

Nötronlarla gerçekleştirilen nükleer reaksiyonların tesir kesitleri, Fisyon reaktörlerinin yapımında oldukça önemlidir. Bu reaksiyonlar sonucu oluşan serbest nötronlar, reaktörlerin yapı malzemesinde tahribata sebebiyet verebilir veya serbest nötron fazlalığına sebep olup reaksiyon dengesini bozabilir. Buda çeşitli reaktör kazalarına sebebiyet verebilir. Bu tür istenmeyen kazaları önlemek veya en aza indirmek için teorik çalışmaların yapılıp deneysel çalışmalarla uyumuna bakılması gerekir.

Bu tez çalışmasında; nötron zehri olarak reaktörlerde kullanılan veya biriken nötron zehirlerinden bazılarının tesir kesitleri teorik olarak hesaplandı. Bu hesaplamalar deneysel verilerle karşılaştırılıp yorumlandı.

1.1. Fisyon ve Fisyon Reaktörleri

Nükleer enerji; nükleer reaksiyonların kullanıldığı iki farklı metot olan fisyon ve füzyon reaksiyonlarından elde edilir. Fisyonda büyük kütleyle sahip bir çekirdek, orta kütleyle sahip iki farklı çekirdeğe bölünür. Füzyon ise; iki hafif çekirdeğin birleşerek daha ağır bir çekirdek meydana getirmesi durumudur. Her iki reaksiyondan da nükleer enerji elde edilebilir. Bu açığa çıkan enerji ya bomba yapılarak yıkıcı ve zarar verici olarak kullanılır ya da elektrik gücü üretimi gibi yapıcı ve yararlı olarak kullanılır (Serway ve Beichner, 2007).

1.1.1. Nükleer enerjinin kaynağı

Çekirdeğin toplam kütlesi, kendisini meydana getiren nükleonların kütleleri toplamından daha küçüktür. Bu farka kütle eksikliği (Δm) denir. Kütlede enerjinin bir ölçüsüdür. Dolayısı ile bağlı bir sistemin (çekirdeğin) toplam enerjisi, onu meydana getiren nükleonların enerjilerinin toplamından küçüktür. Bu fark çekirdeğin bağlanma enerjisi olarak ifade edilir. Bu bir çekirdeği proton ve nötronlarına ayırmak için verilmesi gereken enerjidir.

Enerjinin korunumu ve Einstein'ın kütle enerji formülünden ($E = \Delta m \cdot c^2$) yola çıkarak M_A kütleli bir çekirdeğin E_b enerjisi;

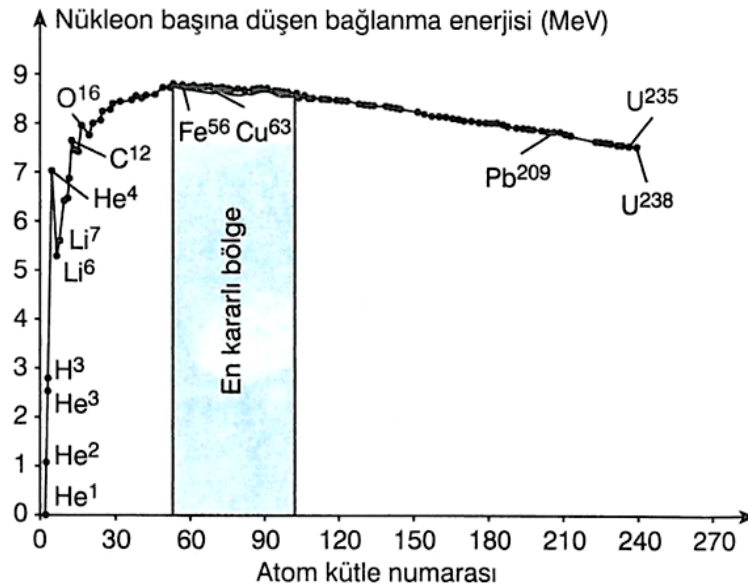
$$E_b = \Delta m \cdot c^2 \quad (1.1)$$

$$E_b = [Z(m_p) + N(m_n) - M_\zeta] \cdot c^2 \quad (1.2)$$

şeklindedir. Burada Z proton sayısı, m_p proton kütlesidir ve N nötron sayısı, m_n nötron kütlesi ve M_ζ çekirdek kütlesidir. Kütle spektrometresi genel olarak atomik kütle ölçtüğünden dolayı, tüm kütleler atomik kütle birimlerinde ifade edilmiştir. c^2 ışık hızının karesi olup atomik kütle değeri $931,494 \text{ MeV/u}$ ' dur.

Kütle numarası A olan bir çekirdeğin nükleon başına bağlanma enerjisi E_b/A olur. Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarasına göre grafiği Şekil 1.1'de verildiği gibidir.

E_b/A değeri $A=60$ civarında en büyük değere sahiptir. Kütle numarası 60 'tan büyük ve küçük çekirdeklerin daha az kararlı olduğu görülür. Kütle numarası 60 civarında veya daha büyük çekirdekler, daha küçük çekirdeklere bölünür ve fisyonu uğrarlar. Oluşan fisyon sonucu enerji açığa çıkar. Bunun nedeni ürün çekirdeklerin nükleonları, başlangıçtaki çekirdeğin nükleonlarından daha sıkı bağlıdır (Serway ve Beichner, 2007).



Şekil 1.1. Nükleon başına bağlanma enerji grafiği (Anonim, 2017d).

Bir fisyon reaksiyonunda açığa çıkan enerji aşağıdaki gibi bulunur.



öncelikle reaksiyonun kütle eksiğini bulalım;

$$\Delta m = (m_n + M^{235}\text{U}) - (M_{\text{Zr}} + M_{\text{Te}} + 3m_n) \quad (1.4)$$

$$\Delta m = \left[(1,008665u + 235,043924u) - (97,9120u + 134,9087u + 3(1,008665u)) \right] \quad (1.5)$$

$$\Delta m = 0,23589 u \quad (1.6)$$

olarak bulunur. Einstein' in kütle-enerji formülünü kullanırsak

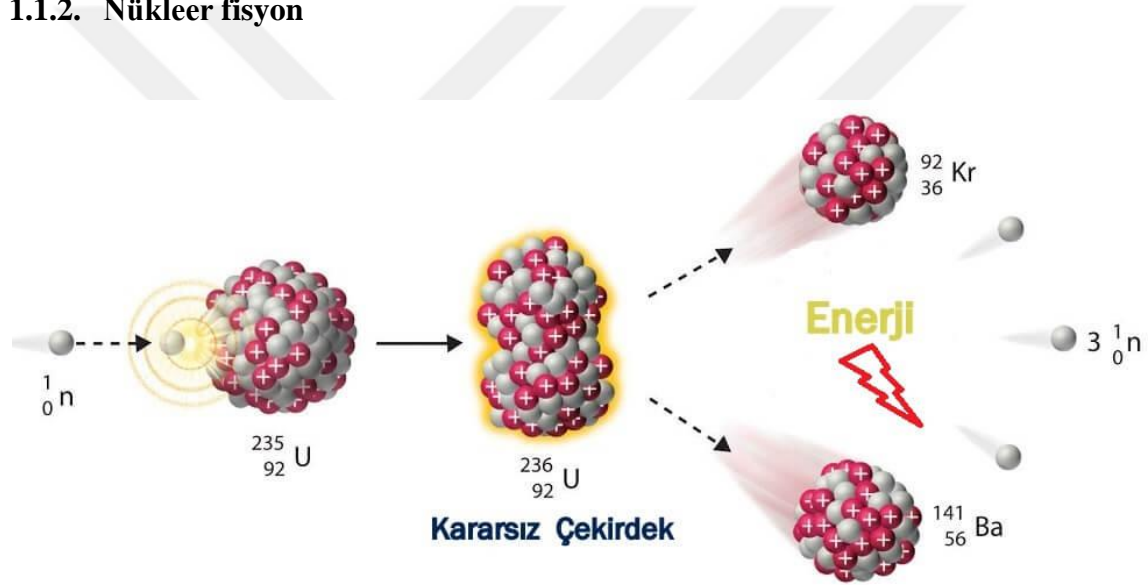
$$E = Q = \Delta m \times c^2 \quad (1.7)$$

$$Q = 0,20589u \times 931,494 \text{ MeV} / u \quad (1.8)$$

$$Q = 192 \text{ MeV} \quad (1.9)$$

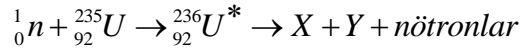
değerinde bir enerjinin açığa çıktığını görürüz.

1.1.2. Nükleer fisyon



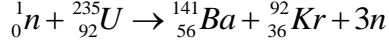
Şekil 1.2. Örnek fisyon reaksiyon şekli (Anonim, 2017e).

Fisyon, ^{235}U gibi ağır çekirdeklerin daha küçük iki çekirdeğe bölünmesi ile oluşan reaksiyonlardır (Serway ve Beichner, 2007). Bir ^{235}U izotopu bir nötron yakalayarak fisyonu uğraması aşağıdaki gibi gösterilir.



Burada ${}_{92}^{236}\text{U}^*$ çekirdeği, farklı iki çekirdeğe bölünmeden önce yaklaşık 10^{-12} s gibi kısa bir süre uyarılmış durumda bulunur. Oluşan X ve Y çekirdekleri fisyon ürünleri olarak adlandırılır. Fisyon sonucu oluşabilecek ürünler birçok kombinasyonda olabilir. Uranyum fisyonunda yaklaşık olarak 90 farklı ürün çekirdek oluşması

mümkündür. Oluşan her fisyon reaksiyonu sonucu ortalama 2.5 serbest nötron açığa çıkar. Uranyum için bir fisyon reaksiyonu aşağıdaki gibidir (Serway ve Beichner, 2007).



Bohr ve Wheeler fisyon olayını sıvı damlası modeline dayanarak açıklamışlardır (Bohr ve Wheeler, 1939). Bu modelde çekirdek küresel bir sıvı damlasına benzetilir. Bu küresel sıvı damlasında Coulomb itmesi ve yüzey gerilimi denge halindedir. Çekirdek bir nötron yakaladığı zaman uyarılmış duruma geçer. Bu ara formda çekirdekte titreşmeler başlar. Sıvı damlasında bir dengesizlik başlar ve elipsoidik bir şekil alır. Yüzey gerilim kuvveti damlayı eski şeklinde tutmaya çalışırken, uyarılma enerjisi bu durumu bozmaya çalışır. Eğer uyarılma enerjisi yeteri kadar büyük değilse elipsoid şeklindeki çekirdek, yüzey gerilimi sayesinde küresel şekline döner ve uyarılma enerjisi γ ışını şeklinde yayınlanır. Bu olay ışımali yakalama olarak adlandırılır.

Eğer uyarılma enerjisi yeteri kadar büyükse, damla bir ipek kozası biçimini alır. Bu durumda Coulomb itmesi koza şeklini almış çekirdeği iki kısma ayırır ve fisyon gerçekleşir. Bölünme sonucu oluşan parçaların ağırlıklarının birbirine eşit olma olasılıkları çok düşüktür. Genelde biri diğerinden daha ağır olur (Yılmaz, 1998).

1.1.3. Reaktör yakıtları

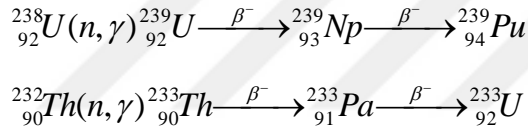
Nükleer santraller de termik santral prensibiyle çalışırlar. Aradaki tek fark ısı üretim şeklidir. Isı kaynağı kömür, gaz veya motorin olan termik santrallerde su, ısının verilmesiyle kazan kısmında buharlaştırılır. Bu oluşan buhar enerjisi türbinde mekanik enerjiye, mekanik enerjide jeneratör yardımıyla elektrik enerjisine çevrilerek elektrik üretimi sağlanmış olur. Gücü 1000 MW olan bir termik santral için kullanılacak yakıtta göre yıllık tüketim miktarları; 2.200.000 ton kömür, 1.400.000 ton petrol ya da 1.000.000 ton doğal gazdır.

Nükleer santrallerde ısı kaynağı, reaktörün kor kısmında gerçekleşen fisyon sonucu açığa çıkan enerjidir. Aynı güçteki nükleer santral için yıllık yakıt 30 tondur. Buda nükleer santralleri daha kullanışlı bir hale getirmektedir (Anonim, 2017b).

1940 yılında uranyumun atom enerjisi üretebildiği ve nükleer yakıt olarak kullanılabileceği anlaşılmıştır. Uranyum günümüzde nükleer reaktörlerin ana yakıtı olarak kullanılmaktadır.

Birçok çekirdek fisyon uğrayabilmesine rağmen yakıt olarak kullanılamazlar. Uranyum doğada bulunan tek fisil (hızlı veya termal nötronları soğurup fisyon uğrayabilen izotoplar) yakıttır. Doğal uranyum izotoplarının bolluk oranları % 99.27 ^{238}U , % 0.7205 oranında ^{235}U ve % 0.0055 ^{234}U şeklindedir. Bunlardan sadece ^{235}U yavaş ve hızlı nötronlarla fisyon gerçekleştirebilir ve yaygın olarak termal fisyon reaktörlerinde yakıt olarak kullanılmaktadır. ^{235}U izotopunun oranı çeşitli zenginleştirme yöntemleriyle artırılabilir.

^{238}U ve ^{232}Th elementlerinin termal nötron tesir kesitleri (fisyon oluşturabilme olasılıkları) çok küçüktür. Buna nazaran tüm enerjilerdeki nötronlarla fisyon reaksiyonu gerçekleştirebilen ^{239}Pu ve ^{233}U izotopları, ^{238}U ve ^{232}Th izotoplarının nötron soğurma reaksiyonlarından üretilebilmektedirler (Oğul ve Eren, 2007). Bu reaksiyonlar aşağıdaki gibidir:



1.1.4. Zincir reaksiyonlar

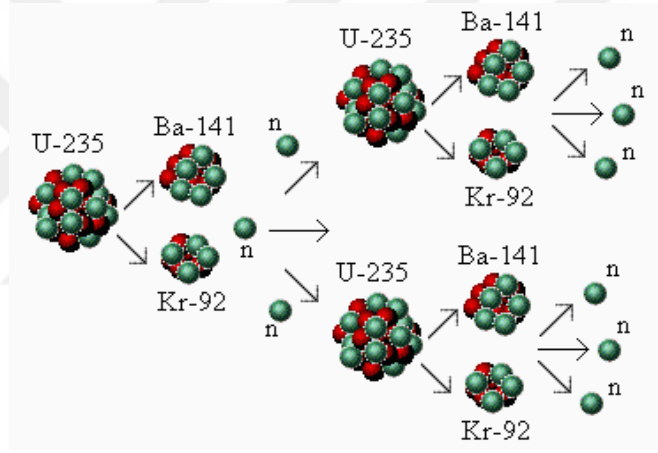
Bir fisyon olayında, hedef çekirdek tarafından soğrulan termal bir nötrona (enerjisi 0.1eV ve birkaç katı olan nötronlar) karşı ortalama olarak 2.5 tane nötron yayınlanır. Bu nötronların enerjileri yaklaşık olarak 2 MeV civarındadır. Reaksiyon bölgesinde meydana gelen çarpışmalar sonucu enerjilerinde bir miktar kayıp meydana gelir ve termal nötron durumuna geçerler. Termal hale gelen nötronların reaksiyon oluşturma olasılıkları oldukça yüksektir. Zincir reaksiyonları sonucu oluşan nötronların tekrar fisyon oluşturması ortamdaki nötronların artmasına sebebiyet verir. Bu da reaktör korundaki nötron ekonomisini olumlu olarak etkiler.

Fisyon sonucu yayınlanan her nötron fisyon reaksiyona sebebiyet vermez. Nötronların bir kısmı sistemden dışarı çıkar, bir kısmı ışımalı radyasyona sebep olur, bir kısmı fisyonla sebebiyet verirken bir kısmı da sistemde bulunan yapı malzemesi veya

birikmiş fisyon ürünleri tarafından soğrulur. Bu durumlar nötron ekonomisini olumsuz etkileyen faktörlerdendir.

Her oluşan fisyon sonucu 2.5 tane nötron oluşması reaksiyonun kendi kendine devam edebileceği anlamına gelir. Kendi kendisini devam ettirebilen bu reaksiyonlara zincir reaksiyonlar denir (Yaramış, 1985).

Nötron sayısının nesilden nesile arttığı zincir reaksiyonlarında, bir nesildeki nötron sayısının bir önceki nesil nötronlarına oranı bize 'etkin çoğalma katsayısı' nı verir. Etkin çoğalma katsayısı 'k' ile gösterilir. Yeterli miktarda ^{235}U yakıtı içeren bir sistemde k'nın değeri 1'den küçük 1'e eşit veya 1'den büyük olabilir. k reaktörün durumuna göre zincir reaksiyonlarının kontrolü sağlanır. k'nın değerine göre sistem kritik, kritik altı ve kritik üstü olarak değerlendirilir.



Şekil 1.3. Örnek zincir reaksiyon şeması (Anonim, 2017f).

Zincir reaksiyonun kendisini devam ettirip ettiremeyeceğini anlamak için etkin çoğalma faktörüne bakılır.

1.1.5. Etkin çoğaltma faktörü

Yeni nesil hızlı nötronların sayısı ile ilk nesil hızlı nötronların oranı bize etkin çoğaltma faktörünü verir.

$$\frac{(n+1).nesil\ nötronlar}{n.nesil\ nötronlar} = \frac{n_0 \cdot \epsilon \cdot \rho \cdot f \cdot \eta}{n_0} \quad (1.10)$$

Burada n_0 , birinci nesil hızlı nötronların sayısı ve ϵ hızlı fisyon faktörü olmak üzere;

$$n_0 \cdot \varepsilon \quad (1.11)$$

denklemini hızlı nötronların sayısını vermektedir. ρ rezonanstan kurtulma katsayısı olup,

$$n_0 \cdot \varepsilon \cdot \rho \quad (1.12)$$

denklemini ortamdaki nötronların sayısını vermektedir. f termal fayda faktörü olup,

$$n_0 \cdot \varepsilon \cdot \rho \cdot f \quad (1.13)$$

denklemini bize ^{235}U çekirdeği tarafından soğrulan termal nötron sayısını vermektedir. Soğurulan bu termal nötronlara η çarpanı uygulandığında;

$$n_0 \cdot \varepsilon \cdot \rho \cdot f \cdot \eta \quad (1.14)$$

denklemini de bize yeni nesil oluşan nötronların sayısını verir.

Çoğaltma faktörü;

$$k_\infty = n_0 \cdot \varepsilon \cdot \rho \cdot f \cdot \eta \quad (1.15)$$

şeklinde olur ve bu sayıya L ortam faktörünü eklersek;

$$k_{\text{etk}} = k_\infty \cdot L \quad (1.16)$$

etkin çoğalma faktörünü elde ederiz.

$k_{\text{etk}} < 1$ ise; ortamdaki sızan nötronlar ve fisyonla sonuçlanmayan nötron soğrulmaları, üretilen nötronlardan daha çoktur. Bu durumda reaksiyon belli bir süre sonra sonlanacaktır ve sistem kritik altı olarak değerlendirilecektir.

$k_{\text{etk}} = 1$ ise; üretilen nötron ve nötron kayıpları sabit bir dengededir ve reaksiyon kendi kendisini sürdürebilir. Sistem kritik olarak adlandırılır.

$k_{\text{etk}} > 1$ ise; üretilen nötronların sayısı, kayba uğrayan nötronlara göre fazladır. Bu durumda sistem kritik üstü olarak değerlendirilir.

Nükleer reaktörün güvenli bir şekilde çalışabilmesi için etkin değerin kritik değerde tutulması oldukça önemlidir. Etkin çoğalma katsayısını olumsuz etkileyen faktörlerden biride, yayınlanan nötronların ortamda birikmiş olarak bulunan atomlar tarafından soğrulmasıdır. Fisyon reaksiyonları sonucu açığa çıkan ürün çekirdekler zamanla reaktörün kor kısmında birikmeye başlarlar. Biriken bu fisyon ürünleri ortamdaki nötronları soğurarak nötron kayıplarına sebebiyet verirler. Bu şekilde ortamda birikip nötron kayıplarına sebebiyet veren fisyon ürünleri nötron zehri olarak bilinir. Xe ve Sm gibi bazı fisyon ürünleri yüksek oranda nötron soğuran zehirlerdendirler (DOE Fundamentals Handbook, 1993).

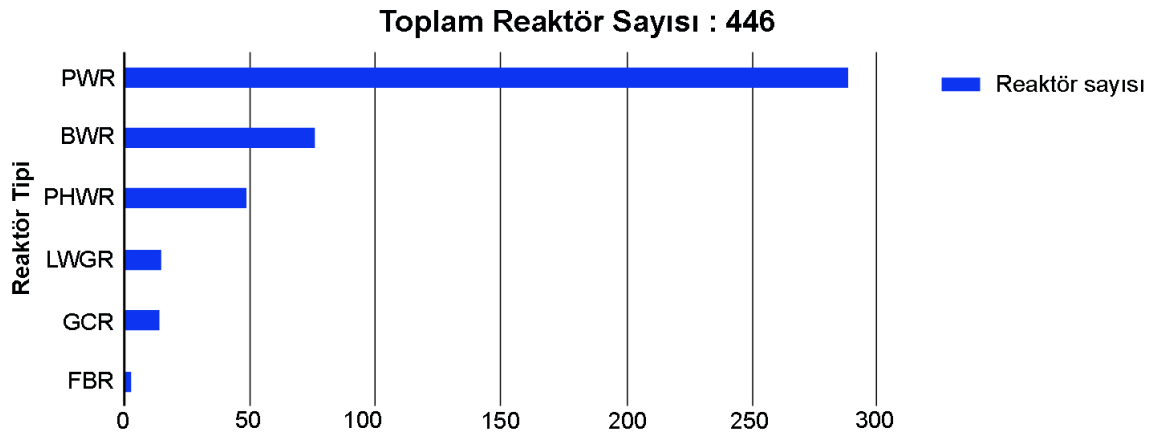
1.1.6. Nükleer santrallerin sınıflandırılması

Dünyada nükleer reaktörlerin farklı ülkelerde farklı türleri geliştirilmiştir. Bu reaktörlerin bazıları zamanla önemini yitirirken, bazıları da başarılı bir ticarileşme sürecine girip günümüzde tercih edilen reaktör tipleri durumuna gelmiştir.

Nükleer reaktörler genellikle soğutucu olarak kullanıldıkları malzemelere göre sınıflandırılırlar. Hali hazırda kullanılan nükleer reaktörlerin % 85’inde soğutucu olarak su kullanılmaktadır. Bu tür reaktörlere ‘hafif su reaktörleri’ (Light Water Reactors-LWR) denilmektedir. Hafif su reaktörleri de kendi aralarında ikiye ayrılırlar. Bunlar; basınçlı su reaktörleri (Pressurized Water Reactor-PWR) ve kaynar su reaktörleri (Boiling Water Reactor-BWR)’dir.

Basınçlı su reaktörlerinin Rus versiyonuna VVER, kaynar su reaktörlerinin Rus versiyonu RBMK olarak isimlendirilirler (Anonim, 2017a).

Dünya üzerinde kullanılan diğer reaktörler de ise soğutucu olarak ya gaz (GCR) yada ağır su (PHWR) kullanılmaktadır. GCR tipi reaktörler genellikle İngiltere’de kullanım alanı bulmuştur. Bazı ülkelerde soğutucu olarak ağır metallerin (sodyum gibi) kullanıldığı FBR (Hızlı Üretken Reaktör) tipi reaktörler ticarileştirilmeye çalışılmaktadır.



Şekil 1.4. Toplam reaktör sayısı (Anonim, 2017b).

Grafikte de görüldüğü gibi dünyada en yaygın olarak kullanılan reaktör tipi PWR, yani basınçlı su reaktörleridir.

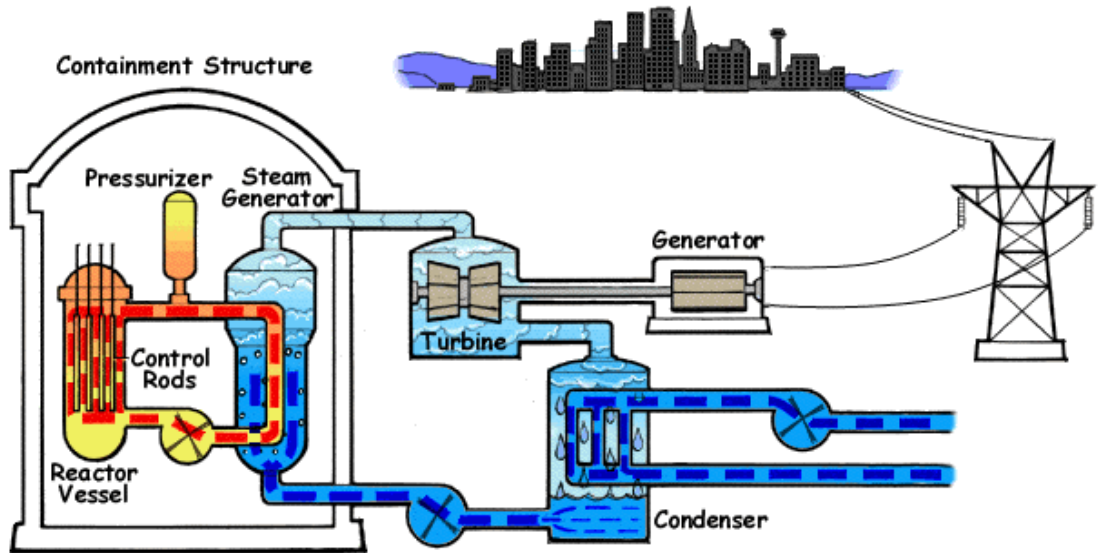
Nükleer reaktörlerin sınıflandırılmasının bir diğer yöntemi ise fisyon tepkimesine yol açan nötronların enerjisidir. Bir nükleer reaktörde fisyonu sebep olan nötronlar, termal nötron (enerjisi 1 eV veya bunun birkaç katı olan nötronlar) ise bu tip reaktörlere Termal Reaktör (Thermal Reactor) denir. Fakat fisyonu sebebiyet veren nötronların enerjisi 1 MeV ve 1 MeV'in birkaç katı ise, bu tip reaktörler Hızlı Reaktör yani 'Fast Reactor' olarak isimlendirilirler.

Termal reaktörlerde nötronları yavaşlatmak için moderatör kullanılırken, hızlı reaktörlerde yavaşlatıcıya sebep olan moderatör kullanılmaz.

Dünya üzerindeki ticari reaktörlerin %99' u termal reaktörlerdir. Bunlar; PWR, BWR, PHWR, VVER, RBMK, GCR/AGR'dir. Sadece FBR tipi reaktörler hızlı reaktör grubuna girmektedir (Anonim, 2017a).

1.1.7. Basınçlı su reaktörlerinin (PWR) yapısı ve çalışma prensibi

Dünyada en yaygın olarak kullanılan ticari reaktör tipidir. PWR (Pressurized Water Reactor) basınçlı su reaktörlerinin İngilizce'sinin baş harflerinin kullanılmasıyla yapılan bir kısaltmadır. Bu tür reaktörlerin hem soğutucu hem de yavaşlatıcısı (moderatörü) sudur.



Şekil 1.5. Örnek PWR Tipi reaktör şeması (Anonim, 2017g).

PWR tipi reaktörler de üç adet soğutucu su döngüsü vardır.

Birinci soğutma döngüsü; basınç kabı, soğutucu su pompaları, basınçlandırıcı, buhar üreteçleri ve bunlar arasındaki borulardan oluşmaktadır.

Basınç kabı içinde kor kısmı yani reaktörün kalbi olarak adlandırılan kısımda, nükleer yakıt olarak kullanılan çekirdeklerin fisyon tepkimesine uğraması sonucunda yüksek miktarda enerji açığa çıkmaktadır. Bu enerji soğutucu olarak kullanılan suyu ısıtmaktadır ve burada ısınan su basınç kabına iletilmektedir. Basınç kabında su ortalama olarak $290^{\circ}C$ giriş ve $330^{\circ}C$ çıkış sıcaklığına ulaşır. Bu sıcaklık değerleri reaktörlerin tasarımlarına göre değişiklik gösterebilir.

Reaktörün basınç kabında sıcaklığı artan su, buhar üreticine gönderilmektedir. Buhar üreticinde soğutucu su borulardan geçerek enerjisini ikinci döngüye aktarmakta ve pompa yardımı ile tekrar basınç kabına geri dönmektedir. Bu şekilde sürekli olarak fisyon sonucu açığa çıkan enerji, basınç kabından buhar üreticisine taşınmaktadır.

Bu döngüde soğutucu suyun buharlaşmaması amacı ile basınç çok yüksek değerde tutulur. Bu basınç değeri yaklaşık olarak 15-16.5MPa seviyelerindedir (normal atmosfer basıncının 150-160 katı kadar).

Bu döngüde soğutucu suyun basınç kabı ile buhar üreteçleri arasında devri daim etmesini sağlayan çok güçlü ve büyük pompalar kullanılmaktadır. Bunlara reaktör soğutucu su pompaları adı verilmektedir.

İkinci soğutucu su döngüsünde; türbin, jeneratör sistemi, yoğunlaştırıcı pompa ve ilgili borulardan oluşmaktadır. PWR'lerin ikinci döngü suyuna 'besleme suyu' denilmektedir.

Buhar üreticinde elde edilen yüksek sıcaklık ve yüksek basınçtaki buhar, borular yardımı ile türbin binasına getirilir ve türbinin çevrilmesini sağlar. Dönen türbine bağlı olan jeneratör, elektrik enerjisi üretmektedir. Burada enerjisini kaybeden buhar, yoğunlaştırıcıdan geçerek su haline gelir ve su pompaları yardımıyla tekrar buharlaştırılmak üzere buhar üreticine gönderilir.

Bu yoğunlaştırma, deniz veya nehir suyundan alınan soğuk suyun taşıdığı borulara çarpmasıyla oluşturulur.

Üçüncü soğutma su döngüsü ise; yoğunlaştırıcı pompa ve soğuk su kaynağından oluşmaktadır. Soğuk su kaynağı olarak deniz, göl veya nehirler kullanılmaktadır. Buradan alınan su, pompalar yardımı ile yoğunlaştırıcıya gönderilmektedir. Bu soğuk su

yoğunlaştırıcı borulardan geçerken, türbinden çıkan enerjisini kaybetmiş buhar borulara çarparak yoğunlaşır. Yoğunlaşan buhar su haline geçer ve yoğunlaştırıcının altındaki alanda birikir. Üçüncü döngü pompa yardımıyla deniz ile yoğunlaştırıcı arasında sürekli devri daim gerçekleşmektedir. Denizde alınan soğuk su biraz ısınmış olarak tekrar denize bırakılır.

1.2. Nötron Zehirleri

Nükleer reaksiyonlar sonucunda üretilen fisyon ürünlerinden bazılarının nötron yakalama tesir kesiti oldukça yüksektir. Bu tesir kesiti yüksek fisyon ürünleri nötron kayıplarına sebebiyet verir ve nötron zehri olarak isimlendirilir. En önemli nötron zehirleri Ksenon (^{135}Xe), Samaryum (^{149}Sm) ve Gadolinyum (^{157}Gd)' dur. Bu izotopların nötron soğurma tesir kesitleri sırası ile 2.000.000 barn, 740.000 barn ve 200.000 barn 'dır.

Belirli bir konsantrasyon ve termal nötron soğurma tesir kesitine sahip olarak ortaya çıkan pek çok fisyon ürünü reaktörün çalışması esnasında zehir etkisine sebep olur. Bu fisyon ürünleri tek başlarına çok büyük bir etkiye sebep olmazlar. Fakat bu özelliklere sahip birçok ürünün ortamda birikmesi, reaktörün çalışması üzerinde oldukça önemli etkilere sebep olur. Fisyon sonucu oluşan nötron zehirlerinin birikmesi yakıt veriminin azalmasına ve reaktiviteye olumsuz etki eder. Nükleer yakıt içerisinde bu ürünlerin birikmesi, reaktörün yakıt ömrünü belirler. Nükleer yakıt kimyasal yollarla bu ürünlerden ayrıştırılıp tekrar kullanılabilir hale getirilebilir (Anonim, 2017h).

Nükleer reaktörlerde fisyon sonucu oluşan, yüksek nötron soğurma tesir kesitine sahip bazı ürünler ^{95}Mo , ^{143}Nd , ^{143}Rm izotoplarıdır. Hızlı nötron reaktörlerinde oluşan nötron zehirleri ise hızlı ve termal nötronlarla gerçekleşen fisyon ürünlerinin farklılık göstermesi nedeniyle oldukça farklıdır. Ayrıca hızlı ve yavaş nötron soğuran bazı nötron zehirleri Kurşun-Bizmut soğutmalı hızlı reaktörlerin (RBEC-M) çalışması üzerinde oldukça güçlü bir etkiye sahiptir. Bu nötron zehirleri şunlardır: ^{99}Tc , ^{101}Ru , ^{103}Rh , ^{105}Pd , ^{107}Pd , ^{133}Cs , ^{149}Sm (Anonim, 2017b).

Nötron zehirlerini genel olarak yanabilen zehirler, çözünür zehirler ve yanmaz zehirler olarak üç kısımda incelemek mümkündür.

1.2.1. Yanabilen nötron zehirleri

Reaktörün çalışması sırasında yakıt miktarı sürekli olarak azalır. Reaktörün uzun süre çalışacağı göz önüne alındığında, kritik değeri sabit tutabilmek için, gereken miktardan daha fazla yakıt kullanılmalıdır. Fazla yakıt nedeniyle artan reaktivite, nötron emici materyallerle yani nötron zehirleriyle dengelenmelidir. Nötron zehri elementlerle yapılan kontrol çubukları, reaktiviteyi dengeleme yöntemlerinden biridir. Reaktörlerde kontrol çubuğu kullanımının bazı olumsuz yönleri olabilmektedir. Örneğin kontrol çubuğu mekanizmasının büyük oluşu ve çok yer kaplaması istenmeyen ve pratik olmayan bir sonuçtur. Bu tür sebeplerden dolayı fazla yakıt kullanımı gerektiren reaktörlerde, ek kontrol çubukları eklemek yerine yanabilen nötron zehirlerinin sisteme eklenmesi daha kullanışlı bir yöntemdir (DOE Fundamentals Handbook, 1993).

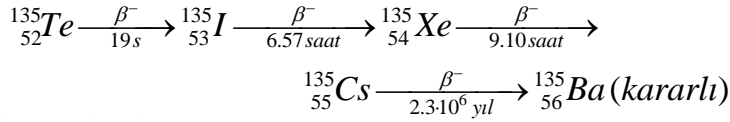
Yanabilen nötron zehirleri genellikle bor ve gadalinyum bileşikleri formundadırlar. Sisteme kafes iğnesi, plaka veya yakıt katkı maddesi olarak ilave edilir. Yanabilen zehirler, kontrol çubuklarına göre sisteme daha eşit bir şekilde dağılabildiği için kontrol çubuklarına oranla daha iyi bir işleve sahiptirler (DOE Fundamentals Handbook, 1993)

1.2.2. Çözünür nötron zehirleri

Su soğutucu sistemde çözünerek, homojen bir nötron soğurma ortamı oluşturan çözeltilerdir. Genellikle acil kapatma sistemlerinde kullanılırlar. En yaygın kullanılan çözünebilir nötron zehri, borik asit ve gadalinyum nitrattır. Soğutucuda kullanılan bu çözeltiler termal fayda faktörünü düşürerek, reaktivitenin azalmasına sebep olur. Borik asit ve gadalinyum nitrat konsantrasyonu değiştirilerek reaktivite değerleri ayarlanabilir. PWR reaktörlerinde bor konsantrasyonunun değişimi yavaş işleyen bir süreçtir ve yakıt azalması ya da nötron zehri birikmesi durumlarında reaktivitenin dengelenmesi için kullanılır (DOE Fundamentals Handbook, 1993).

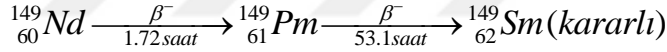
1.2.3. Yanmaz nötron zehirleri

Yanmaz nötron zehirleri, reaktörün çalışma süresince reaktiviteye negatif etki yapar. Gerçekte yanmaz nötron zehiri yoktur fakat hafniyum gibi yandıktan sonra yine nötron zehirine dönüşen belirli materyaller belirli koşullar altında yanmaz zehir olarak adlandırılırlar. Bir nötron soğuran hafniyum peş peşe beş nötron soğurma zincir reaksiyonu gerçekleştirir. Sonuçta yanıcı olmayan özelliklere yakın uzun yarı ömürlü bir yanabilir nötron zehri oluşturur (DOE Fundamentals Handbook, 1993).



Bu bozunumda, fisyon sonucu oluşan tellürün bozunmalar sonucu Xe elementinin oluşması ve bozunumu görülmektedir. I-135 elementi iyi bir nötron zehri olmamasına rağmen Xe oluşumunun çoğu I-135' in bozunumundan oluşur.

Sm-149 ikinci yüksek nötron emme kapasitesine sahip elementtir. Fisyon ürünü olarak oluşan Nd-149 elementinin bozunarak Sm-149 elementi oluşturma bozunumu aşağıdaki gibidir.



Oluşan diğer fisyon ürünlerinin tesir kesitleri Xe, Sm ve Gd elementlerine kıyasla daha düşük olsa da reaktörün uzun çalışma süresi içinde fisyon ürünlerinin birikimi kümülatif olarak reaktör çalışmasına etki edecek kadar önemlidir (DOE Fundamentals Handbook, 1993). Nötron zehirlerini yavaş nötron zehirleri ve hızlı nötron zehirleri olmak üzere de farklı iki gruba ayırabiliriz.

Hızlı Nötron Zehirleri: ${}^{147}\text{Sm}$, ${}^{135}\text{Xe}$, ${}^{135}\text{I}$, ${}^{157}\text{Gd}$, ${}^{83}\text{Kr}$, ${}^{95}\text{Mo}$, ${}^{143}\text{Nd}$, ${}^{147}\text{Pm}$

Yavaş Nötron Zehirleri: ${}^{133}\text{Cs}$, ${}^{101}\text{Ru}$, ${}^{103}\text{Rh}$, ${}^{99}\text{Tc}$, ${}^{105}\text{Pd}$, ${}^{107}\text{Pd}$, ${}^{149}\text{Sm}$

2. KAYNAK VE BİLDİRİŞLERİ

Atom çekirdeği hakkında büyüklük, yer, şekil gibi bilgilerin tamamı nükleer reaksiyon çalışmaları sonucunda elde edilmiştir. Dolayısıyla deneysel olarak gerçekleştirilen nükleer reaksiyonlar, nükleer yapının daha iyi anlaşılması bakımından oldukça önemlidir. Fakat nükleer reaksiyonları her tür enerji değerinde gerçekleştirmek oldukça zor bir durumdur. Ayrıca nükleer reaksiyonlar sonucu oluşan bazı ürünlerin çok kısa yarı ömürlü olmasından dolayı deneysel çalışmalar sınırlı kalabilmektedir. Bu tür sorunlardan dolayı teorik çalışmaların yapılması ve deneysel verilerle benzerlik göstermesi oldukça önemlidir.

Weisskopf ve Ewing istatistiksel modelleri nükleer reaksiyonlara uygulayarak, nükleer modelleri geliştirdi (Weisskopf, 1937); (Weisskopf ve Ewing, 1940). Bu çalışma ile nükleer reaksiyonlarla ilgili araştırmalar ivme kazandı. Bohr ve Wheeler tarafından önerilen Bileşik Çekirdek bozunum süreci deneysel olarak doğrulanması (1950). İlk defa Nükleer enerji ile elektrik üretimi ise 1951'de gerçekleştirildi.

Bilgisayar destekli intra-nükleer kaskad hesaplamaları Monte Carlo hesaplama tekniği kullanılarak yapıldı (Metropolis ve ark., 1958). Denge-öncesi bozunmalar için eksiton hesaplama modeli geliştirildi (Griffin, 1966). Uyarılmış bir çekirdeğin istatistiksel denge sürecini açıklayan yeni bir model geliştirildi (Harp ve ark., 1968). Denge öncesi reaksiyon modelleri için bir sentez niteliğinde olan hibrid model ortaya konuldu (Blann, 1971). Nükleer maddenin yüzey yoğunluğu hibrid model hesaplamalarına dahil edilerek Geometri Bağımlı Hibrid model geliştirildi (Blann, 1972). Bileşik çekirdeğin uyarılma fonksiyonları ve parçacık yayınlama spektrumları için eksiton modele ait uygulamalar yapıldı (Ribansky ve ark., 1973).

Denge öncesi reaksiyonlarda parçacık yayınlama hesaplamaları için Kaskad-Eksiton Model ortaya konuldu (Gudima ve ark., 1983). ALICE bilgisayar programının önceki bir sürümü ile gama kaskad hesaplamaları yapıldı (Blann ve ark., 1988). Nötronla uyarılan reaksiyonlar için denge öncesi parçacık yayınlama spektrumlarının hesaplanması amacıyla PCROSS bilgisayar programı geliştirildi (Capote ve ark., 1991). Blann tarafından Monte Carlo simülasyon modeli kullanılarak yeni bir denge öncesi reaksiyon modeli ortaya kondu (Blann, 1996).

Birçok çalışmada nötron zehri olarak kullanılan bazı çekirdeklerin tesir kesiti hesaplamaları yapıldı (S. Iijima ve ark., 1977), (P.Staveloz ve ark., 1979).

2006'da ALICE programının yeni bir sürümü olan ALICE/ASH yayınlandı (Broeders ve ark., 2006). Nükleer reaksiyon modelleri ile denge ve denge öncesi parçacık yayınlama tesir kesiti hesaplamaları yapıldı (Uğur ve ark., 2013; Kaplan ve ark., 2014; Arasoğlu ve Özdemir, 2014; Yiğit, 2015).



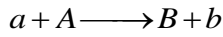
3. MATERYAL VE YÖNTEM

Reaktörlerde nötron zehiri olarak bilinen ^{95}Mo , ^{99}Tc , ^{101}Ru , ^{103}Rh , ^{105}Pd , ^{133}Cs , ^{143}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm izotopları için 2-20 MeV aralığında (n, α) ve (n, p) reaksiyon tesir kesitlerinin teorik hesaplamaları bölüm 3.2'de verilen nükleer reaksiyon modelleri ile yapıldı. Söz konusu nükleer model hesaplamalarında bölüm 3.3'te verilen ALICE/ASH ve PCROSS bilgisayar programları kullanıldı.

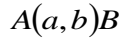
3.1. Nükleer Reaksiyonlar

Bir çekirdeğin proton, nötron, elektron veya daha ağır çekirdeklerle çarpıştırılması işlemine nükleer reaksiyon denir. Nükleer reaksiyonun gerçekleşebilmesi için hedefe yollanan parçacığın Coulomb bariyerini aşması gerekir (Liljenozin ve ark., 1980).

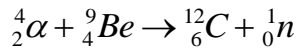
Nükleer reaksiyon çalışmaları; bize nükleer yapı yani çekirdeğin büyüklüğü, çekirdeğin yük dağılımı ve çekirdek kuvvetleri gibi birçok özellik hakkında bilgi verir. Nükleer reaksiyonlar genellikle;



şeklinde veya



şeklinde gösterilir. Burada a mermi parçacığı, A hedef çekirdeği, B ürün çekirdeği ve b yayınlanan taneciği ifade etmektedir. Bazen nükleer reaksiyonlar sonucu birden fazla parçacıkta yayınlanabilir. Enerji, kütle, lineer momentum, açısal momentum, yük ve nükleon sayısı gibi özellikler nükleer reaksiyonlarda korunur. Nükleer reaksiyonlara örnek olarak ^9_4Be çekirdeğinin $^4_2\alpha$ tanecikleriyle bombardıman edildiği reaksiyon verilebilir (Oğul ve Eren, 2007).



Şeklinde bir nükleer reaksiyon elde ederiz.

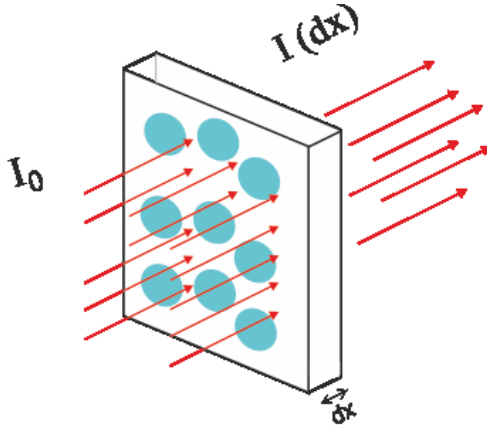
Nükleer reaksiyonlarda oluşacak ürün çekirdek ve yayınlanacak parçacık çeşidi, mermi parçacığının türü ve enerjisinin yanı sıra hedef çekirdeğin başlangıç durumuna göre farklılık gösterir.

Nükleer reaksiyonlar; radyoaktif elementlerin yayınladığı parçacıklarla başlatılabileceği gibi lineer hızlandırıcılar, siklotronlar, nükleer reaktörler ve diğer makineler tarafından üretilen yüksek enerjili parçacıklar ve γ ışınları ile de başlatılabilir (Arya, 1997).

3.1.1. Nükleer reaksiyon tesir kesitleri

Atom çekirdeği hakkında bilinenlerin birçoğu, enerji yüklü parçacıklarla durgun haldeki hedef çekirdeklerin bombardıman edildiği deneylerle elde edilir. Tesir kesiti; gelen bir parçacığın, bir hedef parçacıkla belli bir biçimde etkileşme olasılığını ifade eder (Beiser, 2003). Tesir kesiti, uyarılma fonksiyonu olarak da adlandırılır. Geometrik olarak yorumlarsak; gelen parçacığın hedef çekirdekle etkileşime girdiği etkin alan şeklinde ifade edilebilir.

Farklı çekirdek reaksiyonlarının gerçekleşme olasılıklarını yani tesir kesitlerini hesaplamak ve ölçmek çok önemlidir. Bu hesaplama verileri birçok fizik alanında bizlere yarar sağlamaktadır. Özellikle reaktör yapımında, zırhlanma yapı malzemesi tayininde önemli yararlar sağlar.



Şekil 3.1. Parçacık demeti soğrulması (Arya, 1997).

Şekil 3.1'de 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 düşen tanecik sayısının n olması kabulü ile sonsuz ince dx kesiti ele alınır;

$$\text{birim yüzeydeki çekirdek sayısı} = ndx \quad (3.1)$$

$$\text{levha yüzeyindeki toplam çekirdek sayısı} = Andx \quad (3.2)$$

olur. Her bir çekirdeğin etkin tesir alanı σ ise;

$$\text{toplam etki alanı} = An\sigma dx \quad (3.3)$$

şeklinde elde edilir.

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

$$dp = \frac{An\sigma dx}{A} = \sigma ndx \quad (3.4)$$

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

$$dp = (\sigma n) dx = \sum_r dx \quad (3.5)$$

denkleminde verilen $\sum_r = \sigma n$ çarpımı makroskopik tesir kesiti olarak tanımlanır.

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

$$1b = 100 fm^2 = 10^{-28} m^2 = 10^{-24} cm^2 \quad (3.6)$$

olarak verilir (Arya, 1997).

3.2. Nükleer Reaksiyonların Sınıflandırılması

Nükleer reaksiyonları; mermi parçacığının enerjisi, oluşan ürünlere veya reaksiyon mekanizmalarına göre farklı şekillerde sınıflandırmak mümkündür.

Nükleer reaksiyonları dengeye gelme sürelerine göre de üç gruba ayırabiliriz. Bunlar; direk reaksiyonlar, bileşik çekirdek reaksiyonları ve denge öncesi reaksiyonlardır.

3.2.1. Direk reaksiyonlar

Direk reaksiyonlar, yüksek enerjilerde ve kısa sürede meydana gelen reaksiyon türüdür. Mermi parçacığın hedef çekirdek ile etkileşime girip istatistiksel dengeye gelme süresi $10^{-22}s$ 'dir. Bu süre mermi parçacığın çekirdek içerisinde herhangi bir etkileşime uğramadan geçtiği süre olarak tanımlanır (Krane, 2002). Direk

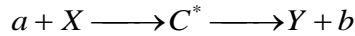
reaksiyonlarda mermi parçacık ile çekirdeğin yüzey nükleonları arasında güçlü bir etkileşim söz konusudur. Hangi reaksiyonun gerçekleşebileceği, hedefe yollanan mermi parçacığın enerjisi ile tahmin edilebilir. Örneğin 1 MeV enerjideki bir parçacığın De Broglie dalga boyu 4 fm'dir. Bu enerjideki mermi çekirdeğin, hedef çekirdekteki nükleonlarından biriyle etkileşime girme olasılığı oldukça düşüktür. Fakat 20 MeV enerjideki bir parçacığın De Broglie dalga boyu 1 fm'dir. Buda mermi parçacığının, hedef çekirdeğinin nükleonlarından biriyle etkileşime girme olasılığının yüksek olduğunu bize gösterir (Krane, 2002).

Direk reaksiyonlara inelastik reaksiyonlar ve transfer reaksiyonları örnek olarak verilebilir.

3.2.2. Bileşik çekirdek reaksiyonları

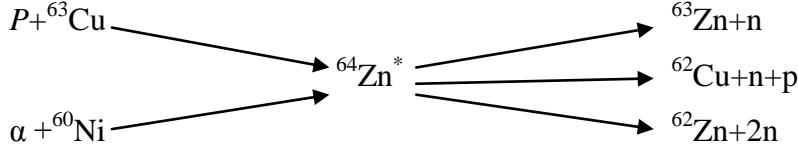
Mermi parçacığının, bir çarpışma sonucu hedef çekirdek içerisine girdiğini varsayalım. Bu mermi parçacığının, hedef çekirdeğin nükleonlarından biriyle etkileşime girme olasılığı oldukça yüksektir. Çarpışma sonucu geri tepen mermi parçacık diğer nükleonlarla ardışık çarpışmalar yapar. Bu çarpışmalar sonucu, mermi parçacığının gelme enerjisi, parçacık ve hedef çekirdeğin nükleonları arasında paylaşılır. Bu rastgele çarpışmalar sonucu, mermi parçacık ile hedef çekirdeğin nükleonlarının enerjisinde istatistiksel bir denge oluşur. Buda tek bir nükleonun çekirdekten çıkma olasılığının olabileceği anlamına gelir. Bu tür reaksiyonların dengeye gelme süreleri ortalama olarak 10^{-14} s ile 10^{-18} s arasındadır.

Bileşik çekirdek reaksiyonları, parçacığın soğurulması ve bir parçacığın yayınlanmasından önce belirli bir ara duruma sahiptir. Bu ara durum formuna bileşik çekirdek denir. Sembolik olarak aşağıdaki gibi gösterilir.



burada C^* bileşik çekirdektir.

Bileşik çekirdek reaksiyonlarında bozunma olasılığı sadece sisteme verilen toplam enerjiye bağlıdır. Reaksiyon sırasında oluşan bileşik çekirdek, birbirinden bağımsız ve tamamen istatistiksel kurallara göre bozunur. Özel olarak $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeğini örnek verebiliriz. Bu örnekte olduğu gibi bileşik çekirdek bir çok farklı reaksiyon oluşturabilir (Krane, 2002).



Şekil 3.2. Zn çekirdek reaksiyonu ürün olasılığı (Ghoshal, 1950).

Bileşik çekirdek reaksiyon hesaplamaları için iki önemli modelden yararlanılır. Birinci model, Weiskopf-Ewing Model'dir. Bu model hesaplamalara; enerji, yük, kütle korunumu dahil eder ancak mermi parçacığının açısal momentum ve parite değişimini ihmal eder (Weisskopf ve Ewing, 1940).

İkinci model ise Hauser-Feshbach Model'dir. Bu model Weiskopf-Ewing modelin yanı sıra hesaplamalara açısal momentum ve parite değişimlerini de ilave eder.

3.2.3. Denge Öncesi Reaksiyonlar

Uzun süre yapılan nükleer reaksiyon çalışmalarında, direk ve bileşik çekirdek reaksiyonları olmak üzere iki reaksiyon çeşidinin olduğu düşünülüyordu. Son zamanda yapılan deneylerle üçüncü bir reaksiyon türünün de varlığı ortaya çıktı. Bu direk ve bileşik çekirdek reaksiyonları için bir ara form teşkil eden denge öncesi reaksiyonlardır (Houlb ve ark., 1980).

Denge öncesi reaksiyonlar; mermi parçacığın hedef parçacık ile etkileşip herhangi bir termal ve istatistiksel dengeye ulaşmadan parçacık yayınlaması durumudur. Bu parçacık yayınlama, direk reaksiyon ile bileşik çekirdek reaksiyonları arasında gerçekleştiği için, parçacık yayınlama süresi direk reaksiyon süresinden uzun, bileşik çekirdek reaksiyon süresinden kısadır.

Denge öncesi reaksiyonlarda, uyarılma enerjisi tamamen paylaşılmadan önce parçacık yayınlaması gerçekleştiği için yayınlanan parçacıkların enerjisi daha büyüktür.

Denge öncesi reaksiyon mekanizması, hedef çekirdeğin kütlesine ve bileşik sistemin eksiton enerjisine bağlı olarak birincil nötron, proton ve alfa parçacıklarının

yayınlanmasında diğer reaksiyonlara göre daha önemli rol oynamaktadır (Milazzı-Colli ve ark., 1974).

Özellikle 10 MeV' in üzerindeki gelme enerjilerinde, denge öncesi faktörü nükleer reaksiyonlara çok önemli katkılar sağlar. Bundan dolayı nükleer fizik problemlerinin anlaşılabilmesi için, denge öncesi reaksiyon durumunu deneysel olarak gözlemleyip, teorik olarak hesaplamak gerekir.

Denge öncesi reaksiyonları incelemek için birtakım modeller geliştirilmiştir. Bu denge öncesi reaksiyon modelleri, yayınlanan parçacıkların açılal dağılımını açıklamada çok başarılı olmasa da, 10-60 MeV enerjili nötron, proton ve alfa parçacıklarının enerji spektrumlarının yüksek enerji bölgesini açıklamada oldukça başarılıdır. Bu modeller;

- i. Full Eksiton Model (FEM)
- ii. Hibrid Model
- iii. Geometri Bağımlı Hibrid Model

şeklinde sıralanabilir.

3.3. Kullanılan Nükleer Reaksiyon Modelleri

3.3.1. Weisskopf-Ewing model

Weisskopf-Ewing (WE) modele göre bir çekirdeğin reaksiyon tesir kesiti

$$\sigma(x, y) = \sigma_x(\varepsilon)\eta_y(E) \quad (3.7)$$

şeklinde verilir. Burada $\sigma_x(\varepsilon)$; ε enerjili x parçacıkları ile bombardıman edilen hedef çekirdeğin bileşik çekirdek oluşturma tesir kesiti, $\eta_y(E)$ ise E uyarılma enerjisine sahip bileşik çekirdeğin y parçacığı yayınlama olasılığıdır. E uyarılma enerjisi; mermi parçacığın ε kinetik enerjisi ile bileşik çekirdeğe bağlı olduğu en düşük bağlanma enerjisinin (E_x) toplamıdır (Weisskopff ve Ewing, 1940).

Bileşik çekirdek oluşturma tesir kesiti σ_x , parçacığın yüzey ile etkileşim ve enerji paylaşımı terimlerine ayrılabilir:

$$\sigma_x(\varepsilon) = S_x(\varepsilon)\xi_x(\varepsilon) \quad (3.8)$$

Yüzey etkileşim tesir kesiti $S_x(\varepsilon)$ yüksek enerjili nötronlar için geometrik tesir kesiti πR^2 ye eşit olur. Yüklü parçacıklar içinse Coulomb engeli etkisiyle daha küçüktür. $\xi_x(\varepsilon)$ enerji paylaşım olasılığı ise WE teorisinde yalnızca ε kinetik enerjisine bağlı bir büyüklüktür.

Kısmi parçacık yayınlama olasılığı η_y ise;

$$\eta_y = \frac{\Gamma_y}{\sum_{y'} \Gamma_{y'}} \quad (3.9)$$

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

$$\Gamma_y \tau_y = \hbar \quad (3.10)$$

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

$$\Gamma_y = \frac{f_y(E - E_y)}{w_c(E)} \quad (3.11)$$

şeklinde yazılır. $w_c(E)$; E uyarılma enerjisine sahip bileşik çekirdeğin yoğunluk seviyesi, $f_y(E - E_y)$ ise; $E - E_y$, y parçacığının kazanabileceği en büyük enerji olmak üzere boyutsuz bir fonksiyondur. (3.11) denklemini (3.9)'de kullanarak

$$\eta_y = \frac{f_y(E - E_y)}{\sum_{y'} f_{y'}(E - E_{y'})} \quad (3.12)$$

elde edilir. (3.19) ve (3.23) denklemleri ile $E = \varepsilon + E_x$ eşitliği de kullanılarak reaksiyon tesir kesiti için

$$\sigma(x, y) = S_x(\varepsilon) \xi_x \frac{f_y(\varepsilon - T(x, y))}{\sum_{y'} f_{y'}(\varepsilon - T(x, y'))} \quad (3.13)$$

elde edilir. Burada $T(x, y) = E_y - E_x$ reaksiyon eşik enerjisidir (Weisskopf ve Ewing, 1940).

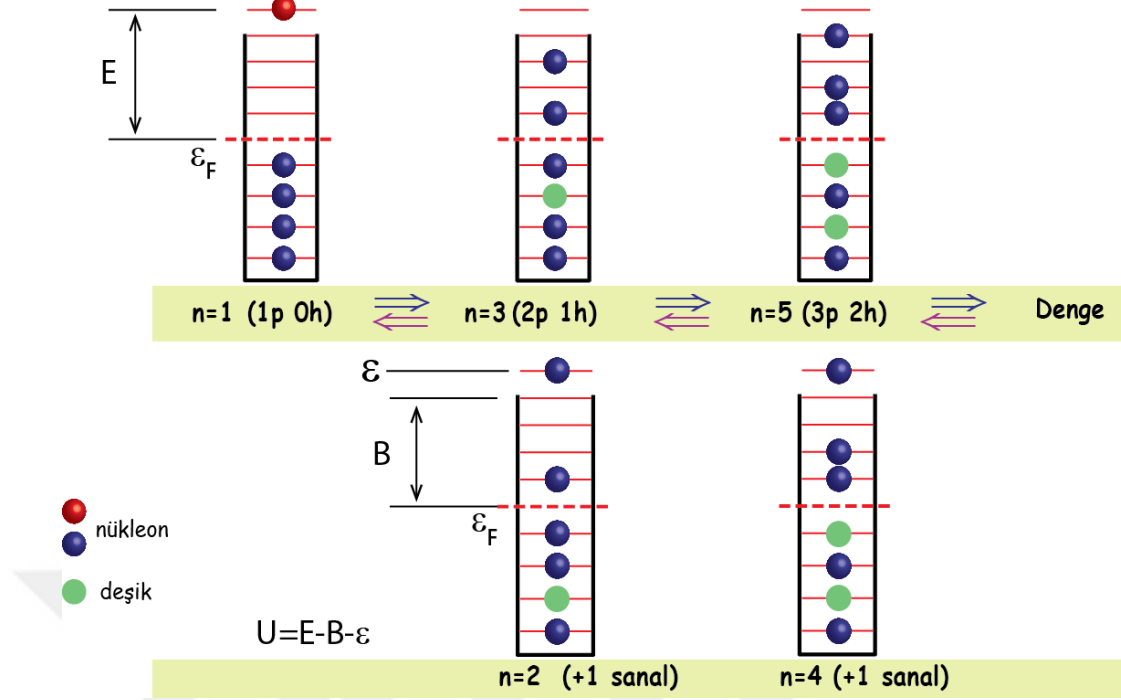
3.3.2. Full eksiton model (Griffin)

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

Eksiton modelde mermi parçacık ve hedef çekirdeğin nükleonları arasındaki etkileşim şematik olarak Şekil 3.3'de verildiği gibidir. Parçacık hedef çekirdeğe girince $1p-0h$ durumu (1 eksiton) oluşur. Mermi nükleonlardan biriyle etkileşerek $2p-1h$ durumunu oluşturur ve bu çarpışmalar sonucunda daha çok parçacık boşluk çifti oluşur. Bu süreç tüm parçacıkların bağlı olduğu bir duruma karşılık gelebileceği gibi, her bir eksiton sayısına karşılık parçacığın bağlı olmadığı bir durum da olasıdır. Bu reaksiyon sürecinin her bir adımında parçacık yayınlanabileceği anlamına gelmektedir. Parçacık yayınlanmasından sonra kalan uyarılma enerjisi sistem tarafından paylaşılır. Yeterli sayıda parçacık-boşluk çifti oluşunca çift yakalama süreciyle tekrar dengeye ulaşılır.

Eksiton modelde sadece eksiton sayısı dikkate alındığından, çekirdek hakkında detaylı bilginin istenmediği durumlarda, reaksiyonların incelemesinde kullanılır. Döteryum, trityum, alfa gibi kompleks mermi parçacıklarla oluşturulan reaksiyonları incelemekte oldukça elverişlidir (Griffin , 1966).

Griffin eksiton model hesaplamalarında kullanılan ana denklem Cline ve Blann (1971) tarafından model üzerinde bir takım eklemeler yapılarak 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.



Şekil 3.3. Eksiton Modelde enerji seviyeleri ve parçacık ilişkisinin şematik gösterimi. E: uyarılma enerjisi, B bağlanma enerjisi, ε : parçacığın kinetik, U: kalan uyarılma enerjisidir (Blann, 1975).

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

$$\frac{dq_n(t)}{dt} = q_{n-2}(t)\lambda^+(n-2) + q_{n+2}(t)\lambda^-(n+2) - q_n(t)[\lambda^+(n) + \lambda^-(n) + w(n)] \quad (3.14)$$

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 y parçacığının toplam yayınlanma oranı için;

$$w_y(n, \varepsilon) = \frac{2s_y + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_y \varepsilon \sigma_{y,inv}(\varepsilon) \frac{\rho(p - p_y, h, U)}{\rho(p, h, E)} Q_y(n) \varphi_y \quad (3.15)$$

yazılır. Burada μ_y ; bağıl kütle, s_y ; spin, E ; toplam uyarılma enerjisi, $\sigma_{y,nv}$; 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;

$$\lambda^-(n) = \frac{2\pi}{\hbar} \langle M^2 \rangle \frac{1}{2} g p h (n-2) \left[1 - \left(\frac{C(p-1, h-1)}{gE - A(p-1, h-1)} \right)^{n-3} \right] \quad (3.16)$$

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

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 ana denkleminin n ve $t=0$ başlangıç koşulunda çözümü için;

$$\begin{aligned} -q_n(0) &= \lambda^+(n-2)t(n-2) + \lambda^-(n+2)t(n+2) \\ &\quad - [\lambda^+(n) + \lambda^-(n) + w(n)]t(n-2) \end{aligned} \quad (3.17)$$

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

$$t(n) = \int_0^{\infty} q(n, t) dt \quad (3.18)$$

olarak tanımlanır. Böylece ε enerjili b parçacığının yayınlanma olasılığı;

$$\frac{d\sigma^{PE}}{d\varepsilon}(x, y) = \sigma_x \sum_n w_y(n, \varepsilon) t(n) \quad (3.19)$$

olarak bulunur.

3.3.3. Hibrid model

Eksiton modelin sunmuş olduğu kolaylığa rağmen; parçacık spektrumu şeklinde gösterdiği başarıyı tesir kesitinde gösterememektedir. Bu problem; iç geçişler için kısmi yarı ömür hesaplamalarının eklenmesiyle Harp-Miller-Berne modeli ile aşılacak istenmiş fakat başarılı olamamıştır (Harp ve ark., 1968). Bu eksikliğe birinci dereceden

düzeltilmeyi sağlamak için hibrid model Blann ve Vonach tarafından tekrar formüle edilmiştir (Blann ve Vonach, 1983).

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 hesaplamaları ile elde edilir.

Hibrid Model 1971’de Blann tarafından önerilmiştir. Hibrid model; Griffin modelde verilen 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 olmasından dolayı, denge sürecinde ulaşılabilecek son durum çeşitlilik gösterir (Blann, 1971).

Hibrid modelde denge öncesi parçacık yayınlama olasılığı;

$$\begin{aligned}
 P_x(\varepsilon)d\varepsilon &= \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \left[\frac{\rho_{p,h}(U,\varepsilon)gd\varepsilon}{\rho_{p,h}(E)} \right] \left[\frac{\lambda_c(\varepsilon)}{\lambda_c(\varepsilon)+\lambda_{n+2}(\varepsilon)} \right] D_n \\
 &= \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} n P_x(\varepsilon)d\varepsilon
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

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.

Denklem (3.23)’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 vermektedir. D_n ise; daha az kompleks durumlarda yayınlanmadan kalan parçacıkları temsil eder (Blann, 1975).

3.3.4. Geometri bağımlı hibrid model

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

gösterebilmektedirler. Bu sorunun giderilebilmesi için; Blann, Hibrid Model'e nükleer yüzeyde gerçekleşen etkileşimleri dahil ederek, Geometri Bağımlı Hibrid Model'i (GDH) önermiştir (Blann, 1972).

Denge-öncesi parçacık yayınlanmasına nükleer yoğunluk dağılımının katkısını hesaplara dahil etmek için yapılacak varsayım; reaksiyonun, yarıçapı çarpışma parametresi ile belirlenen ve $\hat{\lambda} = \lambda/2\pi$ kalınlığa sahip küresel bir kabuğun içine ilerleyen, kısmi dalgalar tarafından başlatılacağıdır. Böylece Geometri Bağımlı Hibrid Model'de parçacık yayınlama tesir kesiti;

$$\sigma(\varepsilon)d\varepsilon = \pi\hat{\lambda} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)T_{\ell}P(\varepsilon)d\varepsilon \quad (3.21)$$

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

3.4. Kullanılan Bilgisayar Modelleri

3.4.1. 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 ışımali 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.

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

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_x} = \pi\hat{\lambda}^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)T_{\ell} \sum_{n=n_0} X_x \frac{\rho(p-1, h, U)}{\rho(p, h, E)} \frac{\lambda_x^e}{\lambda_x^e + \lambda_x^+} gD_n \quad (3.22)$$

bağıntısı kullanılır. Burada $\hat{\lambda}$; 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 ;

$$\lambda_x^e = \frac{(2s_x + 1)\mu_x \varepsilon_x \sigma_x^{inv}(\varepsilon_x)}{\pi^2 \hbar^3 g_x} \quad (3.23)$$

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;

$$\lambda_x^+ = \nu \sigma_0(\varepsilon_x) \rho_\ell \quad (3.24)$$

şeklinde tanımlanır. Burada, σ_0 ; Pauli düzeltmesi yapılmış nükleon nükleon çarpışma tesir kesiti ve ρ_ℓ ; $\ell\hat{\lambda}$ ile $(\ell+1)\hat{\lambda}$ arasındaki ortalama nükleer madde yoğunluğudur.

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

$$W_x(\varepsilon_x) \propto (2s_x + 1)\mu_x \varepsilon_x \sigma_x^{inv}(\varepsilon_x) \frac{\rho(Z', A', U)}{\rho(Z, A, E)} \quad (3.25)$$

ile verilir (Broeders ve ark., 2006).

3.4.2. PCROSS Programı

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

PCROSS programda nükleon yayınlama olasılığı;

$$W_y(E, n, \varepsilon_y) = \frac{2s_y + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_y \varepsilon_y \sigma_y^{inv}(\varepsilon_y) \frac{\rho(p-y, h, U)}{\rho(p, h, E)} Q_y(p, h)_y \quad (3.26)$$

ifadesi ile verilir. Gama yayınlanmasından farklı olarak bir γ parçacığının yayınlandığı varsayılan bu denklemde s_y ; yayınlanan nükleonun s pini, Q_y ise yayınlanan nükleonun proton ya da nötron olmasını hesaba katan bir çarpandır (Capote ve ark., 1991).



4. BULGULAR

Bu çalışmada fisyon reaksiyonları sonucu oluşan ve nötron zehri olarak reaktörün kor kısmında biriken; ^{95}Mo , ^{99}Tc , ^{101}Ru , ^{103}Rh , ^{105}Pd , ^{133}Cs , ^{143}Nd , ^{147}Sm ve ^{149}Sm çekirdekleri için 2-20 MeV aralığında (n, α) ve (n, p) reaksiyon tesir kesitlerinin teorik değerleri denge ve denge öncesi reaksiyon modelleri kullanılarak hesaplandı.

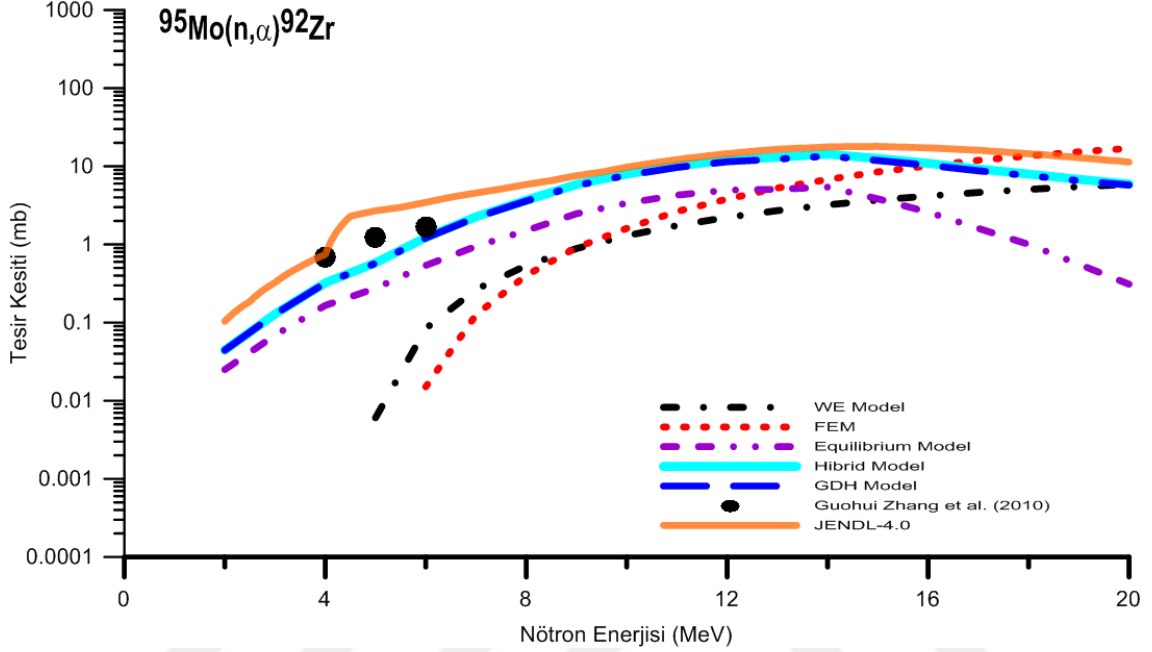
(n, α) ve (n, p) reaksiyonlarının tesir kesiti hesaplamalarında; Denge-öncesi modeller olan Hibrid ve GDH model hesaplamaları için ALICE/ASH, Full Eksiton Model içinse PCROSS programı kullanıldı.

(n, α) ve (n, p) reaksiyonlarının denge durumu için tesir kesiti hesaplamaları; WE model için PCROSS, Equilibrium model için ALICE/ASH programları kullanılarak yapıldı.

Her model için yapılan tesir kesiti hesaplamaları birbirleri ve **EXFOR** (Experimental Nuclear Reaction Data) veri tabanından alınan deneysel veriler ile karşılaştırıldı. Deneysel verilerin sınırlı düzeyde olması nedeniyle yapılan karşılaştırmalarda; **JANIS** (Java-based Nuclear Information Software) üzerinden alınan ve literatürde yer alan **JENDL-4.0** (Japanese Evaluated Nuclear Data Library) değerlendirilmiş veri kütüphanelerinden yararlanıldı (Anonim, 2017(a)).

4.1. (n, α) Reaksiyonu Tesir Kesiti Hesaplamaları

4.1.1. $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)^{92}\text{Zr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları



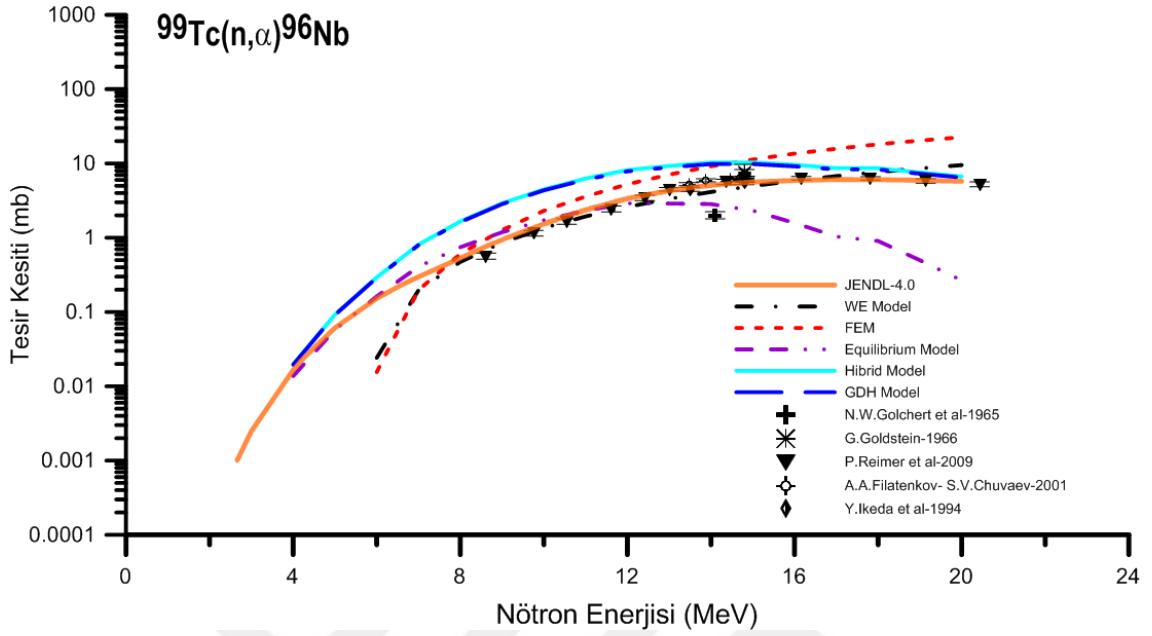
Şekil 4.1. $^{95}\text{Mn}(n, \alpha)^{92}\text{Zr}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesit hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

$^{95}\text{Mn}(n, \alpha)^{92}\text{Zr}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; birbiri ile uyumlu olan Hibrid ve GDH Model sonuçları; 2-20 MeV enerji aralığında değerlendirilmiş ve deneysel verilerle benzer fakat daha düşük sonuçlar vermektedir.

Hibrid ve GDH model hesaplamalarına ait sonuçlar deneysel ve değerlendirilmiş verilerle iyi uyumlu, equilibrium modele ait hesaplama sonuçları ise 14 MeV'e kadar iyi uyumlu 14-20 MeV aralığında daha düşük değerlidir.

FEM Model sonuçları; 2-18 MeV'e kadar deneysel ve değerlendirilmiş verilerden düşük sonuçlar verirken 18 MeV'den sonraki enerjilerde değerlendirilmiş verilerden daha yüksek sonuçlar vermektedir.

4.1.2. $^{99}\text{Tc}(n,\alpha)^{96}\text{Nb}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları



Şekil 4.2. $^{99}\text{Tc}(n,\alpha)^{96}\text{Nb}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesit hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

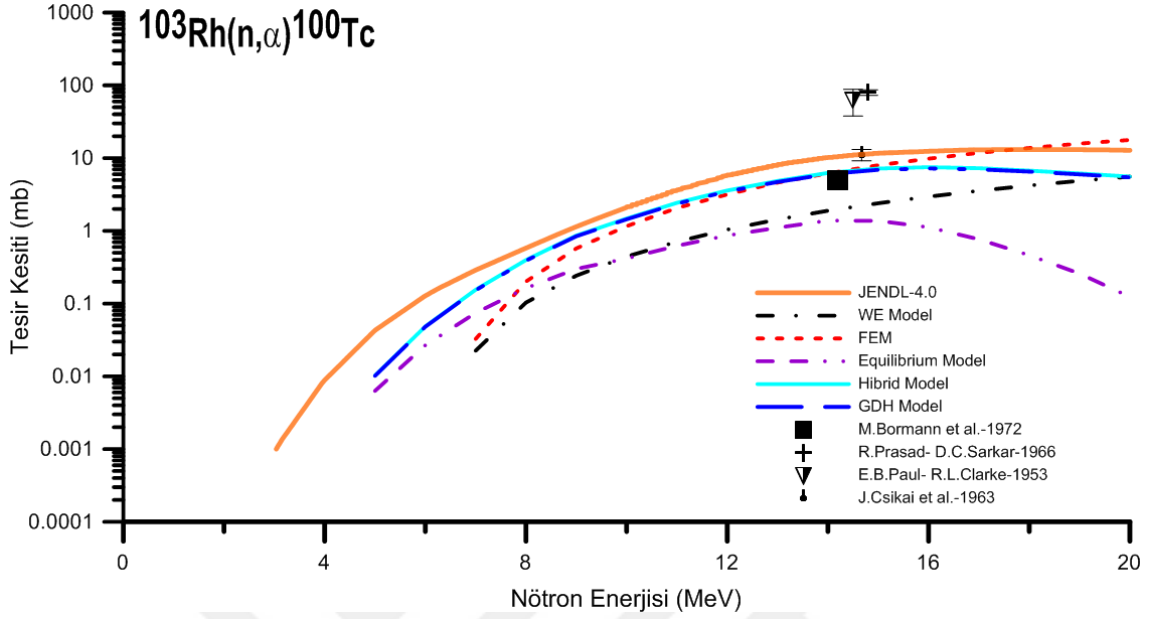
$^{99}\text{Tc}(n,\alpha)^{96}\text{Nb}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; 4-20 MeV enerji aralığında birbiriyle uyumlu olan Hibrid ve GDH Model sonuçları, *JENDL-4.0* değerlendirilmiş verileri ile benzer fakat yüksek sonuçlar vermektedir.

FEM Model hesaplamaları; 6-8 MeV enerji aralığında değerlendirilmiş verilerden daha düşük sonuçlar verirken, 8-20 MeV enerji aralığında hem değerlendirilmiş hem de deneysel verilerle iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.

Equilibrium Model sonuçları; 14 MeV'e kadar çok iyi uyum gösterirken, değerlendirilmiş ve deneysel verilerle çok iyi uyum gösterirken 14-20 MeV enerji aralığında daha düşük değerler vermektedir.

WE Model sonuçları, 6-8 MeV aralığında değerlendirilmiş verilerden daha düşük sonuçlar verirken, 8-20 MeV aralığında hem deneysel hem de değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.

4.1.3. $^{103}\text{Rh}(n,\alpha)^{100}\text{Tc}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları



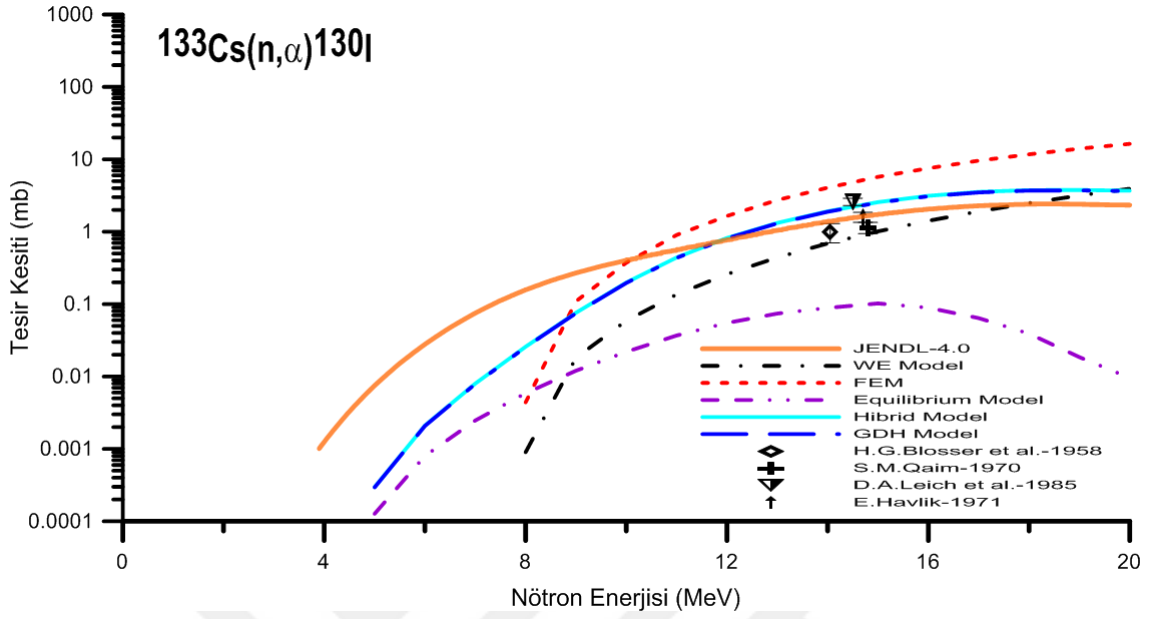
Şekil 4.3. $^{103}\text{Rh}(n,\alpha)^{100}\text{Tc}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

$^{103}\text{Rh}(n,\alpha)^{100}\text{Tc}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; Hibrid ve GDH Model sonuçları; birbiriyle örtüşmekte olup değerlendirilmiş verilerden daha düşük ama iyi uyumlu değerler vermektedirler.

FEM Model hesaplamaları; tüm enerji aralığında değerlendirilmiş verilerle uyumlu, 14 MeV civarında yer alan deneysel verilerle örtüşen sonuçlar vermektedir.

Equilibrium ve WE Model sonuçları; tüm enerji aralığında hem deneysel hem de değerlendirilmiş verilerden daha düşük sonuçlar vermektedir. FEM 14 MeV'e kadar WE model ise tüm enerji aralığında değerlendirilmiş verilerle benzer sonuçlar vermektedir.

4.1.4. $^{133}\text{Cs}(n,\alpha)^{130}\text{I}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları



Şekil 4.4. $^{133}\text{Cs}(n,\alpha)^{130}\text{I}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

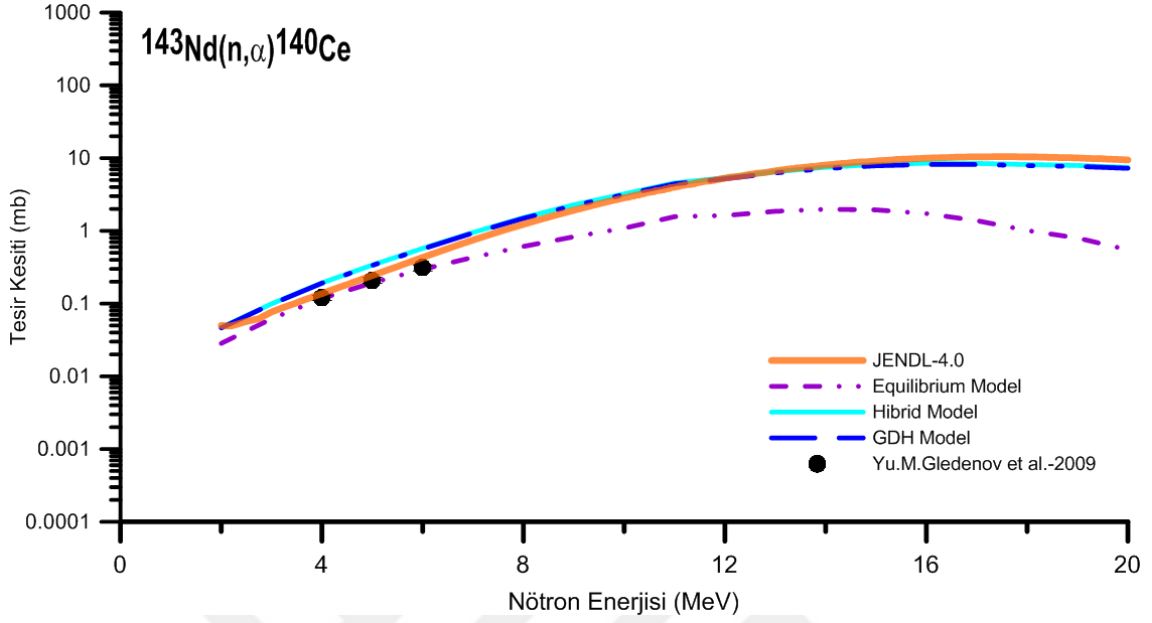
$^{133}\text{Cs}(n,\alpha)^{130}\text{I}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; birbiriyle örtüşen Hibrid ve GDH Model sonuçları; 3-11 MeV enerji aralığında değerlendirilmiş verilerden düşük sonuçlar verirken, 11-20 MeV enerji aralığında değerlendirilmiş verilerle uyumlu sonuçlar vermektedirler.

FEM Model sonuçları; 8-10 MeV aralığında değerlendirilmiş verilerden düşük sonuçlar verirken, 10-20 MeV aralığında değerlendirilmiş ve deneysel verilerden yüksek sonuçlar vermektedir.

Equilibrium Model sonuçları, tüm enerji aralıklarında değerlendirilmiş ve deneysel verilerden daha düşük sonuçlar vermektedir.

WE Model sonuçları, 15 MeV civarında yer alan deneysel verilerle iyi uyumlu, 15-20 MeV enerji aralığında yer alan değerlendirilmiş verilerle ise uyumlu sonuçlar vermektedir.

4.1.5. $^{143}\text{Nd}(n,\alpha)^{140}\text{Ce}$ Cereaksiyonutesir kesiti hesaplamaları

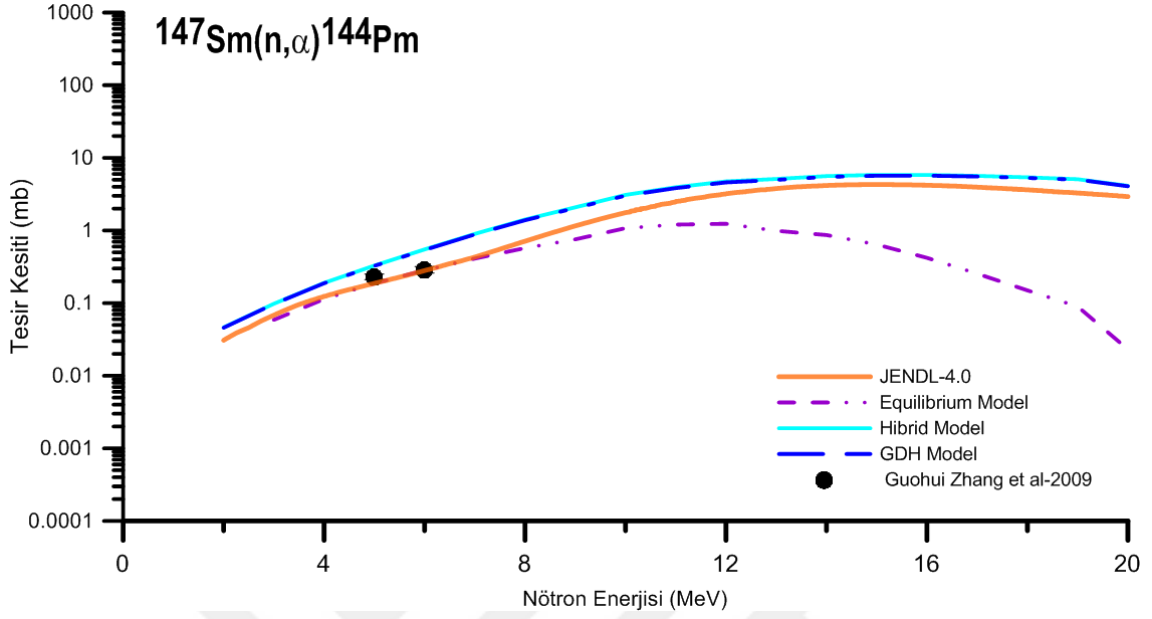


Şekil 4.5. $^{143}\text{Nd}(n,\alpha)^{140}\text{Ce}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

$^{143}\text{Nd}(n,\alpha)^{140}\text{Ce}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; birbiriyle örtüşen Hibrid ve GDH Model sonuçları, değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.

Equilibrium Model sonuçları; tüm enerji aralığında değerlendirilmiş verilerle benzer ve uyumlu sonuçlar verirken, equilibrium, hibrid ve GDH model sonuçları 5-7 MeV enerji aralığında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.

4.1.6. $^{147}\text{Sm}(n,\alpha)^{144}\text{Pm}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları

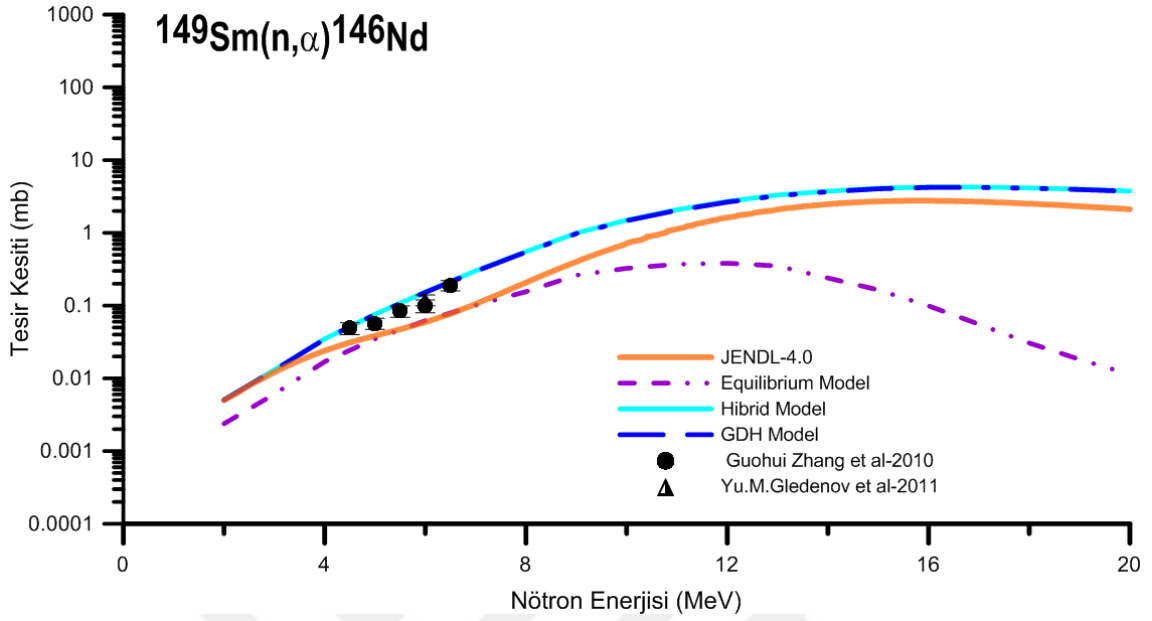


Şekil 4.6. $^{147}\text{Sm}(n,\alpha)^{144}\text{Pm}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

$^{147}\text{Sm}(n,\alpha)^{144}\text{Pm}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; tüm enerji aralığında birbiriyle örtüşen Hibrid ve GDH Model sonuçları, hem değerlendirilmiş hem de deneysel verilerle benzer ve iyi uyumlu değerler vermektedir.

Equilibrium Model sonuçları; 6-8 MeV enerji aralığında deneysel ve değerlendirilmiş verilerle uyum içinde olup iyi sonuç vermektedir. 8-20 MeV enerji aralığında ise değerlendirilmiş verilerden daha düşük sonuçlar vermektedir.

4.1.7. $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları



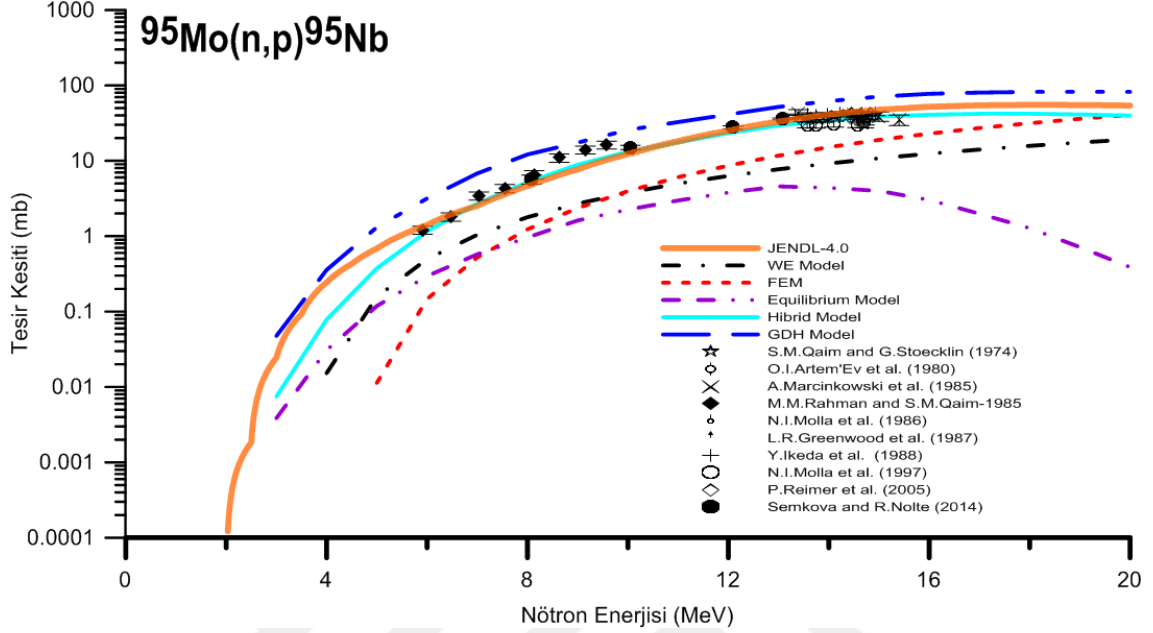
Şekil 4.7. $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

$^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; birbirleriyle ve 4-8 MeV enerji aralığında yer alan deneysel verilerle örtüşen Hibrid ve GDH Model sonuçları, değerlendirilmiş verilerle benzer şekilli ve uyumlu sonuçlar vermektedir.

2-10 MeV enerji aralığında Equilibrium Model sonuçları; hem deneysel hem de değerlendirilmiş verilerle uyumlu ancak 10 MeV sonrasında düşük sonuçlar vermektedir.

4.2. (n,p) Reaksiyonu Tesir Kesiti Hesaplamaları

4.2.1. $^{95}\text{Mo}(n,p)^{95}\text{Nb}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları



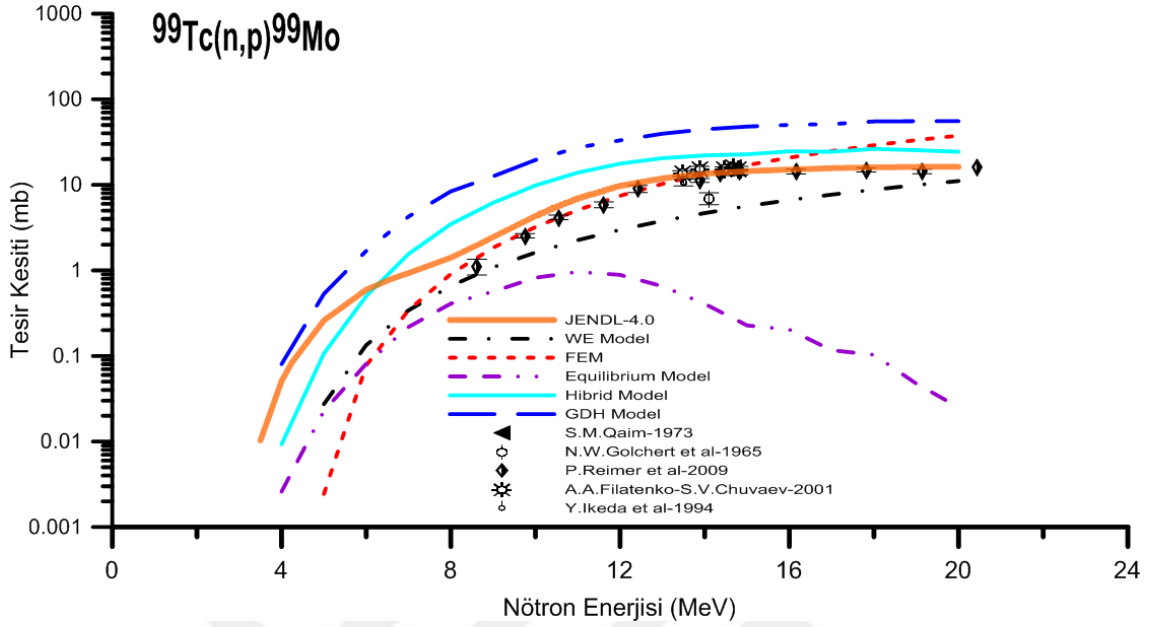
Şekil 4.8. $^{95}\text{Mo}(n,p)^{95}\text{Nb}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

$^{95}\text{Mo}(n,p)^{95}\text{Nb}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarının; tüm enerji aralıklarında GDH Model sonuçları, değerlendirilmiş ve deneysel verilerle uyumlu benzer şekillidir.

Hibrid Model sonuçları yaklaşık 6 MeV'den itibaren hem deneysel hem de değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyumludur.

FEM, WE ve Equilibrium Model hesaplamaları; 2-20 MeV enerji aralığında deneysel ve değerlendirilmiş verilerden daha düşük sonuçlar vermekte, WE ve FEM sonuçları benzer şekilli iken equilibrium model sonuçları ise 12 MeV'e kadar benzer şekilli sonuçlar vermektedir.

4.2.2. $^{99}\text{Tc}(n,p)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları



Şekil 4.9. $^{99}\text{Tc}(n,p)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

$^{99}\text{Tc}(n,p)^{99}\text{Mo}$ nükleer reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarının tüm enerji aralıklarında, GDH Model hesaplamaları değerlendirilmiş ve deneysel verilerle benzer ve yüksek sonuçlar vermektedir.

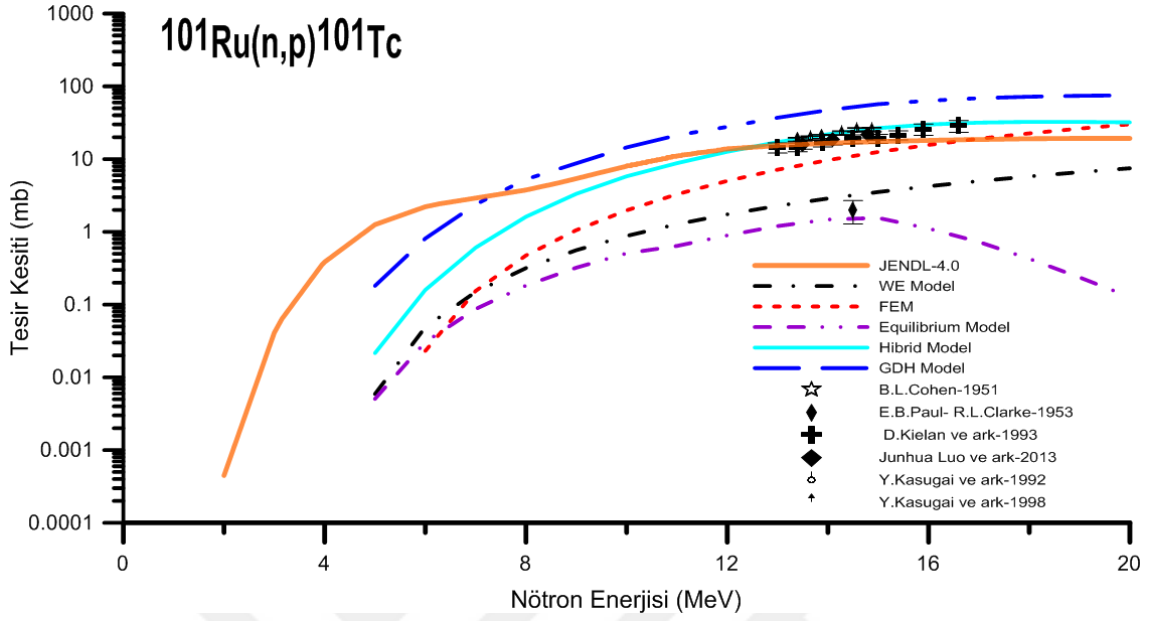
Hibrid Model sonuçları 4-6 MeV enerji aralığında, değerlendirilmiş verilerden daha düşük iken, 6-20 MeV enerji aralıklarında değerlendirilmiş ve deneysel verilerle benzer ve daha yüksektir.

8-14 MeV enerji aralığında FEM Model sonuçları, değerlendirilmiş ve deneysel verilerle çok iyi uyum içerisindedir.

WE Model hesaplamaları; tüm enerji aralıklarında hem deneysel hem de değerlendirilmiş verilerden daha düşük ancak benzer şekilli sonuçlar vermektedir.

Equilibrium Model hesaplamaları; 12 MeV'e kadar değerlendirilmiş verilere benzer şekilli sonuçlar vermektedir.

4.2.3. $^{101}\text{Ru}(n,p)^{101}\text{Tc}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları



Şekil 4.10. $^{101}\text{Ru}(n,p)^{101}\text{Tc}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

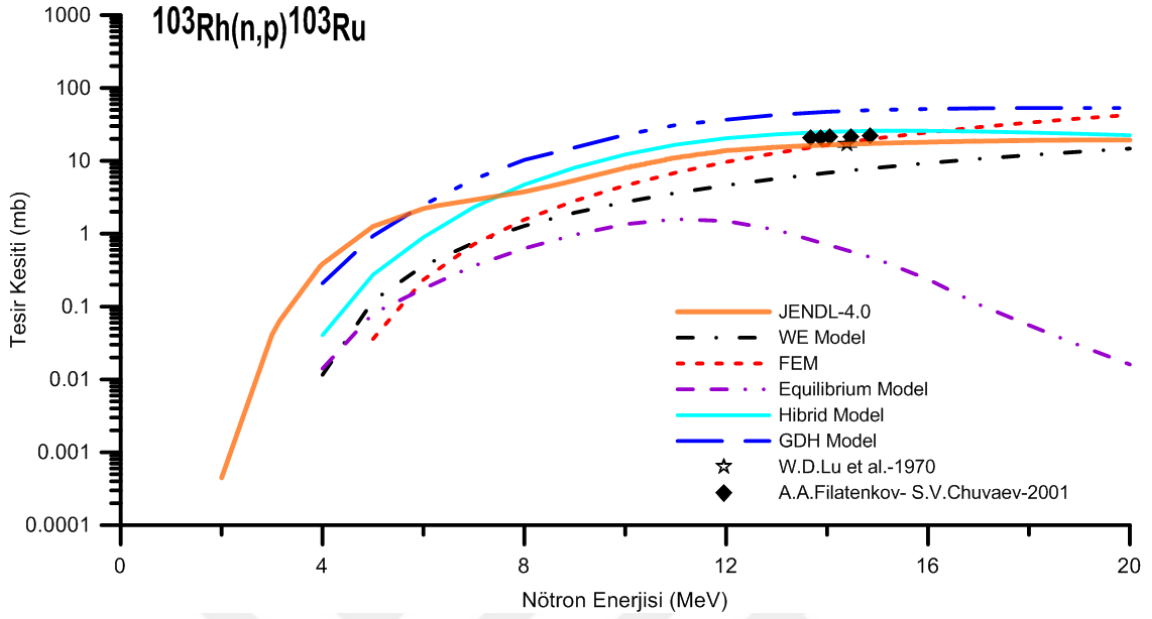
$^{101}\text{Ru}(n,p)^{101}\text{Tc}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; 7-20 MeV enerji aralığında GDH Model hesaplamaları, değerlendirilmiş ve deneysel verilerle benzer ancak daha yüksek sonuçlar vermektedir.

13-17 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle örtüşen Hibrid Model sonuçları; 10 MeV'e kadar olan değerlendirilmiş verilerden daha düşük, 10-20 MeV aralığında yer alan değerlendirilmiş verilerle ise uyumludurlar.

FEM hesaplamalarına ait sonuçlar, 13-17 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle uyumludur.

WE ve Equilibrium Model hesaplamaları; tüm enerji aralıklarında değerlendirilmiş verilerden daha düşük sonuçlar vermekte ancak 15 MeV civarında yer alan deneysel veri ile çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedirler.

4.2.4. $^{103}\text{Rh}(n,p)^{103}\text{Ru}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları



Şekil 4.11. $^{103}\text{Rh}(n,p)^{103}\text{Ru}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması

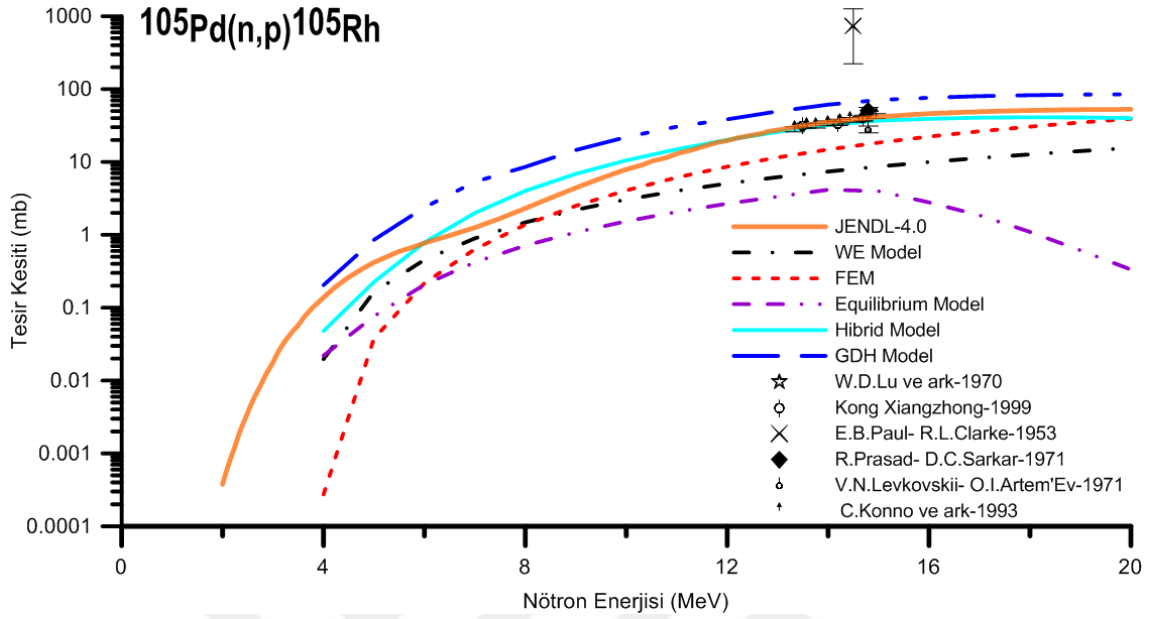
$^{103}\text{Rh}(n,p)^{103}\text{Ru}$ nükleer reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; equilibrium model haricindeki modeller tüm enerji aralığında birbirleri ve değerlendirilmiş verilerle benzer şekilli sonuçlar vermektedir.

GDH ve Hibrid model hesaplamaları 6 MeV sonrasında değerlendirilmiş verilerden biraz yüksek ama uyumlu sonuçlar vermekte, Hibrid model sonuçları 13-15 MeV aralığında yer alan deneysel verilerle örtüşmektedir.

13 MeV'e kadar değerlendirilmiş verilerden daha düşük sonuçlar veren FEM Model sonuçları; 13-15 MeV enerji aralığında yer alan deneysel verilerle örtüşmektedir.

Equilibrium Model hesaplamaları; tüm enerji aralıklarında değerlendirilmiş ve deneysel verilerden daha düşük ancak 12 MeV'e kadar benzer şekilli sonuçlar vermektedir.

4.2.5. $^{105}\text{Pd}(n,p)^{105}\text{Rh}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları



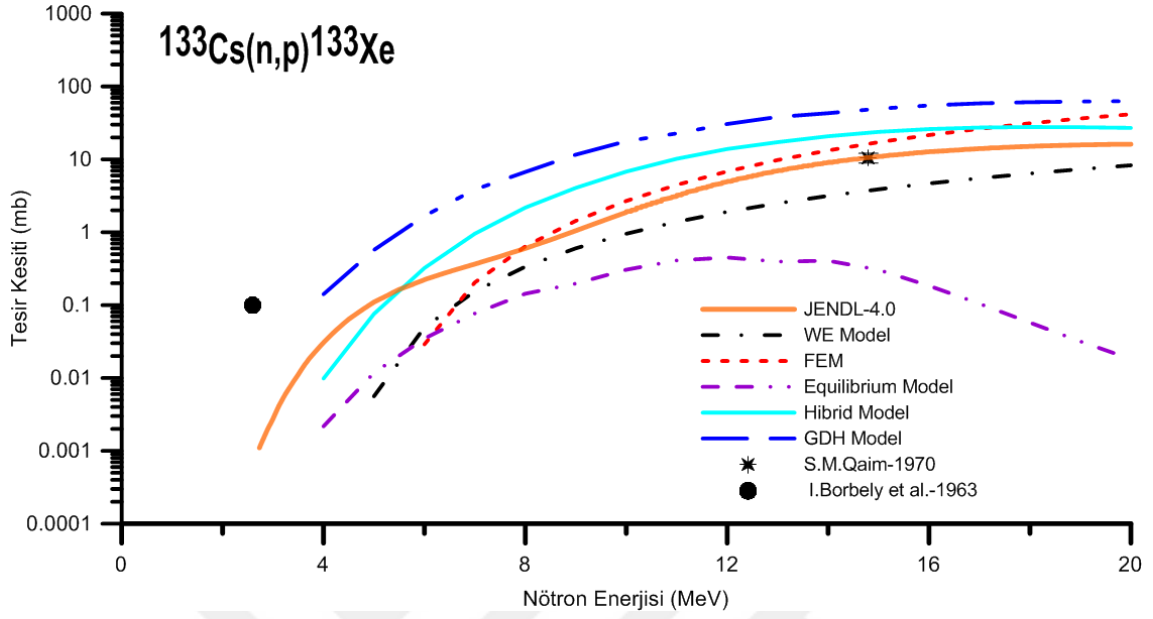
Şekil 4.12. $^{105}\text{Pd}(n,p)^{105}\text{Rh}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması

$^{105}\text{Pd}(n,p)^{105}\text{Rh}$ nükleer reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; GDH Model sonuçları, değerlendirilmiş ve deneysel verilerle benzer ve uyumlu değerler vermekte 15 MeV civarında yer alan deneysel değerlerle örtüşmektedir.

Tüm enerji aralığında değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar veren Hibrid Model hesaplamaları; 13-15 MeV arasında yer alan deneysel verilerle çok iyi uyum göstermektedir.

Equilibrium, FEM ve WE model hesaplamaları, tüm enerji aralıklarında değerlendirilmiş değerlerle benzer fakat düşük sonuçlar vermektedir.

4.2.6. $^{133}\text{Cs}(n,p)^{133}\text{Xe}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları



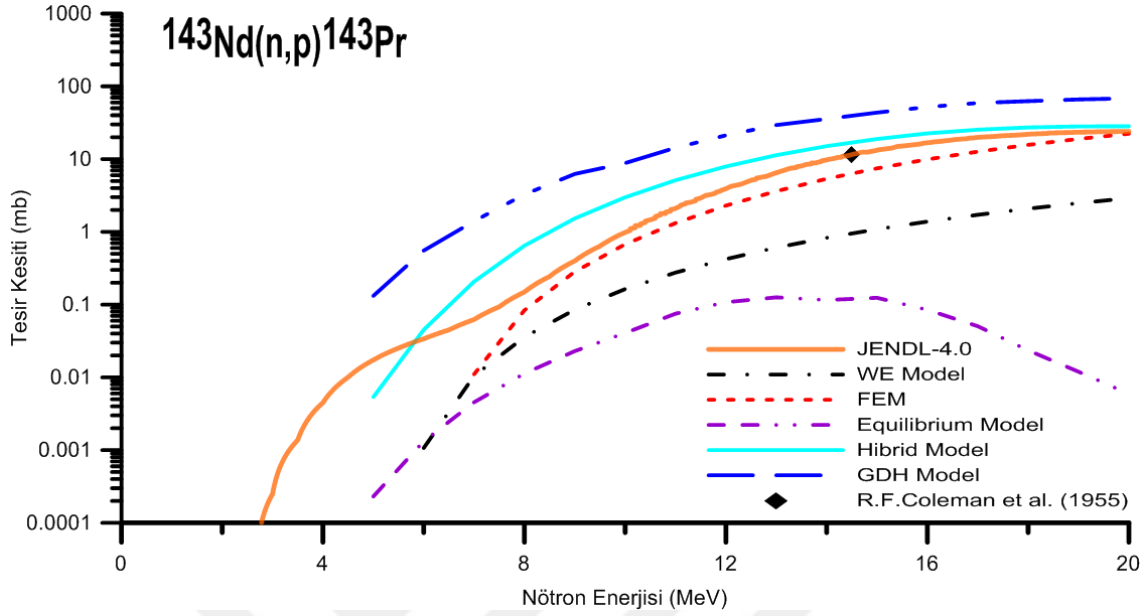
Şekil 4.13. $^{133}\text{Cs}(n,p)^{133}\text{Xe}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması

$^{133}\text{Cs}(n,p)^{133}\text{Xe}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; tüm enerji aralıklarında GDH ve Hibrid Model sonuçları, birbirleriyle ve değerlendirilmiş verilerle uyumlu olup deneysel ve değerlendirilmiş verilerden yüksek sonuçlar vermektedirler.

FEM hesaplamaları; 7 MeV'e kadar değerlendirilmiş verilerden düşük sonuçlar verirken, 7 MeV'den sonraki enerjilerde deneysel ve değerlendirilmiş verilerle çok iyi uyumlu sonuçlar vermektedir.

WE ve Equilibrium model hesaplamaları; tüm enerji aralıklarında değerlendirilmiş ve deneysel verilerden daha düşük sonuçlar vermektedir.

4.2.7. $^{143}\text{Nd}(n,p)^{143}\text{Pr}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları



Şekil 4.14. $^{143}\text{Nd}(n,p)^{143}\text{Pr}$ reaksiyonunun, verilen nükleer modeller ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, deneysel ve değerlendirilmiş verilerle karşılaştırılması.

$^{143}\text{Nd}(n,p)^{143}\text{Pr}$ reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplamalarında; GDH ve Hibrid Model sonuçları, değerlendirilmiş ve deneysel verilerle uyumlu olup yüksek sonuçlar göstermektedirler.

FEM Model sonuçları; değerlendirilmiş ve deneysel verilerle uyumlu olup daha düşük sonuçlar vermektedir.

WE ve Equilibrium Model sonuçları; tüm enerji aralıklarında deneysel ve değerlendirilmiş verilerden daha düşük sonuçlar göstermektedirler.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

^{95}Mo , ^{99}Tc , ^{101}Ru , ^{103}Rh , ^{105}Pd , ^{133}Cs , ^{143}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm çekirdeklerin (n,α) , (n,p) reaksiyonları için yapılan tesir kesiti hesaplamalarında denge ve denge öncesi modeller kullanılmıştır. Bu modeller için PCROSS (WE, FEM) ve ALICE/ASH (Hibrid, GDH, Equilibrium) programları kullanılmıştır. Denge reaksiyonları için WE ve Equilibrium model, denge öncesi reaksiyonlar için Hibrid, GDH ve FEM modelleri kullanılmıştır. Elde edilen sonuçlar EXFOR veri kütüphanesinden alınan verilerle karşılaştırılıp yorumlanmıştır. Yayınlanan parçacıklardan biri proton diğeri alfa olması, yayınlanma mekaniğinin yorumlanmasında farklılık gösterir. Bunun için, (n,α) ve (n,p) reaksiyonları olarak ele alıp değerlendirmemiz daha yararlı olacaktır.

(n,α) reaksiyonları incelendiğinde, genel olarak Hibrid ve GDH denge öncesi Modelleri sonuçlarının birbiriyle tam bir uyum içerisinde olup değerlendirilmiş verilerle benzer sonuçlar verdiği görülür. Denge öncesi reaksiyonlar için kullanılan FEM Model ise genel olarak deneysel ve değerlendirilmiş verilerle benzer sonuçlar vermektedir.

Denge reaksiyonları için kullanılan Equilibrium Model sonuçları, ortalama 15 MeV enerjiye kadar değerlendirilmiş verilerle benzer ve düşük sonuçlar verirken, 15 MeV enerjiden sonra büyük sapmalar göstermektedir. Denge reaksiyonları için kullanılan WE Model ise tüm hesaplamalarda deneysel ve değerlendirilmiş verilerden benzer ve düşük sonuçlar göstermiştir.

(n,p) reaksiyonları incelendiğinde, GDH Model sonuçları; genel olarak deneysel ve değerlendirilmiş verilerle benzer olup daha yüksek sonuçlar göstermektedir. Elde edilen sonuçlarda genel olarak Hibrid Model sonuçları yaklaşık olarak 12-16 MeV aralığında deneysel ve değerlendirilmiş verilerle uyumlu sonuçlar göstermektedir. FEM Model sonuçları, genel olarak yapılan hesaplamalarda deneysel ve değerlendirilmiş verilere benzer ve düşük sonuçlar vermektedir.

Yapılan denge öncesi reaksiyonları hesaplamalarında genel olarak, Equilibrium Model yaklaşık 12 MeV enerjiye kadar değerlendirilmiş verilerle benzer ve düşük sonuçlar gösterirken 12 MeV den sonraki enerjilerde büyük sapmalar göstermiştir. Genel olarak WE Model sonuçları tüm reaksiyonlarda değerlendirilmiş ve deneysel verilerle benzer ve düşük sonuçlar vermiştir.

KAYNAKLAR

- Anonim, 2017a. OECD Nükleer Enerji Ajansı internet sitesi. <http://www.oecd-nea.org>. Erişim tarihi : 14.01.2017.
- Anonim, 2017b. Uluslararası Atom Enerji Kurumu internet sayfası. <https://www.iaea.org/> Erişim Tarihi: 28.09.2017
- Anonim, 2017c. T.C. Enerji ve Tabii Kaynaklar Bakanlığı, "Dünya ve Ülkemiz Enerji ve Tabii Kaynaklar Görünümü"raporuna ait internet sayfası. http://www.enerji.gov.tr/File/?path=ROOT%2f1%2fDocuments%2fFaaliyet%20Raporu%2fetkb_fr_ds_225x300mm_bask%C3%B0_d.pdf. Erişim tarihi : 20.06.2017.
- Anonim, 2017d. Nükleon başına bağlanma enerjisi grafiğinin yer aldığı internet sitesi. <http://fizik.net.tr>. Erişim Tarihi: 16.07.2017
- Anonim, 2017e. Örnek fisyon şemasının yer aldığı internet sitesi. <http://www.muhendisbeyinler.net>. Erişim Tarihi: 02.06.2017
- Anonim, 2017f. Zincir reaksiyon şeklinin yer aldığı internet sitesi. <http://www.randalldsmith.com>. Erişim Tarihi: 21.04.2017
- Anonim, 2017g. PWR tipi nükleerreaktör çalışma şemasının yer aldığı internet sitesi. NRC,U. <https://www.nrc.gov/>. Erişim Tarihi:18.05.2017
- Anonim, 2017h. Zehirlerin serbest yakıtlarının avantajları. <http://www.inspi.ufl.edu>. Erişim Tarihi: 05.04.2017
- Arasoğlu, A., & Özdemir, Ö. F. 2014. Neutron cross section and emission spectra calculations of na nucleus. *Journal of Fusion Energy*, **33** (6), 731-735.
- Artem'Ev, O.I., Kazachevskij, I. V., Levkovski, V.N., Poznyak, V.L. ve Reutov, V.F. 1980. Cross sections for (n,p) and (n,a) reactions on chromium, iron, copper, and molybdenum nuclei at a neutron energy of 14.8 mev. *Atomnaya Energiya*, **49** (3): 195.
- Arya, A. P. 1997. *Çekirdek Fiziğinin Esasları*. (Y. Şahin, Çev.) Erzurum: Aktif Yayınevi.
- Beichner, R. A. 2007. *Modern Fizik (Cilt Cilt-3)*. (P. D. Çolakoğlu, Çev.) Ankara: Palme Yayıncılık.

- Beisser, A. 2003. **Modern Fizik Kavramları.** (P.D.Gülşen Öngüt, Çev). A yayıncılık
- 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. 1996. New precompound decay model. *Physical Review C*, **54** (3): 1341.
- Blann, M. 1975. Preequilibrium Decay. *Annual Review of Nuclear Science*, **25** (1), 123-166.
- Blann, M., & Vonach, H. K. 1983. Global test of modified precompound decay models. *Physical Review*, **28**, 1475-1493.
- Blann, M., Reffo, G., & Fabbri, F. 1988. Calculation of g-ray cascades in code alicec. *Nuclear Ins. and Methods in Physics Research A*, **265**, 490-494.
- Blosser, H.G. C. 1958. Measurements of (n, α) cross section at 14 MeV. *Physical Review*, **110**, 531.
- Bohr, N., & Wheeler, J. A. 1939. The mechanism of nuclear fission. *Physical Review*, **56** (5): 426.
- Borbely, I., ve ark., 1963. **2.6 MeV Neutron Induced Reactions in CsI.** (No. KFKI-24/1963; KFKI-1467/f.) Magyar Tudományos Akademia Kozponti Fizikai Kutato Intezete, Budapest (Macaristan).
- Bormann, M., Schmidt, W., Schröder, V., Scobel, W. ve Seebeck, U. 1972. Untersuchung der (n, α) reaktionen mit 14 MeV neutronen an den kernen ^{63}Cu , ^{93}Nb , ^{103}Rh , ^{107}Ag , ^{127}I und ^{133}Cs . *Nuclear Physics A*, **186**(1), 65-87.
- Broeders, C. H., Konobeyev, A. Y., Korovin, Y. A., Lunev, V. P., & Blann, M. 2006. *Alice/Ash Manual.*
- Capote, R., Osorio, V., Lopez, R., Herrera, E., & Piriš, 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.* Vienna: International Atomic Energy Agency.
- Cohen, B. L. 1951. (n,2n) and (n,p) Cross sections. *Physical Review*, **18**, 1984.

- Coleman, R.F. 1959. Cross sections for (n,p) and (n,alpha) reactions with 14.5 MeV neutrons . *Proceedings of the Physical Society* , 73, 215.
- Csikai, J.J. 1963. Investigation of the cross-section of neutron reactions in the nucleus Rh-103 . *Atomki Kozlomenyek Supplement*, 5 (3-4): 1.
- Filatentkov, A. A. S. 2001. Measurement of a set of badly known neutron induced. *Khlopin Radiev. Inst., Leningrad Reports-R,RI-258,20010615* .
- Ghoshal, S. N. 1950. An experimental verification of the theory of compound nucleus. *Physical Review*, 80 (6): 939.
- Gledenov, Y. M. ve ark 2009. Cross section measurements for the $^{143}\text{Nd}(n,a)^{140}\text{Ce}$ reaction at 4.0, 5.0 and 6.0 MeV. *Physical Review, Part C, Nuclear Physics*, 80, 044602.
- Goldstein, G. 1966. Activation cross sections for the reactions of 14.8-MeV neutrons with ^{99}Tc . *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 28, 676.
- Greenwood, L.R., Dron, D. R. ve Heinisch, H. L 1987. Production of ^{91}Nb , ^{94}Nb , and ^{95}Nb from Mo by 14.5-14.8 MeV neutrons. *Nuclear Physics, Physical Review, Part C*, 35, 76.
- Griffin, J. J. 1966. Statistical model of intermediate structure. *Physical Review Letters*, 17 (9), 478-481.
- Griffin, J. 1966. *Statistical model of intermediate structure. Physical Review Letters*, 17 (9): 478-481.
- Gudima, K. K., Mashnik, S. G., & Toneev, V. D. 1983. Cascade-exciton model of nuclear reactions. *Nuclear Physics A*, 401 (2), 329-361.
- Guohui Zhang, J. Z. 2009. Measurement of cross sections for the $^{147}\text{Sm}(n,a)^{144}\text{Nd}$ reaction at 5.0 and 6.0 MeV. *Applied Radiation and Isotopes*, 67 (1), 46.
- Guohui Zhang, H. W. 2010. Cross-section measurement for the $^{95}\text{Mo}(n,a)^{92}\text{Zr}$. *Applied Radiation and Isotopes*, 68, 180.
- Handbook, D. F. 1993. *Nuclear Physics and Reactor Theory*. Washington, D.C.: U.S. Department of Energy.
- Harp, G. D., Miller, J. M., & Berne, B. J. 1968. Attainment of statistical equilibrium in excited nuclei. *Physical Review*, 165 (4): 1166-1169.
- Havlik, E. 1971. Measurement of (n,p), (n,a) and (n,2n) cross-sections of heavy nuclei. *Acta Physica Austriaca* , 34, 209.

- Houlb, H., Caplar, E., & Cindro, N. 1980. A consistent study of precompound and compound-nucleus emission mechanisms in neutron-induced reactions. *Zeitschrift Physik A. Atom and Nuclei*, **296**, 341-357.
- Ikeda, Y. ve ark. 1988. Activation cross section measurements for fusion. *JAERI Reports-R, JAERI-1312*.
- Iijima, S., Nakagawa, T., Kikuchi, Y., Kawai, M., Matsunobu, H., Maki, K. ve Igarasi, S. I. 1977. Evaluation of neutron cross section of 27 fission product nuclides important for fast reactor. *Journal of Nuclear Science and Technology*, **14**(3), 161-176.
- Junhua Luo, 2013. Measurements of activation cross-sections for the $^{101}\text{Ru}(n,p)^{101}\text{Tc}$ reaction for neutrons with energies between 13 and 15 MeV. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, **296**, 1225.
- 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.
- Kasugai, Y. Kawad, K. ve Kasugai, H. 1998. Measurements of (n,p) cross-sections for short-lived products by 13.4-14.9 MeV neutrons. *Annals of Nuclear Energy*, **25** (1-3): 23.
- Kielan, D. A. 1993. Isotopic effect in (n,p) reaction on ruthenium. *Nuclear Physics, Section A*, **559** (3): 333.
- Kong Xiangzhong, 1999. Cross sections for 13.5-14.7 MeV neutron induced reactions on palladium isotopes . *Applied Radiation and Isotopes*, **50**, 361.
- Konno, C. Y. 1963. Activation cross section measurements at neutron energy from 13.3 to 14.9 MeV . *JAERI Reports-R, JAERI-1329, 199310* .
- Krane, K. S. 2002. *Nükleer Fizik (Cilt 2)*. (B. Şarer, Çev.) Ankara: Palme Yayıncılık.
- Leich, D. A. R. 1985. Production Rates of Neon and Xenon Isotopes by Energetic Neutrons. *Private communication-W, LEICH, 8503* .
- Leel, Y. D., Chandı, J., & Oblozınsky, P. 2002. Neutron cross-section evaluations of fission products. *Journal of Nuclear Science and Technology* , 168-171.
- Levkovskii, V.N. 1971. Cross-sections of reactions (n,p) and (n,alpha) at a neutron energy 14.8 MeV . *Soviet Journal of Nuclear Physics*, **13**, 529.

- Liljenozin, J. O., Choppin, G. R., & Rydberg, J. 1980. *Nuclear Chemistry Theory and Applications*. Oxford: Pergamon Press Ltd.
- Marcinkowski, A. K. 1985. Cross section of fast neutron induced reactions on .
Fast Neutrons in Sci.and Techn.Symp., 149.
- Metropolis, N., Bivins, R., Storm, M., Turkevich, A., Miller, J. M. ve Friedlander, G. 1958. Monte carlo calculations on intranuclear cascades. I. Low-energy studies. *Physical Review*, **110** (1): 185.
- Milazzi-Colli, L., Brga-Marcazzan, G. M., Milazzo, M. ve Signorini, C. 1974. Preformation probability of a clusters in rare earth nuclei measured by means of the (p,a) reaction. *Nuclear Physics A*, **218** (2): 274-284.
- Molla, N. I., Rahman, M. M., Khatun, S., Fazlul, H., Miah, R. ve Akhter, K. 1986. *Activation Cross Sections for Some Isotopes of Mg, Ti, V, Ni, Zr and Mo at 14 MeV Neutrons* (No. INDC (BAN)--003/GI). International Atomic Energy Agency.
- Molla, N.I., Miah, R.U., Basunia, S., Hossain, S.M., Rahman, M., Reffo, G., Ventura, A. and Grandi, C. 1997. *Excitation functions of (n, p),(n, α) and (n, 2n) processes on some isotopes of Cl, Cr, Ge, Mo and Ce in the energy range 13.57-14.71 MeV*. In Conference on nuclear data for science and technology (Vol. 1).
- Oğul, R., & Eren, N. 2007. *Nükleer ve Reaktör Fiziki*. KONYA.
- Park, J. Y. 1963. The theory of direct nuclear knock-out reactions. *Progress of Theoretical Physics*, **30** (1): 45-59.
- Paul, E. B R. 1953. Cross section measurements of reavtions inducend by neutrons of the 14.5 mev energy. *Canadian Journal of Physics*, **31**, 267.
- Popov, J.P. V. 1980. Averaged cross-sections of the (n,a) reaction on sm-147, nd-143, sm-149 in the neutron energy n range 30 kev . *Yadernaya Fizika* , **32** (4): 893.
- Prasad, R. 1966. Measurement of (n,p) and (n,a) reaction cross sections at 14.8 MeV. *Nuclear Physics*, **85**, 476.
- Qaim, S.M. 1970. Activation cross-sections for some 14.8 MeV neutron-induced nuclear reactions on caesium, isomer ratio of Cs-133, Xe-133 and I-130. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, **32**, 1799.

- Qaim, S. M. 1974. Measurement and systematics of cross sections for common and low yield 14 MeV neutron induced nuclear reactions on structural Fe-material and transmuted species. *Euratom Reports PROC. 8 The Symposium on Fusion, 5182E*, 939.
- Rahman, M. M. ve Qaim, S. M. 1985. Excitation functions of some neutron threshold reactions on isotopes of molybdenum. *Nuclear Physics A*, **435**(1): 43-53.
- Ribansky, I., Oblozinsky, P., & Betak, E. 1973. Pre-equilibrium decay and exciton model. *Nuclear Physics A*, **205**, 545-560.
- Reimer, P. 2005. Reaction mechanisms of neutrons on stable Mo below 21 MeV. *Nuclear Physics-Physical Review, Part C*, **71**, 044617.
- Reimer, P. 2009. Neutron induced reaction cross sections for the radioactive target nucleus Tc-99. *Nuclear Physics, Section A*, (815): 1.
- Sarıcı, E. L. 017 *Nükleer Santraller Nasıl Çalışır*. http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/29/026/29026786.pdf. Erişim Tarihi: 05.11.2017
- Semkova, V. ve Nolte, R. 2014. Measurement of neutron activation cross sections on Mo isotopes in the energy range from 7 MeV to 15 MeV. In *EPJ Web of Conferences* (Vol. 66, p. 03077). EDP Sciences.
- Serway, R. A. ve Beichner, R. J. 2007. *Modern Fizik (Cilt Cilt-3)*. (P. D. Çolakoğlu, Çev.) Ankara: Palme Yayıncılık.
- Staveloz, P., Cornelis, E., Mewissen, L., Poortmans, F., Rohr, G., Shelley, R., & Vanderveen, T. 1979. Neutron resonance parameters for Pd isotopes. In *Bulletin Of The American Physical Society*. Circulation Fulfillment Div, 500 Sunnyside Blvd, Woodbury, NY 11797-2999: Amer Inst Physics. Vol. 24, No. 7, pp. 870-870
- Tokushima, Y. Kasugai T., K. Kawade, H. Yamamoto T. Katoh, A. Y. Kasugai, T. 1992. Measurement of activation cross section of short-lived nuclei produced by 14 MeV neutrons - Ru, Pd, Cd, Sn. *JAERI-M Reports-S, JAERI-M-92-027, 268*, 268.
- Uğur, F. A., Tel, E., & Gökçe, A. A. 2013. A study on $^{19}\text{F}(n, \alpha)$ reaction cross section. *Journal of Fusion Energy*, **32** (3): 414-418.

- Wen-deh Lu, N. RanaKumar, ve R. W. Fink 1970. Activation cross sections for (n,p), ((n,np)+(n,pn)+ (n,d)), and (n,alpha) reactions in the region of Z=40 to 58 at 14.4 MeV. *Physical Review, Part C, Nuclear Physics, 1*, 358.
- 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.
- Weisskopff, V. F., & Ewing, D. H. 1940. On the yield of nuclear reactions with heavy elements. *Physical Review, 57* (6): 472.
- Yaramış, B. 1985. *Nükleer Fizik*. İstanbul, Türkiye: İstanbul Teknik Üniversitesi Yayınları.
- Yiğit, M. 2015. Cross section analysis for neutron and proton induced reactions on 55Mn material. *Journal of Fusion Energy, 34* (6): 1392-1398.
- Yılmaz, M. 1987. *Çekirdek Fiziği*. Balıkesir: İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi yayınları.

ÖZ GEÇMİŞ

1986 yılında Van Çomaklı Mahallesiinde doğan Revan KARTAL, ilköğrenimini Çomaklı ilköğretim Okulu ve Van İnönü İlköğretim Okulu'nda, orta öğrenimini ise Van Atatürk Lisesi'nde tamamladı.

2010 yılında; Yüzüncü Yıl Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden mezun oldu. 2014 yılında Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fizik A.B.D.'da yüksek lisana başladı.



YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLER ENSTİTÜSÜ
LİSANSÜSTÜ TEZ ORJİNALLİK RAPORU

Tarih: 29/12/2017

Tez Başlığı / Konusu:

FİSYON REAKTÖRLERİNDE NÖTRON ZEHİRİ İZOTOPLARIN
TESİR KESİTİ HESAPLAMALARI

Yukarıda başlığı/konusu belirlenen tez çalışmamın Kapak sayfası, Giriş, Ana bölümler ve Sonuç bölümlerinden oluşan toplam 68..... sayfalık kısmına ilişkin, 29./12./2017 tarihinde şahsım/tez danışmanım tarafından Tümüden...intihal tespit programından aşağıda belirtilen filtreleme uygulanarak alınmış olan orijinallik raporuna göre, tezin benzerlik oranı % 0..... (Sıfır..) dir.

Uygulanan filtreler aşağıda verilmiştir:

- Kabul ve onay sayfası hariç,
- Teşekkür hariç,
- İçindekiler hariç,
- Simge ve kısaltmalar hariç,
- Gereç ve yöntemler hariç,
- Kaynakça hariç,
- Alıntılar hariç,
- Tezden çıkan yayınlar hariç,
- 7 kelimeden daha az örtüşme içeren metin kısımları hariç (Limit inatch size to 7 words)

Yüzüncü Yıl Üniversitesi Lisansüstü Tez Orijinallik Raporu Alınması ve Kullanılmasına İlişkin Yönergeyi inceledim ve bu yönergede belirtilen azami benzerlik oranlarına göre tez çalışmamın herhangi bir intihal içermediğini; aksinin tespit edileceği muhtemel durumda doğabilecek her türlü hukuki sorumluluğu kabul ettiğimi ve yukarıda vermiş olduğum bilgilerin doğru olduğunu beyan ederim.

Gereğini bilgilerinize arz ederim.

29.12.2017
Tanışman ve İmza

Adı Soyadı: Revan KARTAL
Öğrenci No: 149102009
Anabilim Dalı: Fizik Anabilim Dalı
Programı: Nükleer Fizik
Statüsü: Y. Lisans Doktora

DANIŞMAN ONAYI
UYGUNDUR

(Unvan, Ad Soyad, İmza)

Nergiz YILDIZ YORGUN

ENSTİTÜ ONAYI
UYGUNDUR

Prof. Dr. S. SENSÖY
Enstitü Müdürü

(Unvan, Ad Soyad, İmza)