



FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜLERİ  
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI



YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Uğur GEVHER**

GERMANYUM HEDEF İZOTOPLARININ  
( $n,2n$ ) ve ( $n,p$ ) REAKSİYON TESİR  
KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

FİZİK ANABİLİM DALI

OSMANİYE – 2016

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI**

**GERMANYUM HEDEF İZOTOPLARININ  $(n,2n)$  ve  $(n,p)$   
REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI**

**Uğur GEVHER**

**FİZİK  
ANABİLİM DALI**

**OSMANİYE  
NİSAN-2016**

## TEZ ONAYI

### GERMANYUM HEDEF İZOTOPLARININ $(n,2n)$ ve $(n,p)$ REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

Uğur GEVHER tarafından Doç. Dr. Muhittin ŞAHAN danışmanlığında Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik** Anabilim Dalı'nda hazırlanan bu çalışma aşağıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından oy birliği/çokluğu ile **Yüksek Lisans Tezi** olarak kabul edilmiştir.

**Danışman:** Doç. Dr. Muhittin ŞAHAN ...  
Fizik Anabilim Dalı, OKÜ

**Üye:** Doç.Dr. Abdullah KAPLAN ...  
Fizik Anabilim Dalı, Süleyman Demirel Ü.

**Üye:** Prof. Dr. Eyyup TEL ...  
Fizik Anabilim Dalı, OKÜ.

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

Prof.Dr. Abdullah Ali GÜRTEEN .....  
Enstitü Müdürü, **Fen Bilimleri Enstitüsü**

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

## TEZ BİLDİRİMİ

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

Uğur GEVHER



## ÖZET

### GERMANYUM HEDEF İZOTOPLARININ $(n,2n)$ VE $(n,p)$ REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

Uğur GEVHER  
Yüksek Lisans, Fizik Anabilim Dalı  
Danışman: Doç. Dr. Muhittin ŞAHAN

Nisan 2016, 98 sayfa

Bu çalışmada, Germanyum izotoplarının ( $^{70,72,74,76}\text{Ge}$ ) nötron uyarmalı reaksiyon tesir kesitleri, 14-15 MeV civarında  $(n,2n)$  ve  $(n,p)$  reaksiyonları için araştırılmıştır.  $^{70}\text{Ge}(n,2n)^{69}\text{Ge}$ ,  $^{72}\text{Ge}(n,2n)^{71}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Ge}(n,2n)^{73}\text{Ge}$ ,  $^{76}\text{Ge}(n,2n)^{75}\text{Ge}$ ,  $^{70}\text{Ge}(n,p)^{70}\text{Ga}$ ,  $^{72}\text{Ge}(n,p)^{72}\text{Ga}$ ,  $^{74}\text{Ge}(n,p)^{74}\text{Ga}$ , ve  $^{76}\text{Ge}(n,p)^{76}\text{Ga}$  reaksiyonlarına ait tesir kesit değerleri verilmiştir. 20 MeV'e kadar nötron uyarmalı teorik hesaplamalar ALICE/ASH, TALYS 1.6, EMPIRE 3.2 Malta ve PCROSS olarak adlandırılan dört farklı bilgisayar kodu yardımıyla gerçekleştirilmiştir. 14-15 civarındaki teorik hesaplamalardan elde edilen  $(n,2n)$  ve  $(n,p)$  tesir kesit verileri Bychkov ve ark. (1979, 1980), Doczi ve ark. (1997), Belgaid ve ark. (2005) ve Tel ve ark. (2003, 2008) gibi bazı araştırmacılar tarafından elde edilen ampirik formüllerle kıyaslanmıştır. Hesaplamalardan elde edilen sonuçlar EXFOR'dan alınan deneysel verilerle de karşılaştırılmış ve sonuçların oldukça uyumlu olduğu görülmüştür.

**Keywords:** Nükleer reaksiyonlar,  $^{70,72,74,76}\text{Ge}$ ,  $(n,2n)$ ,  $(n,p)$ , denge, denge öncesi, tesir kesiti, ALICE, TALYS, EMPIRE, PCROSS, EXFOR

## ABSTRACT

### CALCULATION OF (n,2n) AND (n,p) REACTION CROSS SECTION OF GERMANIUM TARGET ISOTOPES

Uğur GEVHER  
M.Sc., Department of Physics  
Supervisor: Assoc. Prof. Muhittin ŞAHAN

April 2016, 98 pages

In this study, neutron incident reaction cross sections of Germanium isotopes ( $^{70,72,74,76}\text{Ge}$ ) were investigated for the  $(n,2n)$  and  $(n,p)$  reactions around 14-15 MeV. Cross section data are given for  $^{70}\text{Ge}(n,2n)^{69}\text{Ge}$ ,  $^{72}\text{Ge}(n,2n)^{71}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Ge}(n,2n)^{73}\text{Ge}$ ,  $^{76}\text{Ge}(n,2n)^{75}\text{Ge}$ ,  $^{70}\text{Ge}(n,p)^{70}\text{Ga}$ ,  $^{72}\text{Ge}(n,p)^{72}\text{Ga}$ ,  $^{74}\text{Ge}(n,p)^{74}\text{Ga}$ , and  $^{76}\text{Ge}(n,p)^{76}\text{Ga}$  reactions. Theoretical calculations were performed with four different computer codes: ALICE/ASH, TALYS 1.6, EMPIRE 3.2 Malta, and PCROSS with the incident neutron energy up to 20 MeV. The  $(n,2n)$  and  $(n,p)$  reaction cross section data from calculations around 14-15 MeV were compared with empirical formulas derived by several researchers such as Bychkov et al. (1979, 1980), Doczi et al. (1997), Belgaid et al. (2005), and Tel et al. (2003, 2008). Results values obtained from our calculations were also compared with early results from the experimental data obtained from EXFOR and were found fairly in good agreement with experimental data.

**Anahtar Kelimeler:** Nuclear Reactions  $^{70,72,74,76}\text{Ge}$ ,  $(n,2n)$ ,  $(n,p)$ , Equilibrium, Pre-equilibrium, cross section, ALICE, TALYS, EMPIRE, PCROSS, EXFOR library

## İTHAF SAYFASI



*Çok kıymetli aileme...*

## TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tez konumun belirlenerek tez çalışmamın yürütölmesini üstlenen, çalışmalarım süresince değerli bilgi ve tecrübeleriyle katkılarını esirgemeyen danışman hocam Sayın Doç. Dr. Muhittin ŞAHAN'a, Prof. Dr. Eyüp TEL'e, Doç. Dr. Ayhan KARA'ya, Yrd. Doç. Dr. Halide ŞAHAN'a, öğrencim Oğuzhan CANPOLAT'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.





## İÇİNDEKİLER

TEZ ONAYI	
TEZ BİLDİRİMİ	
ÖZET .....	i
ABSTRACT.....	ii
İTHAF SAYFASI.....	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
İÇİNDEKİLER.....	v
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
1. GİRİŞ .....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR .....	5
3. MALZEME VE YÖNTEM .....	10
3.1. Malzeme.....	10
3.1.1. Çekirdeğin Yapısı .....	10
3.1.1.1. Çekirdeğin Özellikleri .....	10
3.1.1.1.1. Çekirdeğin Yapıtaşları .....	10
3.1.1.1.2. Çekirdeğin Boyutları .....	11
3.1.1.1.3. Çekirdeğin Enerji Düzeyleri .....	12
3.1.1.1.4. Çekirdeğin Açısız Momentumu .....	12
3.1.1.1.5. Çekirdeğin Manyetik Momenti .....	13
3.1.1.2. Çekirdek Kuvveti .....	14
3.1.1.3. Bağlanma Enerjisi .....	14
3.1.1.4. Çekirdek Modelleri .....	16
3.1.1.4.1. Sıvı Damlası Modeli .....	16
3.1.1.4.1.1. Sıvı Damlası Modelinin Yetersiz Kaldığı Hususlar .....	19
3.1.1.4.2. Kabuk (Bağımsız Parçacık) Modeli .....	20
3.1.2. Radyoaktif Dönüşümler .....	27
3.1.2.1. Radyoaktivite .....	27
3.1.2.2. Aktiflik ve Bozunum Yasası .....	29
3.1.2.3. Radyoaktif Birikim ve Bozunum .....	30
3.1.2.4. Radyoaktif Bozunma Şekilleri .....	32

3.1.2.4.1. Alfa Bozunumu .....	33
3.1.2.4.2. Beta Bozunumu .....	36
3.1.2.4.2.1. Beta(elektron) Bozunumuna Ait Bozunum Enerjisi .....	37
3.1.2.4.2.2. Beta(pozitron) Bozunumuna Ait Bozunum Enerjisi .....	37
3.1.2.4.3. Elektron Yakalama .....	38
3.1.2.4.4. Gama Bozunumu .....	39
3.1.3. Nükleer Reaksiyonlar.....	40
3.1.3.1. Nükleer Reaksiyon Türleri.....	43
3.1.3.1.1. Birleşik Çekirdek Reaksiyonları .....	43
3.1.3.1.2. Direk(Doğrudan) Reaksiyonlar .....	44
3.1.3.1.3. Denge Öncesi Reaksiyonlar .....	46
3.1.3.2. Nükleer Reaksiyon Modelleri .....	46
3.1.3.2.1. Denge(Equilibrium) Model .....	46
3.1.3.2.2. Hibrid Model .....	47
3.1.3.2.3. Geometrik Bağımlı Hibrid Model .....	48
3.1.3.3. Önemli Nükleer Reaksiyonlar .....	50
3.1.3.3.1. Alfa ( $\alpha$ ) Reaksiyonları .....	50
3.1.3.3.1.1. ( $\alpha$ -p) Reaksiyonu .....	50
3.1.3.3.1.2. ( $\alpha$ -n) Reaksiyonu .....	51
3.1.3.3.1.3. ( $\alpha$ - $\gamma$ ) Reaksiyonu .....	53
3.1.3.3.2. Proton (p) Reaksiyonları .....	53
3.1.3.3.2.1. (p- $\alpha$ ) Reaksiyonu .....	53
3.1.3.3.2.2. (p-d) Reaksiyonu .....	54
3.1.3.3.2.3. (p- $\gamma$ ) Reaksiyonu .....	54
3.1.3.3.3. Döteron (d) Reaksiyonları .....	55
3.1.3.3.3.1. (d- $\alpha$ ) Reaksiyonu .....	55
3.1.3.3.3.2. (d-p) Reaksiyonu .....	55
3.1.3.3.3.3. (d-n) Reaksiyonu .....	56
3.1.3.3.4. Gama Işını Fotonu Reaksiyonları.....	57
3.1.3.3.4.1. ( $\gamma$ -n) Reaksiyonu .....	57
3.1.3.3.4.2. Başka Türdeki Gama Fotonu Etkileşimleri .....	58
3.1.3.3.5. Nötron Reaksiyonları .....	58
3.1.3.3.5.1. Yavaş Nötron Reaksiyonları .....	59

3.1.3.3.5.1.1. (n- $\gamma$ ) Türü Reaksiyonlar ( Işıyıcı Yakalama ) .....	59
3.1.3.3.5.1.2. (n-p) Türü Reaksiyonlar .....	59
3.1.3.3.5.1.3. (n- $\alpha$ ) Türü Reaksiyonlar .....	60
3.1.3.3.5.1.4. (n-t) Türü Reaksiyonlar .....	60
3.1.3.3.5.2. Hızlı Nötron Reaksiyonları .....	61
3.1.3.3.5.2.1. Saçılma Türü Reaksiyonlar .....	61
3.1.3.3.5.2.2. (n-2n) Türü Reaksiyonlar .....	61
3.1.3.3.5.2.3. (n-p) Türü Reaksiyonlar .....	62
3.1.3.4. Nükleer Reaksiyonlarda Enerji .....	63
3.1.3.5. Nükleer Reaksiyonların Fiziksel İncelenmesi.....	67
3.1.3.5.1. Tesir Kesiti .....	68
3.1.3.5.2. Ortalama Serbest Yol .....	71
3.1.3.5.3. Reaksiyon Hızı .....	72
3.1.3.5.4. Diferansiyel Tesir Kesiti .....	73
3.2. Yöntem.....	75
3.2.1. Hesaplamalarda Kullanılan Bilgisayar Program Kodları .....	75
3.2.1.1. Talys-1.6 .....	75
3.2.1.2. Empire 3.2 Malta .....	76
3.2.1.3. Alice/ASH .....	76
3.2.1.4. PCROSS .....	77
3.2.2. Yarıdeneysel Formüller .....	77
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	81
4.1. İncelenen Reaksiyonlar .....	84
4.1.1. $^{70}\text{Ge}(n,p)^{70}\text{Ga}$ Reaksiyonu .....	84
4.1.2. $^{72}\text{Ge}(n,p)^{72}\text{Ga}$ Reaksiyonu .....	85
4.1.3. $^{74}\text{Ge}(n,p)^{74}\text{Ga}$ Reaksiyonu .....	86
4.1.4. $^{76}\text{Ge}(n,p)^{76}\text{Ga}$ Reaksiyonu .....	87
4.1.5. $^{70}\text{Ge}(n,2n)^{69}\text{Ge}$ Reaksiyonu .....	88
4.1.6. $^{72}\text{Ge}(n,2n)^{71}\text{Ge}$ Reaksiyonu .....	89
4.1.7. $^{74}\text{Ge}(n,2n)^{73}\text{Ge}$ Reaksiyonu .....	90
4.1.8. $^{76}\text{Ge}(n,2n)^{75}\text{Ge}$ Reaksiyonu .....	91
5. SONUÇ VE ÖNERİLER .....	93
6. KAYNAKLAR .....	94



## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1.	Kararlı çekirdek sayısı .....	18
Çizelge 3.2.	Germanyum(32.40) izotopunun kabuk modeline göre nükleon dağılımı .....	26
Çizelge 3.3.	Enerjisine göre nötronların sınıflandırılması .....	58
Çizelge 3.4.	14-15 MeV enerjili nötronlarla gerçekleştirilen (n,p) reaksiyonlarının tesir kesitlerini hesaplamak için kullanılan bazı yarı deneysel formüller .....	79
Çizelge 3.5.	14-15 MeV enerjili nötronlarla gerçekleştirilen (n,2n) reaksiyonlarının tesir kesitlerini hesaplamak için kullanılan bazı yarı deneysel formüller .....	80
Çizelge 4.1.	<sup>70,72,74,76</sup> Ge izotoplarının (n,2n) reaksiyonlarına ait Asimetri parametresi, Reaksiyonun Q değeri ve (n,p) eşik Enerjisi değeri .....	82
Çizelge 4.2.	<sup>70,72,74,76</sup> Ge izotopları için teorik ve yarı ampirik (n,p) reaksiyon tesir kesitleri .....	82
Çizelge 4.3.	<sup>70,72,74,76</sup> Ge izotopları için teorik ve yarı ampirik (n,2n) reaksiyon tesir kesitleri .....	83

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1.	Nüklere başına bağlanma enerjisinin kütle numarasına bağlı değişimi .....	16
Şekil 3.2.	Sonsuz kuyu ve harmonik salıncığa ait potansiyellerden elde edilen enerji düzeyleri .....	22
Şekil 3.3.	Kabuk potansiyeli için Woods-Saxon grafiği .....	22
Şekil 3.4.	Woods-Saxon potansiyeline ait enerji düzeyleri ve spin-yörünge etkileşimi sonucu enerji düzeylerinin ayrılması.....	24
Şekil 3.5.	Z-N kararlılık grafiği .....	28
Şekil 3.6.	Alfa bozunumu .....	33
Şekil 3.7.	Düzgün potansiyel duvarı altında alfa tünelleme olayı .....	35
Şekil 3.8.	Gerçeğe yakın çekirdek potansiyeli altında alfa tünelleme olayı ..	35
Şekil 3.9.	Mo(42.47) izotopunun beta ve gama karışık bozunumu .....	39
Şekil 3.10.	Reaksiyon türleri. Birleşik çekirdek, direkt ve denge öncesi reaksiyonları.....	42
Şekil 3.11.	$^{64}\text{Zn}^*$ birleşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları .....	44
Şekil 3.12.	Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların Geometrisi .....	44
Şekil 3.13.	Hibrid modele göre reaksiyonun ilk birkaç durumunun şematik gösterimi .....	48
Şekil 3.14.	Be(4,5) izotopunun enerji düzeyleri .....	54
Şekil 3.15.	(d,p) etkileşmesi .....	56
Şekil 3.16.	Nükleer reaksiyon çarpışma modeli .....	63
Şekil 3.17.	Nükleer reaksiyon momentum korunumu .....	64
Şekil 3.18.	Tesir kesiti için gelen demet ve kesit alanını gösteren reaksiyon geometrisi.....	69
Şekil 3.19.	$d\Omega$ katı açısı altında saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisi .....	73

Şekil 4.1.	TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH ve PCROSS ile hesaplanan $^{70}\text{Ge}(n,p)^{70}\text{Ga}$ reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar(dolu semboller) ile karşılaştırılması .....	85
Şekil 4.2.	TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH ve PCROSS ile hesaplanan $^{72}\text{Ge}(n,p)^{72}\text{Ga}$ reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar(dolu semboller) ile karşılaştırılması .....	86
Şekil 4.3.	TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH ve PCROSS ile hesaplanan $^{74}\text{Ge}(n,p)^{74}\text{Ga}$ reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar(dolu semboller) ile karşılaştırılması .....	87
Şekil 4.4.	TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH ve PCROSS ile hesaplanan $^{76}\text{Ge}(n,p)^{76}\text{Ga}$ reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar(dolu semboller) ile karşılaştırılması .....	88
Şekil 4.5.	TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH ve PCROSS ile hesaplanan $^{70}\text{Ge}(n,2n)^{69}\text{Ge}$ reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar(dolu semboller) ile karşılaştırılması. ....	89
Şekil 4.6.	TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH ve PCROSS ile hesaplanan $^{72}\text{Ge}(n,2n)^{71}\text{Ge}$ reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar(dolu semboller) ile karşılaştırılması. ....	90

- Şekil 4.7. TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH ve PCROSS ile hesaplanan  $^{74}\text{Ge}(n,2n)^{73}\text{Ge}$  reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar(dolu semboller) ile karşılaştırılması. .... 91
- Şekil 4.8. TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH ve PCROSS ile hesaplanan  $^{76}\text{Ge}(n,2n)^{75}\text{Ge}$  reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar(dolu semboller) ile karşılaştırılması. .... 92





## 1. GİRİŞ

1896'da Becquerel'in radyoaktifliği keşfetmesi ve 1911'da Rutherford'un atomdaki çekirdeğin varlığının ileri sürmesi ile birlikte nükleer fiziğin temelleri atılmış ve 1932'de Chadwick'in nötronu keşfiyle çeşitli çekirdeklerle bombardıman edilen nötronun bu çekirdekler üzerinde ne türlü etkiler yarattığı önemli bir araştırma konusu olmuştur. Nötronlar yüksüz olduklarından atomdaki elektronlarla etkileşmeleri oldukça zayıftır. Nötronların neden olduğu çeşitli reaksiyonlar vardır. Belirli bir reaksiyonun başlayabilmesi çoğunlukla nötron enerjisine ve hedef çekirdeğin kütle numarasına bağlıdır.

Nötronun madde ile etkileşmesi saçılma ve soğurulma olmak üzere iki ana gruba ayrılır. Saçılma reaksiyonları ise esnek ve esnek olmayan saçılma olmak üzere iki alt gruba ayrılır. Esnek saçılmada nötron ve hedef çekirdeğin çarpışmadan önceki ve sonraki kinetik enerjileri toplamı eşittir. Esnek olmayan saçılma durumunda ise gelen nötronun kinetik enerjisinin bir kısmı hedef çekirdeği uyarmak için harcanır. Uyarılmış çekirdek daha sonra gama geçişi ile normal hale döner. Nötronlar ve protonlar arasında sadece esnek çarpışmalar söz konusudur. Oysa çekirdeklerle hem esnek hem de esnek olmayan çarpışmalar mümkündür. Enerjinin düşük ( $0.1-10 \text{ MeV}$ ) ve  $10 \text{ MeV}$ 'den büyük olma durumlarında ( $1 \text{ MeV}=1.6 \times 10^{-13} \text{ J}$ ) ise sırasıyla esnek ve esnek olmayan çarpışmalar olmaktadır. Soğurma reaksiyonları ise nötronun hedef çekirdekle etkileşmesi sonucu, gama ışını, nötron ve yüklü parçacıkların salındığı  $(n,\gamma)$ ,  $(n,p)$ ,  $(n,2n)$ ,  $(n,\alpha)$  gibi reaksiyonlardır. Bu reaksiyonların aktivasyon tesir kesiti diye adlandırılan olma olasılığı daha önceden belirtildiği gibi hedef çekirdeğin kütle numarasına ve büyük ölçüde nötron enerjisine bağlıdır. Düşük nötron enerjilerinde ara çekirdeğin uyarılma enerjisi parçacık çıkması için yeterli değildir. Nötron enerjisi arttıkça nötron, proton, alfa gibi parçacıkların çıkma olasılığı da artar.

Gelen parçacık ile hedef çekirdeğin etkileşerek bir çekirdek reaksiyonu yapma olasılığına, o reaksiyon için tesir kesiti ( $\sigma$ ) adı verilir. Tesir kesitinin birimi yüzey birimi olduğundan her hedef çekirdek üzerinde  $\sigma$  gibi belli bir bölge bulunduğu ve reaksiyonun gelen parçacık yalnızca o bölgeye çarptığı zaman olacağı düşünülebilir. Tesir kesiti tepkimenin türüne ve gelen parçacığın enerjisine bağlıdır. Teorik olarak reaksiyonlara ait tesir kesitlerinin hesaplanması geçmişten günümüze kadar devam et-

mektir (Blann, 1991; Broeders ve ark. 2006). Nükleer reaksiyonlarda kullanılacak çekirdeklerin tesir kesitlerinin bilinmesinin önemli olduğu kadar bu çekirdeklerin taban durum özelliklerinin bilinmesi gerekmektedir.

Bugüne kadar yapılan bazı çalışmalarda aktivasyon teknikleri kullanılarak 14 MeV civarında  $(n,x)$  reaksiyon tesir kesitleri ölçülmüştür (Uddin ve ark. 2002; Begun ve ark. 2007; Dzysiuk ve Kadenko 2007; Changlin 2008; Dzysiuk ve ark. 2011). Bu reaksiyon tesir kesitlerinin ilk kapsamlı çalışmaları Paul ve Clarke tarafından yapılmıştır. Daha sonra, birçok araştırmacı, eşik durumuna yakın enerjilerden yaklaşık 20 MeV enerjiye kadar nötron enerjisinin bir fonksiyonu olarak seçilen  $(n,p)$  ve  $(n,2n)$  reaksiyon kesitlerinin değişimini ölçmüşlerdir (Ferguson ve Thompson 1960; Bayhurst ve Prestwood 1961; Jarjis 1978).

Yaklaşık 14 MeV'de nötron tesir kesit verileri füzyon reaktör teknolojisinin, özellikle reaktör çekirdek ve iç duvarların yapımında kullanılan nükleer dönüşüm oranları, nükleer ısıtma ve malzemelerin radyasyon hasarı hesaplanması için büyük önem taşımaktadır. 14 MeV civarında nötron aktivasyon tesir kesitlerinin birçok ölçümleri bugüne kadar literatürde bildirilmiş olmasına rağmen hala yeni veriler gerekmektedir (Haque ve ark. 2009).

Germanyum(Ge) atom çekirdekleri ile hızlı nötron etkileşim araştırılması nükleer yapı ve reaksiyon gibi nükleer kuvvetlerin çalışılması ve nükleer modellerin uygulama testi için iyi bir yöntem sağlamaktadır. Bu tez çalışmasında; Germanyum izotoplarının ( $^{70,72,74,76}Ge$ ),  $(n,2n)$  ve  $(n,p)$  reaksiyon tesir kesitlerinin teorik hesaplamaları araştırılmıştır. Araştırma için Germanyum hedef çekirdeklerin seçimi özellikle radyasyon detektörü tasarımı için uygundur. Gümüş grisi bir renge sahip olan Germanyum elementi, metal ile ametaller arasında özellikler gösteren yarımetalik bir maddedir. Periyodik cetvelde karbon (C), silisyum (Si), kalay (Ga) ve kurşun (Pb) elementleriyle birlikte 4A grubunda bulunan Germanyum elementinin atom numarası 32 ve atom ağırlığı 72.59'dur ve (+2) ve (+4) değerliklerini alır. Kütle numaraları 70 ile 76 arasında değişen 5 tane ( $^{70}Ge$ ,  $^{72}Ge$ ,  $^{73}Ge$ ,  $^{74}Ge$  ve  $^{76}Ge$ ) kararlı, yine kütleleri 65 ile 78 arasında değişen ve yarılanma süreleri nispeten kısa olan 9 tane radyoaktif izotopu vardır.

Bunların içinde en bol bulunan  $^{74}\text{Ge}$  izotoptur.  $^{70}\text{Ge}$ ,  $^{72}\text{Ge}$ ,  $^{73}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Ge}$  ve  $^{76}\text{Ge}$  izotopları sırasıyla %0.37, %27.31, %7.76, %36.73 ve %7.83 oranında doğal bolluğa sahiptirler.

Germanyum elementi ilk kez 1871 yılında kimyager bir araştırmacı olan Dimitri Mendeleev tarafından keşfedilmesine rağmen 1886'da Clemens Winkler tarafından sülfütlü mineral argiroditin analizi yapılarak elde edilmiştir. Clemens Winkler Alman vatandaşı olduğundan bulduğu bu elementi Germanyum olarak adlandırmıştır. Germanyum elementi doğada çok az miktarda (yaklaşık % 0.004 - 0.0007 oranında) bulunduğundan elde edilmesi oldukça zordur ve hiçbir zaman doğada serbest halde bulunmaz. % 7 oranında argirodit ( $4\text{Ag}_2\text{S} \cdot \text{GeS}_2$ ) mineralinde, % 8 oranında ise germanit ( $7\text{CuS} \cdot \text{FeS} \cdot \text{GeS}$ ) mineralinde bulunur. Germanyum elementinin iki tane önemli bileşiği vardır. Bunlar sırasıyla, Germanyumun klor gazı ile yakılmasından elde edilen Germanyum tetraklorür ( $\text{GeCl}_4$ ) ve yüksek sıcaklıkta germanyumun oksitlenmesiyle elde edilen Germanyum -4-oksit ( $\text{GeO}_2$ )'tir.

Germanyum elementi oldukça yaygın uygulama alanlarına sahiptir. Elektriksel özelliklere sahip olduğundan arsenik, galyum ya da diğer elementler ile takviye edilmiş hali, elektronik uygulamalarda yaygın olarak kullanılır. Elektronik sanayinde kullanılmaya başlanmasıyla birlikte, transistör ve diyotlarda yaygın olarak kullanılmaya başlanmıştır. Bu aletlerin en önemli özelliği düşük güç kullanmaları ve de ortama az ısı yaymalarıdır. Yüksek güç ve yüksek voltaj kapasitesine sahip olduğundan 1960'lardan sonra bilgisayar ve televizyon teknolojisinde yaygın olarak kullanılmaya başlanmıştır. Kızılötesi ışınlar karşı şeffaf olduğundan Germanyum ve Germanyum oksit kızılötesi spektroskoplar gibi optik aletlerde ve kızılötesi detektörlerinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Optik özelliklerinden dolayı geniş açılı kamera merceklerinde, mikroskop merceklerinde ve projektörlerde kullanılmaktadır. Yüksek bir kırılma indisine sahip olduğundan optik ürünlerin yapılmasında tıp, kimya, fizik dallarındaki araştırmalarda kullanılmasını sağlamıştır.

Nötron reaksiyonlarında ( $n,p$ ) ve ( $n,2n$ ) tesir kesitinin sistematığı ve reaksiyon mekanizması nötron fiziğinin önemli yer tutmaktadır.  $\sigma(n,p)$  ve  $\sigma(n,2n)$  gibi yaklaşık 14 MeV civarındaki enerjilere sahip nötronlarla oluşturulan yüklü parçacık reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel çalışması çok sayıda çekirdek için sistematik bir şekilde

yürütülmektedir. Farklı nötron enerjili  $(n,p)$  ve  $(n,2n)$  reaksiyonlarının tesir kesiti hesaplamaları için pek çok araştırmacı tarafından farklı parametrelili çok sayıda deneysel ve yarı deneysel formüller önerilmiştir. Bunların bir kısmı Çizelge (3.4-5)'de verilmiştir. (Örneğin; Chatterjee ve Chatterjee 1969; Lu and Fink, 1971; Eder ve ark. 1972; Levkovskii 1973; Bychkov ve ark. 1979, 1980, 1982; Forrest 1986; Kumabe ve Fukuda 1987; Ait-Tahar 1987; Konno ve ark. 1993; Kasugai ve ark.1996; Doczi ve ark. 1997; Habbani ve Osman 2001; Belgaid ve ark. 2005; Aydın ve ark. 2007; Tel ve ark. 2003, 2008; Goyal ve Gur 2009... gibi).

Bu tez çalışmada, Germanyum izotoplarının ( $^{70,72,74,76}Ge$ )  $(n,2n)$  ve  $(n,p)$  reaksiyon tesir kesitleri 10-20 MeV gelme enerjilerinde hesaplanacaktır. Hesaplamalarda *ALL-CE/ASH*, *TALYS 1.6*, *EMPIRE 3.2 Malta* ve *PCROSS* bilgisayar programları kullanılacaktır. Bu hesaplamalardan elde edilen sonuçlar ile bir önceki paragrafta bahsedilen bazı araştırmacılar tarafından geliştirilen 14-15 MeV'deki yarı ampirik tesir kesit sonuçları, *EXFOR* (Experimental Nuclear Reaction Data) ve *ENDF/B-VII.1* (Evaluated Nuclear Data File) (USA, 2011) kütüphanelerinden alınan verilerle karşılaştırılması yapılacaktır.

## 2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Tez konusu Germanyum element izotoplarına ait  $(n,p)$  ve  $(n,2n)$  reaksiyonlarıyla ilgili olarak Kumabe ve Fukuda (1987) yaptıkları çalışmada, Levkovskii tarafından 14 MeV enerjisinde  $(n,p)$  ve  $(n,\alpha)$  reaksiyonlarının tesir kesitleri için geliştirilen deneysel formüller 3 çeşit kütle numarası ile ayrı ayrı değiştirilmiş ve bu formüllerin her biri için Levkovskii'nin formülünü niteleyen katsayıların deneysel tesir kesite sığan en küçük kareler yöntemi kullanılarak yeniden tanımlanmıştır. Değiştirilmiş formüllerden elde edilen sonuçlar deneysel değerlere kıyasla belirgin ölçüde küçük kare saçılımları göstermiş ve dahası Levkovskii'nin orijinal formüllerine kıyasla birbirlerine daha yakın toplandıkları gözlenmiştir.

Capote ve arkadaşları (1991), *PCROSS* bilgisayar kodu ile 25 MeV enerjili nötronların  $(n,n)$ ,  $(n,p)$  ve  $(n,2n)$  reaksiyonlarına ait hesaplamalarına ait elde edilen verilerin deneysel veriler ile uyduğunu belirtmişlerdir. Hesaplamalarda denge öncesi modeldeki en son teorik gelişmeleri uygulamışlardır. Düzey yoğunluk uygulamaları için geliştirilen *PCROSS* modeli kullanılmıştır. Geliştirilen kod, girdi verilerini oluşturmak için çok iyi alt programlar içermektedir.

Doczi ve arkadaşları (1997),  $(14.7 \pm 0.2)$  MeV 'lik gelme enerjisinde 208 tane çekirdeğin nötron - proton  $(n,p)$  tesir kesiti ölçümünü yapmışlardır. 54 tane element için  $(n,p)$  reaksiyonlarının tesir kesit hesaplamalarını geliştirdikleri yarı ampirik formüller yardımıyla karşılaştırmalarını yapmışlardır. Asimetri parametrelerine ve izotropik etkilere dayanan sistematikleri doğrulamışlardır. Uzun ömürlü hedef çekirdeklerin tesir kesitlerini tahmin etmişlerdir.

Tel ve arkadaşları (2003), 14-15 MeV nötron enerjisinde  $(n,p)$  tesir kesitlerini yeniden üretmek için yeni bir formül önermişlerdir. Asimetri parametresi kullanılarak elde edilen bu formül Levkovskii'nin orijinal formülünün bir modifikasyonunu temsil etmektedir. Geliştirdikleri modifiye formülden elde edilen tesir kesitleri, deneysel verilere kıyasla daha küçük ( $\chi^2$ ) sapmaları vermiş ve Levkovskii'nin orijinal formülüyle yapılan hesaplamalara kıyasla daha yakın sonuçlar vermiştir. Elde edilen sonuçlar kıyaslanıp tartışıldığında formül farklı çekirdeklerin mevcut deneysel  $\sigma(n,p)$  verileri ile ilişkilendirmede kullanımı ile kabule uygun görülmüştür.

Begun ve ark. (2007), yayımladıkları makalede  $(13.96 \pm 0.06)MeV$  enerji aralığında  $^{70}Ge(n,2n)^{69}Ge$ ,  $^{72}Ge(n,2n)^{71}Ge$ ,  $^{76}Ge(n,\gamma)^{77(9+0,21m)}Ge$  ve  $^{76}Ge(n,2n)^{75}Ge$  reaksiyonlarına ait sonuçları açıklanmışlardır.

Zirkonyum ve germanyum izotoplarının hem  $^{72}Ge(n,2n)^{71}Ge$  nükleer reaksiyonu hem de diğer  $(n,x)$  reaksiyonları için yeni tesir kesitleri üzerine yeni deneysel verilerin elde edilmesi için nötron aktivasyon metodu kullanılmıştır. Nötron kaynağı olarak nötron jeneratörü kullanılmıştır. Doğal germanyum ve zirkonyum örnekleri DT-nötronları ile saçtırıldı. Elde edilen sonuçlar ve nükleer reaksiyon tesir kesit değerlerindeki karışıklığı önlemek için ve tesir kesit belirsizliklerini azaltmak için ek deneylerin yapılmasının yararlı olabileceği önerilmiştir. Düzeltme faktörü hesaplamalarında Monte Carlo simülasyon modeli kullanılmıştır (Dzysiuk ve Kadenko 2007).

Germanyum izotoplarının tesir kesitleri 14.8 MeV 'de aktivasyon yöntemi kullanılarak ölçülmüştür. 150 kV J-25'luk INST nötron jeneratöründe  $^3H(d,n)^4He$  reaksiyonu yoluyla kuasi-mono enerjik nötron huzmeleri üretilmiştir. Üretilen çekirdeklerin gama çizgi karakteristikleri kapalı uçlu koaksiyel 17.5 cm<sup>2</sup> yüksek saflıktaki germanyum (HPGe) dedektör gama ışın spektrometersi kullanılarak ölçülmüştür. Tesir kesitleri  $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$  reaksiyonu referans alınarak belirlenmiştir.  $^{72}Ge(n,p)^{72}Ga$ ,  $^{74}Ge(n,\alpha)^{71m}Zn$  ve  $^{76}Ge(n,2n)^{75m+g}Ge$  reaksiyonları için tesir kesit verileri belirlenmiştir. Elde edilen bu tesit kesit değerleri sırasıyla  $(4.78 \pm 1.75) mb$ ,  $(1.69 \pm 0.11) mb$  ve  $(860 \pm 50) mb$  olarak belirlenmiştir. Elde edilen sonuçlar literatürde verilen sonuçlarla karşılaştırılmış ve oldukça iyi olduğu bulunmuştur (Haque ve ark. 2009).

Haque ve ark. (2009) Ge izotoplarının tesir kesitlerini 14.8 MeV nötron enerjisinde aktivasyon metodu kullanılarak ölçmüşlerdir. Yarı mono-enerjik nötron ışınları, 150 kV'da INST, AERE'nin nötron jeneratöründe  $^3H(d,n)^4He$  reaksiyonu ile elde edildiği belirtilmiştir. Hedef çekirdeğin karakteristik  $\gamma$ -çizgilerinin kapalı uçlu ortak eksenli 17.5 cm<sup>2</sup> yüksek saflıkla germanyum (HPGe) dedektör gamma ışık spektroskobu ile ölçüldüğü belirtilmiştir. Tesir kesitleri, bilinen  $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$  reaksiyonu referans alınarak ölçülmüştür.  $^{72}Ge(n,p)^{72}Ga$ ,  $^{74}Ge(n,\alpha)^{71m}Zn$  ve  $^{76}Ge(n,2n)^{75m+g}Ge$  reaksiyonları için tesir kesiti verileri sunulmuştur. Yukarıdaki reaksiyonlar için elde edilen tesir kesiti verilerinin sırasıyla  $(24.78 \pm 1.75) mb$ ,  $(1.69 \pm 0.11) mb$  ve  $(860 \pm 50) mb$

olduğu belirtilmiştir. Elde edilen sonuçlar rapor edilen literatür değerleri ve SINCROS-II istatistiksel kodu tarafından yapılan teorik hesaplamalar ile kıyaslanmıştır.

Sarpün ve arkadaşları (2010),  $^{203,205}Tl$ ,  $^{204,206,207,208}Pb$ ,  $^{209}Bi$ ,  $^{232}Th$ ,  $^{238}U$  izotoplarına ait  $(n,2n)$  reaksiyonlarının tesir kesitlerini teorik ve yarı-ampirik olarak hesaplamışlardır. Teorik hesaplamaları iki farklı bilgisayar kodu kullanarak yapılmıştır. Bunlar Full Exciton Modeli için *PCROSS* ve 25 MeV'e kadar nötron enerjili GDH modeli için *ALICE/ASH-2006* bilgisayar kodudur. Yarı ampirik hesaplamalar farklı araştırmacılar tarafından verilen formülleri kullanılarak yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar, literatürden mevcut deneysel veriler ile kıyaslanıp tartışılmıştır. Mevcut çalışmada kullanılan farklı bilgisayar kodları seçilen enerji aralığına bağlı olarak önemli farklılıklar göstermiştir. Özellikle *PCROSS* hesaplama sonuçları yaklaşık olarak 16 MeV ve üzerindeki enerjilerde çalışılan tüm çekirdeklerle çelişen sonuçlar göstermektedir. Dahası, grafikler niteliksel olarak uyumluluk gösterse de 15 MeV altında değişkenlik göstermektedir.

Arasoğlu ve Tel (2010) yaptıkları çalışmada  $(n,2n)$  reaksiyonlarına ait tesir kesiti bilgisinin, fisyon nötron spektrumunun büyük bir bölümünün birçok reaktör malzemeleri için  $(n,2n)$  reaksiyon eşiğinin üzerinde bulunmasından dolayı çok önemli ve gerekli olduğunu belirtmişlerdir.  $(n,2n)$  tesir kesiti füzyon reaktör tasarımında nötron çoğaltıcı reaksiyon olup, bu nedenle seçilen genel elementlerin  $(n,2n)$  reaksiyonu reaktör ortamında nötron çoğaltmada önemli rol oynayabileceğini belirtmişlerdir. Bu çalışmada,  $^{27}Al(n,2n)^{26}Al$ ,  $^{51}V(n,2n)^{50}V$ ,  $^{52}Cr(n,2n)^{51}Cr$ ,  $^{55}Mn(n,2n)^{54}Mn$ ,  $^{56}Fe(n,2n)^{55}Fe$  ve  $^{58}Ni(n,2n)^{57}Ni$  gibi bazı yapısal füzyon materyallerinin  $(n,2n)$  reaksiyonları 40 MeV nötron enerjisinin üstüne kadar hesaplanmıştır. Bu hesaplamalarda, denge öncesi ve denge etkileri incelenmiştir. Ayrıca  $(n,2n)$  reaksiyonu tesir kesitleri Tel et al.  $(n,2n)$  tarafından üretilen 14-15 MeV Enerjili deneysel formüller ile değerlendirmişlerdir. Hesaplanan sonuçlar EXFOR veritabanından alınan deneysel veri ile kıyaslanmıştır.

Tel ve arkadaşlarının (2011) yaptıkları çalışmada 20 MeV'e kadar enerjiye sahip nötronların  $^{24}Mg$ ,  $^{27}Al$ ,  $^{28}Si$ ,  $^{56}Fe$  ve  $^{63}Cu$  atom çekirdekleriyle yaptığı  $^{24}Mg(n,p)^{24}Na$ ,  $^{27}Al(n,p)^{27}Mg$ ,  $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$ ,  $^{28}Si(n,p)^{28}Al$ ,  $^{56}Fe(n,p)^{56}Mn$  ve  $^{63}Cu(n,2n)^{62}Cu$  reaksiyonlarına ait tesir kesit hesaplamaları üzerinde durulmuştur. Bu çalışmada reaksiyon

tesir kesitleri 14-15 MeV enerjileri için geliştirilen yarı deneysel formüller ile hesaplanmış ve deneysel verilerle kıyaslanmıştır. Çalışmada denge öncesi ve denge etkileri incelenmiştir. Denge öncesi hesaplamaları için Geometrik Bağımlı Hibrid (GDH) model ile Full Exciton modeline göre, denge etkileri ise Weiskopf-Ewing modeline göre hesaplanmıştır.

Şahan ve arkadaşları (2012) yapmış oldukları çalışmada astrofizik için önemli olan demir grubu elemektlerinden *Si, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Fe, Co ve Ni*'e ait  $(n,p)$  reaksiyonlarının tesir kesit hesaplamaları teorik olarak hesaplamışlardır. Bu reaksiyonların denge etkilerine ait hesaplamalar Weiskopf-Ewing modeline göre, denge öncesi etkilerine ait hesaplamalar GDH, Hibrid model kullanılarak yapılmıştır. Ayrıca mevcut çalışmada, bu reaksiyonların tesir kesitleri 14.7 MeV enerjide Tel ve arkadaşlarının (2003) geliştirdiği deneysel formüllerle hesaplanmış ve değerlendirilmiştir. Hesaplamalar var olan deneysel verilerle (Experimental Nuclear Reaction Data: /EXFOR/) kıyaslanmıştır. Bu hesaplamalara göre, bu model hesaplamaları süpernova olayları tarafından yıldızlararası ortama fırlatılmış bazı ağır elementlere uygulanabileceğini konusunda öneride bulunulmuştur.

Yaklaşık 14 MeV'de Germanyum izotopları üzerinde aktivasyon tesir kesitleri, aktivasyon tekniği ve c-ray spektrometrisi kullanılarak ölçülerek  $(n,2n)$ ,  $(n,p)$  ve  $(n,\alpha)$  reaksiyonları için tesir kesitlerinin verileri rapor edilmiştir. Nötron akısı  $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$  monitör reaksiyonları ile belirlenmiş ve nötron enerjileri  $^{90}Zr(n,2n)^{89}Zr$  ve  $^{93}Nb(n,2n)^{92m}Nb$  reaksiyonları için tesir kesiti oranı metodu ile ölçülmüştür. Ölçülen sonuçlar diğer ölçümlerle karşılaştırılmıştır (Changlin ve ark. 2008).

Tel ve arkadaşları 14-15 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan nükleer reaksiyonlarda yayımlanan nötronlara ait  $(n,2n)$  reaksiyon tesir kesirlerinin hesaplanmasında kullanılan yeni bir ampirik formül geliştirmişlerdir. Geliştirilen yarı ampirik formülün pek çok çekirdek için deneysel verileriyle ve model hesaplamalar ile uyumlu olduğunu göstermişlerdir (Tel ve ark., 2008).

Singhve Prajapati (2014) tarafından yayımlanan çalışmada reaktör teknolojisinde kullanılan materyallerden *Cr, Mn, As, Nb ve Sb* izotop çekirdeklerine ait  $^{52}Cr(n,2n)^{51}Cr$ ,  $^{55}Mn(n,2)^{54}Mn$ ,  $^{75}As(n,2n)^{74}As$ ,  $^{93}Nb(n,2n)^{92m}Nb$  ve  $^{124}Sn(n,2n)^{123m}Sn$



reaksiyonlarına ait tesir kesit hesaplamaları üzerinde durulmuştur. Bu elementler reaktör teknolojisinde yapı materyalleri olarak kullanılmakta olduğu belirtilmiştir. Örneklerdeki öz dağılım ve öz emilimden dolayı doğrulama detektörlerindeki yığılım etkileri simülasyon tekniği ile deneysel olarak ölçülmüştür. Bu teknik deneysel olarak doğrulamanın net büyüklüğünü sağlar. Deneysel tesir kesitleri EXFOR veritabanından alınan güncel literatür verisi, nükleon buharlaşması için teorik tahminler ve 12-16 MeV'de *TALYS-1.4* ve *ALICE/90* hibrid modelli denge öncesi yayılım verileri ile kıyaslanmıştır.

Dzysiuk ve Kadenko (2007) yaptıkları çalışmada  $^{72}\text{Ge}(n,2n)^{71}\text{Ge}$  reaksiyonu ve Zirkonyum ile Germanyum izotopları üzerinde bazı diğer  $(n,x)$  reaksiyonları tesir kesitlerinin deneysel verilerini elde etmek için nötron aktivasyon metodu kullanıldığını belirtmişlerdir. Nötron kaynağı olarak nötron jeneratörü kullanıldığı belirtilmiştir. Folyo şekilli doğal germanyum ve zirkonyum örnekleri DT- nötronları tarafından saçılmıştır. Belirsizlik kaynakları; nötron akısında zamanla meydana gelen tutarsızlık, aktivasyon ürün spektrumu ölçümleri sırasındaki gama-ışınlarının çakışma toplamalarının etkisi ve örnekteki gamma-ışınlarının öz-emilim etkisi olarak hesaba katılmıştır. Elde edilen sonuçlar tesir kesitlerinin değerlerdeki belirsizliklerinden ve belirsizlik azaltmak için yapılan deneylerden korunmada kullanışlı olabilir. Monte Carlo simülasyonları hesaplamalarda doğrulama faktörü olarak kullanılmıştır.

### 3. MALZEME VE YÖNTEM

#### 3.1. Malzeme

##### 3.1.1. Çekirdeğin Yapısı

###### 3.1.1.1. Çekirdeğin Özellikleri

###### 3.1.1.1.1. Çekirdeğin Yapıtaşları

Atomun yapısı ile ilgili araştırmalarda Rutherford atom çekirdeğinden ilk bahseden bilim adamıdır. Rutherford'un ileri sürdüğü bu model ilkel bir model olup atom çekirdeğinin pozitif yüklü hidrojen iyonlarından oluştuğunu öne sürmüştür. Rutherford pozitif yüklü hidrojen iyonlarına proton adını vermiştir. Atom fiziğinde çekirdek çevresinde dolanan elektronlar pozitif yüklü çekirdek ile elektromanyetik etkileşim halindedir. Çekirdek içerisinde bulunan nükleonlar da tıpkı elektronlar gibi birbirleriyle etkileşim halindedirler. Fakat bu etkileşim çok şiddetli düzeyde olup güçlü nükleer kuvvetler olarak bilinir. Atom çekirdeği kabaca proton ve nötronlardan oluşmuştur. Proton ve nötronlar ise kendi içlerinde kuarkları barındırmaktadırlar. Nötron ve protonlardan oluşan çekirdeğin kütlesi;

$$M_{\text{çek}} = Zm_p + Nm_n - \frac{B}{c^2} \quad (3.1)$$

olarak yazılabilir. Burada; Z atom numarası (çekirdeğin içerisinde bulunan proton sayısı), N Çekirdekte bulunan nötron sayısı,  $M_{\text{çek}}$  çekirdeğin kütlesini,  $m_p$  protonun kütlesini,  $m_n$  nötronun kütlesi ve B çekirdeğin toplam bağlanma enerjisini temsil etmektedir. Bağlanma enerjisi tüm nükleonları birbirlerinden ayırmak için gereken enerji olarak bilinmektedir (Taylor ve Zafaritos, 1996; Yılmaz, 1998; Krane, 2011).

Atom çekirdekleri ve bunlara ait nükleon sayıları incelendiğinde çekirdekleri izotop, izoton ve izobar çekirdekler olarak üç gruba ayırabiliriz. Aynı proton sayısına sahip çekirdeklere izotop çekirdekler denir. Nötron sayıları aynı olan çekirdeklere izoton, kütle numaraları eşit olan çekirdeklere ise izobar çekirdekler denir.

Doğada bulunan elementlerin çekirdekleri incelendiğinde hafif çekirdeklere ( $A < 40$ ) nötron ve proton sayıları yaklaşık olarak birbirine eşittir. Ağır çekirdeklere ise nötron sayısı, protonların birbirlerini itme eğilimini azaltmak için protonlara göre fazla-

dır. Hatta çok ağır çekirdeklere bu oran  $N=1.5Z$  şeklindedir. Proton sayıları 83'ten büyük çekirdekler kararsız yapıdadırlar. Çekirdeklere proton ve nötron sayılarının çift ve tek oluşuna göre de karalılık değişir. Buna çiftlenme etkisi denir. Hem Proton ve hem nötron sayıları çift olan çekirdekler çok kararlıdır. Kararsız çekirdekler çeşitli bozunmalar ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ) sonucu bünyelerindeki nötron-proton dengesini sağlayarak kararlı hale geçmeye çalışırlar. Gerek atom gerekse de çekirdekte bulunan elektron, proton ve nötronun kütleleri çok küçük olup atomik kütle birimi (*akb veya u*) şeklinde yeni bir kütle birimi tanımlanır. 1 atomik kütle birimi  $^{12}\text{C}$  atomunun kütlelerinin  $1/12$ 'si şeklinde tanımlanır. Yani  $^{12}\text{C}$  atomunun kütlesi 12 akb değerindedir. Buradan hareketle proton, nötron ve elektronun atomik kütle cinsinden kütle değerleri;  $m_p=1.007276$  akb;  $m_n=1.008665$  akb ve  $m_e=0.0005486$  akb olarak verilmektedir. Nükleer fizikte atomik kütle birimi enerji eşdeğeri cinsinden verilir. Bir parçacığın durgun kütle enerjisi;

$$E=mc^2 \quad (3.2)$$

olarak verilir. Eşitlik (3.2)' de enerji birimi MeV cinsinden alınır, kütle birimi  $m = \text{MeV}/c^2$  alınabilir. Buradan hareketle proton, nötron ve elektronun enerji eşdeğeri cinsinden kütleleri;  $m_p=938.28 \text{ MeV}/c^2$ ,  $m_n=939.57 \text{ MeV}/c^2$  ve  $m_e= 0.511 \text{ MeV}/c^2$  olarak verilebilir (Taylor ve Zafaritos, 1996; Serway, 1996; Yılmaz, 1998; Fishbane, Gasiorowicz, Thornton, 2007; Krane, 2011)

### 3.1.1.1.2. Çekirdeğin Boyutları

Atom çekirdeğinin boyutları Rutherford 'un saçılma deneyiyle ortaya çıkmış olup yarıçapı femtometre (1 fermi=  $10^{-15}\text{m}$ ) boyutlarındadır. Yapılan deney ve gözlemler sonucunda atom çekirdeğinin yarıçapı;

$$r = r_0A^{1/3} \quad (3.3)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Eşitlik (3.3)' deki  $r_0$  değeri yaklaşık olarak  $1.2 \times 10^{-15}$  m olan bir sabittir. Yapılan gözlem ve deneyler neticesinde atom çekirdeklerinin çoğunluğunun küresel yapıda, bazılarının oblat (bal kabağı gibi), bazılarının prolat (yumurta gibi uzamış) şeklinde olduğu görülmüştür.

Çekirdeğin şeklinin küresel olduğu kabul edilirse hacmi  $V = \frac{4}{3}\pi r^3$  formülünden hareketle  $V=V_0.A$  olur. Burada  $V_0 = \frac{4}{3}\pi r_0^3$ 'tür. Dolayısıyla çekirdek yoğunluğu;

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{A.m}{V_0.A} = \frac{3m}{4\pi r_0^3} \quad (3.4)$$

olarak elde edilir. Eşitlik (3.4)'de m, çekirdekte bulunan bir nükleonun kütlesi olup yaklaşık olarak  $1.67 \times 10^{-27}$  kg olarak alınır, çekirdeğin yoğunluğu olan  $\rho = 2.3 \times 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  olarak bulunur. Bu değer hemen hemen tüm çekirdekler için aynıdır. Bu sonuç çekirdeğin sıvı damlasına benzetilmesine sebep olmuştur (Gündüz, 1992; Taylor ve Zafaritos, 1996; Serway, 1996; Yılmaz, 1998; Krane, 2011; Williams, 2014).

### 3.1.1.1.3. Çekirdeğin Enerji Düzeyleri

Tıpkı atomun olduğu gibi atom çekirdeğinin de belirli enerji düzeyleri vardır. Bu düzeyler atomun enerji düzeylerine göre kat kat daha büyüktür. Bir atomun çekirdeği çeşitli yollarla uyarılmış hale getirilmişse bu çekirdek temel hale dönerken bünyesine aldığı fazlalık enerjisi dışarı gama ışını fotonu olarak atar. Dışarı yayınlanan gama ışını fotonunun enerjisine bakılarak atom çekirdeğinin iç enerji düzeyleri belirlenir (Yılmaz, 1998).

### 3.1.1.1.4. Çekirdeğin Açısal Momentumu

Çekirdeğin açısal momentumu, içerisinde bulunan proton ve nötronların kendi eksenleri etrafında dönmelerinden kaynaklı spin, çekirdek içerisinde dönmelerinden kaynaklı yörüngesel açısal momentumların toplamıdır. Toplam açısal momentum ( $\vec{J}$ );

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (3.5)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $\vec{L}$  yörüngesel açısal momentum ve  $\vec{S}$  spin açısal momentum temsil etmektedir.  $\vec{J}$ 'nin büyüklüğü kuantumlu olup;

$$J = \sqrt{j(j+1)}\hbar \quad (3.6)$$

şeklinde yazılır. Çekirdek içerisinde bulunan proton ve nötronların spin açısal momentumları  $\frac{1}{2}\hbar$  kadar olup elektron ile aynı spine sahiptirler. Dolayısıyla çekirdeğin kütle numarasına göre toplam spin açısal momentumu  $\frac{1}{2}\hbar$  'ın çift ya da tek katı olacaktır (Taylor ve Zafaritos, 1996; Yılmaz, 1998; Güngör ve ark. 2006).

### 3.1.1.1.5. Çekirdeğin Manyetik Momenti

Çekirdeğin açısal momentuma sahip olması onun ayrıca manyetik momente de sahip olacağını gösterir. Protonlar hem yörüngesel hem de spinsel bir manyetik momente sahip iken, nötronlar yüksüz olduklarından yörüngesel manyetik momente sahip değildir. Nötronlar sadece kendi eksenleri etrafında dönmelerinden kaynaklı spinsel manyetik momente sahiptirler. Elektronun çekirdek çevresinde  $1\hbar$  'lık açısal momentumla dönmesi 1 Bohr magnetonluk bir manyetik moment oluşturur. Bohr magnetonu;

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0.927 \times 10^{-23} \left( \frac{J}{T} \right) \quad (3.7)$$

olarak verilir. Elektronun kütesinin 1836 katı kadar kütleyle sahip olan protonun oluşturduğu manyetik moment;

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = \frac{\mu_B}{1836} = 5.05 \times 10^{-27} \frac{J}{T} \quad (3.8)$$

mertebesinde manyetik momente sahiptir. Bu değer elektrona ait manyetik momentin büyüklüğü yanında çok küçük bir değerdir. Bu sebeple atom çekirdeği ile ilgili ilk çalışmalarda çekirdekte elektronun bulunduğu tezi çöpe atılmıştır. Nükleer magneton değeri çekirdek içerisinde bulunan protona ait bir değerdir. Serbest halde bulunan protonun manyetik momentini  $2.7928\mu_N$  'ye eşittir. Nötronun spinsel nükleer magnetik momentinin büyüklüğü  $-1.9135\mu_N$  'ye eşittir. Böyle bir sonuç nötronun dışarıya karşı nötr, içerisinde ise yüklü parçacıklardan (kuark) oluştuğu sonucunu doğurur (Taylor ve Zafaritos, 1996; Yılmaz, 1998).

### 3.1.1.2. Çekirdek Kuvveti

Çekirdek içerisinde yüksüz nötronlar ve pozitif yüklü protonlar vardır. Nükleonlar dediğimiz proton ve nötronların çekirdek içerisinde dağılmadan durmalarını sağlayan bir çekirdek kuvveti ya da çekirdek potansiyeli vardır. Pozitif yüklü protonların elektromanyetik itme nedeniyle dağılmaları gerekirken çekirdeğin bütünlüğünü koruması çekirdek kuvvetlerinin elektromanyetik kuvvetlerden baskın olduğu sonucunu doğurur. Gerçekten de basit bir hesaplama ile çekirdek kuvvetlerinin elektromanyetik kuvvetlerden 100 kat büyük olduğu sonucu ortaya çıkar. Elektromanyetik kuvvetlerin etki alanı sonsuz mesafedeyken çekirdek kuvvetleri çekirdek içerisinde (yani 2 fm uzaklık içerisinde) etkilidir. Bunu çekirdeğe gönderilen proton ya da nötronların saçılmalarında gözlemlemekteyiz. Çekirdeğe gönderilen pozitif yüklü protonlar çekirdeğe 2-3 fm uzaklık mesafesindeyken elektromanyetik itme ile saparak saçılırlar. Enerji ve çarpma açısına göre çekirdek yüzeyine 1-2 fm yaklaşabilen protonların çekici çekirdek kuvvetleri etkisine girebildiği gözlenmiştir. Çekirdek kuvvetleri 2 fm uzaklık itibariyle etkisiz bir kuvvet yapısında olmasının yanı sıra nükleonların birbirine çok yaklaşmasına da müsaade etmez. Bu kuvvetler 1 fm' den daha küçük uzaklıklarda nükleonların birbirlerini itmeleri şeklinde tezahür eder. Çekirdek kuvvetlerinin bir diğer sıra dışı özelliğine gelince bu kuvvetlerin yükten bağımsız olduğu görülür. Yani proton-proton arası etkileşim ile nötron-nötron arası ya da nötron-proton arası etkileşimler aynıdır. Bu sonuç p-p, n-n ve p-n saçılma deneyleri ya da izobar ve ayna çekirdeklerin enerji seviyelerinin incelenmesi sonucunda ortaya çıkmıştır (Gündüz, 1992; Taylor ve Zafaritos, 1996; Williams, 2014).

### 3.1.1.3. Bağlanma Enerjisi

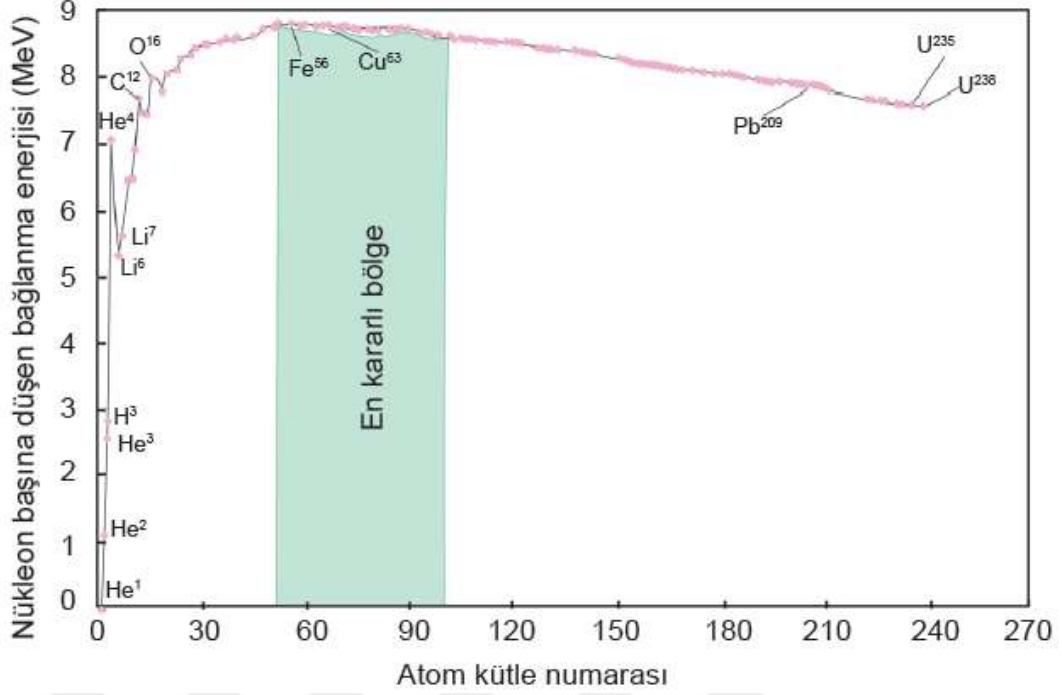
Bir çekirdeğin toplam kütlesi kendisini meydana getiren nükleonların toplam külesinden küçüktür. Aradaki kütle farkının durgun kütle enerjisi cinsinden eşdeğerine bağlanma enerjisi denir. Ters bakış açısıyla bir çekirdeği nükleonlarına ayırmak için gerekli olan enerjiye de bağlanma enerjisi denir.  ${}^A_ZX$  şeklindeki bir atom çekirdeğinin bağlanma enerjisi;

$$B(Z, A) = [Z \cdot m_H + N \cdot m_n - M({}^A_ZX)]931.50 \text{ MeV/u} \quad (3.9)$$

olarak yazılabilir. Eşitlik (3.9)'da Z atom numarasını (proton sayısı), N nötron sayısını,  $M_H$  hidrojen atomun kütleini,  $m_n$  nötronun kütleini,  $M(\frac{A}{Z}X)$ : X atomunun kütleini göstermektedir. Herhangi bir atomun çekirdeğine ait bağlanma enerjisinin o çekirdeğin kütle numarasına (nükleon sayısı) bölünmesiyle elde edilen değere nükleon başına bağlanma enerjisi denir ve matematiksel olarak;

$$b(Z, A) = \frac{B(Z,A)}{A} \quad (3.10)$$

şeklinde ifade edilir. Eşitlik (3.10)'da  $b(Z,A)$  çekirdeğin nükleon başına bağlanma enerjisi, A ise kütle numarası (nükleon sayısı)'dır. Element çekirdeklerine ait nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarasına göre değişimi Şekil (3.1) 'deki gibi olup verilen grafikten aşağıdaki şu sonuçlar ortaya çıkar: Eğrinin orta bölümünde yer alan element çekirdekleri oldukça sıkı bağlı yani nükleon başına düşen bağlanma enerjileri diğerlerine göre daha yüksektir. Bu bölgede en belirgin olarak  $^{62}Ni$  [ $b(^{62}Ni)=8,7945 \text{ MeV/nükleon}$ ] ile  $^{58}Fe$  [ $b(^{58}Fe)=8,7921 \text{ MeV/nükleon}$ ] çekirdekleri bulunmaktadır. Kararlı bölgenin sağında kalan  $^{235}U$  ve  $^{39}Pu$  gibi ağır çekirdekler bölünerek (filyon) kendilerinden nükleon başına bağlanma enerjileri daha yüksek iki parçaya (atoma) ayrılırlar. Bu bölünme sonucu enerji açığa çıkar. Atom bombası ya da nükleer santrallerde açığa çıkan enerji bu tip reaksiyonların sonucunda meydana gelmektedir.  $^2H$  ve  $^3H$  gibi nükleon başına bağlanma enerjileri düşük olan çekirdeklerin birleşerek (füzyon) kendilerine göre nükleon başına bağlanma enerjisi daha yüksek Helyum atomuna dönüşebilirler. Bu reaksiyon sonucunda da bol miktarda enerji açığa çıkar. Hidrojen bombaları ya da yıldızların enerji kaynakları bu tip reaksiyonlardır (Özkök, 1990; Gündüz,1992; Serway, 1996; Taylor ve Zafaritos, 1996; Yılmaz, 1998; Krane, 2002-2011; Güngör ve ark., 2006; Fishbane, Gasiorowicz ve Thornton, 2007).



Şekil 3.1. Nüklere başına bağlanma enerjisinin kütle numarasına bağlı değişimi

### 3.1.1.4. Çekirdek Modelleri

Çekirdek kuvvetlerinin doğası tam olarak belli olmamasına rağmen nükleer fizikçiler çeşitli çekirdek modelleri geliştirmişlerdir. Bu modeller sıvı damlası modeli, kabuk modeli ve kolektif model olarak sıralanabilir. Aşağıda bu modeller hakkında sırasıyla detaylı bilgi verilmektedir.

#### 3.1.1.4.1. Sıvı Damlası Modeli

1936 yılında Bohr tarafından öne sürülmüş ve çekirdek içindeki nükleonlar, sıvı içerisindeki moleküllere benzetilmiştir. Sıvıdaki bir molekül çevresindeki moleküllerle kuvvetli bir etkileşim halindedir. Aynı şekilde nükleonlarda çekirdekteki diğer nükleonlarla kuvvetli bir etkileşim halindedir. Sıvıların sıkıştırılmaz olması sıvının her noktasındaki yoğunluğun aynı olması sonucunu doğurur. Aynı şekilde çekirdeğin hatta tüm çekirdeklerin yoğunlukları birbirlerine eşittir. Bu bakımdan çekirdek sıvı damlasına benzetilmiştir. Sıvı damlası modeline göre çekirdeği oluşturan nükleonların bağlanma enerjisi üç temel öğeden oluşur. Bunlar hacim etkisi, yüzey etkisi ve coulomb itme etkisidir. Çekirdeğin sıvı damlası modeline göre bağlanma enerjisi Von Weissacker formülü yardımıyla yarı deneysel olarak elde edilmiştir.



**Hacim Etkisi:** Tüm çekirdeklerin nükleon başına bağlanma enerjileri birbirlerine yakın değerdedir. Buradan hareketle bağlanma enerjisi, kütle numarası ya da başka bir deyişle nükleon sayısı ile orantılıdır. Çekirdeğin içerdiği nükleon sayısı yani kütle numarası da çekirdeğin hacmiyle orantılıdır. Bağlanma enerjisine çekirdeğin hacminin katkısını ifade eden terim;

$$E_b = a_V \cdot A \quad (3.11)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $a_V = 15.75 \text{ MeV}$  olarak alınır.

**Yüzey Etkisi:** Çekirdek iç bölgelerindeki nükleonlara komşu olan nükleon sayıları hepsi için aynıdır. Fakat çekirdek yüzeyindeki nükleonlar için durum böyle değildir. Yüzey nükleonlarının komşu nükleon sayısı daha azdır. Dolayısıyla bağlanma enerjisine yüzeyden kaynaklı azaltıcı yönde bir etki oluşacaktır. Bu etki çekirdek yüzey alanı ile yani  $4\pi r^2$  hatta  $r^2$  ile orantılıdır.  $r = r_0 A^{1/3}$  olduğu hatırlanırsa her iki tarafın karesinin alınması neticesinde bağlanma enerjisine yüzey kaynaklı azaltıcı etkinin kütle numarası ile ilişkisi;

$$E_b = -a_S A^{2/3} \quad (3.12)$$

şeklindedir. Burada  $a_S = 17.8 \text{ MeV}$  olarak alınır.

**Coulomb İtme Etkisi:** Protonların birbirlerini itmesinden kaynaklı negatif yani bağlanma enerjisini azaltıcı etkiye sahiptir. Yarı deneysel bağlanma enerjisi formülünde coulomb itmesi kaynaklı terim;

$$E_b = -a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (3.13)$$

şeklindedir. Burada  $a_C = 0.71 \text{ MeV}$  olarak alınır.

**Simetri Etkisi:** Kütle numaraları (yani nükleon sayıları) aynı olan izobar çekirdeklerden nötron sayısı proton sayısına eşit olan çekirdeğin bağlanma enerjisinin diğer çekirdeklere göre oldukça büyük olduğu bilinmektedir. Çekirdeklere nötron sayısı ile proton sayısı arasındaki fark arttıkça bağlanma enerjisine negatif katkı bir terim daha eklenir. Bağlanma enerjisine katkı yapan simetri terimi;

$$E_b = -a_{sim} \frac{(A-2Z)^2}{A} \quad (3.14)$$

şeklinde olup,  $a_{sim} = 23.7$  MeV olarak alınır.

**Teklik-Çiftlik Etkisi:** Doğadaki element çekirdekleri incelendiğinde kararlı olanlardan büyük çoğunluğunun hem nötron hemde proton sayılarının çift olduğu gözlenmiştir. Çizelge (3.1) 'de kararlı çekirdek sayıları verilmiştir. Çizelge (3.1) 'de görüldüğü gibi proton sayısı çift nötron sayısı tek olan kararlı çekirdek sayısı ile proton sayısı tek nötron sayısı çift olan kararlı çekirdek sayısının yaklaşık olarak birbirine eşit olduğu görülürken proton sayısı ve nötron sayısının her ikisinin birden tek olduğu kararlı çekirdek sayısı yok denecek kadar azdır.

Çizelge 3.1. Kararlı Çekirdek Sayısı

Proton Sayısı (Z)	Nötron Sayısı (N)	Kararlı Çekirdek Sayısı
Çift	Çift	148
Çift	Tek	51
Tek	Çift	49
Tek	Tek	4

Çiftlenme etkisinden kaynaklı bağlanma enerjisi terimi;

$$E_b = \begin{cases} \frac{a_{çift}}{\sqrt{A}} ; & Z \text{ ve } N \text{ her ikisi de çiftse} \\ 0 ; & Z \text{ ve } N' \text{ den biri tek ise} \\ -\frac{a_{çift}}{\sqrt{A}} ; & Z \text{ ve } N \text{ her ikisi de tek ise} \end{cases} \quad (3.15)$$

Burada  $a_{çift}$  sayısının değeri  $11.2$  MeV olarak alınır. Sonuç olarak yarı deneysel bağlanma enerjisi formülü Eşitlik (3.16) 'da verildiği gibi yazılır (Gündüz,1992; Taylor ve Zafaritos, 1996; Yılmaz, 1998; Fishbane, Gasiorowicz ve Thornton, 2007; Krane, 2011; Williams, 2014).

$$E_{b=} + a_V \cdot A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{\text{sim}} \frac{(A-2Z)^2}{A} \mp \frac{a_{\text{cift}}}{\sqrt{A}} \quad (3.16)$$

Örneğin bu çalışmada kullanılan  ${}^{72}_{32}\text{Ge}$  izotopunun bağlanma enerjisini klasik yol ve yarı deneysel bağlanma enerjisi formülü ile hesaplanırsa;

$$m({}^1_1\text{H}) = 1,007825 \text{ u} ; m({}^1_0\text{n}) = 1,008665 \text{ u} ; m({}^{72}_{32}\text{Ge}) = 71,922080 \text{ u}$$

Klasik Yöntem:

$$B(Z, A) = [Z \cdot m_H + N \cdot m_n - M(\frac{A}{Z}X)]. 931,50 \text{ MeV/u}$$

$$B(32,72) = [32 \cdot 1,007825 + 40 \cdot 1,008665 - 71,922080]. 931,50 \text{ MeV/u}$$

$$B(32,72) = [0,67492]. 931,50 \text{ MeV/u}$$

$$B(32,72) = 628,68 \text{ MeV}$$

Yarı Deneysel Bağlanma Enerjisi Formülü:

*(Z=32 Çift; N=40 Çift)*

$$E_b = +a_V \cdot A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{\text{sim}} \frac{(A-2Z)^2}{A} \mp \frac{a_{\text{cift}}}{\sqrt{A}}$$

$$E_b = +15,75 \times 72 - 17,8 \times 72^{2/3} - 0,71 \times \frac{32^2}{72^{1/3}} - 23,7 \times \frac{(72 - 2 \times 32)^2}{72} + \frac{11,2}{\sqrt{72}}$$

$$E_b = 1134 - 308,0645 - 174,7621 - 21,0666 + 1,3199$$

$$E_b = 631,43 \text{ MeV}$$

Görüldüğü gibi bulunan sonuçlar birbirine oldukça yakındır.

### 3.1.1.4.1.1. Sıvı Damlası Modelinin Yetersiz Kaldığı Hususlar

Sıvı damlası modelinin yetersiz kaldığı hususlar şu şekilde özetlenebilir. Sihirli sayılara sahip çekirdekler için ekstra bağlanma enerjilerini ve bolluğunu, çift-çift çekirdeklerin tek-tek çekirdeklere göre daha kararlı oluşunu, çekirdeklerin taban durumu, spini ve paritesi gibi özelliklerinin elde edilmesini, nötron ve proton ayrılma enerjilerini ve çekirdeğin uyarılma enerjilerini açıklayamaz. Sıvı damlası modelinin açıklayamadığı bu olaylar nedeniyle yeni model arayışlarına girişilmiştir. Fakat sıvı damla-

sı modeli büyük kütleli çekirdeklerde meydana gelen dalgalanma ve neticesindeki fisyon olayını çok iyi bir şekilde açıklar (Serway, 1996; Fishbane, 2007; Krane, 2011).

#### 3.1.1.4.2. Kabuk (Bağımsız Parçacık) Modeli

Atom çekirdeğini tam olarak tanımlayabilen bir model bulunmamaktadır. Sıvı damlası modeli çekirdeğin bölünmesi yani fisyon olayını çok iyi şekilde açıklarken, uyarılmış bir çekirdekten yayınlanan gama fotonlarının kesikli oluşu sonucu ortaya çıkan çekirdeğin enerji seviyelerini açıklayabilmek için kabuk modeli öne sürülmüştür. Bu modelde çekirdekteki nükleonlar tıpkı atom çekirdeği çevresindeki elektronlar gibi çeşitli enerji kabuklarında hareket etmektedirler. Atom fiziğinde iyonlaşma enerjisinin atom numarasına ( $Z$ ) bağlılığı incelendiğinde bazı değerlerde iyonlaşma enerjilerinin pik yaptığı gözlenir. İyonlaşmaları oldukça zor olan bu atomların atom numaraları  $Z = 2, 10, 18, 36, 54, 86$  şeklinde tespit edilmiştir. Atom çekirdeklerinde ise nötron veya proton sayıları belli değerlerde olan çekirdeklerin oldukça kararlı yapıda oldukları gözlenmiştir. Bu sayılara sihirli sayılar denir. Proton sayısı veya nötron sayısı  $2, 8, 20, 28, 50, 82$  ve nötron sayısı  $126$  olan çekirdekler oldukça kararlı yapıdadırlar.  ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$ ,  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ ,  ${}^{48}_{20}\text{Ca}$  ve  ${}^{208}_{82}\text{Pb}$  gibi çift sihirli sayıda nötron ve protona sahip çekirdeklerin nükleon başına bağlanma enerjileri yarı-deneysel formülün öngördüğü değerden oldukça fazla durumdadır. Bu durum sıvı damlası modelinin açıklayamadığı bir durumdur. Kabuk modelinin çekirdeğe uyarlanması temel güçlük atomun kabuk modelinde elektronlara hükmeden potansiyelden farklı bir potansiyelin oluşudur. Ayrıca atomik kabuk modelinde elektronlar kabuklarda birbirleriyle çarpışmadan hareket edebilecek hareket alanına sahiptirler. Çekirdekte ise nükleonların hacimleriyle çekirdek hacmi kıyaslandığında çarpışmanın olmaması olanaksız gibi gözükmektedir. Fakat başta nötron veya proton ayrılma enerjilerinin sihirli sayılara denk gelecek şekilde pik yapması ya da uyarılmış çekirdekten yayınlanan gama fotonlarının enerji veya frekanslarındaki kesiklilik bizleri çekirdeğin kabuk modeline götürmektedir. Nükleer kabuk modelinde herhangi bir nükleon tüm nükleonların oluşturduğu çekirdek potansiyeli içerisinde hareket eder. Nükleonlar kabuklarda Pauli prensibine göre yerleşirler. Alt enerji seviyesinde bulunan nükleonların çarpışmaları durumunda birbirlerine enerji aktararak değerlik bandı dışına çıkışı enerji bakı-

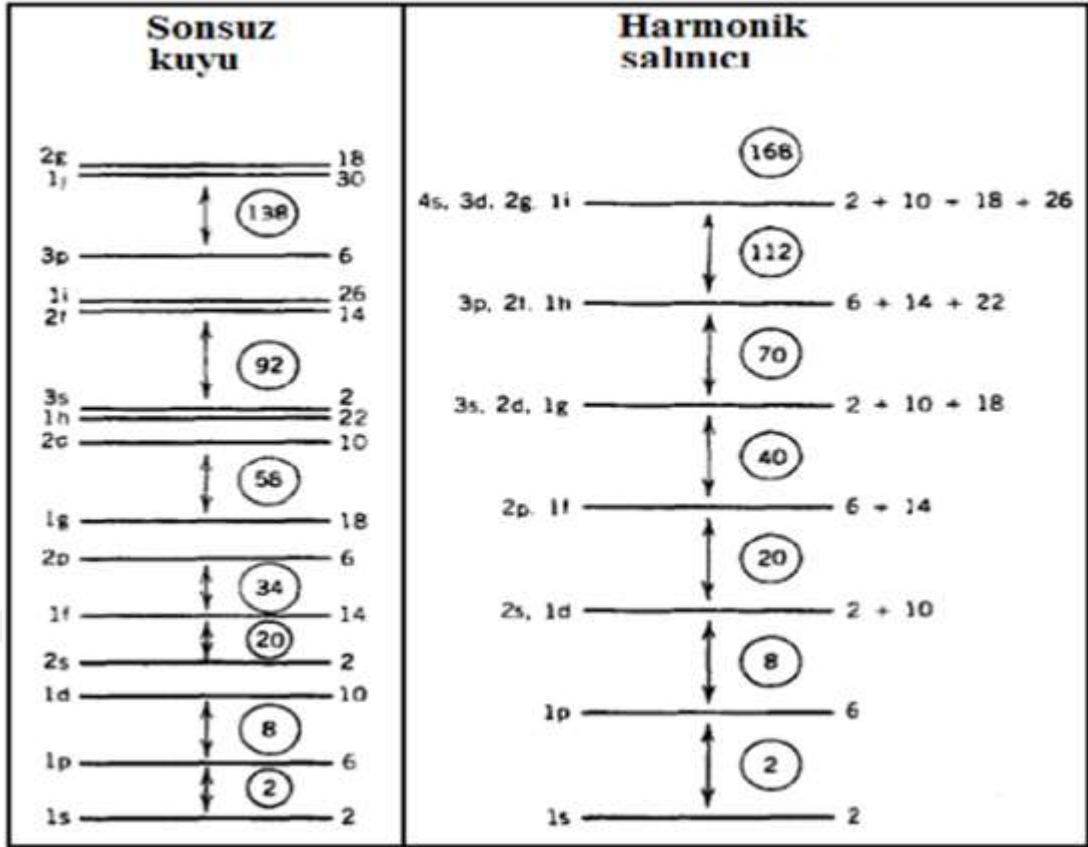
mından yetersiz olduğu için nükleonların birbirleriyle çarpışmadığı, birbirlerine karşı saydam bir özellik gösterdiği sonucuna ulaşılır. Çekirdek potansiyelini açıklama amacıyla kare kuyu ve harmonik ossilatöre ait çözümler üzerinde durulmuş fakat bu tam açıklayıcı olamamıştır (Gündüz, 1992; Taylor ve Zafaritos, 1996; Fishbane, Gasiorowicz, Thornton, 2007; Krane, 2011; Williams, 2014).

Sonsuz kuyu ve harmonik salıncı potansiyelleri için Schrödinger denkleminin üç boyutlu çözümlerinden elde edilen enerji düzeyleri Şekil (3.2) 'de verilmiştir. Her düzey atomik fizikte olduğu gibi  $n$  ve  $l$  gibi iki kuantum sayısı ile belirtilir.  $l$  sayısı açısal momentumun büyüklüğünü bulmamıza yarar. Açısal momentumun büyüklüğü;

$$L = \sqrt{l(l+1)}\hbar \quad (3.17)$$

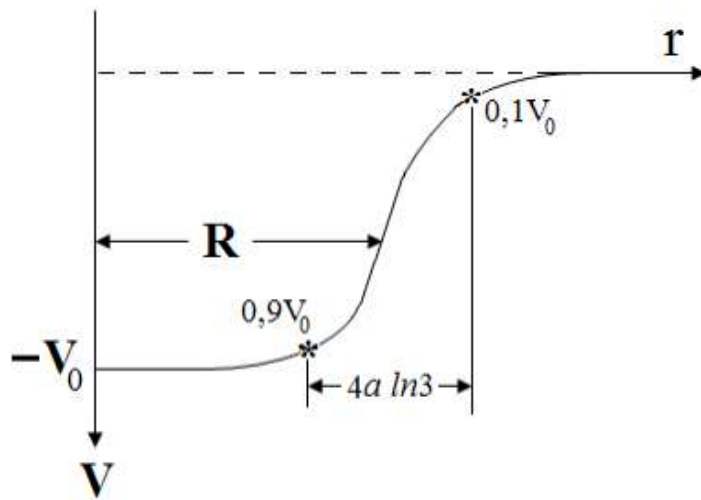
bağıntısıyla hesaplanır. Burada  $l$ 'nin alabileceği değerler  $l = 0, 1, 2, 3, 4$  olup  $s, p, d, f, g$  harfleriyle de gösterilebilirler. Her  $l$  değerine karşılık gelen düzeyde  $2(2l+1)$  tane nükleon bulunur. Çekirdeğin kabuk modelinde kullanılan  $n$  sayısı atom fiziğinde kullanılan baş kuantum sayısı  $n$  gibi değildir. Çekirdeğin kabuk modelindeki  $n$  ve  $l$ 'nin düzeyini belirtmede işlev görür. Örneğin  $l = 1$  düzeyi  $p$  harfiyle simgelenir.  $n$  sayısı ise  $n=1, 2, 3..$  gibi değerleri aldığından dolayı  $p$  düzeyleri  $1p, 2p, 3p$  şeklinde simgelenir.

Sonsuz kuyu ve harmonik salıncıya ait potansiyellerden elde edilen enerji düzeylerinin alabileceği nükleon sayıları Şekil (3.2) 'de yuvarlak içerisinde gösterilmiştir. Nötron ve protonlar özdeş olmayan parçacıklar olup her düzey bu parçacıklar için ayrı ayrı düşünülerek doldurulacaktır.



Şekil 3.2. Sonsuz kuyu ve harmonik salıncıya ait potansiyellerden elde edilen enerji düzeyleri.

Çekirdek potansiyelini en iyi açıklayan çözüm çekirdek yük dağılımına da uyan Woods-Saxon tarafından önerilen modeldir. Bu potansiyel grafiği oldukça gerçekçi olup Şekil (3.3) 'de gösterilmiştir.



Şekil 3.3. Kabuk potansiyeli için Woods-Saxon grafiği.

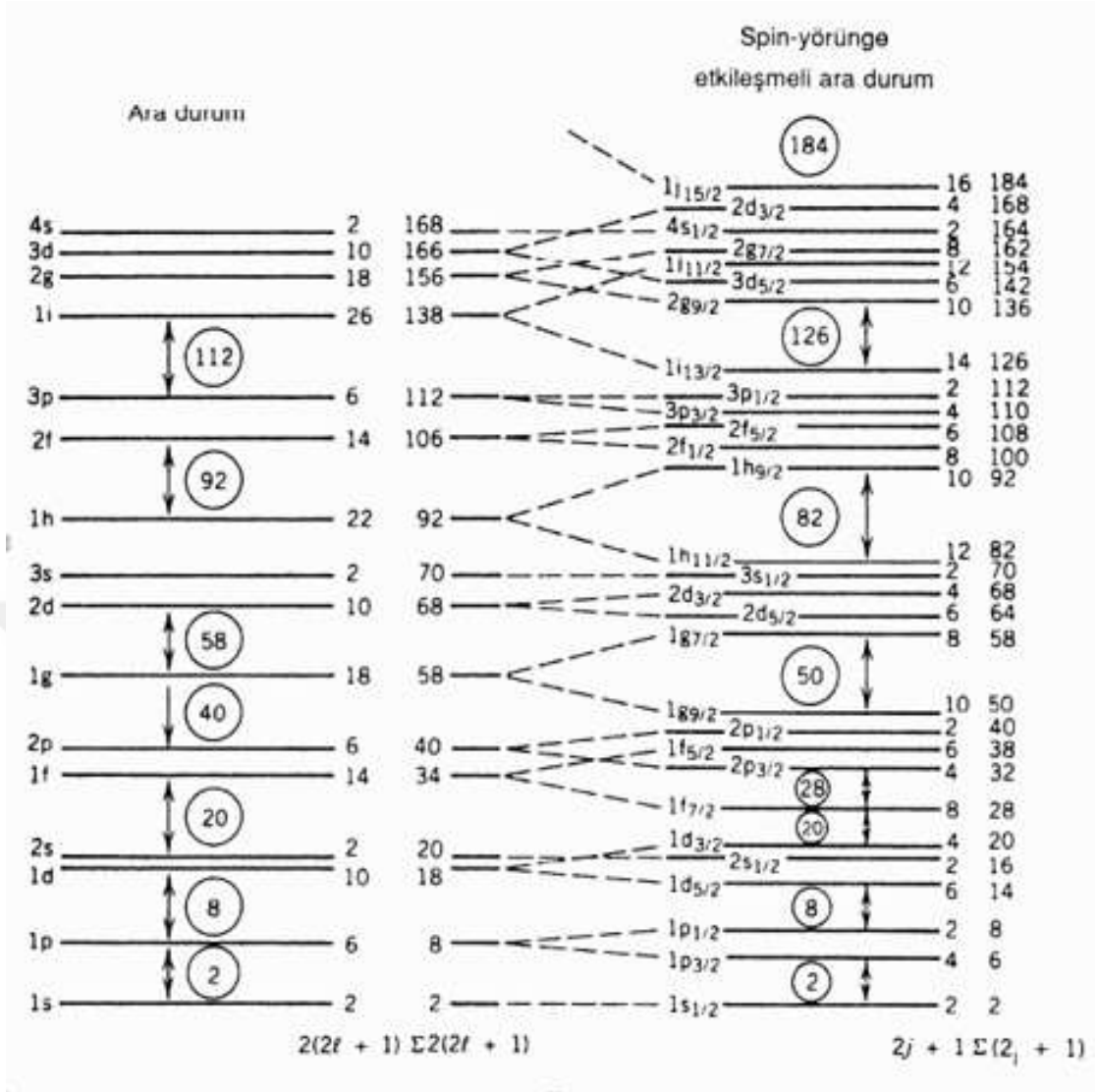
Şekil (3.3) 'de  $4a \ln 3$  terimi yüzey kalınlığını verir. Yüzey kalınlığı potansiyelin  $0,9V_0$ 'dan  $0,1V_0$ 'a değiştiği, arada kalan mesafedir. Bu grafiğin denklemi;

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (3.18)$$

şeklinde yazılabilir. Eşitlik (3.18)'de  $R=1,25.A^{1/3}$  ortalama yarıçap,  $a= 0,524A^0$  olarak alınır ve  $V_0$  kuyu derinliği 50 MeV mertebesindedir.

Şekil (3.3) 'de belirtilen potansiyel kuyusu içerisinde nükleonlar enerji seviyelerine Pauli dışarlama ilkesi çerçevesinde sıralanırlar. Nükleonların yerleştirilmeleri ayrı ayrı yapılır. Protonların birbirlerini itmelerinden kaynaklı coulomb potansiyeli etkisiyle protonların enerji seviyeleri nötronlara göre biraz yukarıda olur.

Şekil (3.3)'de Saxon-Woods potansiyel grafiğine ait enerji düzeyleri Şekil (3.2) 'de gösterilmiştir. Potansiyel kuyusuna ait enerji düzeylerine ait grafik sonsuz kuyu ve harmonik salıncı da olduğu gibi 2, 8 ve 20 sihirli sayılarını verir. 1949 yılında Mayer, Suess ve Jensen, potansiyele bir spin-yörünge etkileşme terimi ekleyerek, Schrödinger denkleminin çözümünden tüm sihirli sayıları elde etmişlerdir. Bu çalışmalarında çekirdek kuvveti her nükleonun spini ile yörünge açısal momentumu arasındaki açığa da bağlı olmaktadır. Buna göre spin yörünge etkileşimini de gösteren yeni potansiyel  $V_r' = V_r + W_r \cdot \vec{L} \cdot \vec{S}$  şeklinde ifade edilmektedir. Burada  $W_r$  radyal konumun bir fonksiyonudur. Enerji düzeylerinin yeniden düzenlenmesi ve 2, 8 ve 20'nin dışındaki sihirli sayıları da görmemizi sağlayan  $\vec{L} \cdot \vec{S}$  terimidir. Woods-Saxon potansiyeline ait enerji düzeyleri ve spin-yörünge etkileşimi sonucu enerji düzeylerinin ayrılması Şekil (3.4) 'de verilmiştir.



Şekil 3.4. Woods-Saxon potansiyeline ait enerji düzeyleri ve spin-yörünge etkileşimi sonucu enerji düzeylerinin ayrılması (Krane,2011).

Toplam açısal momentum vektörü Eşitlik (3.5) 'de  $(\vec{J} = \vec{L} + \vec{S})$  verilmişti. Bu eşitlikte  $\vec{L}$  yörünge açısal momentumunu,  $\vec{S}$  nükleonunun spin açısal momentumunu göstermektedir.  $\vec{L} = \sqrt{l(l+1)}\hbar$  olup,  $l = 0, 1, 2, 3$  değerlerini alır.  $\vec{S} = \sqrt{s(s+1)}\hbar$  olup,  $s = \frac{1}{2}$  değerini alır. Aynı şekilde toplam açısal momentumu da  $\vec{J} = \sqrt{j(j+1)}\hbar$  şeklinde yazabiliriz.  $\vec{L}$  ile  $\vec{S}$  birbirine paralel ise  $j = l + \frac{1}{2}$  olup, tek bir nükleon için potansiyel;

$$V_r' = V_r + \frac{1}{2}l\hbar^2 W_r \quad (3.19)$$



$\vec{L}$  ile  $\vec{S}$  birbirine antiparalelse  $j = l - \frac{1}{2}$  olup, tek bir nükleon için potansiyel;

$$V_r' = V_r - \frac{1}{2}(l+1)\hbar^2 W_r \quad (3.20)$$

şeklini alır. Kabuk potansiyelinde enerji düzeylerinde meydana gelen yarılmaya sebep  $\vec{L} \cdot \vec{S}$  çarpımı için;

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

$$J^2 = L^2 + 2.L.S + S^2$$

$$L.S = \frac{1}{2}(J^2 - L^2 - S^2)$$

$$L.S = \frac{\hbar^2}{2}(j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)) \quad (3.21)$$

olarak bulunur.



















Enerji düzeylerinin (yani içerebilecekleri nükleon sayısının) nasıl dallandığıyla ilgili olarak örneğin 1f düzeyi ele alınsın. Burada f harfi  $l = 3$  kuantum sayısını ifade etmektedir. Bu durumda 1f düzeyinde toplamda  $2(2l+1) = 14$  tane nükleon olması gereklidir. 1f düzeyi için toplam açısal momentum  $j = l \pm \frac{1}{2}$  'den  $j = 3 + \frac{1}{2} = \frac{7}{2}$  ve  $j = 3 - \frac{1}{2} = \frac{5}{2}$  olarak bulunur. Böylelikle 1f düzeyi  $1f_{7/2}$  ve  $1f_{5/2}$  düzeylerine ayrışır. Her düzeyin dejenereliği veya içerebileceği nükleon sayısı  $(2j+1)$ 'den  $1f_{5/2} = 2(5/2) + 1 = 6$  nükleon ve  $1f_{7/2} = 2(7/2) + 1 = 8$  nükleon olur (Özkök, 1990; Taylor ve Zafaritos, 1996; Cottingham ve Greenwood, 2001; Güngör ve ark., 2006; Krane, 2011; Williams, 2014).

Çalışma konusu Germanyumun izotoplarından  ${}^{72}_{32}\text{Ge}_{40}$  'ın kabuk modeline göre nükleon dağılımı yapılırsa 32 adet proton, 40 tane de nötron için kabuk modeline göre enerji seviyeleri;

$$1s_{\frac{1}{2}}; 1p_{\frac{3}{2}}; 1p_{\frac{1}{2}}; 1d_{\frac{5}{2}}; 2s_{\frac{1}{2}}; 1d_{\frac{3}{2}}; 1f_{\frac{7}{2}}; 2p_{\frac{3}{2}}; 1f_{\frac{5}{2}}; 2p_{\frac{1}{2}} \dots$$

olarak gitmektedir. Her enerji seviyesini protonlar ve nötronlar için ayrı ayrı doldurulması gerekmektedir. Her seviye  $(2j + 1)$  kadar nükleon içerebilmektedir.  $Ge(32,40)$  izotopuna ait kabuk modeli nükleon dağılımı Çizelge (3.2)' de gösterilmiştir.

Çizelge 3.2. Germanyum(32,40) izotopunun kabuk modeline göre nükleon dağılımı

Protonlar ( 32 adet )	Nötronlar ( 40 adet )	Enerji Seviyesi	İçereceği Maksimum Nükleon Sayısı
		$2p_{\frac{1}{2}}$	2
		$1f_{\frac{5}{2}}$	6
		$2p_{\frac{3}{2}}$	4
		$1f_{\frac{7}{2}}$	8
		$1d_{\frac{3}{2}}$	4
		$2s_{\frac{1}{2}}$	2
		$1d_{\frac{5}{2}}$	6
		$1p_{\frac{1}{2}}$	2
		$1p_{\frac{3}{2}}$	4
		$1s_{\frac{1}{2}}$	2

### 3.1.2. Radyoaktif Dönüşümler

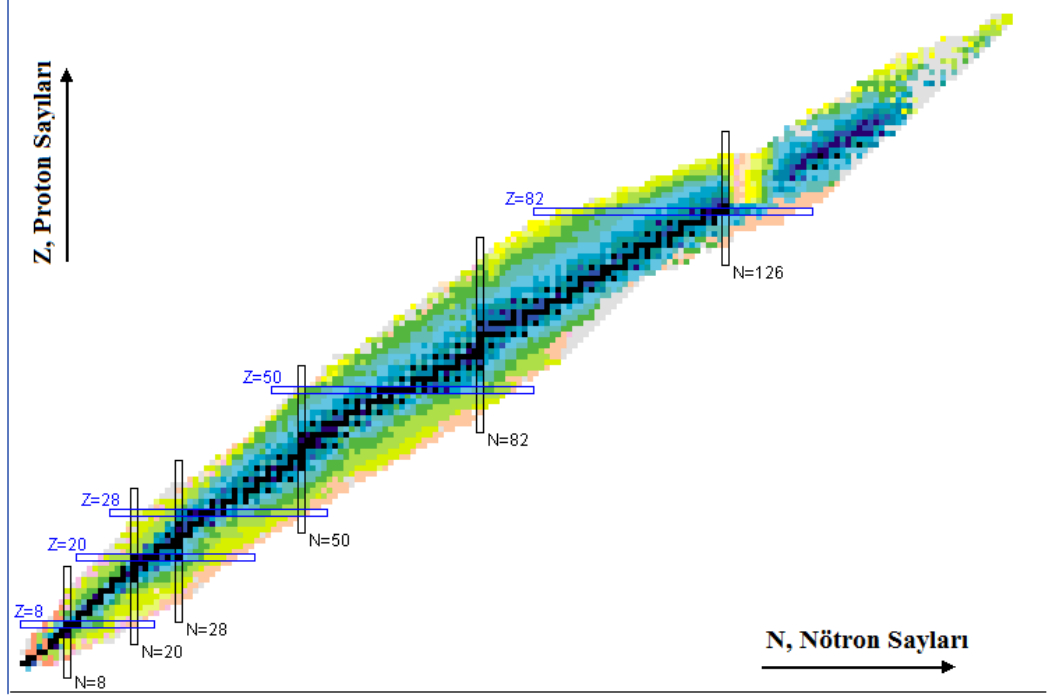
#### 3.1.2.1. Radyoaktivite

Enerjisi fazla olan bir atom çekirdeğinin çeşitli yollarla başka bir atom çekirdeğine dönüşmesi olayıdır. Bu durumda çekirdek ya kararlı hale geçer ya da başka bir kararsız çekirdeğe dönüşür. Dönüşüme uğrayacak olan çekirdeklere radyoaktif çekirdekler denir. Radyoaktivite ilk kez 1896 yılında Becquerel tarafınca keşfedilmiştir. Çekirdekler bazen çeşitli parçacıklarla bombardıman edilerek yapay radyoaktif çekirdeklere dönüştürülebilirler (Taylor ve Zafaritos,1996; Serway, 1996; Yılmaz, 1998; Krane, 2011; Martin, 2014).

Elementlerin çekirdeklerine ait proton sayısının nötron sayısına bağlı grafiği yani kararlılık eğrisi Şekil (3.5)'de verilmiştir. Şekil (3.5) bilinen tüm izotopları gösteren çekirdeklerin grafiğini göstermektedir. Yatay eksen nötron sayılarının artışı, dikey eksen ise proton sayılarının artışı göstermektedir. Radyo aktif yarı ömürlerine bağlı olarak değişen değişik renklerle renklendirilmiş (siyah olanlar en kararlı) her bir kare bir izotopu göstermektedir. Belli sayılardaki açık dikdörtgenler nükleer kabukların kapalı ve çekirdeklerin kararlı olma eğilimleri olduğu yerlerdeki sihirli sayıları göstermektedir.

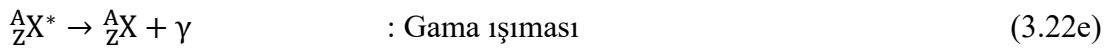
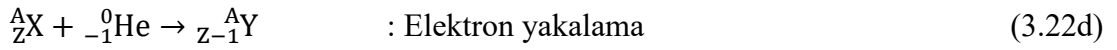
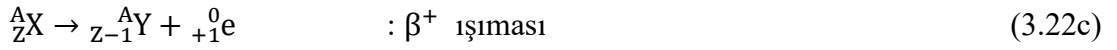
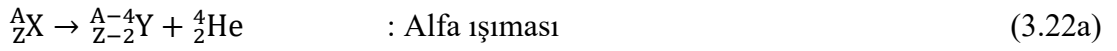
Şekil (3.5)'deki eğri incelendiğinde açıortay üzerindeki çekirdeklerin hemen hemen kararlı yapıda oldukları görülür. Z ya da N sayısı arttıkça grafiğin eğrileşerek açıortaydan ayrıldığı gözlemlenir. Yani ağır çekirdekler açıortaydan sapmaktadırlar. Böyle ağır çekirdeklere N/Z oranı 1.5'dan büyüktür. Kararlı yapıda olan en ağır çekirdek  $^{209}_{83}\text{Bi}$  olup bu çekirdeğin N/Z oranı yaklaşık olarak 1.5'tur. Kararlılık eğrisinin açıortayının alt tarafında bulunan çekirdeklere nötron fazlalığı bulunurken, üst tarafındaki çekirdeklerin ise proton fazlalığı vardır. Proton fazlalığı bulunan çekirdekler hafif çekirdekler iken nötron fazlalığı bulunan çekirdekler ağır çekirdeklerdir.

Radyoaktif yani kararsız çekirdekler kararlı hale gelebilmesi için Alfa, Beta ve Gama ışınları yayırlar. Beta ışınları kendi içerisinde ikiye ayrılır. Bunlar  $\beta^-$  ve  $\beta^+$  ışınlarıdır.  $\beta^-$  parçacığı elektronun kendisi olurken  $\beta^+$  parçacığı elektronun antiparçacığı yani pozitronudur. Kararsız çekirdekler ayrıca elektron yakalayarak da kararlı hale dönmeye çalışırlar.



Şekil 3.5. Z-N Kararlılık Grafiği

Radyoaktif çekirdekler incelendiğinde nötron fazlalığı bulunanların  $\beta^-$  ışıması yaptığı, proton fazlalığı bulunanların  $\beta^+$  ışıması ya da elektron yakalama yaptığı gözlemlenir. Kararsız ağır çekirdeklerin ise alfa ışıması yaptığı gözlemlenirken gerek alfa gerekse de beta ışımalarını gerçekleştirdikten sonra hala uyarılmış durumda kalan çekirdeklerin ise gama ışıması yaptığı gözlemlenir. Radyoaktif ışıma türlerine ait eşitlikler Eşitlik (3.22.a-b-c-d-e) 'de verilmiştir.



Eşitlik (3.22)'deki denklemler incelendiğinde gama bozunumu hariç diğer tüm bozunumlarda farklı çekirdek oluşumu gerçekleşmektedir (Gündüz,1992; Taylor ve Zafaritos, 1996; Serway, 1996; Yılmaz, 1998; Krane, 2011; Martin, 2014; Williams, 2014).

### 3.1.2.2. Aktiflik ve Bozunum Yasası

Bir radyoaktif maddede tüm çekirdekler aynı anda bozunmaya uğramazlar. Bu durum tamamen istatistiksel bir olaydır. Çekirdeklerden bazıları bozular. Aktiflik o anki bozunmamış çekirdek sayısı ile orantılıdır. Aktifliği R harfi ile gösterirsek;

$$R(t) = \lambda \cdot N(t) \quad (3.23)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada  $\lambda$  bozunma sabiti,  $N(t)$  ise herhangi bir andaki bozunmamış çekirdek sayısıdır.

Birim zamandaki bozulan çekirdek sayısına o radyoaktif maddenin aktifliği denir. Aktifliğin iki tane birimi vardır. Bunlar Becquerel ve Curie olup nükleer fiziğin gelişmesinde önemli rol oynayan iki bilim insanının soy isimlerinden alınmıştır. 1 Becquerel (Bq) = 1 bozunum/saniye, 1 Curie (Ci) =  $3,7 \times 10^{10}$  bozunum/saniyedir.

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (3.24)$$

$t=0$ 'daki çekirdek sayısı  $N_0$  ise  $t$  anındaki bozunmadan kalan çekirdek sayısı  $N(t)$ 'dir. Yukarıdaki eşitlikte integral alırsa,

$$\int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$$

$$\ln N(t) - \ln N_0 = -\lambda t$$

$$\ln \frac{N(t)}{N_0} = -\lambda t$$

$$\frac{N(t)}{N_0} = e^{-\lambda t}$$

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.25)$$

şeklinde yazılabilir. Ayrıca aktiflik ;

$$R(t) = R_0 e^{-\lambda t} \quad (3.26)$$

şeklinde de yazılabilir. Eşitlik (3.26)'de  $R(t)$  herhangi bir andaki aktifliği,  $R_0$  başlangıçtaki aktifliği vermektedir. Belli miktardaki radyoaktif çekirdeğin yarısının bozunması için ya da başlangıçtaki radyoaktif maddenin aktifliğinin yarıya düşmesi için geçen süreye yarı ömür denir,  $T_{1/2}$  ile gösterilir.

Eşitlik (3.25)'de

$$T = T_{1/2} \text{ alınır } N(t) = N_0/2 \text{ olur}$$

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \cong \frac{0,693}{\lambda} \quad (3.27)$$

olur. Radyoaktif çekirdekler farklı farklı ömürlere sahiptirler. Tek bir çekirdeğin ömründen bahsedilemez. Tüm çekirdeklerin ortalamasına göre bir çekirdeğin ortalama ömrü;

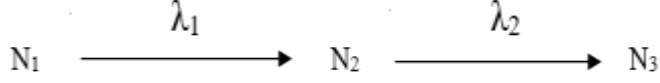
$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \cong 1,44 \cdot T_{1/2} \quad (3.28)$$

şeklinde yazılabilir (Özkök, 1990; Taylor ve Zafaritos, 1996; Serway, 1996; Yılmaz, 1998; Güngör ve ark., 2006; Fishbane ve ark., 2007; Krane, 2011; Martin, 2014).

### 3.1.2.3. Radyoaktif Birikim ve Bozunum

Herhangi bir radyoaktif çekirdek bozduğunda başka bir radyoaktif çekirdeği o da bozularak başka bir radyoaktif çekirdeği oluşturabilir. Herhangi bir anda ürün çekirdeklerinin sayısı bağıntı yardımıyla hesaplanabilir. Örneğin ana radyoaktif çekirdek  $\lambda_1$  bozunma sabiti ile başka bir (kız) radyoaktif çekirdeğe bozunabilir. Kız çekirdek  $\lambda_2$  bozunma sabiti ile başka bir çekirdeğe bozunabilir. Herhangi bir  $t$  anında ana

ve kız çekirdeklerinin sayısı  $N_1$  ve  $N_2$  olsun. Başlangıç anında ise ana ve kız çekirdeklerinin sayısı  $N_{01}$  ve  $N_{02}$  olsun.



Herhangi t anını izleyen dt zaman aralığında ana çekirdeklerden kız çekirdeklere dönüşen çekirdek sayısı;

$$\frac{dN}{dt} = \lambda_1 N_1$$

Kız çekirdekten torun çekirdeğe dönüşenlerin sayısı;

$$\frac{dN}{dt} = \lambda_2 N_2$$

Buna göre kız çekirdeklerin sayısındaki net değişim hızı;

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

olur. Ayrıca  $N_1 = N_{01} e^{-\lambda_1 t}$  olup yerine yazılırsa;

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2$$

olur. Bu denklemin her iki tarafını  $e^{\lambda_2 t}$  ile çarpılırsa;

$$e^{\lambda_2 t} \frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_{01} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} - \lambda_2 N_2 e^{\lambda_2 t}$$

$$e^{\lambda_2 t} \frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 e^{\lambda_2 t} = \lambda_1 N_{01} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t}$$

$$\frac{d(N_2 e^{\lambda_2 t})}{dt} = \lambda_1 N_{01} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t}$$

olur. Bu denklemde integral alınır;

$$N_2 e^{\lambda_2 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} + C$$

Her iki taraf  $e^{-\lambda_2 t}$  ile çarpılırsa;

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} e^{-\lambda_1 t} + C \cdot e^{-\lambda_2 t}$$

$t=0$  anında  $N_2 = N_{02}$  olacağı için;

$$C = N_{02} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01}$$

olur ve yerine yazılırsa;

$$N_2 = N_{02} e^{-\lambda_2 t} + N_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (3.29)$$

eşitliği elde edilir. Eşitlik (3.29), ilk defa Bateman tarafınca elde edildiği için Bateman denklemi olarak bilinir. Bu denklem herhangi bir andaki  $N_2$  kız çekirdeklerinin sayısıdır. Başlangıçta  $N_{02} = 0$  ise yukarıdaki denklem;

$$N_2 = N_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (3.30)$$

eşitliğine dönüşür (Krane, 2011; Yılmaz, 1998; Özkök, 1990; Güngör ve ark., 2006; Martin, 2014).

#### 3.1.2.4. Radyoaktif Bozunma Şekilleri

Radyoaktif çekirdekler kararlı hale gelmek için çeşitli ışımlar yaparlar. Bu ışımların neler olduğuna Eşitlik (3.22a-e) 'de değinilmişti. Şimdi bunlar tek tek ele alınacaktır.



### 3.1.2.4.1. Alfa Bozunumu

Kararsız radyoaktif çekirdeğin  ${}^4_2\text{He}^{+2}$  iyonu salması olayıdır. Bu durumda çekirdeğin proton ve nötron sayıları ikişer azalır. Bu reaksiyona ait denklem;

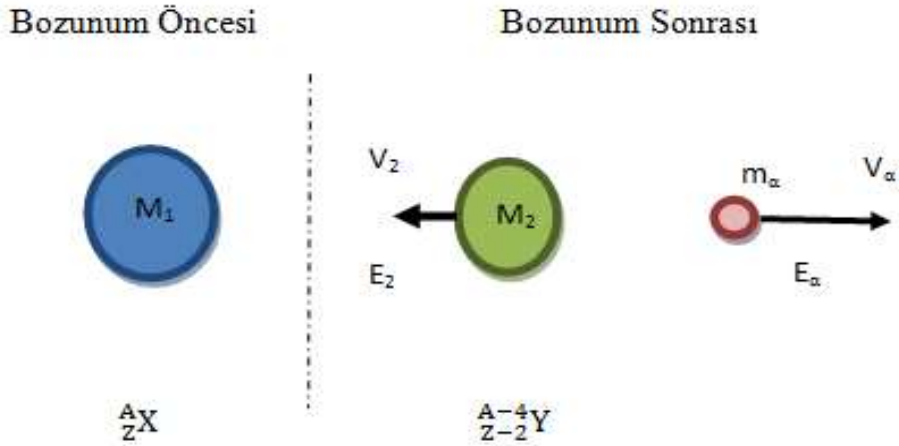


şeklinde yazılabilir. Eşitlik (3.31)'de  $Q_\alpha$ , alfa bozunum enerjisi olup alfa taneciği ile ürün çekirdeğin kinetik enerjileri toplamıdır. Bu reaksiyon Şekil (3.6)'da şematik olarak gösterilebilir. Alfa bozunumunda momentum ve enerji korunumu denklemleri Eşitlik (3.32a-b) 'deki gibi yazılabilir.

$$\vec{P}_{\text{ilk}} = \vec{P}_{\text{son}} \quad (3.32a)$$

$$\vec{P}_1 = \vec{P}_2 + \vec{P}_\alpha \quad (3.32b)$$

Bozunumdan önce çekirdeğin hareketsiz olduğu kabul edilirse hem kinetik enerjisi hem de momentumu sıfır olur. Bu durumda ürün çekirdek ile alfa çekirdeğinin momentumları birbirlerine zıt yönde ve eşit büyüklükte olmalıdır



Şekil 3.6. Alfa Bozunumu

Eşitlik (3.32b)'de  $P_1$  momentumunun büyüklüğü sıfır kabul edilirse ürün parçacıklarının momentum büyüklüklerinin birbirine eşit olduğu varsayılabilir.

$$M_2 V_2 = m_\alpha V_\alpha \quad (3.33)$$

Buradan da ürün çekirdeğin hızı;

$$V_2 = \frac{m_\alpha}{M_2} V_\alpha \quad (3.34)$$

şeklinde yazılabilir. Alfa bozunum enerjisi ise;

$$Q_\alpha = E_2 + E_\alpha \quad (3.35)$$

'dır. Eşitlik (3.35)'de eşitliğin sağ tarafındaki terimler;

$$E_2 = \frac{1}{2} M_2 V_2^2$$

$$E_\alpha = \frac{1}{2} m_\alpha V_\alpha^2$$

olup,

$$Q_\alpha = \frac{1}{2} M_2 V_2^2 + \frac{1}{2} m_\alpha V_\alpha^2$$

$$Q_\alpha = \frac{1}{2} M_2 \left( \frac{m_\alpha}{M_2} V_\alpha \right)^2 + \frac{1}{2} m_\alpha V_\alpha^2$$

$$Q_\alpha = \left( \frac{m_\alpha}{M_2} + 1 \right) E_\alpha \quad (3.36)$$

elde edilir. Eşitlik (3.36)'da;

$$m_\alpha = 4$$

$$M_2 = A - 4$$

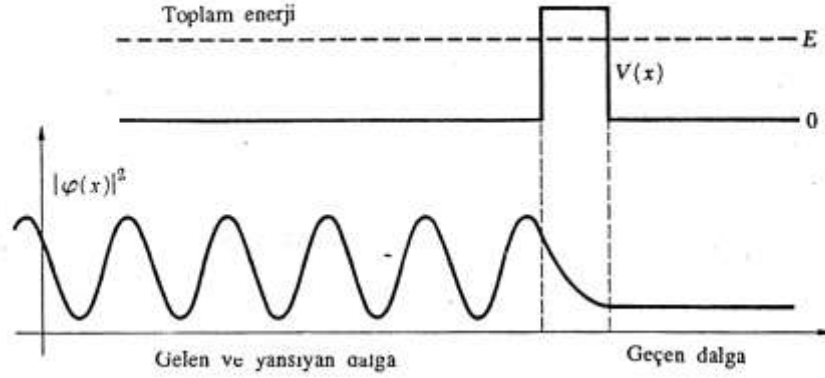
olarak alınır, bozunum enerjisi;

$$Q_\alpha = \frac{A}{A-4} E_\alpha \quad (3.37)$$

olarak elde edilir. Alfa bozunumunda çekirdekten çıkan alfa taneciklerinin kinetik enerjileri deneysel olarak 4-10 MeV arasında ölçülmüştür. Çekirdeğin alfa taneciklerinin çıkışına karşı uyguladığı potansiyel enerji değeri de teorik hesaplamalar neticesinde yaklaşık olarak 30 MeV civarındadır. Çıkan alfa taneciklerinin düşük kinetik enerjilerine rağmen çekirdeğin potansiyel duvarını aşmaları tamamen kuantum mekaniğin bir tünelleme olayıdır. Bu olayda alfa taneciklerinin çekirdek içerisinde sü-

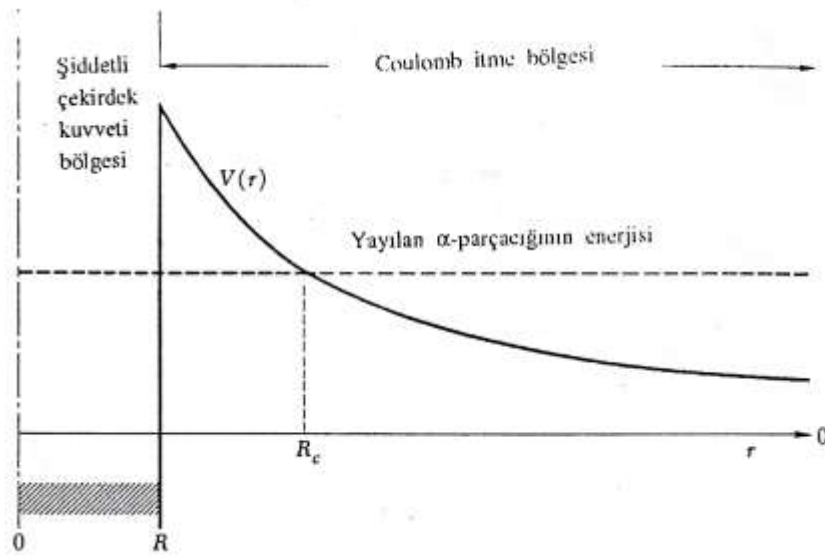
rekli bir kaçış umuduyla gidip gelmesi sonucu alfa tanecikleri dışarı kaçabilmektedirler. Bu olay Schrödinger dalga denklemi çözümü ile rahat bir şekilde açıklanabilir.

Bir parçacığın düzgün bir potansiyel duvarını geçişi ve ona eşlik eden madde dalgasının gösterimini Şekil (3.7)'de gösterilmiştir.



Şekil 3.7. Düzgün potansiyel duvarı altında tünelleme olayı(Whicmann, 1997)

Gerçekte ise çekirdek potansiyeli düzgün olmayıp çekirdekten uzaklaştıkça azalan bir yüksekliğe sahiptir. Gerçek bir çekirdek yüzey potansiyeli Şekil (3-8)'de gösterilmiştir. Alfa taneciklerinin kinetik enerjilerinin büyük olması onların karşılaşacağı potansiyel duvarı genişliğini azaltacağından dolayı kaçış olasılıkları daha da büyük olur (Özkök, 1990; Gündüz, 1992; Taylor ve Zafaritos, 1996; Serway, 1996; Yılmaz, 1998; Güngör ve ark., 2006; Krane, 2011; Martin, 2014).



Şekil 3.8. Gerçeğe yakın çekirdek potansiyelinde alfa tünelleme olayı (Whicmann,1997)

### 3.1.2.4.2. Beta Bozunumu

Kararsız çekirdeklerin kararlı hale gelebilmek için seçtikleri diğer bir bozunum türüdür. Bu bozunum iki şekilde gerçekleşmektedir. Kararsız çekirdek ya elektron ya da elektronun karşıparçacığı olan pozitron yayımlar. Pozitron, yükünün elektronun yükünün pozitif olması dışında her özelliği ile elektron ile özdeştir. Çekirdeğin beta bozunumuna ait iki denklem,



olup, Eşitlik (3.38)'de çekirdek içerisindeki bir nötronun bir protona dönüştüğü ve bu dönüşüm esnasında çekirdekten elektron ( $\beta^-$ ) parçacığı ile antinötrino ( $\bar{\nu}$ ) yayınlandığı; Eşitlik (3.39)'da ise çekirdek içerisindeki bir protonun bir nötrona dönüştüğü ve bu dönüşüm esnasında ise pozitron ( $\beta^+$ ) parçacığı ile nötrino ( $\nu$ ) yayınlandığı görülmüştür.

Beta bozunumunun keşfinde başlangıçta nötrino ya da anti-nötrinoların varlığı bilinmemekteydi. Fakat deneysel bulgularda beta parçacıklarının kinetik enerjilerinin 0 ile maksimum bir değer arasında oluşu ile reaksiyonlara ait spin korunumunun sağlanamayışı fizikçileri reaksiyon sırasında farklı bir parçacığın yayınlanması gerektiği sonucuna ulaştırmıştır. Bu parçacık, beta dönüşüm enerjisini beta parçacığı ile paylaşan, spini elektron, proton ya da nötronun spini ( $1/2$ ) değerinde olan, elektrik ya da manyetik alanda sapmamasından dolayı yüksüz bir parçacıktır. Yüksüz oluşlarından dolayı nötrino adı verilmiştir. Nötrinolar ışık hızına yakın hızlarda hareket etmektedirler. Varlıkları ilk kez 1931 yılında Pauli tarafınca öne sürülmüş olup 1956 yılında Reines ve Cowan tarafınca kanıtlanmıştır (Özkök, 1990; Gündüz, 1992; Taylor ve Zafaritos, 1996; Serway, 1996; Yılmaz, 1998; Güngör ve ark., 2006; Krane, 2011; Martin, 2014; Williams, 2014).

### 3.1.2.4.2.1. Beta(elektron) Bozunumuna Ait Bozunum Enerjisi

${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}Y + {}^0_{-1}\beta + \bar{\nu} + Q_{\beta^-}$  reaksiyonuna ait bozunum enerjisi;

$$Q_{\beta^-} = [M_{\zeta}({}^A_ZX) - (M_{\zeta}({}^A_{Z+1}Y) + m({}^0_{-1}\beta))]. c^2$$

$$Q_{\beta^-} = [M_{\zeta}({}^A_ZX) + Z. m_e - (M_{\zeta}({}^A_{Z+1}Y) + m_e + Zm_e)]. c^2$$

$$Q_{\beta^-} = [M({}^A_ZX) - M({}^A_{Z+1}Y)]. c^2 \quad (3.40)$$

şeklinde yazılabilir. Beta bozunum enerjisi  $Q_{\beta^-}$  ayrıca;

$$Q_{\beta^-} = E_{\beta^-} + E_{\bar{\nu}} + E_{\text{ürün çek.}} \quad (3.41)$$

şeklinde de yazılabilir. Ağır çekirdeklerin beta bozunumunda ürün çekirdeğin kütlesi beta ve anti-nötrino parçacıklarının kütleleri yanında çok büyük olduğundan geri tepme kinetik enerjisi ya da momentumu yaklaşık olarak sıfır alınabilir. Dolayısıyla beta bozunum enerjisi beta parçacığı ile anti-nötrininin kinetik enerjileri toplamıdır ( $Q_{\beta^-} = E_{\beta^-} + E_{\bar{\nu}}$ ) da denilebilir (Yılmaz, 1998; Özkök, 1990, Güngör ve ark., 2006).

### 3.1.2.4.2.2. Beta (pozitron) Bozunumuna Ait Bozunum Enerjisi

${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z-1}Y + {}^0_{+1}\beta + \nu + Q_{\beta^+}$  reaksiyonuna ait bozunum enerjisi;

$$Q_{\beta^+} = [M_{\zeta}({}^A_ZX) - (M_{\zeta}({}^A_{Z-1}Y) + m({}^0_{+1}\beta))]. c^2$$

$$Q_{\beta^+} = [M_{\zeta}({}^A_ZX) + Z. m_e - (M_{\zeta}({}^A_{Z-1}Y) + (Z - 1)m_e + 2m_e)]. c^2$$

$$Q_{\beta^+} = [M({}^A_ZX) - M({}^A_{Z-1}Y) - 2m_e]. c^2 \quad (3.42)$$

olarak elde edilir. Bu denkleme göre pozitron yayınlanabilmesi için bozunum enerjisinin sıfırdan büyük olması şartından hareketle,

$$Q_{\beta^+} > 0$$

$$M({}^A_ZX) - M({}^A_{Z-1}Y) > 2m_e \quad (3.43)$$

olmalıdır. Eğer  $Z$  atom numaralı atomun kütlesi  $Z-1$  atom numaralı atomun kütlesinden küçükse  $\beta^+$  yayınlanması gerçekleşmez. Eğer  $0 < M({}_Z^AX) - M({}_{Z-1}^AY) < 2m_e$  durumu söz konusuysa bu durumda çekirdek elektron yakalar (Yılmaz, 1998; Özkök, 1990; Güngör ve ark., 2006).

### 3.1.2.4.3. Elektron Yakalama

Bazı atom çekirdekleri çekirdek çevresindeki elektronlardan birini (genellikle en yakın K tabakasında bulunanı) yutar. Sonuçta çekirdek içerisinde 1 proton ile yutulan 1 elektron birleşerek 1 nötrona dönüşürler. Atom numarası 1 azalırken kütle numarası değişmez. Reaksiyon sonucunda ayrıca 1 tane de nötrino yayınlanır. Reaksiyon denklemi;



veya



şeklinde yazılabilir. Eşitlik (3.45)'de verilen reaksiyona ait enerji denklemi;

$$Q_K = [(M({}_Z^AX) + m_e) - M({}_{Z-1}^AY)].c^2$$

$$Q_K = [(M({}_Z^AX) + m_e + (Z - 1)m_e) - ((M({}_{Z-1}^AY) + (Z - 1)m_e)].c^2$$

$$Q_K = [M({}_Z^AX) - M({}_{Z-1}^AY)].c^2 \quad (3.46)$$

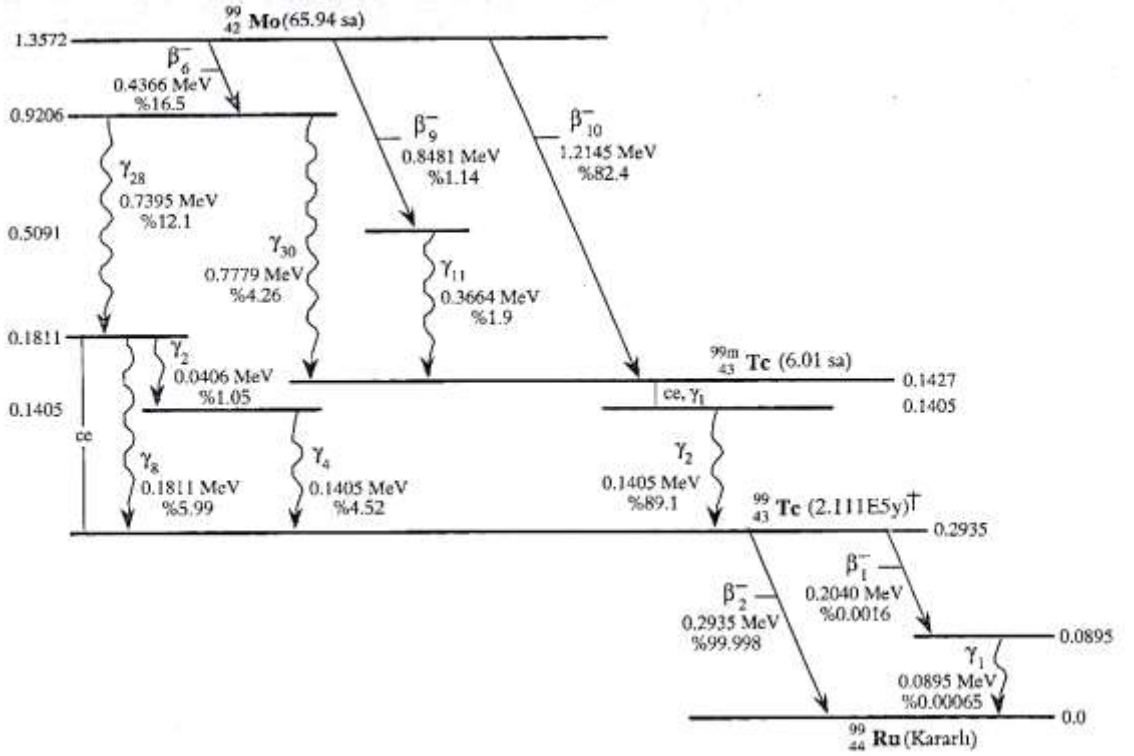
olarak elde edilir. K yakalaması olayında K tabakasından söğürülmüş olan elektronun boşalttığı yere üst yörüngelerden 1 elektron iner. Bu durumda bir X ışını fotonu yayınlanır. K yakalaması olayı ağır çekirdeklerde pozitron yayınlanması olayına göre daha sık karşılaşılan bir durumdur. Çünkü ağır çekirdeklerde çekirdeğin çekim etkisinin büyük olmasından dolayı K tabakası daha yakın konumda bulunmaktadır. Bu yüzden elektron yakalama olasılığı daha büyüktür. Ayrıca bu tez çalışmasında konu edinilen Germanyum atomunun  ${}_{32}^{68}Ge$  ve  ${}_{32}^{71}Ge$  izotopları sırasıyla 271 gün ve 11,8 gün yarılanma süreli elektron yakalama özelliğine sahiptirler (Özkök, 1990; Taylor ve Zafaritos, 1996; Yılmaz, 1998; Güngör ve ark., 2006, Martin, 2014).

### 3.1.2.4.4. Gama Bozunumu

Gama ışıması kabuk modeline göre çekirdeğin nükleonlarının üst enerji durumundan alt enerji durumuna geçişleri sırasında enerji düzeyleri arasındaki fark büyüklüğündeki enerjili fotonların salınması olarak tanımlanabilir. Gama ışıması radyoaktif çekirdeklerin alfa, beta (negatron, pozitron) veya elektron yakalama olaylarından sonra oluşabilir. Böyle bir ışıma sonucunda atom yine aynı atom olarak kalır. Reaksiyon denklemi;



şeklindedir. Şekil (3.9)'da  ${}^{99}_{42}\text{Mo}$ 'nun beta bozunumu ve akabinde meydana gelen gama ışımaları şematik olarak gösterilmiştir (Martin, 2014).



Şekil 3.9.  ${}^{99}_{42}\text{Mo}$ 'nun beta ve gama karışık bozunumu (Martin, 2014)

### 3.1.3. Nükleer Reaksiyonlar

Çekirdek fiziği araştırmacıları çekirdeklerde kendiliğinden meydana gelen dönüşümlerin yanı sıra dış etkiler sonucu dönüşümler üzerinde de çalışmışlardır. Radyoaktif bir kaynaktan çıkan  $(\alpha, p, d, n)$  gibi parçacıkların doğrudan veya siklatronlarla hızlandırılması ve sonrasında madde üzerine (hedef çekirdek) düşürülmesi ile nükleer reaksiyonlar oluşabilir. Nükleer reaksiyonların gerçekleşmesi için mermi parçacıkların hedef çekirdeğin coulomb bariyerini geçmesi (delmesi) gerekir.

Gözlenen ilk nükleer reaksiyon Rutherford 'un azotu  $\alpha$  parçacıklarıyla dövmesi sonucu gerçekleşmiştir.



Reaksiyonlarda ilk başlarda mermi parçacıklar p ve  $\alpha$  parçacıkları gibi yüklü ve küçük parçacıklar iken ilerleyen yıllarda büyük kütleli ( $Z > 3$ ) iyonlar da mermi parçacık olarak kullanılmıştır. Hatta parçacık fiziğinde  $\pi$  mezonu ya da  $\kappa$  mezonu gibi parçacıklar da mermi parçacık olarak kullanılmaktadır. Yüklü parçacıkların hedef çekirdeğin coulomb bariyerini aşip reaksiyona girebilmeleri için yeterli kinetik enerjiye (T) sahip olmaları gerekmektedir. Bu enerji hedef çekirdeğin atom numarasına (Z) göre 1 MeV ve üzeri bir büyüklüğe karşılık gelmektedir.

Mermi parçacık olarak nötronlar kullanılırsa nötronlar için Coulomb bariyeri şartı yoktur. Hatta termal nötronlar bile reaksiyon oluşturabilirler. Mermi parçacık yerine bazen yüksek enerjili bir gama ( $\gamma$ ) fotonu da kullanılabilir. Böyle bir reaksiyona nükleer fotoelektrik olayı denir.

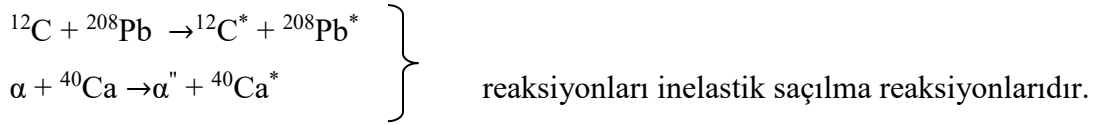
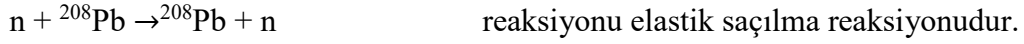
Nükleer reaksiyonlarda ürün çekirdeğin yanı sıra küçük kütleli parçacıklar veya  $\gamma$  ışını fotonu da yayınlanabilir. Böyle reaksiyona ışımali yakalama (radiative capture) denir. Genel olarak bir nükleer reaksiyon,



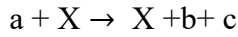
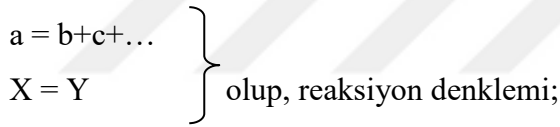
şeklinde gösterilebilir. Burada a mermi çekirdeğini ( $\alpha, p, d, n$ ) ya da gama ışını fotonunu, X hedef çekirdeğini, Y büyük kütleli ürün çekirdeğini, b küçük kütleli parçacığı veya gama ışını fotonunu ve Q reaksiyon sonucunda veya oluşum için gerekli



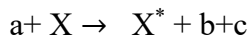
enerjiyi temsil eder.  $Q < 0$  ise reaksiyon endoerjik reaksiyon olup oluşumu için enerjiye gereksinim vardır.  $Q > 0$  ise reaksiyon ekzoerjik reaksiyon olup, reaksiyon sonucunda enerji açığa çıkar. Eşitlik (3.49) ile verilen reaksiyonda  $a=b$  ve  $X=Y$  ise bu reaksiyona saçılma reaksiyonu denir. Böyle bir saçılma reaksiyonunda Y ve b taban durumunda iseler bu tür saçılma reaksiyonuna elastik saçılma, uyarılmış durumda iseler reaksiyona inelastik (elastik olmayan) saçılma denir. Örneğin;



Gelen mermi çekirdek kompleks bir parçacık ise reaksiyon sonrasında iki veya daha fazla bileşene ayrılabilir. Böyle reaksiyonlara parçalanma reaksiyonları denir. Hedef çekirdek ise bütünlüğünü korur. Sadece uyarılmış duruma geçebilir. Böyle bir reaksiyonda

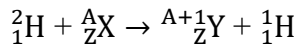


veya

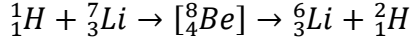


şeklinde veya kısaca  $X(a, bc)X$  şeklinde de yazılabilir.

Mermi çekirdekten hedef çekirdeğe veya hedef çekirdekten mermi çekirdeğe nükleon transferi şeklinde gerçekleşen nükleer reaksiyonlara transfer reaksiyonlarıdır. Örneğin bir döteronun hedef çekirdeğe çarparak proton olarak çıkması  $X(d,p)Y$  durumunda hedef çekirdeğe 1 adet nötron aktarmıştır. Bu tip bir reaksiyon döteron soyma reaksiyonudur.



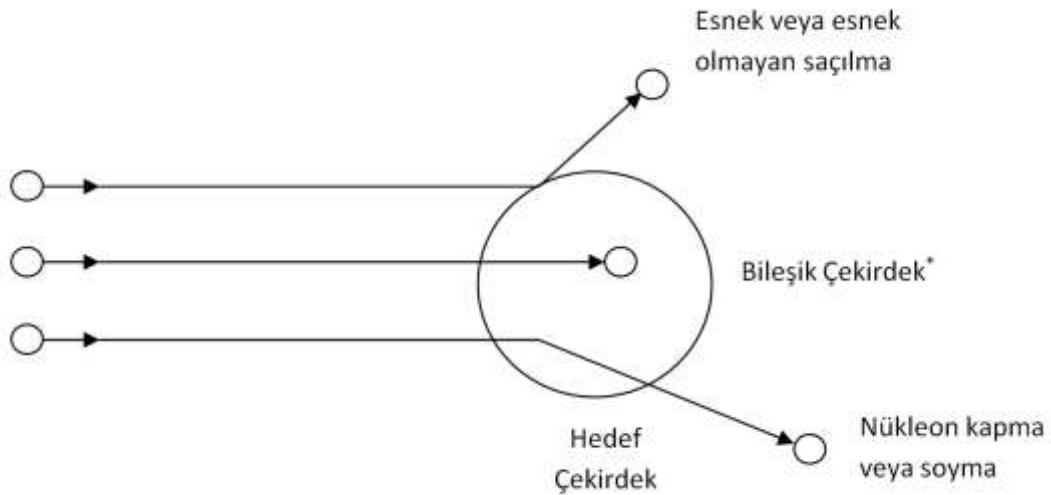
Yukarıdaki durumun tersi bir reaksiyon türü de  $X(p,d)Y$  reaksiyonudur ki bu durumda da mermi çekirdek hedef çekirdeğin 1 adet nötronunu kendi bünyesine katmış kabul edilir. Böyle reaksiyonlara pickup reaksiyonu denir.



Döteron soyma reaksiyonları  $(d,n)$  ve  $(d,p)$  şeklinde iki türlü gerçekleşebilir. Bu reaksiyonların aşağıda anlatılacak olan direk ve bileşik çekirdek (buharlaştırma) reaksiyonundan hangisinin mekanizmasında oluşacağı hususunda ise  $(d,n)$  türü bir etkileşimin her iki mekanizma kanalıyla gerçekleşebilirken,  $(d,p)$  türü bir etkileşimin hedef çekirdeğin coulomb engeli nedeniyle buharlaştırma türü değil de direk nükleer reaksiyon mekanizmasıyla oluşacağını söyleyebiliriz.

Eğer nükleer reaksiyonda mermi parçacık olduğu gibi dışarı çıkmış fakat hedef çekirdek iki ya da daha fazla parçaya ayrılmışsa bu tür reaksiyonlara knock-out reaksiyonu denir. Yani  $a = b$  ve  $X = Y + Z$  'dir.

Şekil (3.10)'da verildiği gibi yönetildiği mekanizmaya göre nükleer reaksiyon türleri bileşik çekirdek reaksiyonları, direk reaksiyonlar, denge öncesi (Rezonans) Reaksiyonları olarak sınıflandırılabilirler (Krane, 2002; Martin, 2014; Williams, 2014).



Şekil 3.10. Reaksiyon türleri. Bileşik çekirdek, direk ve denge öncesi reaksiyonları (Martin, 2014).

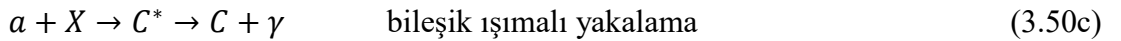
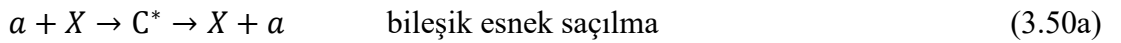
### 3.1.3.1. Nükleer Reaksiyon Türleri

#### 3.1.3.1.1. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

İlk olarak 1936 yılında Bohr tarafından ileri sürülmüştür. Bu reaksiyon mekanizmasında “a” mermi parçacığının “X” hedef çekirdeğinin içerisine girerek onun nükleer bileşenleriyle ayırt edilemez bir bileşik hal aldığı kabul edilir. Böyle bir bileşik çekirdek, kendisini oluşturan mermi ve hedef çekirdeklerin özelliklerini taşımaz. Bileşik çekirdek bir uyarılmış durum olup, gelen parçacığın kinetik enerjisi ve gelen parçacık-hedef çekirdek ikilisinin bağlanma enerjisinin toplamı kadarlık bir uyarılma durumundadır.

Bileşik çekirdek reaksiyonlarında, gelen parçacık hedef çekirdeğe çekirdek yarıçapına göre küçük bir çarpma parametresi ile girdiğinde, hedef çekirdeğin nükleonlarıyla ardışık olarak etkileşim yapma ihtimali vardır. Ardışık olarak yaptığı bu etkileşimlerden sonra parçacığın gelme enerjisi, gelen parçacık ve hedef çekirdekten oluşan bileşik sistemin nükleonları arasında paylaşılır, tek bir nükleon çekirdeği terk etmeye yetecek kadar enerjiye sahip olabilir. Bileşik çekirdek reaksiyonlarında, gelen parçacığın hedef çekirdek tarafından soğurulmasından sonra ya da giden parçacığın veya parçacıkların yayınlanmasından önce bileşik çekirdek oluşur.

$a + X \rightarrow Y + b$  reaksiyonunda ara durumda bileşik çekirdek,



yollarından herhangi birisiyle bozunabilir. Burada  $C^*$ , bileşik çekirdeği göstermektedir (Rubbia ve ark. 1995). Bileşik çekirdek modelinin temel varsayımı, bileşik çekirdeğin belirli bir son ürünler kümesine bozunma olasılığının, bileşik çekirdeğin oluşma sürecinden bağımsız olduğu, sadece sisteme verilen toplam enerjiye bağlı olduğu şeklindedir (Krane 2001). Bileşik çekirdeği oluşturan mermi parçacığın hedef çekirdeği geçme süresi bozunum sırasında kısa ise bu çekirdek bileşik çekirdek olarak kabul edilir. Bu süre yaklaşık olarak  $10^{-18} - 10^{-16}$  saniye gibi diğer reaksiyonlara



Etkileşim genelde yüzeyde değerlik nükleonları arasında meydana gelir. Tesir kesitleri bileşik çekirdek reaksiyonlarına göre düşüktür. Tesir kesitleri küçük açılarda pik yaparken büyük açılarda şiddetler düşmektedir.

Doğrudan (direk) reaksiyonlarda gelen parçacık hedef çekirdeğin yüzeyindeki nükleonlarla etkileşime girer. Bu yüzden bu reaksiyonlara peripheral reaksiyonlar da denir. Bir reaksiyonun bileşik reaksiyon mu yoksa direk reaksiyon mu olacağı mermi çekirdeğin enerjisine bağlıdır. Gelen parçacığın enerjisi arttıkça de broglie dalgaboyu küçülerek etkileşim aralığını çekirdek boyutu mertebesinde nükleon boyutu mertebesine indirebilirler. Yani yüksek enerjili parçacıkların doğrudan, düşük enerjili parçacıkların ise bileşik çekirdek reaksiyonu oluşturma olasılıkları yüksektir. 1 MeV enerjili gelen nükleonun dalga boyu 4 fm boyutunda olup, bu dalga boyu büyüklüğü ile çekirdek içindeki nükleonları göremez. Bu durumda bileşik çekirdek reaksiyonu oluşması kuvvetle muhtemeldir. Eğer ki gelen mermi parçacığının enerjisi 20 MeV büyüklüğünde ise bu enerjiye karşılık gelen de broglie dalga boyu 1 fm civarında olup direk reaksiyonun olması daha muhtemeldir.

Bir reaksiyonun doğrudan ya da bileşik çekirdek reaksiyonu olup olmadığı etkileşim süresi kıyaslanarak açıklanabilir. Direk reaksiyonlar  $10^{-22}$  saniye gibi kısa sürelerde oluşabilirken bileşik çekirdek reaksiyonları  $10^{-18}$ – $10^{-16}$  saniye gibi sürelerde oluşabilirler (Krane, 2002). Doğrudan reaksiyonların enerjik ürünleri açığa bağlı olarak izotropik olarak dağılmazlar. Gelme yönüne yakın açılarda yoğunlaşırlar. Bu durum gelen parçacıkların hedef çekirdekteki nükleonlarla sadece bir ya da birkaç çarpışma yapacağı ve ileri yöndeki momentumunu bir bileşik durumun tamamına aktaramayacağı anlamına gelir. Bu özellik doğrudan reaksiyonları, dağılımların izotropik veya ileri-geri yönde simetrik olduğu bileşik durum reaksiyonlarından ayırmaya yarar (Williams, 2014).

Doğrudan reaksiyonlar nükleer yapı hakkında önemli bir bilgi kaynağıdır. Eğer çekirdekte yakınından geçen döteryumdan sıyrılacak bir nükleon için boş yer varsa  $(d,p)$  ve  $(d-n)$  şeklindeki sıyırma reaksiyonları daha kolay gerçekleşir. Sıyırma reaksiyonunda dışarı çıkan parçacığın tesir kesiti ve açısal dağılımı boşluğu doldurmak için yakalanan nükleonun dalga fonksiyonu ve açısal momentumu hakkında bilgi verir. Diğer taraftan  $(p,d)$  ve  $(n,d)$  gibi koparma (pickup) reaksiyonları, gelen nükleon tara-

findan koparılmadan önce koparılan nükleonun (proton veya nötron) dalga fonksiyonu hakkında bilgi verir (Williams, 2014).

İnelastik bir saçılma parçacığının enerjisine bağımlı şekilde ya doğrudan ya da bileşik çekirdek reaksiyon ile meydana gelebilir. Örneğin  $(d,n)$  tipi döteron soyma reaksiyonu her iki reaksiyon ile de meydana gelebilirken;  $(d,p)$  tipi döteron soyma reaksiyonu protonun çekirdekten buharlaşmasının Coulomb engelinden dolayı zor olması nedeniyle doğrudan reaksiyon ile meydana gelebilir. Ya da bir  $(\alpha,n)$  reaksiyonunu göz önüne alırsak hedef çekirdeğin içerisine 3 tane nükleonun dahil olmasının biraz zaman alacak olması göz önüne alındığında bu reaksiyonun bileşik çekirdek reaksiyonu olduğu, doğrudan reaksiyon ihtimalinin zor olduğu söylenebilir (Krane, 2002).

### 3.1.3.1.3. Denge Öncesi Reaksiyonları

Bu tür reaksiyonlar direk reaksiyonlar ile bileşik çekirdek reaksiyonları arası bir reaksiyondur. Rezonans durumu belli bir enerji değerinde mümkün olabilir. Yani her enerji değerinde rezonans oluşmaz. Rezonans durumunda etkileşim potansiyelinin oluşturduğu dalgaların fazı ve genliği bariyer içinde ve dışında yaklaşık olarak eşittir. Denge öncesi reaksiyonların oluşum süresi  $10^{-22}$ - $10^{-18}$  saniye arasında bir süredir (Krane, 2002).

### 3.1.3.2. Nükleer Reaksiyon Modelleri

#### 3.1.3.2.1. Denge (Equilibrium) Model

Denge reaksiyon modeline göre yayınlanmalar açısal momentumu ihmal eden Weisskopf ve Ewing (WE) modeline göre hesaplanır. Bağlanma enerjisi, ters tesir kesiti, çiftlinim ve düzey yoğunluk parametreleri buharlaşmadaki temel parametrelerdir. Gelen parçacık a; çıkan parçacık b olmak üzere reaksiyon tesir kesiti;

$$\sigma_{ab}^{WE} = \sigma_{ab}(E_{inc}) \frac{\Gamma_b}{\sum_{b'} \Gamma_{b'}} \quad (3.51)$$

şeklinde ifade edilir. Eşitlik (3.51)'de  $E_{inc}$  terimi mermi parçacıklarının gelme enerjilerini verir.

$$\Gamma_b = \frac{2S_b+1}{\pi^2 \hbar^2} \mu_b \int d\varepsilon \sigma_b^{inv}(\varepsilon) \varepsilon \frac{\omega_1(U)}{\omega_1(E)} \quad (3.52)$$

olup, parçacığın durum yoğunluğu;

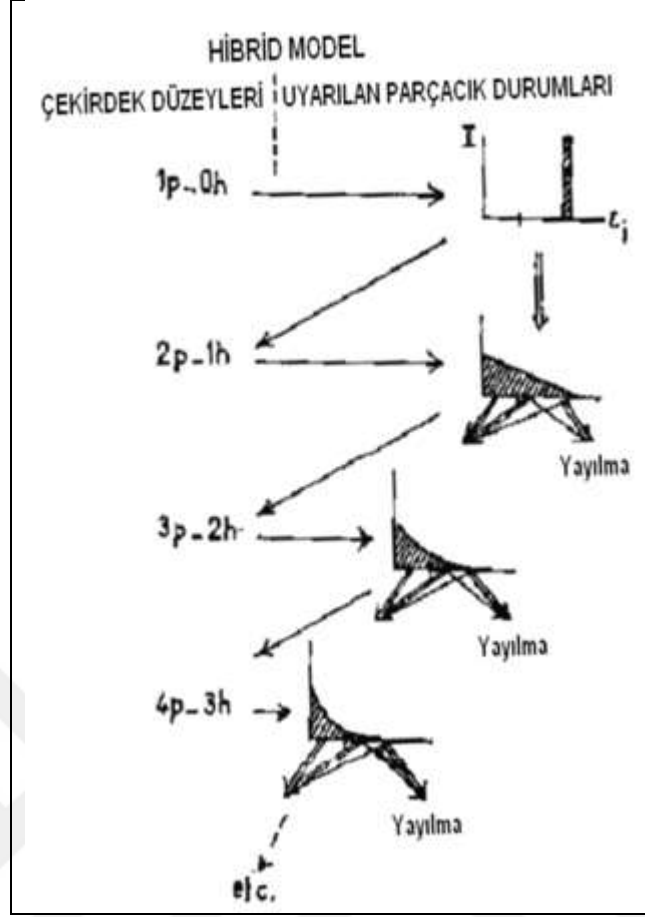
$$\omega_1(E) = \frac{1}{(E-D)\sqrt{48}} e^{2\sqrt{\alpha(E-D)}} \quad (3.53)$$

ile verilir. Eşitlik (3.52) ve (3.53)'de  $\sigma_b^{inv}$  ters tesir kesiti,  $E$  bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi,  $D$  çiftlenim enerjisi,  $S_b$  parçacığının spini,  $\omega_1(E)$  toplam uyarılmış tek parçacık durum yoğunluğu ve  $\alpha = \frac{6}{\pi^2} \rho$  olup,  $\rho$  ifadesi tek parçacık durum yoğunluğunu göstermektedir (Weisskopf, 1940).

### 3.1.3.2.2. Hibrid Model

Hibrid modeli tek parçacık durumlarını eşit aralıklı bir yerleşim olarak kabul eder. Bu haliyle Griffin modeline çok benzer. Temel özellikler bakımından Fermi-gazdenge modeli ile Griffin modellerinin temel özelliklerinin birleşiminden oluşmuştur. Hibrid model çekirdeğe ait durumları uyarılmış parçacık-deşik şeklinde sınıflandırır (Cline, 1972; Blann, 1983).

Çekirdeğe gönderilen bir nükleon hedef çekirdek içerisinde  $1p-0h$  durumunu oluşturur. Burada  $p$  harfi parçacık,  $h$  harfi ise deşik (hol) demektir. Daha sonra ise  $2p-1h$  durumunu oluşturmak için hedef çekirdek içerisindeki nükleonlarla etkileşime girer. Hibrid model çekirdeğin her durumu için uyarılmış parçacıklara ait uyarılma enerjilerinin dağılımını hesaplar. Şematik olarak hibrid model Şekil (3.13)'de verilmiş olup bu şekildeki küçük grafikler Fermi enerjisinin üzerinde bulunan ve  $\varepsilon_i$  enerjili tek parçacık durumundaki uyarılmış parçacığın bulunma ihtimalini gösterir. Buradan hareketle her parçacığa ait uyarılma enerjisi için yeni  $p-h$  oluşumuna bağlı olarak kısmi parçacık yayınlanma oranlarını hesaplar.



Şekil 3.13. Hibrid modeldeki reaksiyonun ilk bir kaç durumunun şematik gösterimi

### 3.1.3.2.3. Geometrik Bağımlı Hibrid Model

Denge öncesi bozunma için hibrid modeldeki tesir kesitinin enerjiye bağlı değişimi Eşitlik (3.55) ve Eşitlik (3.56) ile verilmiştir.

$$\frac{d\sigma_v(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \sigma_R P_v(\varepsilon) \quad (3.54)$$

ve

$$P_v(\varepsilon)d\varepsilon = \sum_{\substack{\bar{n}=n_0 \\ \Delta n=+2}}^{\bar{n}} \left[ \frac{X_v^n N_n(\varepsilon, U)}{N_n(E)} \right] \rho_n(E) d\varepsilon \left[ \frac{\lambda_c(\varepsilon)}{\lambda_c(\varepsilon) + \lambda_+(\varepsilon)} \right] D_n \quad (3.55)$$

veya

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \sigma_R \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}}^n \left[ \frac{X_v^n \rho_{n-1}(U)}{\rho_n(E)} \right] \left[ \frac{\lambda_c(\varepsilon)}{\lambda_c(\varepsilon) + \lambda_+(\varepsilon)} \right] D_n d\varepsilon \quad (3.56)$$

elde edilir.



Eşitlik (3.56)'da;

- $\sigma_R$  : Reaksiyon tesir kesiti
- $X_v^n$  : n exciton durumundaki  $v$  tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısı
- $P_v(\varepsilon)d\varepsilon$  : Enerjisi  $\varepsilon$  ile  $\varepsilon + d\varepsilon$  arasında sürekli bölgeye yayılan  $v$  tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısı
- $\lambda_c(\varepsilon)$  : Bir parçacığın  $\varepsilon$  kanal enerjisi ile sürekli bölgeye yayınlanma hızı
- $\lambda_+(\varepsilon)$  :  $\varepsilon$  kanal enerjili bir parçacığın çekirdek içi geçiş hızı
- $E$  : Bileşik sistemin uyarılma enerjisi
- $N_n(\varepsilon, U)$  : Bir tane excitonun  $\varepsilon$  kanal enerjisi ile yayınlandığında kalan çekirdeğin " $U=E-B_v - \varepsilon$ " uyarılma enerjisinin diğer " $n-1$ " excitonları arasında paylaşılacak şekilde n excitonun uygun bir biçimde düzenlenme sayısı
- $N_n(E)$  : E uyarılma enerjisindeki n tane parçacık ve deşğin toplam birleştirim sayısı
- $D_n$  : Bir n-exciton zincirinde başlangıç popülasyonununun ortalama kesrini ifade eden tüketim faktörü
- $\rho_n(E)$  : Exciton durum yoğunluğu

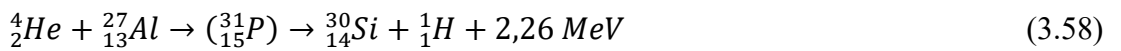
olarak adlandırılır (Blann, 1983).

### 3.1.3.3. Önemli Nükleer Reaksiyonlar

#### 3.1.3.3.1. Alfa Reaksiyonları

##### 3.1.3.3.1.1. ( $\alpha$ -p) Reaksiyonu

$\alpha$ -p etkileşmeleri Selenyum(Se)'a kadar hafif elementlerin çoğunda gözlenmiştir. Reaksiyonun ilk gözlemini Rutherford yapmıştır.  $^{214}\text{Po}$  izotopundan çıkan  $\alpha$  parçacıklarını etrafında çinko-sülfür sürülmüş bir kutu içerisine yerleştirmiştir. Kutu içerisinde alfa ışın kaynağı olan  $^{214}\text{Po}$  izotopunun sağa sola ileriye geriye hareketli halde yerleştirmiştir. Bu radyoaktif izotoptan çıkan alfaların kutu içerisinde atmosfer basıncında oksijen ve karbondioksit gazları varken kaynağın kutu yüzeyine 7-8 cm ve daha öte mesafede bulunması durumunda ışıldama olmadığını gözlemlemiştir. Fakat aynı kutuyu Azot gazıyla doldurduğunda ise kaynaktan 40 cm ötede bile ışıldama olduğunu görmüştür. Normalde alfaların atmosfer basıncında aldığı yol mesafesi 3-11 cm arasında değişirken 40 cm ötede ışıldama gözlenmesi Rutherford'da şaşkınlığa sebep olmuştur. Sonra ışıldamaya sebep olan parçacıkları manyetik saptırmaya tabi tuttuğunda bunların alfa değil proton olduklarını tespit etmiştir. Böylece ilk element dönüşüm reaksiyonunu da tarihe not düşürmüştür. Hatta şöyle diyebiliriz ki Rutherford ve arkadaşları karbon ve oksijen hariç olmak üzere, Bordan Potasyuma kadar tüm hafif elementler için alfa-proton parçacık dönüşümünü gözlemişlerdir. Bu reaksiyonlardan bazıları Eşitlik (3.57) ve Eşitlik (3.58)'de verilmiştir.



Ayrıca,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{29}\text{K}$ ,  $^{45}\text{Sc}$ ,  $^{23}\text{Na}$  gibi elementlerin de alfalarla bombardımanında proton çıkışı gözlenmiştir. Fakat bu tür reaksiyonlarda kullanılan 3-8 MeV enerjili alfa parçacıkları için  $\alpha$ -p etkileşmesinin verimi çok düşük olup  $10^{-6}$  mertebesinde. Ayrıca Eşitlik (3.57-58)'de verilen iki reaksiyon denklemindeki bileşik azot ve fosfor element çekirdekleri normalde doğada kararlı yapıda bulunan çekirdeklerdir. Yani kendiliğinden parçalanmazlar. Fakat reaksiyonda Bor ve Alüminyumun alfalarca dövülmüş olmaları neticesinde üzerlerinde fazla enerji mevcut olup parçalanmaları bu şekilde izah edilebilir. Yine alüminyumun alfalarla bombardımanı sonucu oluşan pro-

tonların serbest yolları incelendiğinde 28 cm ve 58 cm yollu iki farklı türde proton oluştuğu gözlemlenmiştir. Bunun sebebi de çok geçmeden anlaşılmış olup 28 cm yollu proton salınan reaksiyonda Silisyumun uyarılmış seviyede kaldığı ve hemen akabinde gama ışını yaydığı tespit edilmiştir. Bu çekirdek fizikçilerine  $^{30}\text{Si}$  'un enerji seviyeleri hakkında da bilgiler sağlamıştır (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

### 3.1.3.3.1.2. ( $\alpha$ -n) Reaksiyonu

Bu reaksiyon türü aslında nötronun keşfine sebep olmuş ve bu yüzden de nötronu keşfeden Chadwick'e Nobel ödülünü kazandırmıştır. Nötronun varlığı başlangıçta Bothe ve Becker'in 1930'da Berilyum(Be)'u alfalarla bombardıman etmeleri sonucunda çok girici bir ışını tespit etmeleriyle başladı. Bu girici ışının bir gama fotonu olduğunu zannettiler ve reaksiyonun denklemini,



olarak yazdılar. Daha sonra 1932 yılında Joliot-Curie'ler reaksiyon sonucu ortaya çıkan ve  $\gamma$  ışını olduğu zannedilen şeyin Hidrojence zengin parafinden 5.7 MeV enerjili proton fırlattığını tespit ettiler. Böylesi bir compton olayında deneysel verilerden hareketle fırlayan protonun maksimum enerjisi 5.7 MeV alınıp Compton eşitliği olarak bilinen Eşitlik (3.60)'a göre işlem yapıldığında gama fotonunun enerjisinin 55 MeV olması gerekiyordu.

$$T_{max} = \frac{2(h\nu)^2}{mc^2 + 2h\nu} \quad (3.60)$$

Öte yandan Eşitlik (3.59) ile verilen reaksiyonda kütle dönüşümü yapılırsa;

$$m({}^4_2\text{He}) = 4.002603 \text{ akb}$$

$$m({}^{13}_6\text{C}) = 13.003354 \text{ akb}$$

$$m({}^9_4\text{Be}) = 9.012185 \text{ akb}$$

$$m(T\alpha) = 0.005369 \text{ akb} \quad (T\alpha = 5 \text{ MeV kabul edilirse})$$

verilerinden hareketle

$$9.012185 + 4.002603 + 0.005369 = 13.003354 + T\gamma$$

$$T\gamma = 15.64 \text{ MeV}$$

elde edilmektedir. Bu da teorik veri olan 55 MeV ile çelişen bir durumdur.

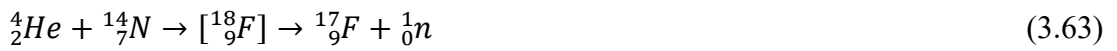
1932 yılında Chadwick varlığı tam olarak anlaşılabilen bu ışınlar ile Azot atomlarının geri tepme enerjisini ölçtü ve 1.2 MeV olarak hesapladı. Aynı deneyde foton olarak kabul edilen şeyin enerjisinin ise 90 MeV gibi devasa bir büyüklük olması gerektiğini tespit etti. Kafasında, çıkan parçacığın nötral ve kütlece proton kadar büyüklükte bir parçacık olduğunu yani gama fotonu olamayacağını kurgulayan Chadwick, azot geri tepme deneyini bir de protonlar ile denedi. Sonuçta berilyumun alfalarca dövülmesi neticesinde açığa çıkan şeyin kütlece proton kadar ve yüksüz bir parçacık olması gerektiği kanısına ulaştı. Bu parçacığa nötron ismini verdi. Reaksiyonun yeni denklemi ise;



olarak yazılmıştır. Nötron madde içerisinde kolaylıkla geçebilen bir parçacık olup madde elektronlarıyla etkileşime girmez. Bu yüzden de iyonlaştırıcı bir etkisi yoktur. Nötronun kütlesi geri tepme deneyleri vasıtasıyla rahatlıkla ölçülmektedir.

Nötronun bulunmasından sonra hafif elementleri alfalarla döverek birçok  $\alpha$ -n reaksiyonları keşfedilmiştir. Bu reaksiyonların çoğunda geri tepen çekirdek uyarılmış durumda kalmakta ve sonucunda gama ışını yaymaktadırlar. Örneğin ( $\alpha$ -Be) etkileşiminde 2.7; 4.47 ve 6.7 MeV enerjili üç farklı gama ışını çıkışı gözlenmiştir. Ayrıca ( $\alpha$ -Be) etkileşimi iyi bir nötron üretim metodudur.

Bazı  $\alpha$ -n reaksiyonları ise şunlardır;



Eşitlik (3.65)'de verilen reaksiyon yapay radyoaktifliğin keşfedilmesine sebep olmuştur. Reaksiyon ürünü  ${}^{30}_{15}\text{P}^*$  izotopu kararsız bir yapıda olup  $T_{1/2} = 2.5$  dakika yarıömürle  $\beta^+$  (pozitron) yayınladığı tespit edilmiştir.



Eşitlik (3.65) ve Eşitlik (3.66)'da değinilen Fosforun bu izotopuna Radyofosfor adı verilmektedir (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

### 3.1.3.3.1.3. ( $\alpha$ - $\gamma$ ) Reaksiyonu

1950 yılında Bennet, Roys ve Toppel tarafınca deneysel olarak gözlenmiştir. Bu reaksiyonda parçacık yayınlanmaz. Yayınlanan gama ışını fotonudur.



### 3.1.3.3.2. Proton (p) Reaksiyonları

#### 3.1.3.3.2.1. (p- $\alpha$ ) Reaksiyonu

Protonların hızlandırıcılarda hızlandırılması ile yapılan ilk reaksiyon 1932 yılında Cockcroft ve Walton tarafınca gerçekleştirilmiştir. 440 eV'lik kinetik enerjiye sahip protonlar Lityum hedefe çarptırıldıklarında



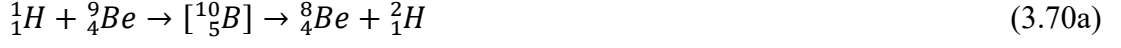
reaksiyonu oluşurken, protonun Bor hedefe çarptırılmasıyla da Eşitlik (3.69a) ve devamında ise Eşitlik (3.69b)'deki reaksiyonlar oluşur.



Eşitlik (3.69a)'da verilen reaksiyonda Bor(B) atomu protonlarca dövülmüş ve sonuçta alfa parçacığı ile çekirdeği uyartılmış durumda kalmış berilyum atomu oluşmuştur. Bu izotop da Eşitlik (3.69b)'de belirtildiği üzere  $10^{-16}$  saniye gibi küçük bir sürede iki alfa parçacığına dönüşmüştür. Reaksiyon sonucu toplamda 3 tane alfa parçacığı açığa çıkmıştır (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

### 3.1.3.3.2.2. (p-d) Reaksiyonu

Protonların hedef çekirdekleri bombardımanıyla döteronlar da elde edilebilir. Bu tip reaksiyonlara ait denklemler;



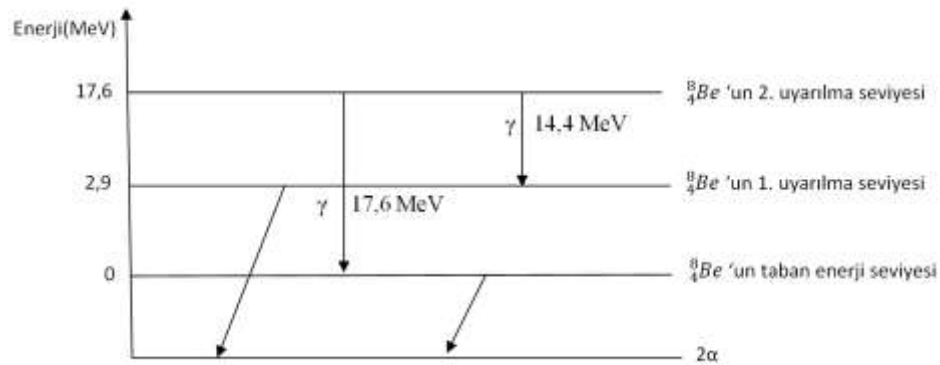
ile verilir. Eşitlik (3.70b) ve Eşitlik (3.71) incelendiğinde  ${}^8_4Be$  izotopunun iki farklı parçalanmaya uğradığı gözlenmektedir (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

### 3.1.3.3.2.3. (p- $\gamma$ ) Reaksiyonu

Bazı proton etkileşimleri hedef çekirdeği uyarılmış duruma geçirir ve uyarılmış durumdaki çekirdek gama fotonu yayınlar.



Eşitlik (3.72)'deki reaksiyondan yayınlanan gama fotonunun enerjisi 17,6 MeV ve 14,4 MeV olarak iki farklı değerde ölçülmüştür. Yani iki farklı gama fotonu ile karşılaşmıştır. Bu aslında uyarılmış durumda kalan Berilyumun taban enerji düzeyine inerken farklı yolları izlemesinden kaynaklanmaktadır. Şekil (3.14)'de  ${}^9_4Be$  'un enerji seviyeleri grafiksel olarak verilmiştir.



Şekil 3.14.  ${}^9_4Be$  'un enerji seviyeleri

Şekil (3.10)'da belirtilen gama fotonlarına ait enerjilerin doğal radyoaktif kaynaklardan yayınlanan gama fotonlarına göre çok daha fazla enerjik olmaları sebebiyle özellikle 17,2-17,6 MeV'lik gama fotonları üreten lityum ile olan (p- $\gamma$ ) etkileşmeleri fotobozunum denilen bir yolla nükleer etkileşimleri başlatmak için kullanılabilir. Ayrıca Li(p- $\gamma$ )Be reaksiyonu tipik bir füzyon reaksiyonudur. Bu yönüyle de fazlaca enerji açığa çıkmaktadır (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

### 3.1.3.3.3. Döteron (d) Reaksiyonları

#### 3.1.3.3.3.1. (d- $\alpha$ ) Etkileşmesi

Döteronlarda tıpkı protonlar gibi tek pozitif yüke sahip çekirdeklerdir. Bu halleriyle siklatronlarda hızlandırılarak bombardıman parçacıkları olarak kullanılabilirler. İlk döteron reaksiyonu %7,5 doğal Lityum ( ${}^6\text{Li}$ ) ile olanıdır.



Eşitlik (3.74)'de verilen reaksiyon haricinde

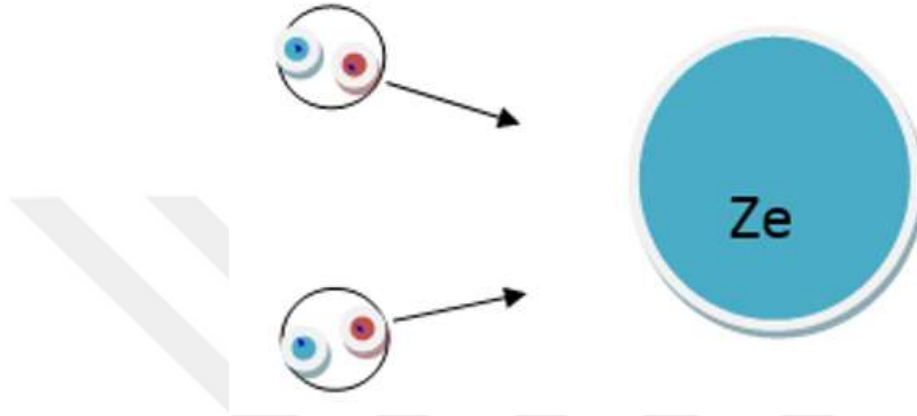


reaksiyonları da mevcuttur. Eşitlik (3.77) ile verilen reaksiyon sonucunda  ${}^{18}_9\text{F}$  üretilir. Bu çekirdek 110 dakikalık yarı ömre sahip olan ve yaygın olarak nükleer tıpta kullanılan radyoaktif bir çekirdektir. Ayrıca bu reaksiyon egzoerjik yani pozitif Q değerine sahip olan bir reaksiyondur (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

#### 3.1.3.3.3.2. (d-p) Reaksiyonu

Enerjiye bağlı olarak tıpkı protonların döteron üretmesi gibi döteronların da proton üretmesi mümkündür. Buna daha önce döteron soyma reaksiyonu demiştik. Bu reaksiyonlar yüksek verimlerle çokça miktarda gerçekleştirilmiştir. Reaksiyonun mekanizması Şekil (3.15)'de verilmiştir. Çekirdeğe yaklaşan döteronlar çekirdeğin pozitif

yükü nedeniyle polarize olurlar. Bu sayede nötron kısmı çekirdeğe girer, proton ise çekirdek dışında kalır. Siklotronlarla hızlandırılan döteronlarla yararlı pek çok radyo-izotoplar elde edilir. Örneğin;

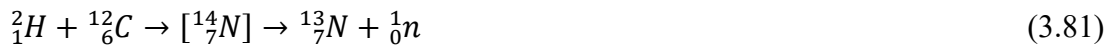


Şekil 3.15. (d,p) etkileşmesi

Eşitlik (3.78b)'deki  ${}^{32}P^*$  izotopu, fizyolojide çok kullanılan bir radyoizotoptur. Damar içinde izleyici, yol gösterici olarak kullanılır (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

### 3.1.3.3.3. (d-n) Reaksiyonu

(d-n) türü reaksiyon etkileşmelerine örnek olarak Eşitlik (3.79-82)'deki reaksiyonlar verilebilir.





Bu reaksiyonlara ek olarak döteronların dondurulmuş ağır suyu (D<sub>2</sub>O) bombardımanı ile bileşik çekirdek olarak uyarılmış  ${}^4_2\text{He}^*$  oluşur. Bu çekirdek iki farklı şekilde bölünmeye uğrar. Bölünmelerden birinde nötron diğerinde de proton oluşur.



Döteronların dondurulmuş ağır su ile reaksiyonundan elde edilen nötronlar için verim yani tesir kesiti oldukça büyüktür (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

### 3.1.3.3.4. Gama Işını Fotonu Reaksiyonları

Yüksek enerjili fotonlar foto-bozunum olarak adlandırılan bir süreçle çekirdek dönüşümüne sebep olurlar. Gama ışını fotonlarının kütlesi olmadığından enerjileri ile çekirdeklerin bozunumuna sebep olurlar. Örneğin çekirdekteki bir proton ya da nötronu çekirdekten koparabilmek için, hedef çekirdeğe bunların bağlanma enerjileri ya da daha fazlası bir enerjiye sahip gama ışını fotonu gönderilmesi gerekmektedir. Foto-bozunum reaksiyonları endoerjik reaksiyonlar olup döteryum ve Berilyum ile olan reaksiyonların dışında eşik enerjisi 8-10 MeV civarındadır (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

#### 3.1.3.3.4.1. ( $\gamma$ -n) Reaksiyonu

Eşitlik (3.84)'de verildiği gibi gama fotonunun döteryum çekirdeğine çarpması neticesinde proton ve nötron oluşur. Reaksiyonun tesir kesiti  $\sigma = 10^{-27} \text{cm}^2$  yani 1 mb'dır. Reaksiyonun eşik enerjisi ise 2.226 MeV olup n-p bağlanma enerjisini verir. Bu verilerle nötronun kütlesi hesaplanabilir



Eşitlik (3.84)'de;

$$M({}^1_1\text{H})=1.007825 \text{ u}$$

$$M({}^2_1\text{H})=2.014102 \text{ u}$$

$$E(\gamma)=2.226 \text{ MeV}=0.002390 \text{ u}$$

alınırsa,

$$M({}_0^1n) = (2.014102+0.002390)-1.007825$$

$$M({}_0^1n) = 1.008667 \text{ akb}$$

olarak bulunur. Gama fotonunun  ${}^9_4\text{Be}$  çekirdeğine çarpması sonucu da yine nötronlar elde edilir.

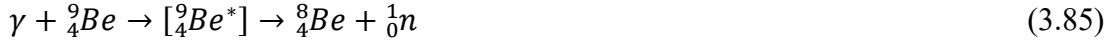


Foto-bozunum yani fotonötron etkileşimleri ile nötron elde edilmesinin avantajlı yanı monoerjik  $\gamma$  fotonları kullanıldığında monoerjik nötronlar elde edilmesidir (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

### 3.1.3.3.4.2. Başka Türdeki Gama Foton Etkileşimleri

Foton enerjisine ve hedef çekirdek çeşidine göre ( $\gamma$ - $\alpha$ ), ( $\gamma$ -d), ( $\gamma$ -p), ( $\gamma$ -t) reaksiyonlarının yanı sıra ( $\gamma$ -np), ( $\gamma$ -2n), ( $\gamma$ - $\alpha$ n), ( $\gamma$ -n2p), ( $\gamma$ -2p3n) gibi çoklu parçacık çıkışının gözlemlendiği reaksiyonlar da oluşabilmektedir.

### 3.1.3.3.5. Nötron Reaksiyonları

Nötron yüksüz olduğu için çekirdeğin coulomb etki alanı ile etkileşmeden çekirdeğe yaklaşır. Çekirdeksel kuvvetlerin etki alanına girdiği zaman çekirdek tarafından yakalanır. Bu nedenle reaksiyon tesir kesitleri proton, döteron gibi yüklü parçacıklara göre daha büyüktür. Nötronlar kinetik enerjilerine göre farklı reaksiyonlara sebep olurlar. Nötronlar Çizelge (3.3)'de verildiği gibi enerjilerine göre dört kısma ayrılabilirler. Oda sıcaklığında gaz molekülleriyle ısıl denge halinde bulunan nötronlara termik nötronlar adı verilir. Temik nötronlar haricinde nötronlar yavaş nötronlar, orta hızlı nötronlar ve hızlı nötronlar olarak sınıflandırılabilirler (Yılmaz, 1998; Krane, 2002; Martin, 2014; Williams, 2014).

Çizelge 3.3. Enerjisine göre nötronların sınıflandırılması

Nötron Sınıfı	Enerjisi(eV)
Termik nötronlar	0,025
Yavaş Nötronlar	0,025-100
Orta Hızlı Nötronlar	100-100.000
Hızlı Nötronlar	>100.000

### 3.1.3.3.5.1. Yavaş Nötron Reaksiyonları

Nötronların kinetik enerjisi önemsenmeyecek kadar küçük olsa bile bağlanma enerjisi şeklinde getirdiği uyarılma enerjisi çeşitli tepkimelere neden olur.

#### 3.1.3.3.5.1.1. (n- $\gamma$ ) Türü Reaksiyonlar (ışığı yakalama)

Bu tür reaksiyonların en yalın örneği yavaş nötronların hidrojen atomu tarafından yakalanması ile döteryum oluşması ve beraberinde nötronun bağlanma enerjisi büyüklüğünde gama fotonu yayınlanmasıdır.



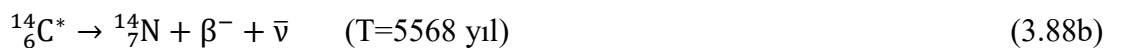
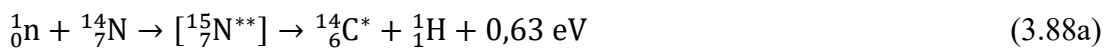
1 eV enerjili nötronlar için reaksiyonun tesir kesiti  $\sigma = 0.05$  barn'dır. Hız arttıkça tesir kesiti hız ile ters orantılı olarak küçülür. Birçok çekirdeğin nötron yakalamasının akabinde 6-10 MeV enerjili gama fotonu yayması öngörülür bir durumdur. Bu enerji nötronun bağlanma enerjisine eşittir. Yalnız ürün çekirdek çoğu kez radyo aktiftir ve beta ışınması yapar.



Reaktörlerde çeşitli kararlı izotopları yavaş nötronlarla döverek bol miktarda radyoizotoplar elde edilir (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

#### 3.1.3.3.5.1.2. (n-p) Türü Reaksiyonlar

Bu reaksiyonlar genellikle hızlı nötronlarla kendini gösterirler. Çünkü açığa çıkan protonun çekirdeğin potansiyel duvarını aşabilmesi için nötronun yeter büyüklükte enerjisiyle gelmesi gereklidir. Bununla beraber  ${}^3_2He$ ,  ${}^{14}_7N$  ve  ${}^{35}_{17}Cl$  gibi izotoplar yavaş nötronlarla da etkileşime girip proton yayınlayabilirler. Bu reaksiyonlardan en önemlisi nötronların  ${}^{14}_7N$  izotopuyla olan reaksiyonudur.



Atmosferdeki azotun kozmik ışın nötronları ile dövülmesi sonucu Eşitlik (3.88a)'ya göre doğada radyoaktif  $^{14}_6C$  oluştuğu sanılmaktadır.  $^{14}_6C$  izotopu kimya, biyoloji, tarım ve arkeoloji araştırmalarında çok kullanılan bir radyoizotoptur. Karbonla yaş tayini bu dönüşümün sonucudur. Bunun yanında yüksek enerjili kozmik ışın nötronları ile atmosferde oluşan başka bir reaksiyon;



olan (n-t) reaksiyonudur (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

Bu tez çalışmasında Germanyum izotoplarına gönderilen 14-15 MeV enerjili nötronların sebep olduğu  $^{70}Ge(n,p)^{70}Ga$ ;  $^{72}Ge(n,p)^{72}Ga$  ve  $^{76}Ge(n,p)^{76}Ga$  reaksiyonları incelenecek olup bilgisayar programı hesaplamaları ile yarı-ampirik formüllerden elde edilen sonuçlar ve EXFOR ve ENDF/B-VII.1 kütüphanesinden elde edilecek olan deneysel veriler birbirleriyle karşılaştırılacaktır

### 3.1.3.3.5.1.3. (n- $\alpha$ ) Türü Reaksiyonlar

Bu ara etkimler de genellikle hızlı nötronlarla oluşur.



Eşitlik (3.90) reaksiyonunda termik nötronlar için tesir kesiti yaklaşık  $\sigma_t = 3990$  mb'dir. Nötron sayaçlarında bu reaksiyonlardan yararlanılır. Bunun için örneğin geiger sayacı içine  $^{10}_5B$  ile yapılmış  $BF_3$  gazı konur ya da sayacın iç yüzeyine  $^{10}_5B$  sürülür. Yüksüz olan nötron sayaçta doğrudan doğruya sayılamadığı halde bu reaksiyondan çıkan alfa (pozitif yüklü helyum iyonu)'ların sayılması ile varlığı anlaşılır (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

### 3.1.3.3.5.1.4. (n-t) Türü Reaksiyonlar

Yavaş nötronların  $^6Li$  ile verdikleri reaksiyon Eşitlik (3.91)'deki gibidir.



Eşitlik (3.91) ile verilen reaksiyonun termik nötronlar için tesir kesiti yaklaşık  $\sigma_t = 870 \text{ mb}$ 'dir. Bu reaksiyondan trityum yapımında yararlanır. Trityum hidrojen bombalarının(termonükleer füzyon bombası) yapılmasında çok önemlidir.

### 3.1.3.3.5.2. Hızlı Nötron Reaksiyonları

Nötronun kinetik enerjisi  $E_{nk}$  ve nötronun çekirdeğe bağlanması durumunda dışarı atılacak bağlanma enerjisi  $E_{nbağ}$  olmak üzere ara çekirdeğin uyarılma enerjisi ( $E_u = E_{nk} + E_{nbağ}$ ) oldukça büyüktür. Bu durumda parçacık yayınlanma olasılığı gama fotonu yayınlanma olasılığından büyüktür. Hızlı nötronlarla saçılma, (n-2n), (n-p) türü reaksiyonlar oluşabilir (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

#### 3.1.3.3.5.2.1. Saçılma Türü Reaksiyonlar

Karbon gibi uyarılma durumu yüksek olan elementler üzerinde saçılma esneklik. Karbonun ilk uyarılma seviyesi 4 MeV'dir. Ağır elementlerde ilk uyarılma seviyesi düşük olup yaklaşık olarak 100 keV'dir. Bu yüzden saçılmalar esnek olmayan türden saçılmalardır. Yani mermi nötron, enerjisinin bir kısmını çekirdeğe aktararak onu uyarılma seviyesine çıkararak uyarır. Uyarılmış hale gelen hedef çekirdek ise temel hale geri dönebilmek için dışarıya gama fotonu salar (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

#### 3.1.3.3.5.2.2. (n-2n) Türü Reaksiyonlar

Kinetik enerjileri 9 MeV'in üzerinde olan nötronların oluşturduğu bu reaksiyonlarda nötronun kinetik enerjisine yaklaşık 8 MeV'lik bağlanma enerjisi de eklenince çekirdekten 2 nötron çıkabilir. Oluşan çekirdekte proton fazlalığı olacağı için çoğu durumda ürün çekirdek radyoaktiftir.



Eşitlik (3.92a-b) reaksiyonuna benzer şekilde mermi nötronların daha büyük enerjilerde gelmesi durumunda (n-3n), (n-2np) ... gibi reaksiyonlar oluşabilir.



Nötronun  ${}^7_3\text{Li}$  ile verdiği reaksiyon, lityum-döterit kullanılan termonükleer silahların tasarımında önemlidir. Çünkü bu reaksiyon trityum üretmek için nötron soğurucu  ${}^6_3\text{Li}$  üretiminde olduğu kadar, doğal uranyumun fisyonunu tetikleyerek nötron çoğaltılmasını sağlar. Ayrıca füzyon yakıtı için de önemlidir. (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

### 3.1.3.3.5.2.3. (n-p) Türü Reaksiyonlar

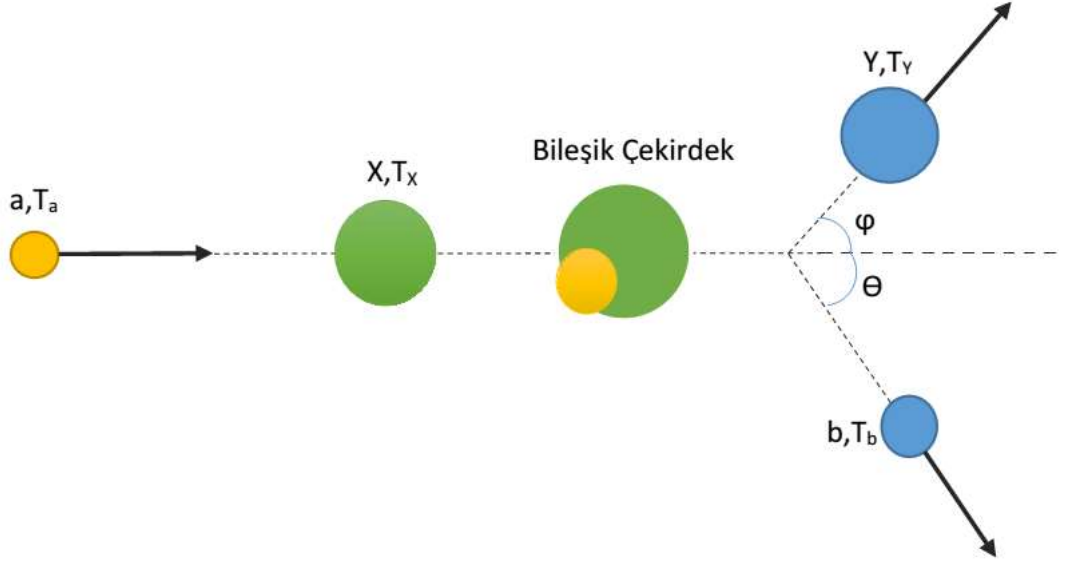
Çekirdekdeki bir protonun bir nötronla yerdeğiştirmesi reaksiyonudur. Hedef çekirdekle ürün çekirdeğin kütle numaraları aynıdır. Ancak çekirdeğin yükü 1 birim azalmıştır. Böylece atom çekirdek tablosundaki kararlılık çizgisinin bir altına hareket etmiş olur.



Reaksiyon basamaklı olsa da sonuç olarak yine  ${}^{32}_{16}\text{Si}$  elde edilmektedir. Bu olayda  ${}^1_0n \rightarrow {}^1_1\text{H} + \beta^- + \bar{\nu}$  gibi bir sonuç ortaya çıkmaktadır. Burada nötronla hidrojen atomunun kütleleri arasındaki fark, beta parçacığının reaksiyon enerjisini verecektir (Yılmaz, 1998; Martin, 2014).

$$m(n) - m(H) = 1,008665 - 1,007825 = 0,000840 \text{ u} = 0,782 \text{ MeV}$$

### 3.1.3.4. Nükleer Reaksiyonlarda Enerji



Şekil 3.16. Nükleer reaksiyon çarpışma modeli

$a + X \rightarrow Y + b$  reaksiyonu için enerji korunumu ifadesi;

$$m_x c^2 + T_x + m_a c^2 + T_a = m_y c^2 + T_y + m_b c^2 + T_b \quad (3.95)$$

şeklinde yazılabilir. Eşitlik (3.95)'deki T ifadeleri reaksiyona giren ve çıkan parçacıkların kinetik enerjilerini göstermektedir. Diğer terimler ise parçacıkların kütle enerjilerini ifade etmektedir. Reaksiyonun Q değeri aşağıda yöntem 1 ve yöntem 2 olarak verilen iki yoldan hesaplanabilir.

**1. yöntem:** Reaksiyona giren parçacıkların çıkan, parçacıklara nazaran kütle farkı yoluyla hesaplamadır.

$$Q = ( M_{ilk} - M_{son} ) \cdot c^2$$

$$Q = ( M_x + M_a - M_y - M_b ) \cdot c^2 \quad (3.96)$$

**2. yöntem:** Reaksiyon ürünü parçacıkların kinetik enerjileri ile reaksiyona giren parçacıkların kinetik enerjileri arasındaki fark yöntemiyle hesaplama

$$Q = T_{son} - T_{ilk}$$

$$Q = T_Y + T_b - T_X - T_a \quad (3.97)$$

şeklinde ifade edilebilir. Reaksiyonun çarpışma modeli Şekil (3.16)'daki gibi gösterilebilir.

$a + X \rightarrow Y + b$  reaksiyonunda lineer momentum korunur.

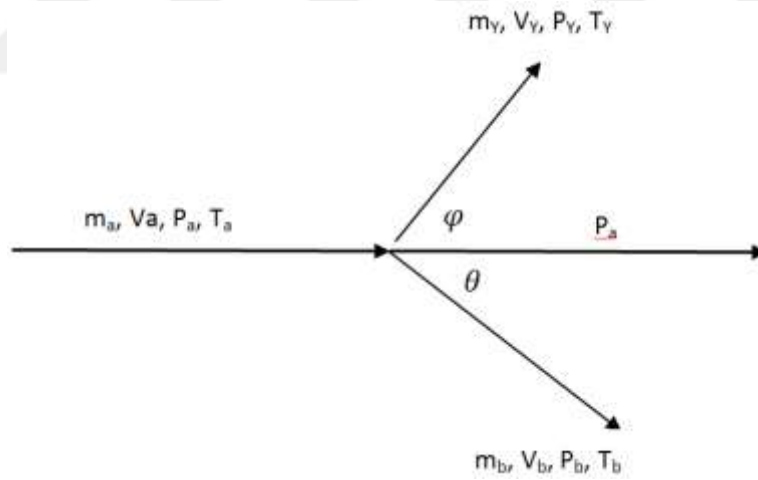
$$\vec{P}_a + \vec{P}_X = \vec{P}_Y + \vec{P}_b \quad (3.98)$$

$T_X = 0$  kabul edilirse  $P_X = 0$  olur. Bu durumda momentumun yatay ve düşeydeki korunumu göz önüne alınarak,

$$P_a = P_b \cdot \cos\theta + P_Y \cdot \cos\varphi$$

$$0 = P_b \cdot \sin\theta - P_Y \cdot \sin\varphi \quad (3.99)$$

olarak yazılabilir. Çarpışmanın vektör diyagramını çizerek matematiksel bağıntıları çıkarmamızı kolaylaştıralım.



Şekil 3.17. Nükleer reaksiyon momentum korunumu

Şekil (3.13)'e göre momentum vektörleri arasındaki ilişki;

$$P_Y^2 = P_a^2 + P_b^2 - 2 \cdot P_a P_b \cos \theta$$

$$P_a^2 = 2m_a T_a$$

$$P_b^2 = 2m_b T_b$$



$$P_Y^2 = 2m_Y T_Y$$

$$2m_Y T_Y = 2m_a T_{a+} + 2m_b T_b - 4\sqrt{m_a T_a m_b T_b} \cos \theta$$

$$m_Y T_Y = m_a T_{a+} + m_b T_b - 2\sqrt{m_a T_a m_b T_b} \cos \theta$$

$$T_Y = \frac{m_a}{m_Y} T_{a+} + \frac{m_b}{m_Y} T_b - \frac{2}{m_Y} \sqrt{m_a T_a m_b T_b} \cos \theta$$

X hedef çekirdeği durgun kabul edilirse  $T_X=0$  olur. Buradan

$Q = T_b + T_Y - T_a$  yazılabilir.  $T_Y$ 'yi yalnız bırakırsak,

$T_Y = Q - (T_b - T_a)$  elde edilir ve yukarıdaki denklemde yerine konursa,

$$Q - T_b + T_a = \frac{m_a T_a}{m_Y} + \frac{m_b T_b}{m_Y} - \frac{2\sqrt{m_a T_a m_b T_b}}{m_Y} \cos \theta$$

$$Q = \frac{(m_a - m_Y)T_a}{m_Y} + \frac{(m_b + m_Y)T_b}{m_Y} - \frac{2\sqrt{m_a T_a m_b T_b}}{m_Y} \cos \theta$$

$$Q = \frac{1}{m_Y} [(m_Y + m_b)T_b - (m_Y - m_a)T_a - 2\sqrt{m_a T_a m_b T_b} \cos \theta] \quad (3.100)$$

elde edilir. Gelen parçacığın  $T_a$  kinetik enerjisi bilindiği varsayılır ve ürün parçacığın kinetik enerjisi  $T_b$  kinetik enerjisi ile  $\theta$  açısı ölçülürse  $Q$  reaksiyon enerjisi hesaplanabilir. Reaksiyonda çıkan hafif parçacık geliş doğrultusu ile  $90^\circ$  açı yapacak şekilde saçılmışsa Eşitlik (3.100)'de verilen ifade,

$$Q = \frac{1}{m_Y} [(m_Y + m_b)T_b - (m_Y - m_a)T_a] \quad (3.101)$$

şeklinde sade bir durum alır. Reaksiyon ürünü hafif parçacığın  $T_b$  kinetik enerjisi ise;

$$Q = \frac{1}{m_Y} [(m_Y + m_b)T_b - (m_Y - m_a)T_a - 2\sqrt{m_a T_a m_b T_b} \cos \theta]$$

$$m_Y Q = [(m_Y + m_b)T_b - (m_Y - m_a)T_a - 2\sqrt{m_a T_a m_b T_b} \cos \theta]$$

$$\underbrace{(m_Y + m_b)T_b}_a - \underbrace{2\sqrt{m_a T_a m_b T_b} \cos \theta \sqrt{T_b}}_b - \underbrace{[(m_Y - m_a)T_a + m_Y Q]}_c = 0$$

$\sqrt{T_b} = x$  alınırsa yukarıdaki denklem  $ax^2+bx+c=0$  ikinci dereceden bir denklemdir. Denklem çözülürse;

$$\sqrt{T_b} = \frac{2(\sqrt{m_a T_a m_b}) \cos \theta \pm \sqrt{4m_a T_a m_b \cos^2 \theta + (m_Y + m_b)[(m_Y - m_a)T_a + m_Y Q]}}{2(m_Y + m_b)} \quad (3.102)$$

elde edilir. Eşitlik (3.102) düzenlenirse;

$$\sqrt{T_b} = \frac{\sqrt{m_a m_b T_b} \cos \theta}{(m_Y + m_b)} \pm \sqrt{\left[ \frac{m_a m_b \cos^2 \theta}{(m_Y + m_b)^2} + \frac{(m_Y - m_a)}{(m_Y + m_b)} \right] T_a + \frac{m_Y}{m_Y + m_b} Q} \quad (3.103)$$

yazılabilir.  $\theta$  ve  $Q$  değerleri biliniyorsa  $T_b$  bulunabilir. Ayrıca  $\theta = 90^\circ$  ise;

$$T_b = \frac{(m_Y - m_a)T_a + m_Y Q}{m_Y + m_b} \quad (3.104)$$

elde edilir. Ayrıca Eşitlik (3.103) ile verilen reaksiyon kinetik enerji ifadesinde gerçekleşen tepkime iç ısı ( $Q < 0$ ) ise, çözümün olabilmesi için karekök içerisindeki terimin pozitif olması gereklidir.

$$\left[ \frac{m_a m_b \cos^2 \theta}{(m_Y + m_b)^2} + \frac{(m_Y - m_a)}{(m_Y + m_b)} \right] T_a + \frac{m_Y}{m_Y + m_b} Q > 0$$

buradan da

$$T_a > \frac{-m_Y Q}{\frac{m_a m_b \cos^2 \theta}{m_Y + m_b} + (m_Y - m_a)} \quad (3.105)$$

olur. Sonuç olarak endoerjik (iç ısı) bir reaksiyonun oluşabilmesi için mermi parçacığın kinetik enerjisinin minimum değeri yani eşik enerjisinin Eşitlik 3.105'deki gibi olması ya da daha büyük olması gereklidir. Ayrıca  $\theta = 0^\circ$  olması durumunda gerekli sadeleştirmelerden sonra eşik enerjisi;

$$(T_a)_{th} = |-Q| \left( 1 + \frac{m_a}{m_X} \right) \quad (3.106)$$

olarak da yazılabilir (Özkök, 1990; Yılmaz, 1998; Güngör ve ark., 2006; Krane, 2011).

### 3.1.3.5. Nükleer Reaksiyonların Fiziksel İncelenmesi

Mermi parçacığı olarak ister yüklü  $e$ ,  $p$ ,  $\alpha$  ve  $d$  gibi parçacıklar, isterse yükten bağımsız olan nötronlar kullanılmış olsun bunların durgun çekirdeklerle yaptığı reaksiyonlar genel olarak çarpışmalar (saçılmalar) ya da yutulmalar (yakalanmalar) olarak iki ayrı sınıfa ayrılabilir. Çarpışmalar da esnek ve esnek olmayan çarpışmalar olarak ikiye ayrılabilir. Esnek çarpışmalarda mermi parçacığın ve hedef çekirdeğin reaksiyon sonucunda değişmemiş halde kaldıkları görülür. Esnek olmayan çarpışmalarda ise reaksiyona giren ürünlerin varlıklarını korudukları fakat uyarılmış düzeyde kaldıkları görülür. Bunun sebebi olarak da esnek çarpışmalarda mermi parçacığın hedef çekirdeğin nükleonların enerji seviyelerinde değişiklik yapmaması düşünülmektedir. Esnek olmayan çarpışmalarda uyarılmış halde kalan hedef çekirdeğimizin gama ışınları yayarak üst enerji seviyelerine çıkmış olan nükleonlarını temel hallerine döndürdüğü varsayılmıştır.

Yutulmalarda ise mermi çekirdeğin hedef çekirdek içerisine girerek onunla bileşik çekirdek oluşturduğu varsayılır. Oluşan bu bileşik çekirdek son derece kararsız yapıda olup  $10^{-20}$  saniye gibi kısa bir sürede bozunur. Bu bozunma bünyesindeki fazla enerjiyi gama ışını yayarak atma şeklinde olabileceği gibi parçalanma yani parçacık yayma şeklinde de olabilir. Bileşik çekirdeğin dönüşüm şekli oluşum şeklinden bağımsızdır. Yani oluşum hafızası yoktur ve geçmişi hatırlamaz.

Bileşik çekirdeğin dönüşüm şekli mermi parçacığın enerjisine ve hedef çekirdeğin özelliklerine bağlıdır ama bu da tam olarak bize bir fikir veremez. Bunun sebebi çekirdeksel alan etkileşmelerinin henüz kesin olarak bilinmemişine bağlanabilir. Bu nedenle bir bileşik çekirdeğin oluşumu ve başka çekirdeklere dönüşümü olasılık olarak ifade edilebilir. Bu olasılık tesir (etki) kesiti kavramı ile açıklanabilir.

Tesir kesiti çekirdeğin herhangi bir nükleer olay karşısında davranışının olasılığı ile orantılı bir büyüklüktür. Örneğin hızlı  $a$  parçacıklarının duran  $X$  hedef çekirdekleri ile bileşik çekirdek oluşturma tesir kesiti  $\sigma_{bil}^X(a)$  şeklinde gösterilmişse, bunun büyük ya da küçük olması olayın oluşmasının bir ölçüsüdür. Benzer şekilde  $X$  hedef çekirdeğinin  $a$  mermi parçacıkları ile esnek ve esnek olmayan saçılma tesir kesitleri sırasıyla  $\sigma_{es}^X(a)$  ve  $\sigma_{es.ol}^X(a)$  ile gösterilir. Bunların büyüklükleri ise  $X$  çekirdeğinin

hızlandırılmış a parçacıkları ile esnek ve esnek olmayan saçılma yapma olasılığını ifade eder. Nükleer bir reaksiyon için tesir kesiti ( $\sigma$ ) gelen parçacık ile hedef çekirdeğin etkileşerek bir çekirdek reaksiyonu yapma olasılığıdır. Bileşik çekirdek oluşturarak gerçekleşen herhangi bir X(a,b)Y reaksiyonunda tesir kesiti  $\sigma^X(a, b)$ ,

$$\sigma^X(a, b) = |\sigma_{bil}^X(a)| \left(\frac{\Gamma_b}{\Gamma}\right) \quad a \neq b \quad (3.107)$$

şeklinde tanımlanır. Burada  $\sigma_{bil}^X(a)$  ifadesi X çekirdeği ile a mermi parçacığının bileşik çekirdek oluşturma tesir kesini göstermektedir.  $\Gamma_b$ , bağıl enerji düzeyi genişliği olarak adlandırılır ve bileşik çekirdeğin b parçacığı atarak bozunuma uğrama olasılığı ile orantılı bir büyüklüktür.  $\Gamma$  ise çekirdeğin olanaklı olan tüm bozunmaları için bağıl enerji düzeyi genişliği olarak tanımlanır ve  $\Gamma = \sum \Gamma_i$  şeklinde ifade edilir. Burada i = b, c, d,  $\gamma$ ... olabilir.

Buna göre  $\frac{\Gamma_b}{\Gamma}$  ifadesi bileşik çekirdeğin tüm bozunma çeşitlerine göre b parçacığı salarak bozunma olasılığını ifade eder. Yukarıdaki formül yani a parçacığının X çekirdeğine çarparak bileşik çekirdek oluşturma ve sonrasında bozunması için yazılan tesir kesiti formülü esnek çarpışmalar için uygulanamaz.

Tesir kesiti adındaki kesit kelimesinden de anlaşılacağı üzere yüzey boyutunda bir büyüklüktür. Birimi  $\text{cm}^2$ 'dir. Özel olarak  $10^{-24} \text{ cm}^2 = 1 \text{ barn}$  (1 b) olarak adlandırılır (Özkök,1990; Yılmaz, 1998; Güngör ve ark., 2006).

### 3.1.3.5.1. Tesir Kesiti

Şekil (3.18)'de A yüzeyine ve dt kalınlığına sahip ince bir levha madde üzerine I şiddetiyle gelmekte olan bir parçacıklar demetini düşünelim. Bir parçacık ince levhadan geçerken çekirdeklerden birine çok yaklaşmışsa bu çekirdek tarafından mermi parçacığımızın bir miktar yutulma ya da saçılma şansı vardır.  $\sigma$ 'nın bir atomu kuşatan etkileşim alanı olduğunu varsayalım. Eğer mermi parçacığımız bu alandan geçerse bir çekirdek dönüşümü olacak demektir. Levhanın birim hacim başına n tane hedef çekirdeği olsun. Varsayalım ki levha o kadar ince olsun ki, hiçbir çekirdek öteki çekirdek üzerine binmesin ve böylece her birinin gelen parçacıklarla etkileşmeye aynı ölçüde neden olmaları olanaklı olsun. Buna göre birim yüzey başına düşen çe-

kirdek sayısı  $n \cdot dt$  ve  $A$  alanındaki toplam çekirdek sayısı da  $A \cdot n \cdot dt$  olacaktır. Her bir çekirdek  $\sigma$  etkin alanına sahi olduğundan bir çekirdek reaksiyonu için toplam etkileşim alanı;  $A \cdot n \cdot \sigma \cdot dt$  olacaktır. Etkin alan kesrini  $f$  harfiyle gösterirsek;

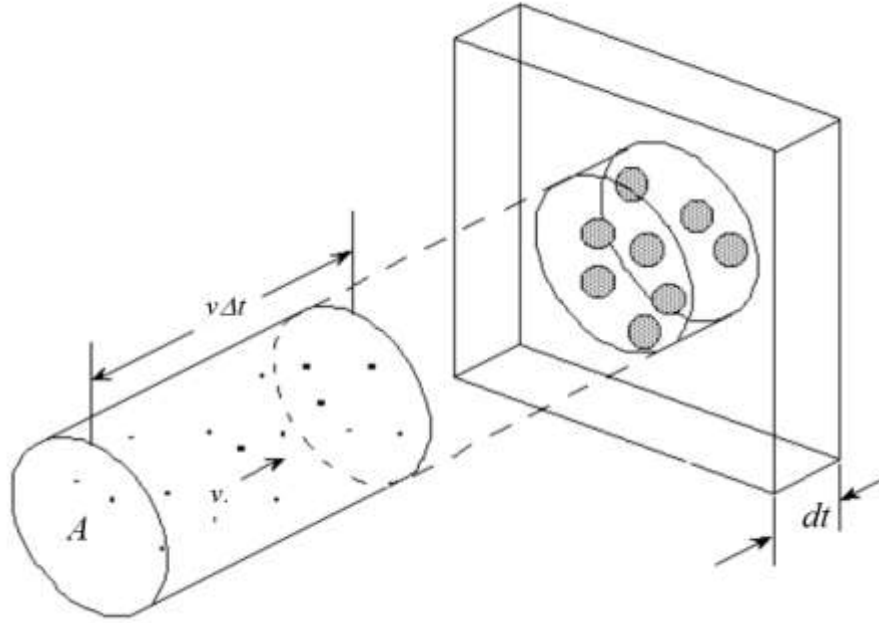
$$f = \frac{\text{Toplam etkin alan}}{\text{Toplam yüzey alanı}} = \frac{\sigma \cdot A \cdot n \cdot dt}{A} = n \cdot \sigma \cdot dt \quad (3.108)$$

ifadesi ile verilir. Bu etkin alan kesri gelen demetin levhadan geçerken  $I$  şiddetinde oluşacak değişiklik kesrini açıklar. Böylece  $dI$  değişimi;

$$\frac{dI}{I} = -f \quad (3.109a)$$

$$dI = -f \cdot I \quad (3.109b)$$

şeklinde yazılabilir.  $f$  'nin ve  $\sigma$  'nin atomun geometrik büyüklüğü ile bir ilgisi yoktur.



Şekil 3.18. Tesir Kesiti için gelen demet ve kesit alanını gösteren reaksiyon geometrisi

$\sigma$ , bir çekirdek dönüşümünün oluşma olasılığı ile orantılıdır.

$$\frac{dI}{I} = -n \cdot \sigma \cdot dt$$

$$\ln I = -n \cdot \sigma \cdot t$$

$$I = e^{-n\sigma t}$$

$t=0$  anında gelen demetin şiddeti  $I=I_0$  ise,

$$I = I_0 \cdot e^{-n \cdot \sigma \cdot t} \quad (3.110)$$

olur. Gelen demetteki  $N$  parçacık sayısı, demetin şiddetiyle orantılı olduğundan

$$N = N_0 \cdot e^{-n \cdot \sigma \cdot t} \quad (3.111)$$

olarak yazılabilir. Burada  $N_0$  ince levhaya gelen parçacıkların sayısı,  $N$  ise levhanın  $t$  kalınlığını geçen parçacık sayısıdır.

Hedef malzemenin bir tek çekirdeği ile gelen huzmenin bir tek parçacığı başına ortalama etkileşme sayısı olarak adlandırılan  $\sigma$ 'ya mikroskobik tesir kesiti denir.  $n$  ile  $\sigma$ 'nın çarpımına ise makroskobik tesir kesiti denir ve  $\Sigma$  ile gösterilir.

$$\Sigma = n \cdot \sigma \quad (3.112)$$

şeklinde yazılabilir. Eğer yalnızca soğurma ile ilgileniyorsak  $\Sigma$ 'nın yerine soğurma katsayısı  $\alpha$  terimini kullanabiliriz.

$$\alpha = n \cdot \sigma \quad (3.113)$$

yazılabilir. Buradan da

$$N = N_0 \cdot e^{-\alpha t} \quad (3.114)$$

şeklinde yazılabilir. Levha yeterince ince ise ( $\alpha \cdot t \ll 1$  ise)

$$e^{-\alpha t} = 1 - \alpha t$$

yazılabilir. Buradan da

$$N = N_0(1 - \alpha t) \quad (3.115)$$

olur. Böylece  $t$  kalınlığını geçerken soğurulan parçacık sayısı;

$$dN = N_0 - N = N_0 - N_0(1 - \alpha t) = N_0 \cdot n \cdot \sigma \cdot t \quad (3.116)$$

ifadesiyle verilir. Hedef çekirdeklerin mermi parçacıklarla yapabilecekleri reaksiyonlar iki ana sınıfa ayrılmış ve bunlara çarpışmalar (saçılma) ile yutulmalar (absorbsiyon) demiştik. Bu ara etkime türlerinin mikroskobik tesir kesitlerini sırası ile  $\sigma_s$  ve  $\sigma_a$  ile göstermiştik. Bu iki tesir kesiti toplamına ise çekirdeğin toplam mikroskobik tesir kesiti denir ve  $\sigma_t$  ile gösterilir.

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a \quad (3.117)$$

Saçılmaları esnek ve esnek olmayan saçılmalar, yutulmaları ışımali yakalama ve parçalanmalar olarak ayırırsak

$$\sigma_s = \sigma_{es} + \sigma_{es.ol}$$

$$\sigma_a = \sigma_c + \sigma_p$$

$$\sigma_t = \sigma_{es} + \sigma_{es.ol} + \sigma_c + \sigma_p \quad (3.118)$$

yazılabilir. Eşitlik (3.118)'de ifadeler bir atom çekirdeğine ait toplam tesir kesiti olup, hedefe ait makroskopik tesir kesiti;

$$\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_a = \Sigma_{es} + \Sigma_{es.ol} + \Sigma_c + \Sigma_p \quad (3.119)$$

olacaktır (Özkök, 1990; Yılmaz, 1998; Krane, 2002; Güngör ve ark., 2006; Williams, 2014).

### 3.1.3.5.2. Ortalama Serbest Yol

Bir parçacığın saçılma ya da yutulmaya maruz kalmadan önce alabileceği ortalama yola denir. Bu ifade,

$$\bar{x} = \frac{\int_0^{N_0} x.dN}{\int_0^{N_0} dN} = \frac{\int_0^{N_0} x.dN}{N_0} \quad (3.120)$$

şeklinde yazılabilir. Ayrıca Eşitlik (3.111)'de karşılıklı türev alınırsa

$$dN = -n \cdot \sigma \cdot N_0 \cdot e^{-n \cdot \sigma \cdot t} \cdot dt$$

elde edilir.  $t$  yerine  $x$  yazarsak,

$$dN = -n \cdot \sigma \cdot N_0 \cdot e^{-n \cdot \sigma \cdot x} \cdot dx$$

elde edilir. Bu ifade Eşitlik (3.120) ortalama yol bağıntısında yerine konulursa

$$\bar{x} = - \frac{\int_0^{N_0} x \cdot n \cdot \sigma \cdot N_0 \cdot e^{-n \cdot \sigma \cdot x} \cdot dx}{N_0}$$

$$\bar{x} = \int_0^{N_0} x \cdot n \cdot \sigma \cdot e^{-n \cdot \sigma \cdot x} \cdot dx$$

integral sonucunda

$$\bar{x} = l = \frac{1}{n \cdot \sigma} = \frac{1}{\Sigma} \quad (3.121)$$

bulunur. Görüldüğü gibi ortalama serbest yol makroskopik tesir kesitinin tersidir. Burada,  $\rho$  madde yoğunluğu ve  $\sigma$  gelen parçacığın içerisine girdiği maddenin çekirdeği ile etkileşme tesir kesitidir (Beiser, 2006). Soğurma ortalama serbest yolu ise

$$\bar{x} = \frac{1}{\Sigma_a} = \frac{1}{\alpha} \quad (3.122)$$

ile verilir. Burada  $\Sigma_a$  makroskopik soğurma tesir kesitidir (Yılmaz, 1998).

### 3.1.3.5.3. Reaksiyon Hızı

Belirlenen bir hedef üzerine gelen parçacık demetinin oluşturduğu reaksiyonun hızı birim zamanda oluşan reaksiyon sayısıdır. Gelen parçacık hızı  $cm^3$  başına  $q$  sayıda parçacık içersin ve gelen bu parçacıkların hızları  $v$  olsun. Bu demet birim hacim başına  $n$  tane atomu bulunan  $A$  yüzey alanlı ve  $t$  kalınlıklı levha üzerine düşürülüyor olsun. Levhada her atom  $\sigma$  mikroskopik kesit alanına sahipse reaksiyonun hızı,

$$\text{Reaksiyon hızı} = qvn\sigma A \quad (3.123)$$

bağıntısıyla hesaplanabilir. Burada  $\Phi = qv$  parçacık akısı,  $V = tA$  saçıcı maddenin hacmi olmak üzere

$$\text{Reaksiyon Hızı} = \Phi n \sigma V \quad (3.124)$$



olarak yazılır. Bu ifadede  $nV=N$  yani toplam hedef çekirdek sayısını verdiği için hız ifadesi;

$$\text{Reaksiyon Hızı} = \Phi \sigma N \quad (3.125)$$

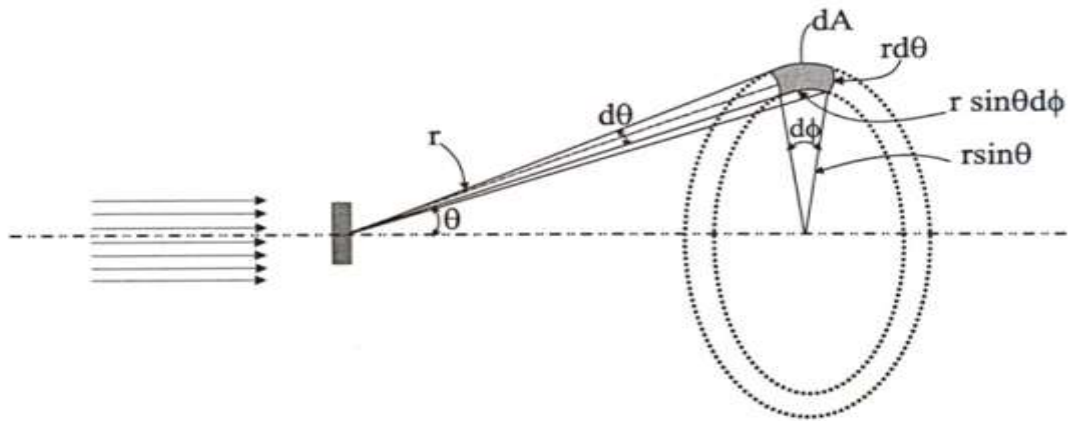
şeklinde yazılabilir. Ya da eşitlik (3.124)'de  $n\sigma=\Sigma$  yazılırsa

$$\text{Reaksiyon Hızı} = \Phi \Sigma V \quad (3.126)$$

olarak da yazılabilir (Özkök, 1990; Yılmaz, 1998).

#### 3.1.3.5.4. Diferansiyel Tesir Kesiti

Gelen parçacıklar ile hedef arasında tek tür bir etkileşim gerçekleşmeyebilir. Eğer birden fazla etkileşim olmuşsa her bir etkileşim için tesir kesiti farklı olacaktır. Bu özel tesir kesitlerine kısmi tesir kesitleri denir ve bu kısmi tesir kesitlerinin toplanmasıyla da toplam tesir kesiti elde edilir. Çekirdek reaksiyonu ya da saçılma oluştuktan sonra etrafa gönderilen parçacıklar farklı yönlerde farklı özellikler gösterirler yani anizotropiklerdir. Geliş doğrultusu ile  $\theta$  açısı yaparak saniyede  $d\Omega$  katı açısı içinde giden parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir (Şekil 3.19). Bunun hesabının yapılabilmesi için açığa bağımlı başka bir tesir kesiti türü tanımlanır. Bu tesir kesitine diferansiyel tesir kesiti adı verilir ve birim katı açı başına düşen tesir kesiti olarak tanımlanır.  $\sigma(\theta, \Phi)$  ile gösterilir.



Şekil 3.19.  $d\Omega$  katı açısında saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisi

$$\sigma(\theta, \Phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ (tesir kesiti/steradyan)} \quad (3.127)$$

olarak matematiksel olarak ifade edilir. Toplam tesir kesiti ise

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3.128)$$

olarak ifade edilir.  $d\Omega$  katı açısı, yukarıdaki şekil yardımıyla

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{uzaklık})^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r\sin\theta d\phi)}{r^2} = \sin\theta d\theta d\phi \quad (3.129)$$

ifadesiyle verilir. Toplam katı açı ise

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin\theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (3.130)$$

olur. Katı açı kesri ise,

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \cdot \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (3.131)$$

olur. Toplam tesir kesiti ifademize geri dönecek olursak Eşitlik (3.128) bağıntısında  $d\Omega$  yerine eşiti olan  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$  ifadesini yazarsak;

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi \quad (3.132)$$

elde ederiz. Eğer diferansiyel tesir kesiti  $\phi$ 'den bağımsız ise toplam tesir kesiti ( $\phi$  üzerinden integral alındıktan sonra)

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (3.133)$$

olacaktır. Eşitlik (3.133)'de  $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma(\theta)$  ifadesi tesir kesitidir. Diferansiyel tesir kesiti ölçümünün, sadece enerjiye bağımlı olmayıp, aynı zamanda çarpışma yönüne ve nükleer reaksiyonun cinsine bağlı olduğu gerçeğinin bilinmesi gerekir. Bir nükleer kuvvet tipi kabullenerek, farklı nükleer reaksiyonların açısal dağılımını ifade etmek mümkündür. Teori ile deney arasındaki uygunluk, varsayılan nükleer kuvvet şeklinin doğruluk derecesini verecektir (Deconinck, 1978; Yılmaz 1998).

## 3.2. Yöntem

Bu çalışmada; bazı bilgisayar programları ile elde edilen teorik veriler, bazı araştırmacılar tarafından geliştirilen yarı ampirik formüllerden elde edilen sonuçlarla ve EXFOR'dan (National Nuclear Data Center) alınan deneysel veriler ile karşılaştırılarak aralarındaki uyum araştırılmıştır. Bu bilgisayar programları ve geliştirilmiş olan yarı ampirik formüller aşağıda tanıtılmıştır.

### 3.2.1. Hesaplamalarda Kullanılan Bilgisayar Program Kodları

Bileşik ve denge öncesi modellerinin kombinasyonu olan en popülerler program kodları ALYS-1.6 (Equilibrium/Pre-Equilibrium Model), EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH (GDH Model), ve PCROSS olup, tüm bu programlar 14-15 MeV enerjili nötronların <sup>70,72,73,74,76</sup>Ge izotopları ile gerçekleştirdikleri (n,p) ve (n,2n) reaksiyonlarına ait tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplamasında kullanılmıştır. Tesir kesiti hesaplamaları için uygulanan nükleer modellerin kısa açıklamaları aşağıda kısaca verilmiştir.

#### 3.2.1.1. Talys-1.6

TALYS-1.6, 1 keV'den 200 MeV'e kadar olan enerjide nötronlar, fotonlar, protonlar, döteronlar, tritonlar, <sup>3</sup>He ve  $\alpha$ -parçacıklarının  $12 < A < 339$  kütle numarası aralığındaki hedef çekirdekler ile olan nükleer reaksiyonların analizi ve tahmini ile çeşitli uygulamalar için nükleer veri üretebilen bir bilgisayar kod sistemidir. Bu program gamma-güç fonksiyonları, nükleer model parametreleri ve nükleer seviye hassaslıkları gibi hesaplamalara el vermektedir (Koning ve ark., 2013). Denge öncesi hesaplamaları iki bileşenli Eksiton modeli Kalbach sistematiği kullanılarak yapılır (Kalbach, 2005). TALYS bilgisayar kodu, direk, denge öncesi ve bileşik reaksiyonları olmak üzere 3 çeşit reaksiyon mekaniğini dikkate alır. TALYS-1.6, TALYS kodu'nun yayınlanan en güncel versiyonudur. Denge parçacık emisyonu Hauser-Feshbach modeli (Hauser ve Feshbach, 1952) kullanılarak tanımlanmıştır. TALYS-1.6 bilgisayar kodu hakkında detaylı bilgi ve değerlendirme Koning ve ark. (2013) detaylarında bulunabilir.

### 3.2.1.2. Empire 3.2 Malta

EMPIRE nükleer bilgisayar kod programı direkt, denge öncesi ve bileşik nükleer reaksiyonlar dahil olmak üzere önemli nükleer reaksiyon mekanizmalarına ait hesaplamaları yapar. Cline tarafından tavsiye edilen denge öncesi reaksiyon mekanizmalarını açıklamak için Hauser-Feshbach Teorisi ve klasik Hibrid modelini içerir [Cline (1972) and Ribanský ve ark.1973)]. Enerji aralığı, nötron kaynaklı reaksiyonlar ( $\sim keV$ ) için çözülmemiş rezonans bölgesinin başından itibaren başlar ve ağır iyon kaynaklı reaksiyonlar için birkaç yüz MeV kadar gider. (Herman ve ark. 2013). EMPIRE kuantum mekaniksel model haricinde denge öncesi reaksiyonlarını tanımlamak için klasik modeli de içerir. EMPIRE-3.2 Malta'nın şu anki versiyonu, 2011'de yayınlanan Rivoli versiyonundan sonra gelmektedir. EMPIRE 3.2 bilgisayar kodu hakkında detaylar Heman ve ark. (2013) tarafından değerlendirilmiştir.

### 3.2.1.3. Alice/ASH

ALICE/ASH (Broeders ve ark. 2006) program kodu, ALICE91 (Blann 1991) program kodunun biraz değiştirilmiş ve geliştirilmiş versiyonudur. Bu programda reaksiyonun denge bileşeni, geleneksel bileşik çekirdek modellerinden biri olan Weisskopf-Ewing (Blann 1971) metoduyla hesaplanır. Denge öncesi bileşeni ise hibrid (Weisskopf ve Ewing 1940; Blann 1978) veya Geometri Bağımlı Hibrid modeli ile hesaplanır. ALICE-ASH kodunda fisyon olasılığının hesaplanması için Bohr-Wheeler yaklaşımı kullanılır. ALICE/ASH program kodu 300 MeV'lik gelme enerjisine kadar; uyarılma fonksiyonu, ikincil parçacıkların açısal dağılımı, tesir kesiti hesapları ve yayınlanma spektrumu için uygulanabilir. Başlangıç exciton sayısı  $n_0 = 3$  (proton, nötron ve deşik sayıları toplamı) olarak alınır. ALICE-ASH kodu kavramsal bir yaklaşım kullanarak denge durumu gama ( $\gamma$ ) yayınlanma ve denge öncesi gama ( $\gamma$ ) yayınlanma spektrumlarının hesaplanması için akış şemalarını içerir. ALICE-ASH kodu nükleer seviye yoğunluğu hesaplamaları için Kataria-Ramamurthy modelini kullanır. Kodda denge öncesi alfa ( $\alpha$ ) parçacık yayınlanma spektrumlarının hesaplanması için eksiton, pick-up ve knock-out modelleri birleştirilmiştir (Weisskopf ve Ewing 1940; Blann 1971).

ALICE/ASH kodu, denge öncesi uyarılmaları için GDH (Blann and Vonach, 1983; Blann, 1991); denge hesaplamaları için Weisskopf-Ewing modeli (Weisskopf and Ewing, 1940) olmak üzere 2 adet parametre kullanmaktadır. ALICE/ASH kodu hakkında detaylı bilgi Broeders ve ark. (2006)'da bulunabilir.

#### **3.2.1.4. PCROSS**

PCROSS bilgisayar kodu ile denge ve denge-öncesi model hesapları yapılmaktadır. Emisyon spektrumları, tam uyarma fonksiyonu ve 25 MeV'e kadar enerjiye sahip nötron kaynaklı reaksiyonlarda çıkan parçacıklar ve gama ışınlarının istatistiksel denge öncesi modeli hesaplamalarını sağlamaktadır. Denge hesapları için Weisskopf-Ewing Modeli kullanılmaktadır. Weisskopf-Ewing Modelinde açıl momentum hesaba katılmamaktadır. Ayrıca, belli bir enerji değerinden sonra, gönderilen parçacığın enerjisi hızlı bir şekilde sıfır noktasına doğru yönelmektedir. PCROSS programındaki tüm exciton modeli hesaplamalarında ilk exciton numarası olarak direk gamma emisyonunu veren "1" sayısı kullanılmaktadır. PCROSS kod programında Cline (1972) ve Ribanský ve ark. (1973) tarafından önerilen eşitliğin sonucunu baz alan birleşik model kullanılmaktadır. PCROSS hakkında detaylı bilgi Capote ve ark. (1991)'de bulunabilir.

#### **3.2.2. Yarı Deneysel Formüller**

Yarı deneysel formüller, nötron uyarımalı reaksiyonların tesir kesiti değerlendirmeleri, deneysel veriler olmadığında ve nükleer model hesaplamasının sonucu güvenilir görünmediğinde kullanılmaktadır. Nötron uyarımalı reaksiyon tesir kesitlerinin bağlı olduğu durumlar için çeşitli yaklaşımlarda bulunulmuştur. Farklı parametrelerle farklı nötron enerjilerinde  $(n,d)$ ,  $(n,2n)$ ,  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$ , ve  $(n,t)$  reaksiyonları için tesir kesitlerini hesaplayabilen bazı deneysel ve yarı-deneysel formüller bulunmaktadır. 14 ve 15 MeV'de ayrı ayrı Germanyum izotoplarının  $(n,p)$  ve  $(n,2n)$  reaksiyon tesir kesitleri için farklı parametrelili deneysel formüller literatürde bulunmaktadır. Lu and Fink (1971), Levkovskii (1973), Bychkov ve ark. (1979, 1980), Ikeda ve ark. (1988), Kumabe (1987), Konobeyev and Korovin(1995, 1999), Kasugai ve ark. (1996), Dozzi ve ark. (1997), Belgaid ve ark. (2005), Broeders and Konobeyev (2006), Tel ve ark. (2003, 2008) gibi bazı bilim insanları tarafından geliştirilen ampirik ya da yarı

ampirik tesir kesit formülleri kullanılarak  $^{70,72,74,76}\text{Ge}$  izotoplarının (n,p) ve (n,2n) reaksiyonlarına ait hesaplamalar yapılmıştır. (n,p) hesaplamaları için Çizelge 3.4'de, ve (n,2n) hesaplamaları için Çizelge (3.5)' de verilen formüller kullanılmıştır. Çizelge (3.4) ve Çizelge (3.5)' de görüldüğü gibi tesir kesiti değerleri hedef çekirdeğin kütle numarası (A), nötron numarası (N) ve proton numarası na (Z) göre farklılık göstermektedir. 14-15 MeV enerjide bu yarı-ampirik formüllerden elde edilen veriler teorik hesaplamalarla karşılaştırıldı. Çizelge (3.4) ve Çizelge (3.5)'de ilk sütunda sırasıyla (n,p) ve (n,2n) tesir kesitleri için yarı-ampirik formülleri ileri süren kişilerin isimleri bulunmaktadır. İkinci sütunlarda kütle bölge aralıkları verilmiştir. Üçüncü sütunda ilk sütundaki isimleri verilen kişilerin geliştirdikleri yarı-deneysel formüller bulunmaktadır.



Çizelge 3.4: 14-15 MeV enerjili nötronlarla gerçekleştirilen (n, p) reaksiyonlarının tesir kesitlerini hesaplamak için kullanılan bazı yarı deneysel formüller.

Yazar	Kütle Aralığı	Formül, $\sigma(n,p)$ (mb)
Tel ve ark. (2003)	17 ≤ A ≤ 239	$= 16.33(A^{1/3} + 1)^2 \exp[-26.17(N - Z)/A]$ $= 9.71(A^{1/3} + 1)^2 \exp[-21.87(N - Z)/A]$ $= 7.31(A^{1/3} + 1)^2 \exp[-20.21(N - Z)/A]$
	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Çift } Z, \text{Çift } N \\ \text{Çift } Z, \text{Tek } N \\ \text{Tek } Z, \text{Çift } N \end{array} \right.$	
Levkovskii (1973) <sup>b</sup>	19 ≤ A ≤ 40	$= 55.50(A^{1/3} + 1)^2 \exp[-38.80(N - Z + 1)/(A + 1)]$
	40 ≤ A ≤ 188	$= 49.4(A^{1/3} + 1)^2 \exp[-35.10(N - Z)/A]$
Kumabe ve Fu- kuda (1987) <sup>b</sup>	40 ≤ A ≤ 62	$= 27.9A \exp[-39.10(N - Z)/A]$
	63 ≤ A ≤ 89	$= 0.58A^2 \exp[-42.30(N - Z)/A]$
	90 ≤ A ≤ 188	$= 0.94A^2 \exp[-47.80(N - Z)/A]$
Eder ve ark.(1972) <sup>b</sup>	19 ≤ A ≤ 188	$= \exp[1.31 + 0.806A^{1/2} - 10.30(N - Z)/A^{2/3}]$
Ait-Tahar (1987) <sup>b</sup>	40 ≤ A ≤ 188	$= 14.20(A^{1/3} + 1)^2 \exp[-39.10(N - Z + 1)/A]$
Kasugai ve ark.(1996) <sup>b</sup>	19 ≤ A ≤ 188	$= 1830(N - Z + 1) \exp[-50.70(N - Z + 1)/A]$
Badikov ve Pashchenko (1991) <sup>a</sup>		$= 5.21(A^{1/3} + 1)^2 \exp \left\{ \begin{array}{l} -23.486(N - Z)/A \\ +85.044((N - Z)/A)^2 + 0.254A^{1/2} \end{array} \right\}$
Bychkov ve ark.(1980) <sup>b</sup>	40 ≤ A ≤ 188	$= 46.6(A^{1/3} + 1)^2 \exp \left\{ \sqrt{\frac{A}{140}} \left( \frac{-53.3(N - Z + 1)/A}{+0.622(Z - 1)/A^{1/3} - 3.20} \right) \right\}$
Belgaid ve ark.(2005) <sup>c</sup>		$= (A^{1/3} + 1)^2 \exp \left\{ \begin{array}{l} \left[ \frac{2.056 - 79.8((N - Z + 1)/A)^2}{-1170((N - Z + 1)/A^{4/3})^2} \right] \\ + \left[ \frac{3.243 + 39.7((N - Z + 1)/A)^2}{-24.84(N - Z + 1)/A} \right]^3 \end{array} \right\}$
Forrest (1986) <sup>b</sup>	40 ≤ A ≤ 188	$= 11.23(A^{1/3} + 1)^2 \exp \left\{ \begin{array}{l} \left[ \frac{-32.73(N - Z)/A}{-46.57(N - Z)/A^2 + 0.218A^2} \right] \end{array} \right\}$
Doczi ve ark. (1997)	11 ≤ A ≤ 209	$= 23.659(A^{1/3} + 1)^2 \exp \left\{ 23.041 \left[ \frac{(N - Z)/A}{+(N - Z)/A^2} \right] \right\}$
Broeders ve Konobeyev (2006)	Z < 50 Z > 50	$= \pi_0^2 (A^{1/3} + 1)^2 \exp[A^{0.5}(-4.4785(N - Z + 1)/A + 0.047174Z/A^{1/3} - 0.27407)]$ $= \pi_0^2 (A^{1/3} + 1)^2 A^{0.75718} \left( \frac{-0.61348(N - Z + 1)/A}{+0.1511} \right)$
Belgaid ve As- ghar (1998) <sup>c</sup>		$= 39.2(A^{1/3} + 1)^2 \exp[-5.86(N - Z + 1)/A - 51.9((N - Z + 1)/A)^{1.6} + 34.9((N - Z + 1)/A)^{4/3} - 457(((N - Z + 1)/A)^{4/3})^{1.6}]$
Konobeyev ve Korovin (1995) <sup>c</sup>		$= \pi_0^2 (A^{1/3} + 1)^2 \left\{ \begin{array}{l} A^{1.115} \left( \frac{1.123((N - Z + 1)/A)^2 + 0.737(N - Z + 1)/A + 0.1185}{-4.939(N - Z + 1)/A} \right)^3 \\ + 0.455 \exp[-195.05((N - Z + 1)/A)^2] \end{array} \right\}$

<sup>a</sup>Aydin ve ark. (2007), <sup>b</sup>Doczi ve ark. (1997), <sup>c</sup> Belgaid ve ark. (2005)

Çizelge 3.5:14-15 MeV enerjili nötronlarla gerçekleştirilen (n, 2n) reaksiyonlarının tesir kesitlerini hesaplamak için kullanılan bazı yarı deneysel formüller

Yazar	Kütle Aralığı	Formül, $\sigma(n,2n)$ (mb)
Tel ve ark. (2008)	$14 \leq A \leq 241$	$= \exp\{7.15[1 - 2.45 \exp(-31.62s)]\}$
	$\begin{cases} \text{çift } A \\ \text{tek } A \end{cases}$	$= \exp\{7.65[1 - 1.59 \exp(-23.06s)]\}$
Goyal ve Gur (2009) <sup>e</sup>	$\begin{cases} \text{çift } A \\ \text{tek } A \end{cases}$	$= -69558.98(Z/A)^3 + 13430.42(Z/A) + 1116.7$
		$= 25340(Z/A)^3 - 40114(Z/A) + 16543$
Ikeda ve ark. (1988) <sup>f</sup>		$= \exp[7.7590(1 - 0.80645 \exp(-17.038(N - Z)/A))]$
Bychkov ve ark. (1979) <sup>f</sup>	$0.03 \leq (N-Z)/A \leq 0.11$	$= (100 + A)\{1 - \exp[-10.0(N - Z)/A][ -5.7301 + 135.94(N - Z)/A]\}$
	$(N-Z)/A \geq 0.11$	$= (100 + A)\{3.3082 + 19.963(N - Z)/A\}$
Chatterjee ve Chatterjee (1969)		$= 31.39(A^{1/3} + 1)^2 \exp[1.706(N - Z)/A]$
Lu ve Fink (1971) <sup>f</sup>		$= 47.011(A^{1/3} + 1)^2 \{1 - 3.9808 \exp[-24.127(N - Z)/A]\}$
Konno ve ark. (1993) <sup>g</sup>		$= \exp\{7.434[1 - 1.484 \exp(-27.37(N - Z)/A)]\}$
Habbani ve Osman (2001) <sup>g</sup>	$45 \leq A \leq 209$	$= 23.53(A^{1/3} + 1)^2 \exp(3.5(N - Z)/A)$
	$48 \leq A \leq 238$	$= 20.82(A^{1/3} + 1)^2 \exp(3.76(N - Z + 1)/A)$
Luo ve ark. (2008) <sup>g</sup>	$23 \leq A \leq 209$	$= 0.0226(A^{1/3} + 1)^2 \exp(133.86(N - Z)/A)$
		$- 779.47((N - Z)/A)^2 + 1500.51((N - Z)/A)^3$
Le Hong Khiem ve ark. (1998)	$23 \leq Z \leq 209$	$= (A^{1/3} + 1)^2 \left\{ \begin{array}{l} 12.79668 + 329.6125(N - Z)/A \\ -1.557826N + 2.109632Z - 31.2835905 \end{array} \right\}$
Konobeyev ve Korovin (1999)	$\begin{cases} \text{çift } N \\ \text{tek } N \end{cases}$	$= \pi_0^2 (A^{1/3} + 1)^2 \left\{ 1 - \frac{43.5S^2 - 2S^3}{A^{1/3}(14.5 + Q_n)^3} \right\}$
		where $S = -11.068 + 270.15(N - Z + 2.35)/A - 753.93((N - Z + 2.35)/A)^2$ $Q_n = \begin{cases} 13.848 - 31.457(N - Z - 0.5)/A \\ 9.846 - 19.558(N - Z - 0.5)/A \end{cases}$
Adamve Jeki (1969) <sup>d</sup>		$= 20500(1 - 0.061)(A^{1/3} + 1)^2 \exp[-8.6(N - Z)/A]$

<sup>d</sup>Tel ve ark. (2008), <sup>e</sup>Goyal ve Gur (2009), <sup>f</sup>Konobeyev ve Korovin (1999), <sup>g</sup>Sarpun ve ark. (2010)



#### 4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada,  $^{70}\text{Ge}(n,2n)^{69}\text{Ge}$ ,  $^{72}\text{Ge}(n,2n)^{71}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Ge}(n,2n)^{73}\text{Ge}$ ,  $^{76}\text{Ge}(n,2n)^{75}\text{Ge}$ ,  $^{70}\text{Ge}(n,p)^{70}\text{Ga}$ ,  $^{72}\text{Ge}(n,p)^{72}\text{Ga}$ ,  $^{74}\text{Ge}(n,p)^{74}\text{Ga}$ , ve  $^{76}\text{Ge}(n,p)^{76}\text{Ga}$  reaksiyonlarına ait tesir kesitleri, teorik olarak denge ve denge öncesi reaksiyon modelleri ile hesaplanmıştır. Teorik tesir kesiti hesaplamaları için ALICE/ASH (Broeders ve ark. 2006), PCROSS (Capote ve ark. 1991), EMPIRE 3.2 Malta (Herman ve ark. 2013) ve TALYS 1.6 (Koning ve ark. 2013) olmak üzere 4 farklı nükleer program kodu kullanılmıştır. Araştırma konusu olan bu hedef çekirdeklerin ( $^{70,72,74,76}\text{Ge}$ ) seçilmelerinin nedeni özellikle radyasyon detektörü tasarımı için Germanyum tesir kesitlerinin var olan uygulamalara ait veri isteklerinin kabul gören problemlerle uyum içerisinde olmasıdır. Genellikle, hesaplanan denge öncesi (n,p) ve (n,2n) reaksiyon tesir kesitleri deneysel tesir kesiti verisi ile uyum göstermiştir. Deneysel tesir-kesiti verisi EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data(EN) / Deneysel Nükleer Reaksiyon Verisi) veritabanı'nda  $^{70,72,74,76}\text{Ge}$  izotopları için (n,p) ve (n,2n) reaksiyonu kütüphanesinde bulunmaktadır. Model hesaplamaları ile kıyaslamak için ENDF/B-VII.1 sonuçları elde edilmiştir. 14-15 MeV civarında reaksiyon tesir kesitleri nötron aktivasyon analiz araştırması için gerekmektedir.

$^{70,72,74,76}\text{Ge}$ 'nin (n,p) ve (n,2n) reaksiyonları için, nükleer reaksiyon'un enerjisi ile bu reaksiyonların oluşabileceği minimum enerji yani eşik enerjilerine ait iki Q-değeri sırasıyla Çizelge (4.1)'in 1. ve 2. sütunlarında yer almaktadır. Sırasıyla Çizelge (4.2) ve (4.3)'de de (n,p) ve (n,2n) tesir kesitleri için teorik hesaplamalardan elde edilen değerler ve 14-15 MeV'de Çizelge (3.4) ve (3.5)' de listelenmiş olan yarı-deneysel formüllerden elde edilen değerler yer almaktadır.

Çizelge 4.1:  $^{70,72,74,76}\text{Ge}$  (n, 2n) reaksiyonlarına ait Asimetriparametresi, Reaksiyon enerjisi Q-değeri ve (n, p) eşik enerjisi değerleri

Nükleer Reaksiyon	Q-Değeri (MeV)	Eşik Enerjisi (MeV)
$^{70}\text{Ge}(n,p)^{70}\text{Ga}$	$-0.86936 \pm 1.47$	$0.8819 \pm 1.490$
$^{72}\text{Ge}(n,p)^{72}\text{Ga}$	$-3.215297 \pm 0.826$	$3.260401 \pm 0.8370$
$^{74}\text{Ge}(n,p)^{74}\text{Ga}$	$-4.59048 \pm 2.99$	$4.65314 \pm 3.0300$
$^{76}\text{Ge}(n,p)^{76}\text{Ga}$	$-6.13391 \pm 1.96$	$6.21542 \pm 1.9800$
$^{70}\text{Ge}(n,2n)^{69}\text{Ge}$	$-11.5325 \pm 1.56$	$11.6989 \pm 1.5800$
$^{72}\text{Ge}(n,2n)^{71}\text{Ge}$	$-10750.76 \pm 0.84$	$10901.569 \pm 0.852$
$^{74}\text{Ge}(n,2n)^{73}\text{Ge}$	$-10196.24 \pm 0.06$	$10335.402 \pm 0.0608$
$^{76}\text{Ge}(n,2n)^{75}\text{Ge}$	$-9427.24 \pm 0.05$	$9552.517 \pm 0.0507$

Çizelge 4.2:  $^{70,72,74,76}\text{Ge}$  izotopları için teorik ve yarı ampirik (n, p) reaksiyon tesir kesitleri

		$\sigma(n,p)$			
		$^{70}\text{Ge}$	$^{72}\text{Ge}$	$^{74}\text{Ge}$	$^{76}\text{Ge}$
Teorik Bilgisayar Kodları	TALYS	63.70	21.20	10.44	3.49
	EMPIRE	186.25	50.23	13.21	3.35
	ALICE ASH	156.39	68.73	32.34	17.75
	PCROSS	124.60	20.17	7.54	--
	ENDF/B-VII.1	72.83	33.24	10.76	3.98
Ampirik Formüller	Tel ve ark. (2003)	45.45	23.74	12.85	7.19
	Levkovskii (1973)	63.96	26.63	11.63	5.31
	Kumabe (1987)	75.68	32.00	11.97	4.21
	Ait-Tahar (1987)	73.69	29.13	11.33	4.79
	Kasugai ve ark. (1996)	80.48	29.61	10.74	4.07
	Eder ve ark. (1972)	82.68	28.15	11.02	4.25
	Bychkov ve ark. (1980)	71.33	25.50	9.36	3.53
	Forrest (1986)	78.39	28.18	10.15	3.67
	Doczi ve ark. (1997)	86.74	49.30	28.93	17.49
	Broeders ve Konobeyev (2006)	71.05	25.98	9.75	3.75
	Belgaid ve Asghar (1998)	110.14	41.56	14.76	5.05
	Konobeyev ve Korovin (1995)	82.93	30.57	10.91	0.39
	Belgaid ve ark. (2005)	124.15	64.79	33.81	18.01

Çizelge 4.3:  $^{70,72,74,76}\text{Ge}$  izotopları için teorik ve yarı ampirik (n,2n) reaksiyon tesir kesitleri

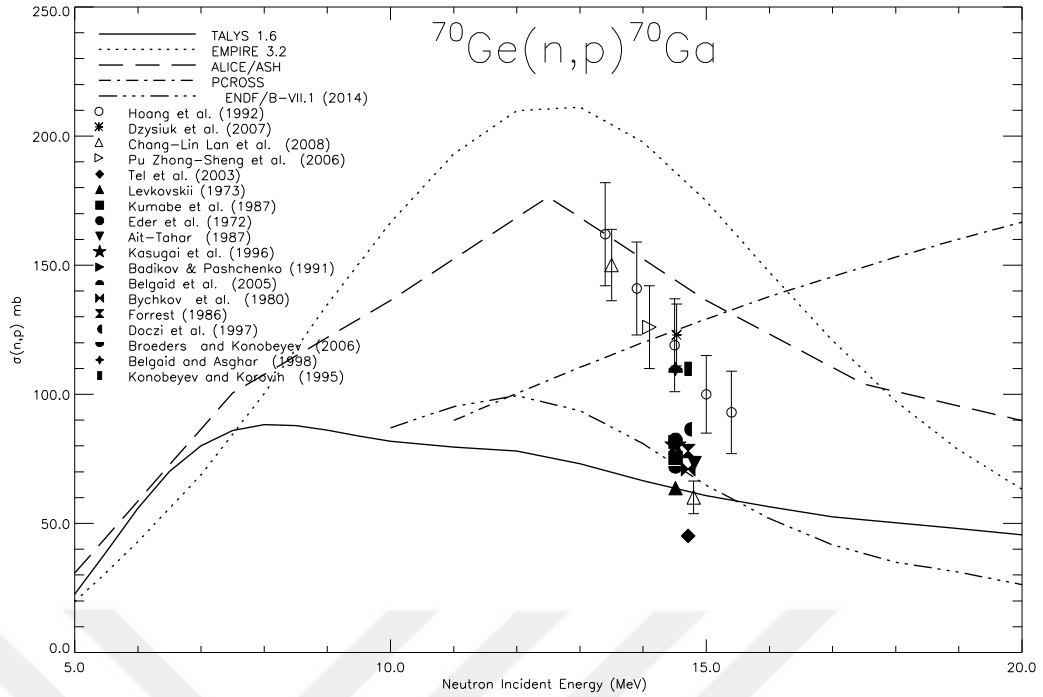
		$\sigma(n,2n)$			
		$^{70}\text{Ge}$	$^{72}\text{Ge}$	$^{74}\text{Ge}$	$^{76}\text{Ge}$
Teorik Bilgisayar Kodları	TALYS	655.00	984.00	1140.00	1250.00
	EMPIRE	385.25	794.10	1088.37	1235.85
	ALICE ASH	419.26	780.13	977.98	1241.79
	PCROSS	512.48	1085.38	1272.75	--
	ENDF/B-VII.1	542.12	908.49	1059.45	1180.98
Ampirik Formüller	Tel ve ark. (2008)	397,33	755.99	998.05	1131,26
	Goyal ve Gur (2009)	611,10	979.09	1299.64	1579,28
	Ikeda ve ark. (1988)	548,08	912.92	1252.85	1532,01
	Bychkov ve ark. (1979)	579,49	1081.60	1435.75	1460,50
	Chatterjee ve Chatterjee (1969)	476.46	1010.28	1068.18	1126,54
	Lu ve Fink (1971)	612,40	910.39	1076.31	1175,07
	Konno ve ark. (1993)	588,55	999.11	1288.04	1461,92
	Habbani ve Osman (2001)	714,29	799.04	888.82	983,55
	Luo ve ark. (2008)	477,67	898.47	1169.91	1250,02
	Le Hong Khiem ve ark. (1998)	568.92	745.52	912.33	1069.83
	Konobeyev ve Korovin (1999)	592,73	944.63	1078.81	1132,98

Şekil (4.1-8)'de uzun tire çizgi sembolleri ALICE/ASH koduyla elde edilmiş hesaplamalara ait verileri, tire nokta çizgi sembolleri PCROSS bilgisayar koduyla elde edilmiş hesaplamalara ait verileri, noktalı çizgi sembolleri EMPIRE 3.2 bilgisayar koduyla elde edilmiş hesaplamalara ait verileri ve katı çizgi sembolleri ise TALYS 1.6 koduyla elde edilmiş hesaplamalara ait verileri göstermektedir. “ $\triangleleft, \triangleright, \Delta, \square, \nabla, \square, \diamond, *$ ” gibi farklı şekiller EXFOR'dan alınan deneysel verileri, “ $\blacktriangleleft, \blacktriangleright, \blacktriangle, \bullet, \blacktriangledown, \blacksquare, \blacklozenge, \blackstar$ ” gibi doldurulmuş farklı semboller ise Çizelge (3.4) ve Çizelge (3.5)' de belirtilen farklı yazarlardan alınan yarı-deneysel formüllerden elde edilen verileri temsil etmekte olup sırasıyla  $^{70,72,74,76}\text{Ge}(n,p)$  ve  $^{70,72,74,76}\text{Ge}(n,2n)$  reaksiyonları için ENDF/B-VII.1 verileriyle ile karşılaştırılıp değerlendirilmiştir.  $^{70,72,74,76}\text{Ge}(n,p)$  ve  $^{70,72,74,76}\text{Ge}(n,2n)$  reaksiyonları hakkında daha detaylı bilgi ve karşılaştırmalar aşağıda verilmiştir.

## 4.1. İncelenen Reaksiyonlar

### 4.1.1. $^{70}\text{Ge}(n,p)^{70}\text{Ga}$ Reaksiyonu

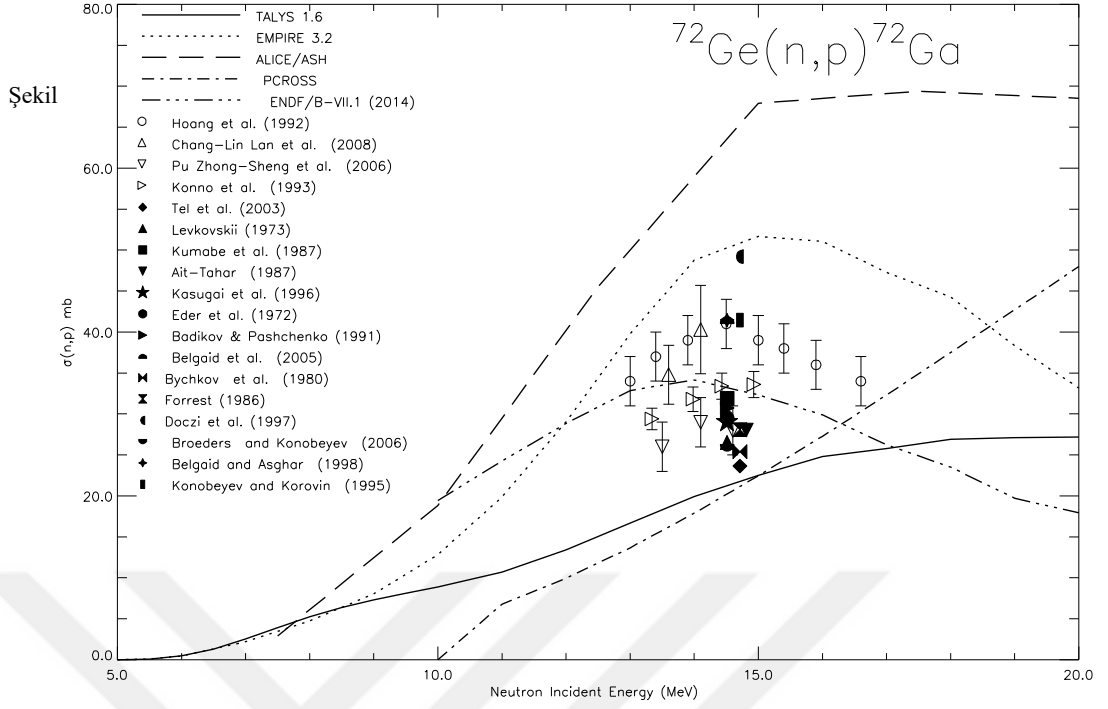
14-15 MeV enerjide  $^{70}\text{Ge}(n,p)^{70}\text{Ga}$  reaksiyonunun tesir kesitinin ALICE/ASH, PCROSS, EMPIRE ve TALYS bilgisayar kodlarıyla hesaplanması sonucu elde edilen veriler ile EXFOR'dan elde edilen deneysel veriler (4 farklı açık sembol) ve bazı araştırmacıların geliştirdiği yarı-deneysel formüllerden elde edilen yarı-deneysel verilerin karşılaştırması Şekil (4.1)'de verilmiştir. En yakın tarihli deneysel verilerden Chang-Lin Lan ve ark. (2008) 14,1 MeV enerjide tesir kesitini yaklaşık 175,5 mb, 14,8 MeV'de ise 60,1 mb olarak ölçmüşlerdir. Dzysiuk ve ark. (2007) 14,53 MeV enerjide tesir kesitini yaklaşık olarak 123 mb olarak ölçmüşlerdir. Pu Zhong –Sheng ve ark. (2006) 14,1 MeV enerjide tesir kesitini 126 mb olarak ölçmüşlerdir. Hoang ve ark. (1992) 14,5 MeV'de 119 mb, 15 MeV'de ise 100 mb olarak tesir kesiti ölçümü yapmışlardır. Bu ölçümler değerlendirildiğinde tesir kesitinin 14-15 MeV aralığında ortalama olarak 120 mb civarında olduğu görülmektedir. Şekil (4.1) ve Çizelge (4.2)'de görüldüğü gibi TALYS'den hesaplanmış tesir kesiti verisi 60.06 mb ile en az değerde olup Chang-Lin Lan ve ark. (2008)'nin 14,8 MeV'deki ölçtükları değere uyumlu olduğu görülmektedir. EMPIRE'den hesaplanmış tesir kesiti verisi ise 186.25 mb ile en yüksek değerde olup, bu veri de Chang-Lin Lan ve ark. (2008)'nin 14,1 MeV'de elde ettikleri deneysel sonuca oldukça yakındır. Belgaid ve Asghar (1998)'in Belgaid ve ark. (2005) geliştirdiği yarı deneysel formüllerden elde edilen 14-15 MeV'deki verilerin, deneysel veriler ile uyumlu olduğu görüldü. Diğer yarı-deneysel formüllerden elde edilen değerlerin birçoğunun ENDF/B-VII.1 verilerine yakın şekilde 80 ila 90 mb arasında yığılmış olduğu görünmekte olup bu da yakın tarihte yapılan deneysel sonuçlardan uzakta bir durum sergilemektedir.



Şekil.4.1. TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH ve PCROSS ile hesaplanan  $^{70}\text{Ge}(n,p)^{70}\text{Ga}$  reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar (dolu semboller) ile karşılaştırılması.

#### 4.1.2. $^{72}\text{Ge}(n,p)^{72}\text{Ga}$ Reaksiyonu

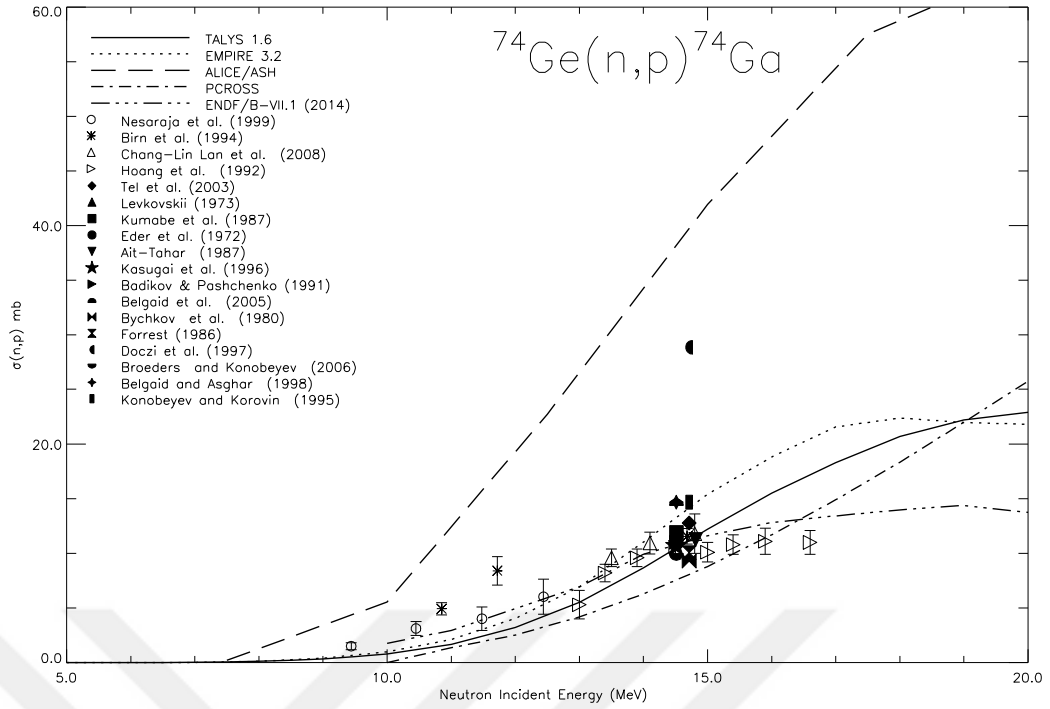
$^{72}\text{Ge}(n,p)^{72}\text{Ga}$  reaksiyonuna ait tesir kesiti verileri Şekil (4.2) 'de verilmiştir. EXFOR veri tabanında da bulunan ve Konno ve ark. (1993), Hoang ve ark. (1992), Pu Zhong-Sheng ve ark. (2006) ve Chang-Lin Lan ve ark. (2008)'na ait deneysel tesir kesiti verileri (açık semboller) ile 14-15 MeV'de Doczi ve ark. (2007) ile Belgaid ve ark. (2005) dışında kalan hemen hemen tüm araştırmacılara ait yarı-deneysel formüllerle elde edilen tesir kesiti verilerinin (doldurulmuş semboller) birbirleriyle oldukça uyumlu oldukları görüldü. 14-15 MeV'deki 4 teorik bilgisayar kodu verisi Çizelge (4.2) 'de de görüldüğü gibi 20.17 mb ile 68.73 mb (ortalama:40.14mb) arası değişmektedir. Şekil (4.2) ve Çizelge (4.2) 'te de görüldüğü gibi TALYS 1.6 bilgisayar kodu ile elde edilen tesir kesiti değerinin diğer bilgisayar kodlarıyla elde edilen değerlere nazaran deneysel veriler ile uyumlu olduğu tespit edilmiştir.



4.2. TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH ve PCROSS ile hesaplanan  $^{72}\text{Ge}(n,p)^{72}\text{Ga}$  reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar (dolu semboller) ile karşılaştırılması.

#### 4.1.3. $^{74}\text{Ge}(n,p)^{74}\text{Ga}$ Reaksiyonu

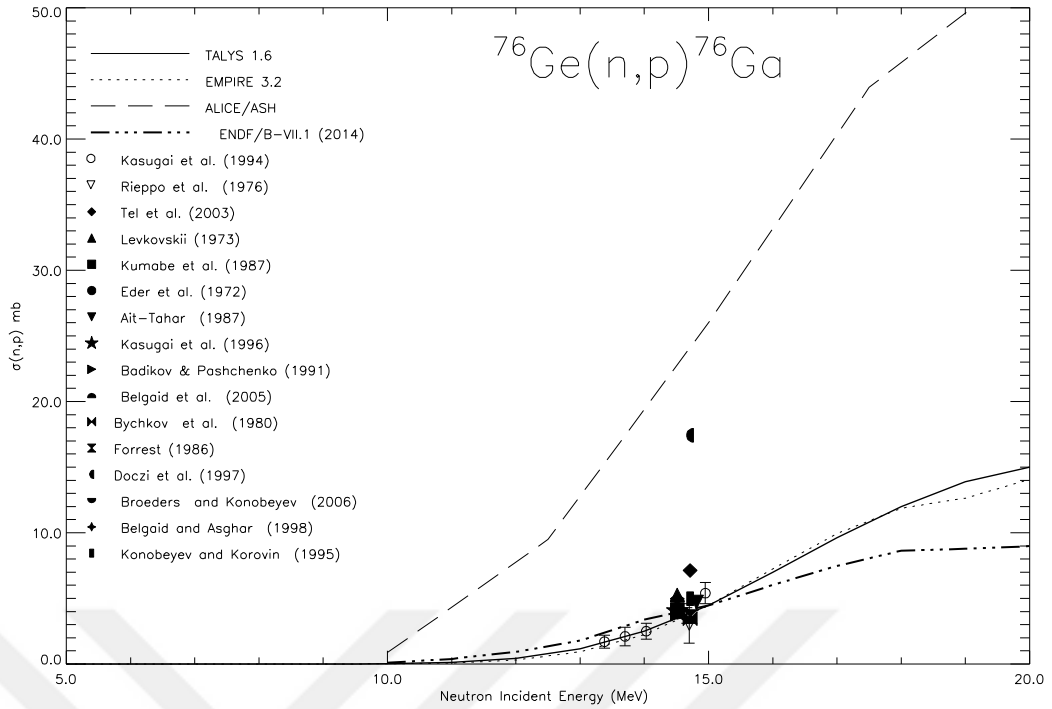
20 MeV'e kadar olan nötron enerjisi aralığı için, hesaplanan  $^{74}\text{Ge}(n,p)^{74}\text{Ga}$  reaksiyonunun tesir kesit değerlerine ait grafik Şekil (4.3) 'de çizilmiştir. ENDF/B-VII.1 ve bilgisayar kodlarıyla elde edilen veriler, 14-15 MeV'de deneysel ve yarı-deneysel veriler ile kıyaslandı. Bilgisayar kodlarından TALYS-1.6'nın en uyumlu değerleri sağladığı görülmüştür. PCROSS ve EMPIRE-3.2 MALTA programından elde edilen verilerin de yakın değerler verdiği görülmüştür. Doczi ve ark. (1997) ile Belgaid ve ark. (2005)'nin ürettikleri yarı deneysel formüllerin deneysel verilerden uzak sonuçlar ortaya koyduğu gözlemlenmiştir. Diğer araştırmacıların ürettikleri yarı deneysel formüllerden elde edilen tesir kesiti verilerinin deneysel tesir kesiti değerleriyle oldukça uyumlu olduğu görülmüştür.



Şekil 4.3. TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH ve PCROSS ile hesaplanan  $^{74}\text{Ge}(n,p)^{74}\text{Ga}$  reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar (dolu semboller) ile karşılaştırılması.

#### 4.1.4. $^{76}\text{Ge}(n,p)^{76}\text{Ga}$ Reaksiyonu

$^{76}\text{Ge}(n,p)^{76}\text{Ga}$  nükleer reaksiyonunun nötron enerjisine bağlı tesir kesitlerini gösteren grafik Şekil (4.4) 'de gösterilmiştir. Bu reaksiyon için, EXFOR'dan Rieppo ve ark. (1976) ve Kasugai ve ark. (1994) tarafından rapor edilen 2 tesir kesiti ölçümü, teorik hesaplamalarla karşılaştırılmak için kullanıldı. Doczi ve ark. (1997) ile Belgaid ve ark. (2005)'nin öne sürdükleri yarı deneysel formüllerden elde edilen veriler hariç diğer yarı-deneysel sonuçların deneysel verilerle uyduğu hatta Bychkov ve ark. (1980), Forrest (1986) ile Broeders and Konobeyev (2006) adlı araştırmacıların ürettikleri yarı deneysel formüllerin deneysel sonuçların ortalamasıyla hemen hemen aynı sonuçlar verdiği görülmüştür. Bilgisayar kodlarında ise TALYS-1.6 ve EMPIRE 3.2 kodunun deneysel sonuçlarla hemen hemen aynı sonuçları verirken ALICE/ASH kodunun 17.75 mb ile deneysel sonuçların oldukça uzağında kaldığı görülmüştür.



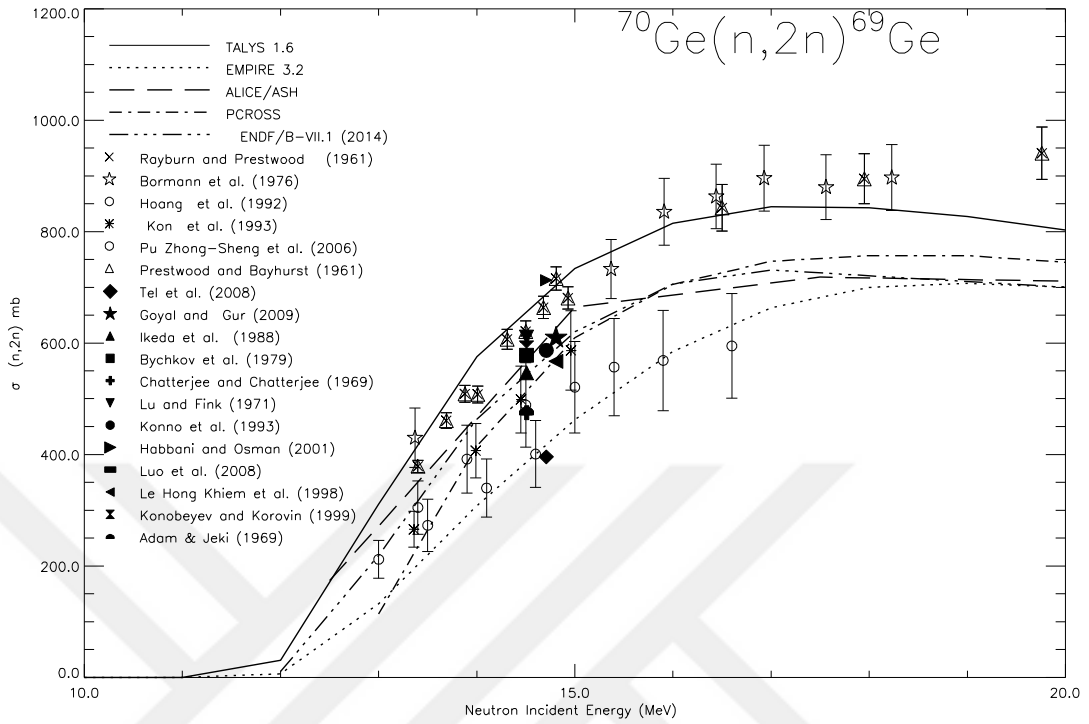
Şekil 4.4. TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH, ve PCROSS ile hesaplanan  $^{76}\text{Ge}(n,p)^{76}\text{Ga}$  reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar(dolu semboller) ile karşılaştırılması.

#### 4.1.5. $^{70}\text{Ge}(n,2n)^{69}\text{Ge}$ Reaksiyonu

10-20 MeV aralığında gelme enerjisine sahip nötronların gerçekleştirdiği  $^{70}\text{Ge}(n,2n)^{69}\text{Ge}$  reaksiyonuna ait hesaplanan tesir kesitleri Şekil (4.5) 'te gösterilmiştir. 14-15 MeV'de 12 farklı araştırmacıdan alınan yarı ampirik formüller kullanılarak yapılan hesaplardan alınan yarı-deneysel tesir kesiti verileri Çizelge (4.3)'de gösterilmiş olup bu değerler altı farklı araştırmacıdan alınan deneysel veriler ve PCROSS, EMPIRE, TALYS ve ALICE/ASH bilgisayar kodlarından alınan veriler ile karşılaştırılmıştır. Bilgisayar kodlarından EMPIRE 3.2, tesir kesiti olarak 385,25 mb ile EXFOR veri tabanındaki deneysel veriler ile ENDF teorik verilerinin oldukça uzağında kalmıştır. Bilgisayar kodlardan TALYS-1.6 ve PCROSS 'dan elde edilen verilerin deneysel ve teorik veriler ile oldukça uyumlu olduğu görülmüştür. Yarı deneysel formüllerden TEL ve ark. (2008)'nın ürettiği formülden elde edilen tesir kesiti verisinin deneysel verilerin oldukça altında kaldığı gözlenirken aynı şekilde Habbani ve Osman (2001) adlı araştırmacıların ürettiği yarı deneysel formülden elde edilen tesir kesiti verisinin deneysel verilerin oldukça üzerinde bir değerde olduğu gözlenmiştir. Diğer araştırmacılarından İkea ve ark. (1988) ile Le Hong Khiem ve ark. (1998)



adlı araştırmacıların ürettikleri yarı deneysel formüllerin deneysel verilere oldukça yakın değerler verildiği gözlenmiştir.



şekil 4.5. TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH, ve PCROSS ile hesaplanan  $^{70}\text{Ge}(n,2n)^{69}\text{Ge}$  reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar (dolu semboller) ile karşılaştırılması.

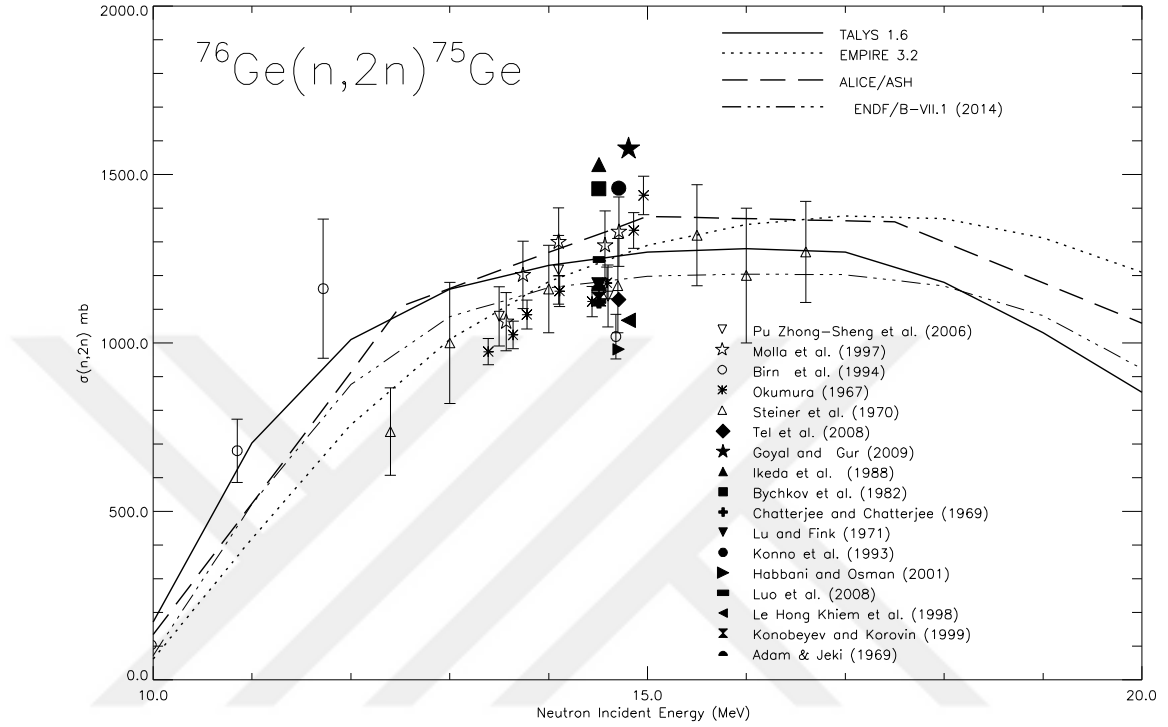
#### 4.1.6. $^{72}\text{Ge}(n,2n)^{71}\text{Ge}$ Reaksiyonu

$^{72}\text{Ge}(n,2n)^{71}\text{Ge}$  reaksiyonuna ait tesir kesiti verileri şekil (4.6) 'da gösterilmiştir. EMPIRE, TALYS, PCROSS ve ALICE/ASH bilgisayar kodlarından alınan veriler, bazı araştırmacılar tarafınca üretilen yarı deneysel formüller ile elde edilen tesir kesiti verileri EXFOR veri tabanındaki Dzysiuk ve ark. (2007) ve Begun ve ark. (2007) tarafından yapılan deneysel veriler ve ENDF verileri ile kıyaslandı. Çizelge (4.3)' te verilen  $^{72}\text{Ge}(n,2n)^{71}\text{Ge}$  reaksiyonunun 13-15 MeV'de tesir kesitine ait teorik ve yarı deneysel sonuçların, deneysel veriler ile karşılaştırması yapıldığında şekil (4.6) 'da görüldüğü gibi birbirine yaklaşık durumlar gözlemlenmektedir. Bilgisayar kodları yardımıyla elde edilen tesir kesiti değerlerinin deneysel ve yarı deneysel formüller yardımıyla elde edilen tesir kesiti verileriyle kıyaslaması yapıldığında 14-15 MeV'de EMPIRE teorik koduyla elde edilen hesaplama sonuçlarının diğer kodlara göre daha düşük tesir kesiti değerine sahip olduğu, PCROSS kod verisinin ise üst seviyede ol-





ark. (2008), Chatterjee and Chatterjee (1969), Lu and Fink (1971), Konobeyev and Korovin (1999)] ile iyi derecede uyumlu olduğu görülmüştür. Bilgisayar kod verilerinin de 1235-1250 mb arasında değerler aldığı ve deneysel verilere yakın olduğu görülmüştür.



Şekil 4.8. TALYS-1.6, EMPIRE-3.2.2-Malta, ALICE/ASH ve PCROSS ile hesaplanan  $^{76}\text{Ge}(n,2n)^{75}\text{Ge}$  reaksiyon teorik tesir kesitinin ENDF/B-VII.1 (2014) (tek parça ya da kesikli çizgiler), deneysel veri (açık semboller) ve yarı deneysel hesaplamalar(dolu semboller) ile karşılaştırılması.

## 5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Nükleer model hesaplamaları ve yarı-deneysel çalışmalar nükleer reaksiyonlara ait tesir kesitinin tam değerlerini tahmin edebilmek için gereklidir. Bu çalışmada, dört ayrı bilgisayar kodu (ALICE/ASH, PCROSS, EMPIRE 3.2 and TALYS 1.6) kullanılarak Germanyum izotoplarına ait teorik hesaplamalar yapılmış ve 14-15 MeV civarındaki nötron enerjisinde bazı araştırmacılardan alınan veriler ve Çizelge (3.4) ve Çizelge (3.5) 'de belirtilen yarı-deneysel formüller ile elde edilen veriler Çizelge (4.2) ve (4.3) 'de belirtilmiştir. Yapılan bu teorik çalışmalar EXFOR'dan elde edilen deneysel tesir kesit verileri ve ENDF/B-VII.1 verileri ile kıyaslanmıştır. Şekil (4.1-8) ve Çizelge (4.2) ile Çizelge (4.3) 'de görüldüğü gibi Germanyum izotopları ( $^{70,72,74,76}\text{Ge}$ ) için (n,p) ve (n,2n) reaksiyonlarına ait dört farklı bilgisayar koduyla (ALICE/ASH, PCROSS, EMPIRE 3.2 and TALYS 1.6) yapılan tesir kesiti hesaplamaları ve 14-15 MeV'de yarı amprik formüllerin bazılarıyla elde edilen tesir kesiti verilerinin deneysel veriler ile yaklaşık olarak iyi derecede uyumlu olduğu söylenebilir. 14-15 MeV'de  $^{72}\text{Ge}(n,p)^{72}\text{Ga}$ ,  $^{74}\text{Ge}(n,p)^{74}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}(n,p)^{76}\text{Ga}$  reaksiyonları için denge öncesi model ve geometrik bağımlı hibrid model hesaplamaları için ALICE/ASH bilgisayar kodunun; diğer PCROSS, TALYS1.6 ve EMPIRE 3.2Malta verilerine, ENDF/B-VII.1 (2014) kütüphane verilerine ve yarı deneysel hesaplamalara kıyasla daha uyumsuz ve yüksek sonuçlar verdiği görülmüştür. Çoğu araştırmalara göre hesaplamalar önceki literatür verisi ile iyi derecede uyumluluk göstermiştir. Bu çalışmadaki hesaplanan tesir kesiti verisi Çizelge (4.2) ve Çizelge (4.3)' de listelenmiş olup, bu sayede Germanyum izotoplarının (n,p) ve (n,2n) reaksiyonlarına ait tesir kesitlerinin tam değerlerini tahmin etmek daha kolay olacaktır. Yarı-deneysel tesir kesiti hesaplamaları 14-15 MeV'deki reaksiyonların tesir kesitlerine dair oldukça iyi tahminler yapmaktadır. Literatürdeki (n,p) ve (n,2n) reaksiyon tesir kesiti araştırmalarının deneysel ölçümleri çok miktarda olmadığı için daha fazla teorik ve yarı deneysel çalışmanın yapılması gereklidir.

## KAYNAKLAR

- Adam, A., Jeki, L., Acta Phys. Acad. Sci. Hung. 26 335, 1969.
- Ait-Tahar S., The systematics of (n,p) cross sections for 14 MeV neutrons, Nucl. Phys. 13. , 121-125, 1987.
- Aydin A., Tel E. ve Sarer B., Investigation of the (n, p) reaction cross-sections of some nuclei in the rare-earth elements for an incident energy range of 8–24MeV, Physica Scripta, 75 299–306, 2007.
- Bayhurst, B.P. and Prestwood, R.J., (n, p) and (n,  $\alpha$ ) Excitation Functions of Several Nuclei from 7.0 to 19.8 MeV Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry 23(3-4), 173 – 185. EXFOR #11462, 1961.
- Begun S.V., Druzheruchenko O.G., Pupirina O.O., Tarakanov V.K., Determination of the cross sections of (n,2n), (n,gamma) nuclear reactions on germanium isotopes at the energy of neutrons 13.96 MeV, arXiv:nucl-ex/0701039v1, 2007.
- Beiser, A., Modern Fiziğin Kavramları, Çeviri Editörü: Gülsen Öngüt Ankara: Akademi Yayınevi, 2006.
- Belgaid, M., Tassadit, A., Kadem, F., Amokrane, A., Semi-empirical systematics of (n,p) reaction cross sections at 14.5 MeV neutron energy, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, 239, 303, 2005.
- Blann, M., Hybrid Model for pre-equilibrium decay in nuclear reactions. Phys. Rev. Lett. 27 337, 1971.
- Blann, M., Vonach, H. K., Phys. Rev. C, 28, 1475, 1983.
- Blann, M., ALICE-91 Statistical Model Code System with Fission Competition, RSIC Code, PACKAGE PSR -146, 1991.
- Broeders, C.H.M., Konobeyev, A.Y., Semi-empirical systematics of (n, p) reaction cross-section at 14.5, 20, and 30 MeV, Nuclear Physics A, 780 130–145, 2006.
- Broeders, C.H.M., Konobeyev, A. Y., Korovin Y. A., Lunev V.P., Blann M., ALICE/ASH manual, FZK 7183, May 2006, <http://bibliothek.fzk.de/zb/berichte/FZKA7183.pdf>
- Bychkov, V.M., Manokhin, V.N., Pashchenko, A.B., Plyaskin, V.I., VoprosiAtomnoyNaukiiTechniki.JadernyeKonstanty (Nucl.Constants) 1 (32), 27, 1979.
- Bychkov, V. M., Pashchenko, A. B. and Plyaskin, V. I., Vopr. At. Nauki i Tekhn., Serija: Yadernye Konstanty, 4, 1978; Bychkov V. M., Manokhin V. N., Pashchenko A. B. and Plyaskin V. I., Vopr. At. Nauki i Tekhn., Serija: Yadernye Konstanty, 127, 1979.
- Bychkov, V. M., Manokhin, V.N., Pashchenko, A.B., Plyashin, V.I., Cross Sections for the (n,p), (n,a) and (n,2n) Threshold Reactions, INDC(CCP)-146, IAEA, Vienna, 1980.

- Bychkov, M., Manokhin, V. N., Pashchenko, A. B., Plyaskin, V. I.: Handbook Of Cross Sections For Neutron Induced Threshold Reactions, Energoizdat, Moskova, 1982.
- Capote, R., Osorio, V., López, R., Herrera, E. and Piris, M., Final Report on Research contract 5472/RB, INDC (CUB)-004, (Higher Institute of Nuclear Science and Technology, Cuba). Translated by the IAEA, (PCROSS program code), 1991.
- Chatterjee, S., Chatterjee, A., Single-particle behaviour in fast neutron (n, 2n) reactions Nucl. Phys., A, 125, 3, 593, 1969.
- Cline, C. K., Nucl. Phys. A193, 417, 1972.
- Cottingham, W.N., Greenwood, D.A., Çekirdek Fiziğine Giriş, (Editörler: Açıkgoz, İ., Yıldırım, S.), Literatür Yayınları, Mart Matbaacılık, İstanbul, 2001.
- Dzysiuk, N., Kadenko, I., Experimental Determination of Cross Sections for (n,x) Nuclear Reactions, WDS'07 Proceedings of Contributed Papers, Part III, 188–192,. ISBN 978-80-7378-025-8, 2007.
- Doczi, R., Semkova, V., Majdeddin, A.D., Buczko, Cs. M., J. Csikai, ; Investigations On (n,p) Cross Sections in The 14 Mev Region, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, INDC(HUN)-032 Distr. L., 1997.
- Eder, G., Winkler, G., Hille, P., On (N,P) Cross-Sections For 14 MeV Neutrons. Z. Physik 253
- Ferguson, J. M. , Thompson, W. E., Cross Sections for the (n, 2n) Reaction in N14, P31, Cu<sup>63</sup>, and Pr<sup>141</sup>, Phys. Rev. 118, 228 – Published, 1960.
- Fishbane, P.M., Gasiorowicz, S., Thornton, S.T., Temel Fizik-II, (Editör: Yalçın, G.), Arkadaş yayınevi, Özkan Matbaacılık ve Gazetecilik Ltd. Şti., Ankara, 2007.
- Forrest, R.A., Systematics of Neutron-Induced Threshold Reactions with Charged Products at about 14.5 MeV, AERE-R 12419, Harwell Laboratory UK, 1986.
- Gündüz, E., Modern Fiziğe Giriş, Ege Üniversitesi FEF. Kitaplar Serisi No:110, İzmir, 1992.
- Güngör, S., Öztürk, H., Uğur, F.A., Palaz, S., Çözümlü Nükleer Fizik Problemleri, Nobel Kitabevi, Adana, 2006.
- Goyal, S. L., Gur P., Pramana-J. Phys.72, (2), 355, 2009.
- Habbani, F.I., Osman, K.T., Systematics for the cross sections of the reactions (n,p), (n,2n) at 14.5 MeV neutrons , Appl. Radiat. Isotopes 54, 283–290, 2001.
- Haque, M. M., Islam, M. T., Hafiz, M. A., Miah, R. U., Uddin, M. S., J. Sci. Res. 1 (2), 173-181, 2009.
- Hauser, W., Feshbach, H., The inelastic scattering of neutrons. Phys. Rev. C 87, 366–373, 1952.

- Herman, M., Capote, R., Sin, M., Trkov, A., Carlson, B.V., Obložinský, C.M. Mattoon, H. Wienkey, S. Hoblit, Young-Sik Cho, G.P.A. Nobre, V.A. Plujko, V. Zerkin, EMPIRE-3.2 Malta modular system for nuclear reaction calculations and nuclear data evaluation, User's Manual, 2013.
- Ikeda, Y. ve ark., International Conference on Nucl. Data for Science and Technology, May 30-June 3, Mito, 257, 1988.
- Jarjis, R. A., Measurements of  $^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$  and  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$  reaction cross sections for 12.9-15.9 MeV neutrons, J. Phys. G: Nucl. Phys. 4 445, 1978.
- Kalbach, C., Pre-equilibrium reactions with complex particle channels. Phys. Rev. C 71 (034606), 1–23, 2005.
- Kasugai, Y., Ikeda, Y., Yamamoto, H., Kawade, K., Systematics for (n,p) excitation functions in the neutron energy between 13.3 and 15.0 MeV, Ann. Nucl. Energy Vol. 23 No. 18, pp 1429-1444, 1996.
- Koehler, D. R. ve Alford, W L., Excitation Function for  $\text{Zn}^{64}(n, 2n)\text{Zn}^{63}$ , Phys.Rev.,119,311, 1960.
- Koning, A.J., Blomgren, J., JRC Scientific and Tech. Rep., EUR23977EN, 2009.
- Konno, C. ve ark., JAERI- Reports, No. 1329, (EXFORCODE: #22637), 1993
- Lu, W. D., Fink, R. W., Phys. Rev. C4, 1173, 1971.
- Konno, C., Ikeda, Y., Osihi, K., Kawade, K., Yamamoto, H. , Maekawa, H., JAERI- Reports, No. 1329, Japan Atomic Energy Research Institute , Japan, 1993.
- Konobeyev, A. Yu., Korovin, Yu. A., Semi-empirical systematics of (n,2n) reaction cross-section at the energy of 14.5MeV, IL NUOVO CIMENTO Vol. 112 A, N. 9 pp 1001-1013, 1999.
- Krane, K.S., Nükleer Fizik-II, (Editör: Şarer,B.),Palme Yayıncılık, Ankara, 2002.
- Krane, K.S., Nükleer Fizik-I, (Editör: Şarer,B.),Palme Yayıncılık, Ankara, 2011.
- Kumabe, I. and Fukuda, K. J., Nucl. Sci. Tech. 24 83, 1987.
- Le Hong Khiem, Nguyen Van Do, Pham Duc Khue, An Empirical Formula For (n,2n) Reaction Cross Sections İn The Neutron Energy Range Of About 14.5 Mev, Journal Of Radi Oanalytical And Nuclear Chemistry, Vol. 231, Nos 1-2, 15-161, 1998.
- Levkovskii, V.N., Cross Sections of (n,p) and (n,a) Reactions at the Neutron Energy of 14-15 MeV, Jadernaja Physica, 18, 705-709, 1973.
- Lu, W. D., Fink, R. W., Applicability of the Constant-Nuclear-Temperature Approximation in Statistical-Model Calculations of Neutron Cross Sections at 14.4 MeV for Medium-Z Nuclei, Phys. Rev. C, 4, 1173, 1971.
- Martin, J.A., Radyasyon ve Radyasyondan Korunma Fiziği,(Editörler: Tanır, A.G., Bölükdemir, M.H., Koç, K.) Palme Yayıncılık, Ankamat Matbaacılık, Ankara, 2014.
- Özkök, Ş., Nükleer Fiizk Problemleri, Çağlayan Basımevi, İstanbul, 1990.
- Ribanský, I., Obložinský P., Bětak E., Nucl. Phys. A205, 545, 1973.



- Rubbia, C., Buono, , Gonzalez, E., Kadi, Y., Rubio, J.-A., "Application to the Case of Spain of the Plutonium Elimination Scheme with Fast Energy Amplifiers and ThoriumPluonium Fuel", European Organization for Nuclear Research (CERN), AT /95-53-Add. 1, 1995.
- Sarpun, I. H., Yalim, H. A., Unal, R., Oruncak, B., Aydin, A., Kaplan, A., Tel, E., Determination of (n,2n) Reaction Cross Sections for Some Nuclei with Asymmetry Parameter, Journal Fusion Energ 29, 387–394, 2010.
- Serway, R.A., Fen ve Mühendislik için Fizik-3, (Editör: Çolakoğlu, K.), Palme Yayıncılık, Ankara, 1996.
- Shing, N. L. ve Projapati, P. M., Investigation of (n,2n) cross sections for some structural materials at 14.0 MeV, 2014.
- Şahan, M., Tel, E., Aydın, A., Yeğingil, İ., Investigation of Some Stellar Iron Group Fusion Materialsfor (n, p) Reactions, 2012.
- Taylor, J.R., Zafaritos, C., Fizik ve Mühendislikte Modern Fizik, (Çeviren: Karaoğlu, B.), Arte Bilgitek Yayıncılık, İstanbul, 1996.
- Tel, E., Sarer, B., Okuducu, S., Aydın, A. and Tanır, G., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 29 2169, 2003.
- Tel, E., Okuducu, Ş., Bölükdemir, M. H., Tanir, G., Int. J. Mod. Phys. E, 17(3), 567, 2008.
- Tel, E., Şahan, M., Uğur, F.A., Şahan, H., Aydın, A., Investigation of cross sections of reactions used in neutron activation analysis, 2011.
- Uddin, M. S., Latif, S. K. A., Halim, M. A., Islam, M. N., Miah, R. U., Molla, N. I., Zaman, M. R., Measurement of (n,2n) reaction cross-sections on isotopes of zinc, germanium and scandium in neutron energy range 13.82-14.71MeV , Indian Journal of Pure and Applied physics, ISCAIR-CSIR, India, 533-538, 2002.
- Williams, W.S.C., Nükleer ve Parçacık Fiziği,(Editörler: Dumanoğlu, İ., Ertürk, S.),Nobel Akademik Yayıncılık, Atala Matbaacılık, Ankara, 2014.
- Whicmann, E. H., Kuantum Fiziği, (Editörler: Durlu, T. N., Elerman, Y.) Bilim Kitap Kirtasiye Ltd. Şti, Zirve Ofset, Ankara, 1997.
- Weisskopf, V.F., Ewing, D.H., On the yield of nuclear reactions with heavy elements, Physical Review 57, 472–485, 1940.
- Yılmaz, M., Çekirdek Fiziği, Balıkesir Üniversitesi Basımevi, Balıkesir, 1998.

## ÖZGEÇMİŞ

1. Adı Soyadı :Uğur GEVHER

2. Doğum Tarihi :15.08.1978

3. Ünvanı :Öğretmen

### 3. Öğrenim Durumu :

Derece	Bölüm/Program	Üniversite	Bitirme Yılı
Lisans	Fizik Eğitimi	Balıkesir Üniversitesi	1999
Yüksek Lisans		Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi	Devam Ediyor

### 4.İş Tecrübesi:

Görev Unvanı	Görev Yeri	Yıl
Öğretmen	Milli Eğitim Bakanlığı	1999-

### 5. Ulusal hakemli dergilerde yayımlanan makaleler: