



**T.C.
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**(n, α) REAKSİYON TESİR KESİTİ SİSTEMATİKLERİNİN
ELDE EDİLMESİ VE HAUSER- FESHBACH MODEL TANIMLAMASI**

DOKTORA TEZİ

Sema KÜÇÜKSUCU

DANIŞMAN

Doç. Dr. Mustafa YİĞİT

AKSARAY, 2022

Aksaray Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 172334001 numaralı Doktora öğrencisi Sema KÜÇÜKSUCU tarafından hazırlanan (n, α) **REAKSİYON TESİR KESİTİ SİSTEMATİKLERİNİN ELDE EDİLMESİ VE HAUSER-FESHBACH MODEL TANIMLAMASI** adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Fizik Anabilim Dalında DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Doç. Dr. Mustafa YİĞİT

Aksaray Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Üye: Prof. Dr. Sezgin AYDIN

Tarsus Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Üye: Prof. Dr. Ayhan KARA

Giresun Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Üye: Dr. Öğr. Üyesi Halil İbrahim DURSUN

Aksaray Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Üye: Dr. Öğr. Üyesi Mehmet Emin KORKMAZ

Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Tez Savunma Tarihi: 16/02/2022

Jüri tarafından kabul edilen bu tezin Doktora Tezi olması için gerekli şartları yerine getirdiğini onaylıyorum.

.....
Doç. Dr. Mehmet Ali HINIS
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

DOĞRULUK BEYANI

Doktora tezi olarak sunduđum bu çalıřmayı, akademik kurallara ve bilimsel etik, ahlak ve geleneklere aykırı dűşecek bir yol ve yardıma bařvurmaksızın yazdıđımı, yararlandıđım eserlerin kaynakçada gűsterilenlerden olduđunu, çalıřmamda kullandıđım verilerin orijinalliđini ve her tűrlű intihalden uzak olduđunu beyan ederim.

Enstitű tarafından belli bir zamana bağlı olmaksızın, tezimle ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun saptanması durumunda, ortaya çıkacak tűm ahlaki ve hukuki sonuçlara katlanacağımı bildiririm.

Sema KűűKSUCU

TEŞEKKÜR

Öncelikle danışman hocam Doç. Dr. Mustafa Yiğit'e ve Tübitak proje danışman hocam Prof. Dr. Nils Paar'a tüm emekleri, yönlendirmeleri, nezaketli sabırları ve değerli yorumları için çok teşekkür ederim.

Her daim beni destekleyen kıymetli çekirdek aileme ve sevgili Eren'e çok teşekkürler.

Yüce vatanı kurtarıp bize bu günleri armağan eden ulu önder Mustafa Kemal Atatürk'e ve aziz Türk şehitlerine sonsuz teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Tezimin gerçekleşmesinde 1059B142000254 numaralı proje ile maddi destek sağlayan TÜBİTAK'a teşekkür ederim.

Sema KÜÇÜKSUCU

Aksaray, 2022

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR	i
İÇİNDEKİLER	iii
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
SİMGELER VE KISALTMALAR	xi
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL BİLGİ	8
2.1 Nükleer Reaksiyonlara Genel Bakış	8
2.1.1 Nükleer reaksiyon sistematığı	8
2.1.2 Gözlemlenebilirlik	9
2.1.3 Korunum yasaları	10
2.1.4 Reaksiyon enerjileri	10
2.2 Reaksiyonların Sınıflandırılması	14
2.2.1 Bileşik çekirdek reaksiyonları	16
2.2.2 Doğrudan reaksiyonlar	17
2.2.3 Denge-öncesi reaksiyonlar	18
2.3 Reaksiyon Mekanizmaları	19
2.3.1 Düşük enerjiler	20
2.3.2 Yüksek enerjiler	20
2.4 Reaksiyon Tesir Kesiti	21
2.4.1 Diferansiyel tesir kesiti	24
2.5 Son Zamanlardaki (n, α) Reaksiyon Çalışmalarına Genel Bakış	25
2.6 Astrofiziksel Süreçler	29
2.6.1 s-süreci	31
2.6.2 r-süreci	34
2.6.3 p-süreci	35
3. MALZEME VE YÖNTEM	37
3.1 Ampirik ve Yarı-Ampirik Formül Oluşturma	37
3.2 Hauser-Feshbach İstatistiği	42
4. HESAPLAMALAR VE BULGULAR	48
4.1 (n, α) Reaksiyonlarının Ampirik ve Yarı-ampirik Tesir Kesiti Formüllerinin Oluşturulması	48
4.1.1 7.9 MeV'lik enerjide (n, α) ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	50
4.1.2 11 MeV'lik enerjide (n, α) ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	55
4.1.3 14.5 MeV'lik enerjide (n, α) ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	62
4.1.4 20 MeV'lik enerjide (n, α) ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	72
4.2 (n, α) Reaksiyon Tesir Kesitleri İçin İstatistiksel Model Tanımlamaları ..	78
4.2.1 (n, α) Tesir kesitlerinin model bağımlılığı	79
4.2.1.1 $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonu	80

4.2.1.2	$^{59}\text{Co}(n, \alpha)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonu	82
4.2.1.3	$^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$ reaksiyonu	84
4.2.2	(n, α) tesir kesitleri için izotopik bağımlılık	86
4.2.2.1	$^{47-74}\text{Fe}$ izotopları için (n, α) tesir kesitleri	86
4.2.2.2	$^{100-132}\text{Sn}$ izotopları için (n, α) tesir kesitleri	90
4.2.3	Astofiziksel çekirdeklerde (n, α) tesir kesiti	93
4.2.3.1	(n, α) reaksiyonları için astofiziksel olarak ilgili tesir kesitleri	99
4.2.3.2	(n, α) reaksiyonları için astofiziksel olarak ilgili nötron enerji aralığı	103
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER		108
KAYNAKLAR		112
ÖZGEÇMİŞ		125



DOKTORA TEZİ

(n, α) REAKSİYON TESİR KESİTİ SİSTEMATİKLERİNİN ELDE EDİLMESİ VE HAUSER- FESHBACH MODEL TANIMLAMASI

Sema KÜÇÜKSUCU

Aksaray Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Mustafa YİĞİT

ÖZET

Nötronla oluşturulan reaksiyonlar üzerine veri analizinin yapılması nükleer astrofizikte ve nükleer teknoloji uygulamalarında önemli bir araştırma konusu olarak süregelmiştir. Özellikle (n, α) reaksiyonları üzerine tesir kesiti verileri yıldız ortamındaki birçok enerji üretimi ve nükleosentez sürecinde ve ayrıca nükleer mühendislik ve tıptaki birçok uygulamada gereklidir. Tesir kesitleri deneysel olarak, nükleer modellerden ve sistematiklerden elde edilebilir. Birçok hedef çekirdek ve gelme enerjisi için (n, α) reaksiyonlarının deneysel tesir kesitleri ya mevcut değildir ya da sınırlı sayıda ölçüm vardır. Ayrıca bazı hedef çekirdekler için yapılan ölçümlerde, birbirlerinden oldukça farklı tesir kesitleri elde edilmiştir. Herhangi bir reaksiyon kanalı için deneysel veriler birbiriyle çelişkili olduğunda, sınırlı olduğunda ya da tam enerji aralığında hiçbir ölçüm olmadığında, bu reaksiyonların tesir kesitlerini elde etmek için ya nükleer model hesaplamalarının ya da tesir kesiti sistematiklerinin kullanılmasına ihtiyaç duyulur. Bu düşünce ışığında, bu tezde (n, α) reaksiyon tesir kesitleri için bileşik çekirdek istatistiksel reaksiyon teorisi üzerine temellendirilmiş ampirik ve yarı-ampirik formüller elde edilmiştir. Ayrıca (n, α) reaksiyon kanalı için nükleer model hesaplamaları yapılmıştır. Nükleer model hesaplamaları TALYS 1.95 ve NON-SMOKER reaksiyon kodları kullanılarak istatistiksel Hauser-Feshbach teorisi çerçevesinde gerçekleştirilmiştir. Nükleer kütle ve seviye yoğunluk modellerinin tesir kesitleri üzerine etkisi TALYS 1.95 kodu kullanılarak analiz edilmiştir. Ayrıca (n, α) tesir kesitleri üzerine izotopik etkilerin değerlendirmeleri, $^{47-74}\text{Fe}$ ve $^{100-132}\text{Sn}$ izotopları üzerine tesir kesiti hesaplamaları gerçekleştirilerek yapılmıştır. İlaveten zayıf s-sürecine katkıda bulunan 12 çekirdek için (n, α) reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır. Hesaplanan (n, α) tesir kesitlerinin özelliklerinin analizine ek olarak, yıldız ortamındaki sıcaklık aralığı için Maxwellian ortalama tesir kesitleri belirlenmiştir. Yapılan model hesaplamaları ile yıldızlarda (n, α) reaksiyonlarının meydana geldiği astrofiziksel ilgili enerji pencereleri saptanmıştır. Bu çalışmadan elde edilen sonuçlar literatürden alınan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Şu anki çalışmayla (n, α) reaksiyonlarının tesir kesitleri için sunulan sonuçlar, gelecekteki deneysel çalışmalarda öncelikli enerji aralıkları için bir kılavuzluk sağlar.

Anahtar Kelimeler: (n, α) Reaksiyon Tesir Kesiti, Ampirik Formül, Hauser-Feshbach Modeli, Nükleosentez, Zayıf s-Süreci.

Şubat, 2022; 125 sayfa

PhD. THESIS

OBTAINING (n, α) REACTION CROSS SECTION SYSTEMATICS AND HAUSER-FESHBACH MODEL DEFINITION

Sema KÜÇÜKSUCU

Aksaray University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Mustafa YİĞİT

ABSTRACT

Data analysis on neutron-induced reactions has continued an important research topic in nuclear astrophysics and nuclear technology applications. In particular, cross section data on (n, α) reactions are required in many energy generation and nucleosynthesis processes in the stellar environment, as well as in many applications in nuclear engineering and medicine. Cross sections can be obtained from experimental, nuclear models and systematics. Experimental cross sections of (n, α) reactions for many target nuclei and incident energies are either not available or a limited number of measurements are available. In addition, in the measurements made for some target nuclei, quite different cross sections were obtained from each other. When experimental data for any reaction channel are inconsistent, limited, or when there are no measurements in the full energy range, either nuclear model calculations or cross-section systematics need to be used to obtain cross sections for these reactions. In the light of this thought, empirical and semi-empirical formulas based on compound statistical reaction theory for (n, α) reaction cross sections are obtained in this thesis. In addition, nuclear model calculations were carried out for the (n, α) reaction channel. Nuclear model calculations were performed within the framework of statistical Hauser-Feshbach theory using TALYS 1.95 and NON-SMOKER reaction codes. The effects of nuclear mass and level density models on cross sections were analyzed using the TALYS 1.95 code. Besides, evaluations of isotopic effects on (n, α) cross sections were made by performing cross section calculations on $^{47-74}\text{Fe}$ and $^{100-132}\text{Sn}$ isotopes. In addition, (n, α) reaction cross section calculations were employed for 12 nuclei contributing to the weak s-process. In addition to the analysis of the properties of the calculated (n, α) cross sections, Maxwellian average cross sections were determined for the temperature range in the stellar environment. With the model calculations, the astrophysically relevant energy windows in which the (n, α) reactions occur in the stars have been determined. The results obtained from this study were compared with the experimental data from the literature. The results presented for cross sections of (n, α) reactions in current work provide a guide for priority energy ranges in future experimental studies.

Key Words: (n, α) Reaction Cross Section, Empirical Formula, Hauser-Feshbach Model, Nucleosynthesis, Weak s-Process.

February, 2022; 125 pages

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1.	$a + X \longrightarrow b + Y$ reaksiyonu için temel geometri. Bu şekil Krane'nin kitabından alınmıştır [1].	12
Şekil 2.2.	Çıkan bir parçacık spektrumunun şematik çizimi. Doğrudan (D), denge-öncesi (P) ve bileşik çekirdek (C) mekanizmalarının katkıda bulunduğu enerji bölgeleri belirtilmiştir. Kesikli eğri, bileşik katkıyı geçiş enerjisi bölgesindeki diğerlerinden ayırır. Bu şekil TALYS manuel kitabından alınmıştır [2].	15
Şekil 2.3.	Bir nükleer reaksiyonun ve çıkan parçacık spektrumlarının tanımlanmasında doğrudan, denge-öncesi ve bileşik çekirdek süreçlerinin rolü. Bu şekil TALYS manuel kitabından alınmıştır [2].	19
Şekil 2.4.	Mermi ile hedef malzeme etkileşiminin geometrik gösterimi.	22
Şekil 2.5.	$d\Omega$ katı açısı ile saçılan parçacıklar için reaksiyon geometrisi.	25
Şekil 2.6.	Nükleer harita üzerinde nükleer süreçler. Bu grafik Rodriguez'in makalesinden alınmıştır [3].	30
Şekil 2.7.	Elementlerin ortalama kozmik bolluğunu atom numaraları Z'nin bir fonksiyonu olarak gösteren grafik. Bu grafik Macia'nın kitabından alınmıştır [4].	31
Şekil 2.8.	Bazı s-süreci çekirdekleri ve yapabilecekleri reaksiyonlar. Bu şekil Smet'in makalesinden alınmıştır [5].	33
Şekil 2.9.	Evrendeki çekirdeklerin kütle numarasına göre bolluk oranları. Bu grafik Meyer'in makalesinden alınmıştır [6].	35
Şekil 4.1.	7.9 MeV gelme enerjisinde $23 \leq A \leq 98$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	52
Şekil 4.2.	7.9 MeV gelme enerjisinde $28 \leq A \leq 98$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	52
Şekil 4.3.	7.9 MeV gelme enerjisinde $23 \leq A \leq 65$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	53
Şekil 4.4.	7.9 MeV gelme enerjisinde $23 \leq A \leq 45$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z < 1.15$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	54
Şekil 4.5.	7.9 MeV gelme enerjisinde $51 \leq A \leq 65$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.17$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	54
Şekil 4.6.	11 MeV gelme enerjisinde $16 \leq A \leq 100$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	57
Şekil 4.7.	11 MeV gelme enerjisinde N/Z parametresine bağlı olarak çekirdeklerin tek-çift özelliklerine göre ayrılması.	58
Şekil 4.8.	11 MeV gelme enerjisinde $16 \leq A \leq 100$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	58

Şekil 4.9. 11 MeV gelme enerjisinde $16 \leq A \leq 92$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z < 1.20$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	59
Şekil 4.10. 11 MeV gelme enerjisinde $68 \leq A \leq 100$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.26$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	59
Şekil 4.11. 11 MeV gelme enerjisinde $23 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	60
Şekil 4.12. 11 MeV gelme enerjisinde $23 \leq A \leq 63$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z \leq 1.20$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	60
Şekil 4.13. 11 MeV gelme enerjisinde $51 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.21$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	61
Şekil 4.14. 14.5 MeV gelme enerjisinde $13 \leq A \leq 208$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	64
Şekil 4.15. 14.5 MeV gelme enerjisinde $13 \leq A \leq 144$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z \leq 1.4$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	65
Şekil 4.22. 14.5 MeV gelme enerjisinde $13 \leq A \leq 115$ kütle bölgesindeki tek A çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z < 1.36$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	65
Şekil 4.16. 14.5 MeV gelme enerjisinde $133 \leq A \leq 208$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.41$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	66
Şekil 4.17. 14.5 MeV gelme enerjisinde N/Z parametresine bağlı olarak çekirdeklerin tek-çift özelliklerine göre ayrılması.	66
Şekil 4.18. 14.5 MeV gelme enerjisinde $16 \leq A \leq 208$ kütle bölgesindeki çift A çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	67
Şekil 4.19. 14.5 MeV gelme enerjisinde $16 \leq A \leq 150$ kütle bölgesindeki çift A çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z < 1.42$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	68
Şekil 4.20. 14.5 MeV gelme enerjisinde $138 \leq A \leq 208$ kütle bölgesindeki çift A çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.43$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	68
Şekil 4.21. 14.5 MeV gelme enerjisinde $13 \leq A \leq 205$ kütle bölgesindeki tek A çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	69
Şekil 4.23. 14.5 MeV gelme enerjisinde $133 \leq A \leq 205$ kütle bölgesindeki tek A çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.41$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	69
Şekil 4.24. 20 MeV gelme enerjisinde $19 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	74

Şekil 4.25. 20 MeV gelme enerjisinde $19 \leq A \leq 45$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z < 1.23$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	74
Şekil 4.26. 20 MeV gelme enerjisinde $51 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.17$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	75
Şekil 4.27. 20 MeV gelme enerjisinde $40 \leq A \leq 94$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	75
Şekil 4.28. 20 MeV gelme enerjisinde $19 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	76
Şekil 4.29. 20 MeV gelme enerjisinde $19 \leq A \leq 45$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z < 1.15$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	77
Şekil 4.30. 11 MeV gelme enerjisinde $51 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.17$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.	77
Şekil 4.31. $^{54}Fe(n, \alpha)^{51}Cr$ reaksiyonu için Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz model seviye yoğunluk model hesaplamaları ve deneysel tesir kesitleri.	81
Şekil 4.32. Şekil 4.31 ile aynıdır ancak seviye yoğunluğu olarak Goriely tablolarından Skyrme kuvvetli mikroskobik seviye yoğunluk modeli kullanılmıştır.	82
Şekil 4.33. Şekil 4.31 ile aynıdır fakat işlemler ^{59}Co hedef çekirdeği için uygulanmıştır.	83
Şekil 4.34. Şekil 4.32 ile aynıdır fakat işlemler ^{59}Co hedef çekirdeği için uygulanmıştır.	84
Şekil 4.35. Şekil 4.31 ile aynıdır fakat işlemler ^{63}Cu hedef çekirdeği için uygulanmıştır.	85
Şekil 4.36. Şekil 4.32 ile aynıdır ancak işlemler ^{63}Cu hedef çekirdeği için uygulanmıştır.	86
Şekil 4.37. 5, 10, 15 ve 20 MeV'lik mermi nötron enerjilerinde $^{47-74}Fe$ izotopları için olası tüm parçacık ve gama çıkış kanalları.	87
Şekil 4.38. 5, 10, 15 ve 20 MeV nötron gelme enerjilerinde $^{47-74}Fe$ izotopları için (n, α) tesir kesitleri.	88
Şekil 4.39. Çift nötron sayısına sahip $^{52-58}Fe$ izotopları için uyarılma fonksiyonları.	89
Şekil 4.40. Üstteki grafik çift nötron sayılı $^{48-58}Fe$ izotopları için maksimum tesir kesiti değerlerinin gösterirken alttaki grafik bu izotopların tesir kesitlerinin maksimum olduğu enerji değerlerini göstermektedir.	89
Şekil 4.41. $^{100-132}Sn$ izotopları için 5,10,15 ve 20 MeV'lik mermi nötron enerjilerinde tüm olası parçacık ve gama çıkış kanalları.	90
Şekil 4.42. $^{100-132}Sn$ izotopları için (n, α) reaksiyon tesir kesitleri.	91
Şekil 4.43. Çift nötron sayısına sahip $^{106-116}Sn$ izotopları için uyarılma fonksiyonları.	92

Şekil 4.44. Üstteki grafik çift nötron sayısına sahip $^{102-116}\text{Sn}$ izotopları için maksimum tesir kesiti değerlerini gösterirken alttaki grafik bu izotopların tesir kesitlerinin maksimum olduğu nötron enerjilerini göstermektedir.	92
Şekil 4.45. 5, 10 ve 15 MeV enerjili nötronla uyarılan zayıf s-süreci çekirdekleri için tüm parçacık ve gama çıkış kanallarının tesir kesitlerinin grafiği. .	96
Şekil 4.46. Şekil 4.45 ile aynıdır fakat nötron uyarılma enerjisi olarak 25, 100 ve 1000 keV seçilmiştir.	97
Şekil 4.47. Zayıf s-süreci çekirdekleri için gelen nötron enerjisinin fonksiyonu olarak (n, α) reaksiyonları için tesir kesiti grafiği.	98
Şekil 4.48. ^{17}O , ^{26}Al , ^{33}S , ^{37}Ar ve ^{41}Ca için hesaplanmış ve deneysel (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.	99
Şekil 4.49. Araştırılan çekirdek grubu için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Maxwell-Boltzmann dağılımı üzerinden ortalaması alınmış (n, α) reaksiyon tesir kesitleri.	100
Şekil 4.50. ^{22}Na , ^{26}Al , ^{33}S , ^{37}Ar ve ^{39}Ar çekirdeklerinin (n, α) reaksiyonları için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Maxwellian ortalamalı tesir kesitleri.	102
Şekil 4.51. ^{40}K , ^{41}Ca , ^{59}Ni , ^{65}Zn ve ^{71}Ge çekirdeklerinin (n, α) reaksiyonları için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Maxwellian ortalamalı tesir kesitleri.	103
Şekil 4.52. ^{17}O , ^{18}F , ^{22}Na , ^{26}Al çekirdekleri için, nötron enerjisinin bir fonksiyonu olarak (n, α) reaksiyon tesir kesitleri $\sigma(E)$ ve Maxwell-Boltzmann dağılımı $f_D(E)$	104
Şekil 4.53. Şekil 4.52 ile aynıdır ancak ^{33}S , ^{37}Ar , ^{39}Ar , ^{40}K hedef çekirdekleri kullanılmıştır.	105
Şekil 4.54. Şekil 4.52 ile aynıdır ancak ^{41}Ca , ^{59}Ni , ^{65}Zn ve ^{71}Ge çekirdekleri kullanılmıştır.	105
Şekil 4.55. ^{17}O , ^{18}F , ^{22}Na , ^{26}Al hedef çekirdeklerinde $f_I(E)$ fonksiyonu ile tanımlanan $kT = 30 - 210$ keV sıcaklık aralığı için ilgili (n, α) reaksiyon enerjisi pencereleri.	106
Şekil 4.56. Şekil 4.55 ile aynıdır fakat ^{33}S , ^{37}Ar , ^{39}Ar , ^{40}K hedef çekirdekleri kullanılmıştır.	107
Şekil 4.57. Şekil 4.55 ile aynıdır fakat ^{41}Ca , ^{59}Ni , ^{65}Zn , ^{71}Ge hedef çekirdekleri kullanılmıştır.	107

ÇİZELGELER DİZİNİ

Tablo 4.1. 7.9 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için yeni ampirik ve yarı-ampirik formüller.	53
Tablo 4.2. 7.9 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için tesir kesiti sistematikleri ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.	55
Tablo 4.3. 11 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için yeni ampirik ve yarı-ampirik formüller.	61
Tablo 4.4. 11 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için tesir kesiti sistematikleri ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.	62
Tablo 4.5. 14.5 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için yeni ampirik ve yarı-ampirik formüller.	70
Tablo 4.6. 14.5 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için tesir kesiti sistematikleri ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.	71
Tablo 4.7. 20 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için yeni ampirik ve yarı-ampirik formüller.	76
Tablo 4.8. 20 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için tesir kesiti sistematikleri ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.	78

SİMGELER VE KISALTMALAR

CENDL	Çin Değerlendirilmiş Veri Kütüphanesi
ENDF/B	Değerlendirilmiş Nükleer Veri Dosyası
EXFOR	DeneySEL Nükleer Reaksiyon Verileri
JEFF	Ortak Değerlendirilen Fisyon ve Füzyon Veri Kütüphanesi
JENDL	Japon Değerlendirilmiş Nükleer Veri Kütüphanesi
MACS	Maxwellian Ortalamalı Tesir Kesiti
ROSFOND	Rus Değerlendirilmiş Veri Kütüphanesi
TENDL	TALYS Değerlendirilmiş Veri Kütüphanesi
A	Kütle numarası
a	Reaksiyona giren mermi
b	Reaksiyondan çıkan ürün
c	Işık hızı
E	Enerji
I	Çekirdek momentumu
k	Boltzman sabiti
l	Yörünge açısal momentumu
m	Kütle
p	Momentum
Q	Reaksiyon enerjisi
s	Spin açısal momentumu
σ	Tesir kesiti
T	Sıcaklık
T_a	a'nın kinetik enerjisi
X	Reaksiyona giren hedef çekirdek
V	Potansiyel
Y	Reaksiyondan çıkan çekirdek
¹⁷O	Oksijen17
¹⁸F	Flor18
²²Na	Sodyum22
²⁶Al	Alüminyum26
³³S	Sülfür33
³⁷Ar	Argon37
³⁹Ar	Argon39
⁴⁰K	Potasyum40
⁴¹Ca	Kalsiyum41
⁵⁹Ni	Nikel59
⁶⁵Zn	Çinko65

1. GİRİŞ

Atom çekirdeğinin içyapısını anlamak nükleer fiziğin temel amaçlarından biridir. Bu amaç çerçevesinde farklı türden parçacık ve hedeflerin etkileşimi boyunca atom çekirdeğinin yapısını anlayabilmek için nükleer reaksiyonlar üzerine birçok çalışma yürütülmüştür. Bu serüven Rutherford'un 1919'da yaptığı saçılma deneyiyle başlar. Bu deneyle birlikte atomda bir çekirdek olduğu fikri ortaya çıkmıştır. Rutherford azot atomunu alfa parçacıkları ile bombardıman ederek ilk yapay çekirdek dönüşümünü gerçekleştirmiştir. Daha sonra 1930 yılında Cockcroft ve Walton tarafından ilk parçacık hızlandırıcısının icadıyla farklı türden nükleer reaksiyonlar oluşturulabilmiş ve nükleer reaksiyon çalışmaları başlamıştır. Ardından 1939'da Hahn ve Strassman tarafından uranyum yavaş nötron parçacıklarıyla bombardıman edilerek nükleer fisyon keşfedilmiştir. Yaklaşık 10 MeV'lik mermi enerjisine kadar gerçekleşen neredeyse bilinen bütün nükleer reaksiyonlar, ilk yapay çekirdek dönüşümü ile nükleer fisyonun keşifleri arasındaki zamanda bulunmuştur. Sonrasında yaklaşık 10 GeV'lik mermi enerjilerine kadar birçok yeni nükleer reaksiyon gerçekleştirilmiştir [7]. Günümüzde nükleer reaksiyonlar üzerine verilere, hem çekirdeğin içyapısını anlayabilmek hem de nükleer tıp, astrofizik ve nükleer enerji gibi birçok alanda ihtiyaç duyulmaktadır. Nükleer reaksiyon en genel haliyle iki atom çekirdeğinin veya bir atom çekirdeğiyle atom dışından bir atomaltı parçacığın çarpışarak bir veya daha fazla yeni çekirdeğe dönüşümünü ifade eder. Aslında nükleer reaksiyonlar üzerine yapılan çalışmaların odak noktası tesir kesiti ile ilişkilidir. Tesir kesiti bir nükleer reaksiyonun meydana gelme olasılığını verir. Tesir kesiti, gelen parçacığın hedef çekirdek tarafından soğurulma olayı olarak da tanımlanabilir. Tesir kesiti büyük olan bir reaksiyonun gerçekleşme olasılığı da yüksektir [1].

Herhangi bir nükleer reaksiyon için tesir kesitleri deneysel ölçümler, teorik hesaplamalar ya da deney ve teoriyi birleştiren sistematiklerden belirlenebilir. Deneysel olarak tesir kesitlerinin elde edilmesinde genellikle bazı problemler oluşmaktadır. Her enerji aralığı için deneysel veri bulunmamaktadır. Ayrıca var olan deneyler çoğunlukla belirli bir enerjideki tesir kesiti gibi tek bir parametre verir. Özellikle bazı reaksiyonların tesir kesitleri çok küçük olduğundan (birkaç mikrobarn civarında) ölçümleri de çok zordur. Dahası yapılan bazı tesir kesiti ölçümleri

birbiriyle tutarlı değildir ve aralarındaki farklılıklar çok büyüktür. Yeterli saflıkta elde edilmesi zor olan izotoplar ve hızla bozunan izotoplar üzerine ölçümlerde yapılamamaktadır. Bu nedenlerden dolayı parçacık kaynaklı reaksiyon tesir kesitlerinin tahmininde model temelli hesaplamalar ön plana çıkmaktadır. Literatürde özellikle (n, p) ve (n, α) reaksiyonları gibi bazı nötron reaksiyonlarının rapor edilen deneysel verilerinin az olması, reaksiyonun tesir kesitini tanımlamak için farklı teorik modeller geliştirilmesini sağlamıştır. Son yıllarda teorik modellerin tesir kesitlerini tahmin etme yeteneklerinde önemli bir gelişme sağlanmıştır [8]. Bir nükleer reaksiyonun uyarılma fonksiyonu üzerine denge ve denge-öncesi bileşenler farklı oranlarda katkı sağlar. Tesir kesiti hesaplamalarında denge ve denge-öncesi etkiler üzerine oluşturulmuş çeşitli nükleer modeller vardır. Weisskopf-Ewing model ve Hauser-Feshbach model nükleer reaksiyonların denge aşamasını dikkate alarak hesaplamalarda kullanılan nükleer modellerdendir. Diğer taraftan bir nükleer reaksiyonun denge-öncesi aşaması Hibrid model [9], Geometri Bağımlı Hibrit model [10] ve Eksiton model [11] gibi nükleer modeller aracılığıyla analiz edilebilir. Nükleer modelleri içinde barındıran nükleer reaksiyon kodlarının tesir kesiti hesaplamaları için kullanılması verileri hızlı bir şekilde elde etmek adına oldukça önemlidir. Dolayısıyla farklı reaksiyon kanalları için nükleer yayımlanma spektrumlarını ve tesir kesitlerini tahmin etmek için birçok reaksiyon kodu geliştirilmiştir. Bu kodlar bir dizi nükleer reaksiyon modeli seçeneği sunar. Genel olarak, reaksiyon kodları, çeşitli reaksiyonların uyarılma fonksiyonlarını tahmin etmek için seviye yoğunlukları, eksiton sayıları, optik model parametreleri ve nükleer kütleler gibi parametrelere gereksinim duyarlar. Özellikle, reaksiyon kodlarında girdi parametresi olarak farklı seviye yoğunluk modelleri ve nükleer kütlelerin kullanımı ve en uygun seçeneğin belirlenmesi uyarılma fonksiyonlarının yapısının belirlenmesinde çok önemlidir [12]. İlk kez tesir kesiti hesaplamaları için HELGA kodu yazılmış, daha sonraları ise GNASH ve STRAPRE kodları geliştirilerek 20 MeV'e kadar nötron girişli reaksiyonlarda başarılı olunmuştur. Ayrıca TALYS, EMPIRE ve ALICE kodları orta enerji bölgesindeki tesir kesiti hesaplamalarında yaygın olarak kullanılmaktadır [2, 13, 14]. Günümüzde özellikle birçok reaksiyon kanalının tesir kesitlerinin analizinde tahmin gücü yüksek olmasından dolayı TALYS kodu kullanılmaktadır.

Diğer taraftan model hesaplamaları ve sonuç olarak nükleer kodlardan başka belirli bir enerji aralığında deneysel veri bulunmadığında, benzer özelliklere (nötron ve proton sayısı aynı çekirdeklerin aynı pariteye sahip olması gibi) sahip çekirdeklerin tesir kesiti davranışındaki sistematikler, tesir kesitlerinin belirlenmesinde ayrıca önemlidir. Reaksiyon sistematigi, ölçümler ve teorik model hesaplama sonuçlarını destekleyen çapraz reaksiyon tesir kesiti değerlendirmelerinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Sistematik analizlerde teorik modeller ve deneysel veriler birlikte kullanılır. Özellikle deneysel değerlerin bulunmadığı nükleer reaksiyonlar için sistematik analizler ile tesir kesitlerinin pratikte değerlendirilmesi mümkündür [15–17]. Sonuç olarak, reaksiyon sistematiginin elde edilmesi, nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin tahmin edilmesi ve hesaplanması ile ilgili çalışmanın önemli bir parçasıdır. Önerilen tesir kesiti sistematikleri, deneyleri ve teorik olarak yapılan hesaplamaları test eder [18]. Ağır çekirdekler için nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin tahmini üzerine istatistiksel ve termodinamik yöntemlerin uygulamaları Weisskopf [19]'un araştırmasına dayanmaktadır. Nükleer reaksiyon tesir kesitlerine ilişkin sistematiklerin oluşturulması için ampirik ve yarı-ampirik formüller uygulanmaktadır. Ampirik formüller denge modelini kullanırken orta ve ağır hedef çekirdeklerden parçacık yayılımının denge-öncesi mekanizmalarının önemli bir rolünü göz ardı eder. Yarı-ampirik formüller ise denge ve denge-öncesi modeller çerçevesinde parçacık yayımlanma hesaplamalarına yönelik analitik ifadelerle dayanmaktadır. İlk olarak 1964 yılında Levkovskii, (n, p) ve (n, α) reaksiyonları için deneysel formüller önermiştir [20]. Daha sonra çeşitli gruplar bu formülleri geliştirmişler ve çeşitli nükleer reaksiyonlar için farklı parametrelere sahip çok sayıda ampirik ve yarı-ampirik formüller önermişlerdir [15, 17, 21–32]. Tesir kesiti hesaplamaları, özellikle yapımı ve uygulandığı pahalı olan nükleer fizik deneylerinin geleceğini öngörmek adına önemli olmasının yanında pek çok pratik uygulamaya da sahiptir. Tesir kesiti hesaplamalarının en pratik uygulamalarından bir tanesi fisyon ve füzyon reaktör teknolojisi üzerinedir. Özellikle nötron kaynaklı tesir kesiti verileri, trityum ıslahı, yapısal malzemelerde gaz üretimi ve reaktör bileşenlerinin aktivasyonu ile ilgili hesaplamalar için önemlidir [33]. İki hafif atom çekirdeğinin daha ağır bir çekirdek oluşturmak için bir araya gelmesiyle oluşan füzyon reaksiyonları reaktör teknolojisinde kullanılmaktadır. Füzyon gücü, nükleer füzyon süreçleri tarafından

üretilebilen güçtür. Fisyon gücünün tersine, füzyon reaksiyonu işlemleri radyoaktif çekirdek üretmez. Füzyon reaksiyonları CO_2 veya SO_2 de üretmeyecektir. Dolayısıyla füzyon enerjisi, atmosferdeki parçacık kirliliği ve aşırı CO_2 gibi çevre sorunlarına neden olmaz. Fakat nükleer füzyon reaktöründeki yüksek sıcaklık ve yoğun radyasyon, yapısal malzemelere fazlaca zarar verebilir. Bu nedenle, füzyon reaktörlerinin tasarımı ve yapısal malzeme seçimi çok önemlidir. Bu çerçevede, nötronların indüklediği nükleer reaksiyonların tesir kesiti bilgileri, füzyon reaktörlerinin tasarım hesaplamaları ve diğer ilgili araştırmalar için gereklidir. Füzyon teknolojisinde çok yol alınmışsa da hala geliştirilmesi gereken durumlar vardır. Füzyon teknolojisi, özellikle hızlı nötron kaynaklı reaksiyonların tesir kesitlerinin bilgisini gerektirir. Hızlı nötronların ürettiği nükleer reaksiyonlar yoluyla yüklü parçacıkların üretimi, nükleer dönüşüm oranı, radyasyon hasarı ve nükleer ısınmanın hesaplanmasında karşılaşılan sorunlardan biridir. Bu nedenle, nötron reaksiyonları için tesir kesiti verilerine, reaktör tasarımı ve nükleer fenomenin anlaşılmasında ihtiyaç duyulmaktadır [12, 21, 34–38]. Özellikle 14–15 MeV civarındaki enerjilerde, (n, α) ve (n, p) reaksiyon tesir kesiti verileri, yapısal füzyon malzemeleri üzerindeki radyasyon hasarı etkilerinin tahmini için gereklidir. Çünkü bu reaksiyonlar, nötronların enerjilerinden dolayı reaktörün ilk duvarlarının ve çekirdeğinin yapımında kullanılan yapısal füzyon malzemelerinde gaz oluşumuna ve dolayısıyla malzemede yüksek radyasyon hasarına neden olurlar. Radyasyon hasarı, füzyon reaktörünün bütünlüğünü sağlayan yapısal özellikleri ciddi şekilde etkiler. Özellikle, (n, α) reaksiyonları nedeniyle yapısal füzyon malzemesinin mekanik ve fiziksel özellikleri, helyum gazı kabarcıkları ve boşlukların oluşması ve dolayısıyla yapının şişmesi ile olumsuz etkilenebilir [18, 39–43].

Tesir kesiti hesaplamalarının önemli olduğu diğer bir alan nükleer astrofizik uygulamalarıdır. Nükleer fiziğin en önemli hedeflerinden biri, yıldızlarda astrofizik senaryolarda meydana gelen nükleer reaksiyonların tesir kesitlerini ve hızlarını belirlemektir. Evrendeki yıldız evrimi, yıldız çekirdeği çöküşü ve süpernova patlamaları ve nötron yıldızı birleşmeleri gibi büyüleyici fenomenler, büyük ölçüde (α, γ) , (α, p) , (n, p) , (n, α) , (p, γ) ve (p, α) gibi nükleer reaksiyonlara bağlıdır [44]. Yıldız ortamındaki reaksiyonlarla ilgili birçok çekirdeğin özellikleri hala bilinmediğinden, astrofizik uygulamalarda bilgi sağlamak için doğru mikroskobik

teoriler gereklidir. Radyoaktif iyon ışınlarının modern hızlandırıcılarla üretilmesi, beta kararlılık vadisinden çok sayıda astrofiziksel olayla alakalı çekirdeğin doğası hakkında değerli bilgiler sağlayacaktır [45]. Dünyada GSI (Almanya), GANIL (Fransa), RIKEN (Japonya) gibi başlıca hızlandırıcı tesislerinde yeni nesil hızlandırıcılar inşa edilmektedir. Almanya’da antiproton ve iyon araştırmaları için özellikle FAIR projesi, Amerika’da ise nadir izotopların üretimi için FRIB projesi hızla ilerlemektedir. “Yeni Yüzyıl için Onbir Bilim Sorusu’ndan biri [46]:Demirden uranyuma olan elementler nasıl oluştu?” sorusudur. Evrendeki görünür maddenin çoğunu üreten kilit reaksiyonların doğasını anlamak, ilgili nükleer süreçler hakkındaki bilgileri değerlendirmek için ileri deneysel teknikler ve teorik modelleme arasındaki sinerjiyi anlamak gerekmektedir. Nükleer reaksiyon tesir kesitleri ve hızları, güneş sistemimizdeki ve galaksimizdeki elementel bolluk dağılımını anlamak için önemli bileşenlerdendir [45]. Yıldızlardaki nükleer reaksiyonların ilk kapsamlı açıklaması, Burbidge vd. [47] (genellikle B2FH makalesi olarak kısaltılır) ve bağımsız olarak Cameron [48]’un çalışmalarına dayanır. Bu çalışmalarda astronomik gözlemlerin birçok yönü ele alınmış ve doğadaki kimyasal elementlerin bolluğu ve izotopları gözlenmiştir. Bu köşe taşı çalışmadan sonra, yıldız evriminin astrofizik modelleri ve nükleosentez için girdi sağlayan evrendeki nükleer reaksiyonları anlamakta önemli ölçüde yol alınmıştır. Ancak birçok durumda astrofizik açıdan önemli reaksiyonlar şu anda en gelişmiş deneysel tekniklerin erişemeyeceği çekirdekler içerdiğinden, tesir kesitlerinin modellenmesi özellikle önemlidir [45]. Milyarlarca yıl yıldızlara güç veren ana enerji kaynağının nükleer reaksiyonlardan salınan enerji olduğu iyi bilinmektedir [47–49]. Güneşimiz gibi ana dizi yıldızlarında, temel nükleer reaksiyon hidrojenin helyuma kaynaşmasıdır. Hidrojenin tükenmesinden sonra, yıldızın çekirdeğinde Helyum yanmasını başlatmak için koşullar olana kadar gravitasyonel kasılma meydana gelir. Bu şekilde Güneş kendini tüketmeden Karbon ve Oksijen üretimi olur. Benzer şekilde, daha büyük yıldızlar bir dizi yanma aşamasıyla evrilir ve demire kadar başka elementleri üretirler. Bir sonraki aşamada, yıldızın kütlesine bağlı olarak, bu durum bir süpernova patlamasına yol açabilir [44]. Yıldızlardaki tüm yanma aşamaları ve ayrıca yıldız patlamaları nükleer reaksiyonları içerir. Açıkça, bu reaksiyonların tesir kesitleri, yıldız evriminin ayrıntılı bir şekilde anlaşılması için temel öneme sahiptir [45]. Daha önce de değindiğimiz

gibi, nükleer reaksiyonlar sadece yıldızların enerji üretiminden değil, aynı zamanda bugün evrende gözlenen kimyasal elementlerin sentezinden de sorumludur. En hafif elementler, Büyük Patlama teorisi için anahtar kanıtlardan birini sağlayan primordial nükleosentezde üretilmiştir. Bu elementler Büyük Patlama'dan sonraki ilk birkaç dakika içinde gerçekleşen yaklaşık bir düzine reaksiyonun bilgisini içerir [50]. İlk nükleosentezde Hidrojen, Helyum ve az miktarda Lityum üretilmiştir. Daha ağır elementler sadece yıldızların evrimi sırasında üretilebilir. Li, Be ve B birer istisna durum teşkil eder, çünkü Big Bang nükleosentezi sırasında Lityum üretiminin yanı sıra, birincil üretim kaynakları galaktik kozmik-ışın nükleosentezidir [51].

Yukarıda değindiğimiz sebeplerden dolayı bu tezin temel amacı, en önemli nötron yakalama reaksiyonlarından biri olan (n, α) reaksiyonunun tesir kesitlerinin incelenmesidir. Bu bağlamda bu tez çalışmasında ilk olarak (n, α) reaksiyonları için 7.9, 11, 14.5 ve 20 MeV'lik gelme enerjileri için bir tesir kesiti sistematığı elde edilmiştir. Bu sistematik istatistiksel teori çerçevesinde eksponansiyel bir fonksiyon tarafından verilmiştir. Ayrıca sistematığın oluşturulma sürecinde Levkovskii [20] ve Fan vd. [52]'nin (n, α) reaksiyonları için oluşturduğu sistematiklerden yararlanılmıştır. Önerilen tesir kesiti sistematığı gelme enerjisi, reaksiyon Q-değeri, N/Z oranı ve $(N-Z+1)$ parametresinin bir fonksiyonu olarak deneysel veriler fit edilerek oluşturulmuştur. Ayrıca araştırılan (n, α) reaksiyonları için deneysel verilerin analizinde çekirdeğin tek-çift etkileri dikkate alınmıştır. Bunun yanı sıra tesir kesiti veri analizi, N/Z parametresinin küçük ve büyük değerleri için gerçekleştirilmiştir. Önerilen sistematik kullanılarak ve çekirdeğin tek-çift etkileri ve N/Z parametresine göre yapılan sınıflandırma boyunca ampirik ve yarı-ampirik formüller oluşturulmuştur. Bu formüllerin fit parametrelerini belirlemek için, deneysel verilerin fit işlemi, en küçük kareler yöntemi kullanılarak yapılmıştır. Bu formüllerin oluşturulmasında EXFOR [53] kütüphanesinden alınan deneysel veriler kullanılmıştır. Sonuçta (n, α) reaksiyonları için bu çalışma içerisinde elde edilen ampirik ve yarı-ampirik formüllerden hesaplanan tesir kesiti sonuçları literatürdeki diğer formüllerin sonuçları ve deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır.

Bu tezin ikinci kısmının amacı, (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin teorik modellemesinde bileşik çekirdek modelini dikkate alarak veri eksikliği ve

tutarsızlıklarına ek destek sağlamaktır. Bu amaçla, bu tezin ikinci bölümünde istatistiksel Hauser-Feshbach teorisi kullanılarak çeşitli nükleer özellikler ve ileri bilimsel hesaplama yöntemleri kullanılarak kapsamlı bir araştırma çerçevesi geliştirilmiştir. Bu istatistiksel model, deney veya teoriden gelen optik potansiyeller, seviye yoğunluk parametreleri, reaksiyon Q değerleri vb. gibi ilgili fiziksel miktarların bilgisini gerektirir. Demir, kobalt ve bakır en önemli reaktör yapı malzemelerindendir ve füzyon reaktör tasarımı için oldukça önemlidir. Bu sebeple tezin bu kısmında ilk olarak ^{54}Fe , ^{59}Co ve ^{63}Cu çekirdeklerinin (n, α) tesir kesitleri Hauser-Feshbach model kullanılarak tahmin edilmiştir. Burada yapılan hesaplamalarda nükleer kütle ve seviye yoğunluklarının değişiminin tesir kesiti üzerine etkileri incelenmiştir. Seviye yoğunluk hesaplamalarında Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz model ve Goriely tablolarından Skyrme kuvveti altındaki model hesaplamalarda kullanılmıştır. Nükleer kütle hesaplamalarında ise Duflo-Zuker formülü [54], Möller tablosu [55], Goriely HFB-Skyrme tablosu [56] ve HFB-Gogny DIM tablosu [57] kullanılmıştır. Dahası ^{54}Fe , ^{59}Co ve ^{63}Cu çekirdeklerinin (n, α) tesir kesitleri tezin ilk kısmında önerdiğimiz ampirik ve yarı-ampirik formüllerle hesaplanmış ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Diğer taraftan bu çalışmada (n, α) reaksiyon tesir kesitleri üzerine çekirdeklerin izotopik bağımlılıkları araştırılmıştır. Bu düşünceyle 5, 10, 15 ve 20 MeV'lik gelme enerjilerinde $^{47-74}\text{Fe}$ ve $^{100-132}\text{Sn}$ izotoplarının (n, α) tesir kesitlerinin istatistiksel model hesaplamaları yapılmıştır. Son olarak nükleosentezin zayıf s-süreci yolu boyunca uzanan 12 çekirdek için (n, α) tesir kesiti hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Model hesaplamaları ile yıldız ortamındaki sıcaklık aralığı için Maxwellian ortalamalı tesir kesitleri belirlenmiştir. Yapılan model hesaplamaları ile yıldızlarda (n, α) reaksiyonlarının meydana geldiği astrofiziksel ilgili enerji pencereleri saptanmıştır. Hauser-Feshbach model hesaplamaları TALYS 1.95 ve NON-SMOKER kodları kullanılarak yapılmıştır.

2. KURAMSAL BİLGİ

2.1 Nükleer Reaksiyonlara Genel Bakış

Bir reaktörden, hızlandırıcıdan ya da radyoaktif kaynaktan gelen enerjili parçacıklar bir atoma çarptıklarında orada bir nükleer reaksiyon gerçekleşme olasılığı vardır. Bu anlamda ilk nükleer reaksiyon 1919'da Rutherford'un laboratuvarında yaptığı saçılma deneyidir. Rutherford radyoaktif bir kaynaktan ^{14}N hedef çekirdeğine α parçacıkları göndermiştir. Bu parçacıklar elastik çarpışma yaparak hedef çekirdekten geri dönmüşlerdir. Rutherford saçılması olarak bilinen bu fenomen bize atom çekirdeğinin ilk kanıtını vermiştir. Rutherford'un saçılmasındaki nükleer reaksiyon aşağıdaki gibidir [1];



Sonrasında ilk yapay nükleer reaksiyon 1930'da Cockcroft ve Walton tarafından yapılan ilk parçacık hızlandırıcıda gerçekleşmiştir. Bu hızlandırıcıda gerçekleşen mermi hedef etkileşmesi aşağıdaki reaksiyondur.



Çoğu durumda reaksiyonlar $A \leq 4$ hafif mermilerin ağır çekirdeklere gönderilmesiyle oluşturulur. Bununla birlikte ağır iyonların hızlandırılmasıyla indüklenen reaksiyonlara da ilgi yüksektir [58].

2.1.1 Nükleer reaksiyon sistematığı

Tipik bir nükleer reaksiyon, $a + X \longrightarrow Y + b$ şeklinde yazılır. Burada a mermi parçacık, X hedef, Y ve b ise reaksiyon ürünleridir. Y çoğunlukla ağır olan, b ise hafif olan üründür. Genellikle a ve b nükleon ya da hafif çekirdek ama bazen γ ışını da olabilirler. b gama ise bu tür reaksiyonlara “ışmalı yakalama” reaksiyonları, a gama ışını ise “nükleer fotoelektrik” olay olarak adlandırılır. Aynı reaksiyonun alternatif ve sıkıştırılmış bir gösterimi $X(a, b)Y$ biçimindedir. Bu gösterim (α, n) ve (n, γ) gibi genel sınıflandırılmış reaksiyonları göstermek için daha doğal ve uygundur.

Reaksiyonlar birçok şekilde sınıflandırılabilir. Mermi parçacık ve çıkan parçacık aynı ve X ile Y 'de aynı çekirdeklerse bu bir “saçılma reaksiyonudur” ve Y ile b taban durumundaysa “Elastik Saçılma”, taban durumunda değilse “Elastik Olmayan Saçılma” dır. Genellikle hedef çekirdek γ salarak hızla bozunacaktır. Bazen a ve b aynı parçacıktır ancak reaksiyon ayırık başka bir nükleonun fırlatılmasına neden olur. Böylece son durumda üç parçacık olur. Buna “Nakavt” reaksiyonu denir. Transfer reaksiyonlarında ise bir veya iki nükleon, gelen bir döteronun giden bir protona ya da nötrona dönüşmesi gibi mermi ve hedef arasında aktarılır, böylece Y 'yi oluşturmak için hedef X 'e bir nükleon eklenir [1, 59].

2.1.2 Gözlemlenebilirlik

Bir nükleer reaksiyonda çıkan parçacıkların enerjilerini yüksek hassasiyette ölçmek için çeşitli teknikler vardır. Örneğin manyetik spektrometreler kullanılarak 10 keV'lik çözünürlük elde edilebilir. Çıkan parçacığın yayımlanma yönü saptanabilir ve farklı açılarda yayımlanan miktar sayılarak parçacığın açısal dağılımı gözlemlenebilir. Çıkan parçacığın belli bir enerji ile belli bir açıda (θ, ϕ) gözlenebilme olasılığından diferansiyel tesir kesiti elde edilir. Diferansiyel tesir kesitinin tüm açılar üzerinden integrali alınarak, belli bir enerjide yayımlanan parçacığın toplam tesir kesiti elde edilebilir. Mutlak toplam tesir kesitini elde etmek için b 'nin tüm enerjiler üzerinden integralinin alınması gerekir. Mutlak tesir kesiti aslında reaksiyonda Y çekirdeğinin oluşma olasılığında etkilidir. Örneğin bu nicelik radyoizotop üretimi ve nötron aktivasyonu ile ilişkilidir [1, 7].

Polarizasyon deneyleri yapılarak Y ürün çekirdeğinin spin yönelimi veya reaksiyon tesir kesitinin spin bağımlılığı bulunabilir. Bu deneyler için polarize parçacıkların bir gelen ışın demetine, bir polarize çekirdek hedefine ve giden parçacık b 'nin polarizasyonunu analiz etmek için spektrometreye ihtiyaç vardır.

Ayrıca bir nükleer reaksiyonda Y 'nin uyarılmış durumlarından yayımlanan γ radyasyonları veya dönüşüm elektronları aynı anda gözlemlenebilir. Bu çoğunlukla radyasyonların hangi durumlardan geldiğine yardımcı olacak şekilde b parçacığı ile eş zamanlı olarak gerçekleştirilir. Ayrıca bu durum γ radyasyonlarının açısal

dağılımlarının saptanmasına, uyarılmış durumlarının özelliklerinin yorumlanmasına ve özellikle de spin-parite özelliklerinin çıkarılmasına yardımcı olur [1, 7, 58, 59].

2.1.3 Korunum yasaları

Nükleer reaksiyonlarda da radyoaktif bozunumdaki enerji, momemtum, yük, lepton, baryon, parite korunum yasaları geçerlidir. Toplam enerjinin ve doğrusal momentumun korunumu, ürünlerin bilinmeyen fakat ölçülebilir enerjilerini merminin bilinen ve kontrol edilebilen enerjisiyle ilişkilendirmek için kullanılır. Böylece b parçacığının ölçülen enerjisi Y 'nin uyarılmış durumlarının enerjisi veya X ve Y arasındaki kütle farkını bulmak için kullanılabilir. Proton ve nötron sayısının korunumu, sürecin düşük enerjisinin bir sonucudur ve burada hiçbir mezon oluşumu veya kuark yeniden düzenlemesi yoktur. Daha yüksek enerjilerde toplam nükleon sayısı korunur ancak düşük enerjilerde ayrı ayrı proton ve nötron sayıları korunur. Açısal momentumun korunumu, tepkimeye giren parçacıkların spinlerini ve çıkan parçacıkların taşıdığı yörüngesel açısal momentumu açısal dağılım ölçülerek ilişkilendirmeyi sağlar. Bu durumda nükleer durumların spinlerini de elde edebiliriz. Dolayısıyla paritenin korunması da geçerlidir; yani reaksiyondan önceki net parite reaksiyondan sonraki net pariteye eşit olmalıdır. Giden parçacığın yörünge açısal momentumu bilinirse, uyarılmış durumların bilinmeyen paritelerini bulmak için reaksiyondaki $(-1)^l$ kuralı uygulanabilir [1, 58].

2.1.4 Reaksiyon enerjileri

Temel nükleer reaksiyonlarda toplam relativistik enerjinin korunumu aşağıdaki gibidir.

$$m_X c^2 + T_X + m_a c^2 + T_a = m_Y c^2 + T_Y + m_b c^2 + T_b \quad (2.3)$$

Burada T 'ler düşük enerjilerde rölativistik olmayan yaklaşımın kullanılabileceği kinetik enerjilerdir. m ise durgun kütleleri gösterir. Reaksiyon enerjisi Q değeri radyoaktif bozunma Q değerine benzer şekilde tanımlanır. Yani başlangıçtaki kütle

enerjisinden reaksiyon sonundaki kütle enerjisi çıkarılır.

$$Q = (m_{ilk} - m_{son})c^2$$
$$Q = (m_X + m_a - m_Y - m_b)c^2$$
(2.4)

Kinetik enerji de aynı şekilde bulunur.

$$Q = T_{son} - T_{ilk}$$
$$Q = T_Y + T_b - T_X - T_a$$
(2.5)

Eğer ilk kütle son kütleden büyükse veya son kinetik enerji ilk kinetik enerjiden büyükse, Q sıfırdan büyük bir değer alır ve reaksiyon “egzotermik” olarak adlandırılır. Bu durumda nükleer kütle ve bağlanma enerjisi son ürünlerin kinetik enerjisi olarak ortaya çıkar. Son kütle ilk kütleden fazlaysa ya da ilk kinetik enerji son kinetik enerjiden büyükse Q değeri sıfırdan küçük bir değer alır ve böyle reaksiyonlara “endotermik” tepkimeler denir ve başlangıç kinetik enerjisi, kütle ya da bağlanma enerjisine dönüşür. Kütle ya da enerjideki değişiklikler bilindik özel görelilik teorisiyle açıklanır: $\Delta E = \Delta mc^2$. Sistemdeki reaksiyona giren parçacıkların kinetik enerjisindeki herhangi bir değişiklik ürün çekirdeklerin durgun kütle enerjisiyle dengelenmelidir [1, 7, 58].

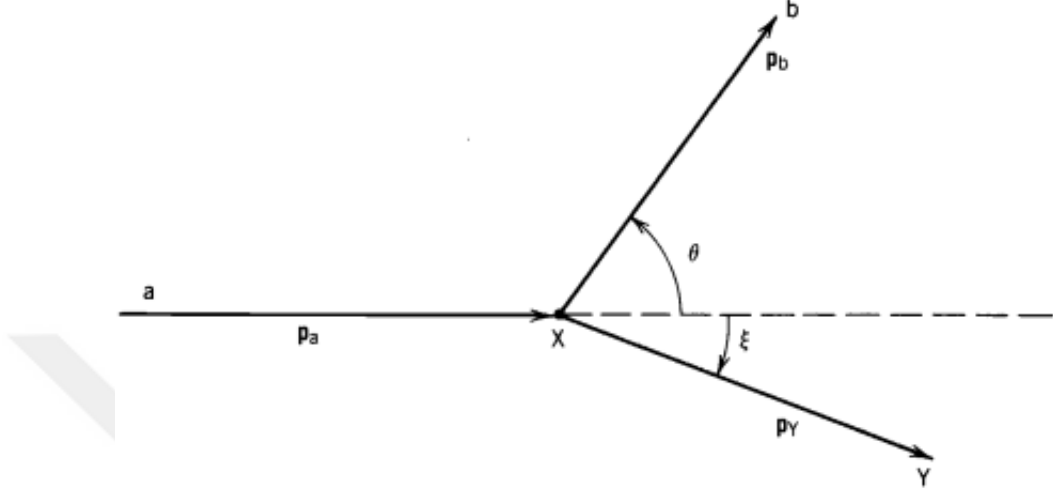
Eşitlik 2.3-2.5 herhangi bir referans sistemi çerçevesinde geçerlidir. Eğer laboratuvar sistemi referans sistemi seçilirse hedef çekirdekler hareketsiz kabul edilir, oda sıcaklığındaki termal enerjiler, nükleer reaksiyonların MeV ölçeğinde ihmal edilebilir.

Gelen parçacık ya da giden parçacıklardan birinin yönüyle bir reaksiyon düzlemi tanımlanırsa, o düzleme dik olan momentum bileşeninin korunması, ikinci giden parçacığın da hareketinin aynı düzlemde olması gerektiğini gösterir. Şekil 2.1 reaksiyon düzlemindeki temel geometriyi gösterir. Demet doğrultusu boyunca ve dik yönde doğrusal momentumun korunumu aşağıdaki gibi verilebilir;

$$p_a = p_b \cos \theta + p_Y \cos \xi$$
(2.6)

$$0 = p_b \sin \theta - p_Y \sin \xi$$
(2.7)

Q 'yu bildiğimizi düşünürsek ve T_a 'yı ve dolayısıyla p_a yı da kontrol ettiğimiz birer parametre olarak alırsak Eşitlik 2.5-2.7 ile verilen üç denklem dört bilinmeyene (θ , ξ , T_b ve T_Y) sahiptir ve özel bir çözümü yoktur. Bu durumda olduğu gibi Y parçacığı gözlemlenemiyorsa T_b ve θ arasındaki ξ ve T_Y denklemden elenmelidir.



Şekil 2.1. $a + X \rightarrow b + Y$ reaksiyonu için temel geometri. Bu şekil Krane'nin kitabından alınmıştır [1].

$$T_b^{1/2} = ((m_a m_b T_a)^{1/2} \cos \theta \pm \{m_a m_b T_a \cos^2 \theta + (m_Y + m_b) [m_Y Q + (m_Y - m_a) T_a]\}^{1/2}) / m_Y + m_b \quad (2.8)$$

1. T_a 'nın minimum kesin bir enerji değerinin altında reaksiyon gerçekleşemez. Bu durum yalnızca $Q < 0$ durumunda mümkündür ve bu enerjiye “Eşik Enerjisi (Threshold)” denir ve T_{th} ile gösterilir.

$$T_{th} = (-Q) \frac{m_Y + m_b}{m_Y + m_b - m_a} \quad (2.9)$$

Eşik enerjisi için her zaman $\theta = 0^\circ$ ve dolayısıyla $\xi = 0^\circ$ olmalıdır. Y ve b ürünleri hala ayrı parçacık olarak fakat ortak yönde hareket ederler. Eğer $Q > 0$ ise eşik enerjisi durumu söz konusu değildir ve reaksiyon çok düşük enerjiler için bile oluşacaktır.

2. Çift değerli durumlar T_{th} ve

$$T_a' = (-Q) \frac{m_Y}{m_Y - m_a} \quad (2.10)$$

üst limit enerjisinin arasındaki gelme enerjilerinde meydana gelir.

Ayrıca bu durum yalnızca $Q < 0$ için ve yalnızca karşılaştırılabilir kütleli çekirdeklerin reaksiyonları için önemlidir. Eşitlik 2.9 ve 2.10'dan bu fark aşağıdaki biçimde yazılabilir;

$$T'_a - T_{th} \cong T_{th} \frac{m_a m_b}{m_Y (m_Y - m_a)} \left(1 - \frac{m_b}{m_Y} + \dots\right) \quad (2.11)$$

Eğer a ve b 'nin kütle numarası 4 veya daha küçükse ve Y orta ya da ağır çekirdekse $(T'_a - T_{th})$ farkı eşik enerjisinin %1'inden daha küçüktür.

3. Ayrıca, bu çift değerli davranışın olduğu yerde, maksimum açı θ_m vardır, bunun değeri izinli aralıktaki T_a için Eşitlik 2.8'in karekökünün sıfıra eşitlenmesiyle belirlenir:

$$\cos^2 \theta_m = - \frac{(m_Y + m_b)[m_Y Q + (m_Y - m_a)T_a]}{m_a m_b T_a} \quad (2.12)$$

$T_a = T'_a$ eşit olduğunda çift değerli davranış $\theta = 0^\circ$ ile $\theta_m = 90^\circ$ arasında ve eğer $T_a = T_{th}$ ise yalnızca $\theta = 0^\circ$ de olur.

4. $Q > 0$ olan reaksiyonlar ne eşik enerjisine ne de çift değerli davranışa sahiptirler.

Değerleri verilmiş bir θ ve T_a ve değeri ölçülmüş T_b için reaksiyonun Q değeri belirlenebilir ve bileşenler arasındaki kütle ilişkileri çıkarılabilir. Eğer m_a , m_b ve m_X değerleri biliniyorsa Y 'nin kütlesi bulunabilir. Bu durumda eşitlik 2.8 çözülürse;

$$Q = T_b \left(1 + \frac{m_b}{m_Y}\right) - T_a \left(1 - \frac{m_a}{m_Y}\right) - 2 \left(\frac{m_a}{m_Y} \frac{m_b}{m_Y} T_a T_b\right)^{1/2} \cos \theta \quad (2.13)$$

elde edilir.

Eğer reaksiyon Y 'nin uyarılmış durumuna ulaşırsa, Q değeri uyarılmış kütlelerin enerjisini de içermelidir.

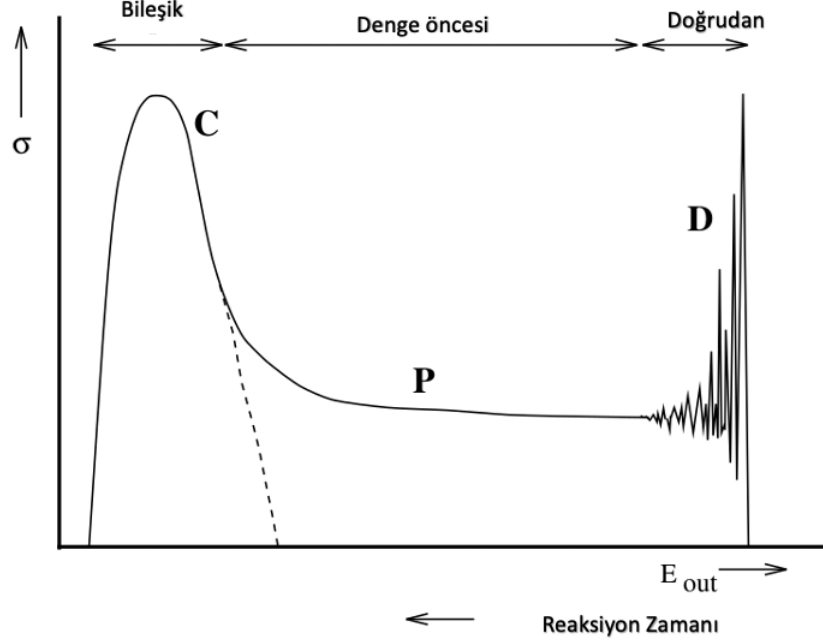
$$Q_{uy} = (m_X + m_a - m_Y^* - m_b)c^2 = Q_0 - E_{uy} \quad (2.14)$$

Burada Q_0 , Y çekirdeğinin taban durumundaki Q değeridir ve uyarılmış seviyedeki çekirdeğin kütle enerjisi $m_Y^*c^2 = m_Yc^2 + E_{uy}$ 'dir. E_{uy} taban durumun yukarısındaki uyarılma enerjisini gösterir [1, 7].

2.2 Reaksiyonların Sınıflandırılması

Nükleer reaksiyonların genel teorisi ve modellemesinin ana hatları birçok şekilde verilebilir. Örneğin gelen parçacığın enerjisi, hedef çekirdeğin türü ya da oluş süresine göre sınıflandırma reaksiyonları farklı mekanizmalarla inceleme fırsatı sunar. Yaygın bir sınıflandırma, zaman ölçekleri açısından yapılır: kısa reaksiyon süreleri doğrudan reaksiyonlarla ve uzun reaksiyon süreleri bileşik çekirdek süreçleriyle ilişkilidir. Ara zaman ölçeklerinde, denge-öncesi süreçler meydana gelir. Doğrudan reaksiyonlar için bir veya iki, denge-öncesi reaksiyonlar için birkaçı ve bileşik reaksiyonlar için birçoğu olmak üzere, çekirdek içi çarpışmaların sayısı ile aşağı yukarı eşdeğer bir alternatif sınıflandırma verilebilir. Sonuçta, çarpışma sayısı arttıkça giriş ve çıkış kanalları arasındaki bağlantı azalır ve nükleer reaksiyon teorilerinin istatistiksel doğası artar. Şekil 2.2 herhangi bir nükleon kaynaklı reaksiyon için farklı reaksiyon mekanizmalarının rolünü şematik bir şekilde açıklar. Nükleer reaksiyon mekanizmaları arasındaki bu ayrım, nükleer dalga fonksiyonlarının açık ve kapalı konfigürasyonlara uygun şekilde bölünmesi ile daha resmi bir yolla elde edilebilir. Bir hedef çekirdek üzerine gelen parçacık, yukarıda bahsedilen çeşitli rekabet eden reaksiyon mekanizmaları tarafından açıklanan birkaç ikili reaksiyonu tetikleyecektir. İkili tepkimenin son ürünleri, çıkan parçacık ve geri tepen çekirdektir. Ancak genel olarak bu, sürecin sonu değildir [2].

Doğrudan reaksiyonlarda (transfer reaksiyonlarının önemli bir alt grubudur), çok az nükleon sürece katkıda bulunur ve hedefin kalan nükleonları pasif izleyici görevi görür. Bu tür reaksiyon, bir kabuk modeli durumuna tek bir nükleonu ekleyebilir veya çıkarabilir. Bu nedenle çekirdeğin kabuk yapısını keşfetmeye hizmet eder. Bu reaksiyonlar ile Y 'nin pek çok uyarılmış durumuna ulaşılabilir. Oluş mekanizmasına göre diğer bir süreç, bir molekülün sıcak bir sıvıdan buharlaşması gibi gelen ve hedef çekirdeklerin, giden nükleon çekirdekten ayrılmadan önce tam bir enerji paylaşımı için kısa bir zaman için birleştiği “Bileşik Çekirdek Reaksiyonları”dır.



Şekil 2.2. Çıkan bir parçacık spektrumunun şematik çizimi. Doğrudan (D), denge-öncesi (P) ve bileşik çekirdek (C) mekanizmalarının katkıda bulunduğu enerji bölgeleri belirtilmiştir. Kesikli eğri, bileşik katkıyı geçiş enerjisi bölgesindeki diğerlerinden ayırır. Bu şekil TALYS manuel kitabından alınmıştır [2].

Nükleer reaksiyonlar oluş zamanlarına göre önceleri Doğrudan (Direkt) ve Bileşik Çekirdek (Denge) reaksiyonları olarak sınıflandırılrsa da nötronlarla oluşturulan reaksiyonlarla ilgili deneysel çalışmalar doğrudan ve bileşik çekirdek reaksiyonlarından başka üçüncü bir reaksiyonun varlığını göstermiştir [60]. Buna denge-öncesi reaksiyon denir. Bu reaksiyonda parçacıklar iki nükleer sistemin çarpışarak bir bileşik sistem oluşturmasıyla, bileşik sistemin tam bir termal veya istatistik dengeye ulaşması arasında geçen süre içerisinde yayımlanırlar. Bu reaksiyon mekanizması, özellikle yayımlanan parçacık spektrumunun yüksek enerji kısmında çok önemlidir [61]. Denge-öncesi süreç hedef çekirdeklerin kütlesine ve bileşik sistemin uyarılma enerjisine bağlı olarak birincil nötron, proton ve alfa parçacıklarının yayımlanmasında diğer reaksiyon türlerine göre daha önemli rol oynamaktadır [62]. Denge-öncesi ve bileşik çekirdek modelleri kullanılarak nötron ile oluşturulan reaksiyonlarda uyarılma fonksiyonlarına ilişkin çok sayıda araştırma yapılmıştır [60, 62–64]. Tüm bu reaksiyon türlerini inceleyen ve içlerinde çeşitli istatistiksel yöntemleri barındıran modeller vardır. Bileşik çekirdek reaksiyonları genellikle Hauser- Feshbach ve Weisskopf-Ewing modelleriyle incelenirken [65–68]

doğrudan reaksiyonlar esnek saçılma, denge-öncesi reaksiyonlar ise Çağlayan model, Hibrit model, Geometri bağımlı hibrit model ve eksiton model kullanır. Bileşik çekirdek, doğrudan ve denge-öncesi reaksiyonların özellikleri alt başlıklarda daha geniş bir şekilde verilmiştir [2].

2.2.1 Bileşik çekirdek reaksiyonları

Gelen bir parçacığın nükleer yarıçapa kıyasla küçük darbe parametresi olan bir hedef çekirdeğe girmesi durumunu düşünelim. Daha sonra büyük olasılıkla basit bir saçılmayla hedefin nükleonlarından biri ile etkileşime girme olasılığı yüksek olacaktır. Vurularak geri tepilen nükleon ve gelen parçacık (artık daha az enerjiyle) diğer nükleonlarla art arda çarpışma yapabilir ve bu tür birkaç etkileşimden sonra, gelme enerjisi, mermi parçacığının da içinde bulunduğu hedef sistemin nükleonlarının çoğu arasında paylaşılır. Herhangi bir tek nükleonun enerjisindeki ortalama artış, onu çekirdekten kurtarmak için yeterli değildir, ancak rastgele çarpışmalar meydana geldikçe enerjilerde istatistiksel bir dağılım söz konusu olur ve tek bir nükleonun, moleküllerin sıcak bir sıvıdan buharlaşması gibi, çekirdek dışına çıkması ve yeterinde büyük bir enerji payı elde etmesi için küçük bir olasılık vardır. Bu tür reaksiyonlar gelen parçacığın soğurulmasından sonra fakat giden parçacığın yayımlanmasından da önce belli bir ara duruma sahiptir. Bu ara durum Bileşik Çekirdek Reaksiyonları olarak adlandırılır ve $a + X \longrightarrow Y + b$ reaksiyonu, $a + X \longrightarrow C^* \longrightarrow Y + b$ reaksiyonu olur. Burada C^* bileşik çekirdektir [1,2].

Bileşik çekirdek reaksiyonları iki aşamalıdır. Önce çekirdek oluşur sonra bozunur. Burada ürün setlerinin oluşumu bileşik çekirdeğin oluşumundan bağımsızdır. Bozunma olasılığı yalnızca sisteme verilen toplam enerjiye bağlıdır, gerçekte bileşik çekirdek istatistiksel kuralların yönettiği öncelikli oluşum ve bozunum sürecini unuttur.

Bileşik çekirdek reaksiyonlarının meydana gelmesi için en uygun gelme enerjisi 10-20 MeV aralığıdır ki bu aralıkta gelen parçacığın kendisinin ve enerjisinin büyük bir kısmının bozulmadan çekirdekten çıkma ihtimali çok azdır. Ayrıca bu reaksiyon

çekirdek içinin gelen enerjiyi yeterince soğurabildecek kadar geniş olduğu orta ağır ve ağır çekirdeklerde en etkili olduğu söylenebilir.

Bileşik çekirdek reaksiyonlarının bir diğer özelliği ürünlerin açısal dağılımıdır. Nükleonlar arası rastgele etkileşim nedeniye giden parçacığın neredeyse izotropik bir açısal dağılımla yayılması beklenir nitekim bu beklenti deneylerle oldukça tutarlıdır. Gelen parçacığın ağır bir iyon olduğu durumlarda, büyük miktarda açısal momentum çekirdeğe aktarılabilir ve bu açısal momentumu tüketmek için yayımlanan parçacık açısal momentuma dik açılarda ve dolayısıyla 0° ve 90° tercih eder. Hafif mermilerde bu etki önemsizdir. Buraya buharlaşma benzetmesi tam olarak uyar. Aslında bileşik çekirdeğe ne kadar çok enerji verirsek, o kadar çok parçacık buharlaşır.

2.2.2 Doğrudan reaksiyonlar

Bileşik çekirdek reaksiyonlarının zıttı olarak gelen parçacığın esas olarak hedef çekirdeğin yüzeyinde etkileşime girdiği doğrudan reaksiyonlar vardır. Bu tür reaksiyonlara peripheral süreçler de denir. Gelen parçacığın enerjisi arttıkça, de Broglie dalga boyu, çekirdek boyutundaki bir nesnedense, nükleon boyutlu bir nesne ile etkileşime girme olasılığı daha yüksek olana kadar küçülür. 20 MeV' lik gelen nükleonun de Broglie dalga boyu yaklaşık 1 fm dir ve bu nedenle doğrudan reaksiyona girebilir. Doğrudan süreçler büyük olasılıkla hedef çekirdeğin yüzeyine yakın bir veya birkaç nükleon ile gerçekleşir [1].

Tabii ki, doğrudan ve bileşik çekirdek süreçlerinin her ikisinin de belirli bir reaksiyona katkıda bulunması mümkün olabilir. Katkıları nasıl ayırt edilir veya hangisinin daha önemli olduğuna nasıl karar verilir? Deneysel olarak aralarında iki temel fark vardır: (1) Doğrudan reaksiyonlar 10^{-22} saniye gibi bir sürede çok hızlıca gerçekleşirken bileşik çekirdek reaksiyonları 10^{-16} ile 10^{-18} saniye gibi daha uzun zamanda gerçekleşir. Bu ek zaman gelme enerjisini dağıtmak ve yeniden yoğunlaştırmak için gereklidir. (2) Bileşik çekirdek reaksiyonlarında giden parçacığın açısal momentumu daha keskin pik yapmaya meyillidir [1, 2].

Esnek olmayan saçılma, büyük ölçüde gelen parçacığın enerjisine bağlı olarak doğrudan bir reaksiyon veya bir bileşik çekirdek yoluyla ilerleyebilir. Tek bir protonun mermiden hedefe aktarıldığı bir transfer reaksiyonunun bir örneği olan döteron soyma reaksiyonu (d, n) da her iki mekanizma ile oluşabilir. Başka bir döteryum soyma reaksiyonunun (d, p) doğrudan bir reaksiyonla gerçekleşme olasılığı daha yüksektir, çünkü bileşik çekirdekten protonların “buharlaşması” Coulomb bariyeri tarafından engellenir. (α, n) reaksiyonunun doğrudan bir reaksiyon olma olasılığı daha düşüktür, çünkü hedefin valans durumları içindeki üç nükleonun tek bir tanesinin transferini içerir, bu oldukça olası olmayan bir süreçtir.

Tek parçacık transfer reaksiyonlarının özellikle önemli bir uygulaması, özellikle (d, p) ve (d, n) , düşük uyarılmış durumların kabuk modeli ile incelenmesidir. Belirli bir reaksiyonda bu tür birkaç durumda yer alabilir; giden nükleonun enerjisinden belirli bir uyarılmış durum seçilebilir. Bundan sonra, kabuk model durumunun ne olduğunu belirlenebilir. Bunun için, belirli bir reaksiyonda yerleşmiş olan durumun spinini ve paritesini veren, yayımlanan parçacıkların açısal dağılımına ihtiyacımız vardır. Açısal dağılımlar bu nedenle transfer reaksiyonu çalışmalarında kritik öneme sahiptir. Merminin hedeften bir nükleon aldığı (p, d) gibi pickup reaksiyonları da tek parçacık durumları hakkında bilgi verir [1, 2].

2.2.3 Denge-öncesi reaksiyonlar

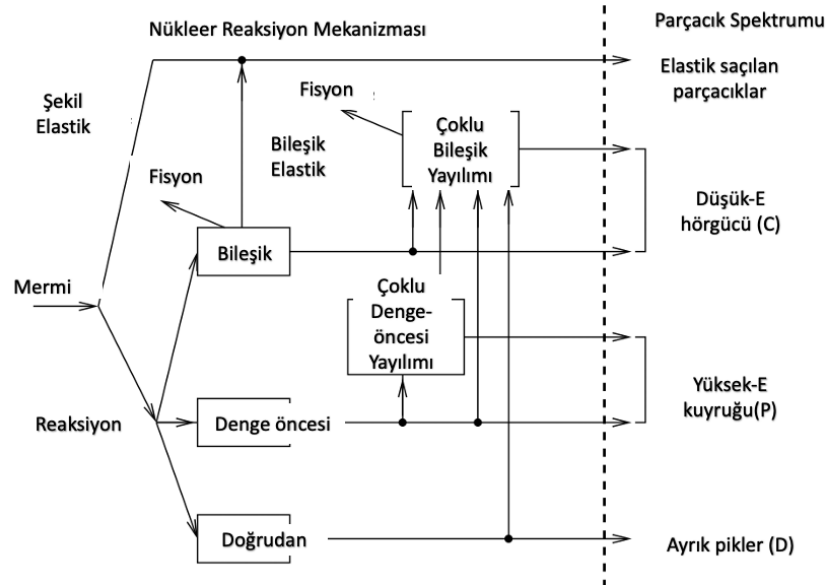
Nükleer reaksiyonların bileşik çekirdek modeli, bağlı olmayan nükleer durumları, yapısal olmayan bir süreklilik oluşturmuş gibi ele alır. Yani, ayırık nükleer süreçler olabilir, ancak bunların pek çoğu birbirlerine o kadar yakındır ki sürekli bir spektrum oluştururlar. Bu sözde ayırık durumların her biri, bozulmaya karşı kararsızdır ve bu nedenle belirli bir genişliğe sahiptir. Bu durumların aralıkları ayırık durumların genişliklerinden biraz fazla olduğunda, bileşik-çekirdek sürekliliği ortaya çıkar.

Doğrudan reaksiyonlarla incelenen bağlı durumlar ise, ölçeğin diğer ucundadır. Parçacık yayımlanmasına karşı kararlı olduklarından, ortalama ömürleri çok daha uzundur (örneğin, γ bozunmasının özelliği) ve karşılık gelen genişlikleri çok daha küçüktür. Örneğin, ömrü 1 ps olan bir durum, tipik bağlı durum aralıklarından çok

daha küçük, yaklaşık eV genişliğe sahiptir. Bu nedenle, bunlar belirli dalga fonksiyonlarına sahip ayırık durumlar olarak ele alınabilir. Bu iki uç nokta arasında, bileşik çekirdek bölgesinde rezonans bölgesi ayırık seviyeleri bulunur. Bu seviyelerin oluşma olasılığı yüksektir (büyük tesir kesitleri) ve genişlikleri çok küçüktür. Çünkü bu rezonansların büyük olasılıkla meydana geldiği düşük gelme enerjisinde, oluşan yarı-bağlı durum genellikle yalnızca iki bozunma moduna sahiptir ve elastik veya esnek olmayan saçılma veya γ yayımlanmasında olduğu gibi gelen parçacığı reddeder [1,2].

2.3 Reaksiyon Mekanizmaları

1 keV ile birkaç yüz MeV aralığındaki nükleer reaksiyonlar için gelme enerjisinin değişimine bağlı olarak belirli bir nükleer reaksiyon mekanizmasının önemi ortaya çıkar veya kaybolur. Yüklü parçacıklar için Coulomb bariyeri nedeniyle, düşük enerjili reaksiyonlar için bu kısımda verilecek bilgilerin genellikle gelen nötronlarla ilgili olduğu açıktır. Ancak, genel olarak bu bilgiler gelen yüklü parçacıklara genelleştirilebilir. Bu kısımda belirtilen enerji aralıkları, tipik orta kütleli çekirdekler için geçerli olan yardımcı göstergeler olarak sunulmuştur. Tipik bir nükleer reaksiyon mekanizmasının parçacık spektrum şeması Şekil 2.3’de verilmiştir [2].



Şekil 2.3. Bir nükleer reaksiyonun ve çıkan parçacık spektrumlarının tanımlanmasında doğrudan, denge-öncesi ve bileşik çekirdek süreçlerinin rolü. Bu şekil TALYS manuel kitabından alınmıştır [2].

2.3.1 Düşük enerjiler

Elastik Saçılma ve Yakalama ($E < 0.2 \text{ MeV}$)

Mermi enerjisinin 0.2 MeV 'in altında olduğu düşük enerjilerde, gelen nötronun enerjisi ilk esnek olmayan seviyenin uyarılma enerjisinin altındaysa ve (n, p) vb. reaksiyonlar enerjik olarak mümkün değilse, bu durumda reaksiyon olasılıkları yalnızca elastik saçılma, nötron yakalama ve fisil çekirdekler için fisyonudur. Şekil (veya doğrudan) elastik saçılma tesir kesiti optik modelden doğrudan belirlenebilir [2].

Ayrık Durumlara Esnek Olmayan Saçılma ($0.2 < E < 4 \text{ MeV}$)

Biraz daha yüksek gelme enerjilerinde ($0.2 < E < 4 \text{ MeV}$), ilk esnek olmayan kanallar açılır ve bu ayrık seviyeler üzerine reaksiyonlar bir bileşik ve bir doğrudan bileşene sahiptir. İlk bileşen bileşik çekirdek teorisi ile tanımlanırken ikincisi, küresel çekirdekler için Bozulmuş Dalga Born Yaklaşımı (DWBA) ve deforme çekirdekler için çiftlenmiş kanal eşitlikleri ile tanımlanır. Gelme enerjisi esnek olmayan bir eşiği geçtiğinde bileşik esnek olmayan katkı hızla yükselerek baskın hale gelirken doğrudan bileşen daha kademeli olarak artar. Daha düşük enerjiler için açıklanan elastik saçılma, yakalama ve fisyon süreçleri burada da gerçekleşme olasılığına sahiptir. Ek olarak, artık hedef çekirdek için esnek olmayan saçılmadan sonra izomerik bir duruma veya taban duruma geçiş için bir gama bozunumu söz konusudur [2].

2.3.2 Yüksek enerjiler

Denge Öncesi Reaksiyonlar ($E > 4 \text{ MeV}$)

Daha yüksek gelme enerjilerinde hem ayrık seviyelere hem de sürekli bölgeye esnek olmayan tesir kesitleri mümkündür. Ayrık seviyelere reaksiyonlarda olduğu gibi sürekli bölgeye reaksiyonlarda, bir bileşik ve bir doğrudan-benzeri bileşene sahiptir. Doğrudan-benzeri bileşen genellikle, tanım gereği, sürekli bölgeye doğrudan reaksiyonları içeren denge-öncesi reaksiyonlar ile tanımlanır. Ayrıca, diğer çekirdeklere esnek olmayan kanallar (n, p) ve (n, α) gibi reaksiyonlar boyunca genellikle bu enerjilerde açılır ve bu çekirdeklere bozunum aynı doğrudan,

denge-öncesi ve bileşik mekanizmalarla gerçekleşebilir. Ek olarak, tüm kalan çekirdeklerin taban ve izomerik durumlarına gama bozunumu meydana gelir. Birçok kanal açıldığında, özel durumlara (örneğin bileşik elastik saçılma) parçacık bozunumu hızla ihmal edilebilir hale gelir. Ayrık bir durumun uyarılması için, doğrudan bileşen diğer kanallarla istatistiksel rekabet içinde olmadığından şimdi baskın hale gelir [2].

Çoklu Bileşik Yayınlanma ($E > 8 \text{ MeV}$)

Yaklaşık nötron ayrılma enerjisinin üzerindeki gelme enerjilerinde, ilk ikili reaksiyondan sonra oluşan kalan çekirdekler, bileşik çekirdek parçacık yayınlanması veya fisyon yoluyla daha fazla bozunumu sağlayabilecek yeterli uyarılma enerjisine sahiptir. Bu durum $(n, 2n)$, (n, np) , vb. gibi çoklu reaksiyon kanallarına yol açar. Daha yüksek enerjiler için, bu durum birçok kalan çekirdeğe ve dolayısıyla daha karmaşık reaksiyon kanallarına genelleştirilebilir [2].

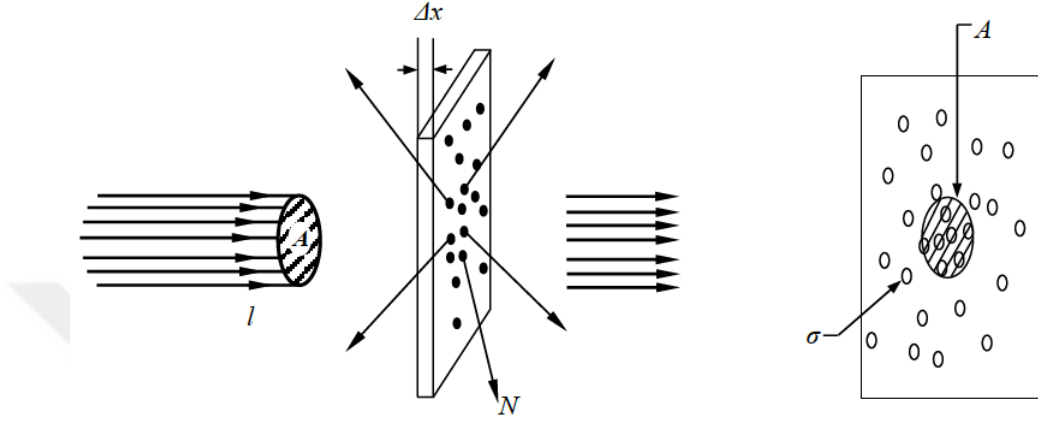
Denge-Öncesi Çoklu Yayınlanma ($E > 40 \text{ MeV}$)

Birkaç on MeV'in üzerindeki gelme enerjilerinde, ikili yayınlanmadan sonra oluşan kalan çekirdekler o kadar çok uyarılma enerjisi içerebilir ki, çekirdek içerisinde daha hızlı parçacıkların varlığı mümkün hale gelir. Bu parçacıklar mermi ile ilk ikili etkileşimden kaynaklanan güçlü bir şekilde uyarılmış parçacık-deşik çiftleri olarak hayal edilebilir. Kalan sistem tam dengelenmemiş olur ve süreklilik bölgesinde yüksek olan uyarılmış parçacık, ilk yayınlanan parçacığa ek olarak kısa bir zaman ölçeğinde de yayınlanabilir. Bu sözde çoklu denge-öncesi yayınlanma, kalan parçacıkların tam konumu ve momentumunun değil, sistemin toplam enerjisinin ve parçacık-deşik uyarılmalarının sayısının (eksiton sayısı) takip edildiği intranükleer çıkış sürecinin alternatif bir teorik resmini oluşturur [2].

2.4 Reaksiyon Tesir Kesiti

En genel haliyle ifade etmek gerekirse nükleer tesir kesiti reaksiyonun gerçekleşmesi için göreceli olasılığın bir ölçüsüdür. Başka bir deyişle tesir kesiti, herhangi bir nükleer reaksiyonun gerçekleşme olasılığını açıklamanın matematiksel bir ifadesidir. Tesir kesitleri, çoğu zaman uyarılma fonksiyonu olarak da adlandırılır. Şekil 2.4'de görüldüğü gibi ince bir hedef malzemeye A alanına düzgün olarak dağılmış birim

zamanda I parçacıktan oluşan tek enerjili bir ışın demetinin çarptığını düşünelim. Bu durumda birim zamanda N ile gösterilen ürün parçacıklar meydana getirilirse, hedef çekirdeklerin her biri, gelen ışına dik bir σ alanı ile ilişkilendirilebilir. Sonuçta, mermi parçacık σ alanının içine vurursa bir nükleer reaksiyon meydana gelir. Hayali bir alan olan σ niceliği tesir kesiti olarak isimlendirilir [7, 73].



Şekil 2.4. Mermi ile hedef malzeme etkileşiminin geometrik gösterimi.

Ayrıca gelen parçacık σ alanına çarpmazsa bu durumda nükleer reaksiyon oluşmaz. N/I oranı reaksiyon olasılığının tanımlanmasında yardımcı olur. Ancak N/I parametresi Δx kalınlığı ile beraber hedef malzemenin yoğunluğuna bağlıyken σ niceliği tek bir hedef çekirdek ile ilişkilidir. Herhangi bir mermi parçacık için N/I ile verilen olasılık Şekil 2.4’de görüldüğü gibi A alanı içinde uzanan tüm hedef çekirdeklerin toplam tesir kesitine eşittir. Hedef malzeme birim hacim başına n hedef çekirdekten oluşuyorsa toplam atom sayısı $nA\Delta x$ olur [7, 73].

Bu durumda hedef çekirdek ile tesir kesitini ilişkilendiren bağıntı

$$\frac{N}{I} = \frac{nA\Delta x\sigma}{A} \quad (2.15)$$

biçiminde verilebilir. Bu bağıntı hem tesir kesitini hem de hafif reaksiyon ürünü N ’yi hesaplamak için kullanılabilir. Eşitlik 2.15’den tesir kesiti

$$\sigma = \frac{N}{\frac{I}{A}nA\Delta x} \quad (2.16)$$

biçiminde yazılabilir. Bu eşitlik birim zamanda mermi parçacıklarının akısı ve hedef çekirdek başına hafif ürün parçacıklarının sayısını sunar. Alan boyutuna sahip olan tesir kesitinin birimi m^2 ya da barn'dır ($1 \text{ barn}=10^{-28}m^2$). Parçacık akısı, mermi ile hedef çekirdek arasındaki göreceli hız (v_a) ve birim hacimde mermi parçacık sayısı (n_a) parametrelerini göz önüne alarak

$$\frac{I}{A} = n_a v_a \quad (2.17)$$

biçiminde yazılabilir. Diğer taraftan hafif reaksiyon ürünü N 'yi bulmak için (eğer tesir kesiti biliniyorsa)

$$N = n\sigma \Delta x I \quad (2.18)$$

ifadesi kullanılabilir. Hedef malzemenin t kalınlığı üzerinden integralini alarak

$$I_t = I_0 e^{-n\sigma t} \quad (2.19)$$

ifadesini elde ederiz. Bu eşitlikte I_t/I_0 oranı hedef malzemenin geçirgenliğidir. Ayrıca $n\sigma$ niceliği azaltma katsayısını gösterir.

Mermi parçacık ve hedef malzemenin etkileşmesinde, birim zamanda N_1 , N_2 , N_3 gibi hafif reaksiyon ürünlerinin oluşması için çeşitli yollar boyunca reaksiyon gerçekleşebilir.

Sonuç olarak toplam tesir kesiti Eşitlik 2.16'ya benzer biçimde,

$$\sigma_{top} = \frac{N_1 + N_2 + N_3}{\frac{I}{A} n A \Delta x} \quad (2.20)$$

eşitliği ile verilebilir. Aslında bu eşitlik i . parçacık durumunda kısmi tesir kesitini

$$\sigma_i = \frac{N_i}{\frac{I}{A} n A \Delta x} \quad (2.21)$$

yazmak için kullanılabilir. Böylelikle toplam tesir kesiti,

$$\sigma_{top} = \sum_i \sigma_i \quad (2.22)$$

biçiminde yazılır [7, 73].

2.4.1 Diferansiyel tesir kesiti

Bir nükleer saçılma veya nükleer reaksiyon meydana geldikten sonra çıkan parçacıklar çoğunlukla anizotropik bir dağılıma sahiptir. Aynı zamanda çıkan parçacıklar farklı enerjilerle farklı açılarda dağılım gösterirler. Herhangi bir nükleer reaksiyon için mermi parçacığın doğrultusuyla θ açısı yaparak saniyede küçük bir $d\Omega$ katı açısı ile kaçan parçacıkların sayısının elde edilmesi nükleer reaksiyon mekanizmasının anlaşılması bakımından oldukça önemlidir. Bu türden açığa bağlı olarak elde edilen tesir kesiti diferansiyel tesir kesiti olarak adlandırılır ve birim katı açı başına düşen tesir kesiti biçiminde tanımlanır. Şekil 2.5 Ω katı açısıyla saçılan parçacıklar için reaksiyon geometrisinin bir görselini sunar [7].

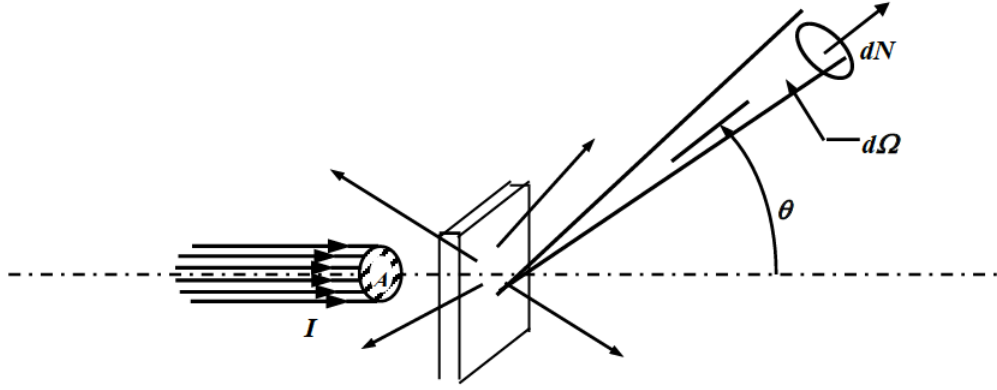
Eşitlik 2.15'den yola çıkarak

$$\frac{1}{I} \frac{dN}{d\sigma} = \frac{n A \Delta x d\sigma / d\Omega}{A} \quad (2.23)$$

eşitliğini yazabiliriz. Böylelikle hedef çekirdek başına diferansiyel tesir kesitini

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN/d\Omega}{I/A(nA\Delta x)} \quad (2.24)$$

olarak elde ederiz.



Şekil 2.5. $d\Omega$ katı açısı ile saçılan parçacıklar için reaksiyon geometrisi.

σ tesir kesiti bazen integral tesir kesiti olarak da adlandırılır

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.25)$$

ve eşitliğiyle verilebilir [7].

2.5 Son Zamanlardaki (n, α) Reaksiyon Çalışmalarına Genel Bakış

Son yıllarda hızla gelişen bir araştırma alanı olan nükleer astrofizik ve reaktör fiziği için (n, α) tesir kesitleri de dâhil olmak üzere nötronla gerçekleşen nükleer reaksiyonlarla ilgili yeni ve doğru model tahminleri ve deneysel verilere sürekli olarak ihtiyaç duyulmaktadır. Bu nedenle, (n, α) reaksiyonları için tesir kesitlerinin elde edilmesine yönelik çalışmalar geniş bir araştırma konusunu açıkça temsil etmektedir.

Özellikle (n, α) reaksiyonları, esas olarak nükleosentez ile ilgileri nedeniyle astrofizikte ileri deneysel ve teorik çalışmalara maruz kalmıştır. Bu çalışmaların bir kısmı aşağıda verilmiştir.

- Büyük yıldızlardaki zayıf s-süreci izotoplarının çoğunun üretimi ile ilişkili reaksiyon kanalları için kapsamlı bir analiz Pignetari vd. [80] tarafından yapılmıştır. Çalışmalarında astrofiziksel enerjilerde spektroskopik gözlemler tartışılmıştır. Bizim

bu tez çalışmasında astrofiziksel enerjilerde (n, α) hesaplamalarını yaptığımız çekirdeklerin çıkış noktası da Pignatari vd. [80]'nin çalışmasıdır.

- ^{59}Ni çekirdeği astrofiziksel s-süreçte ilk dallanma noktası olarak düşünüldüğünden bu çekirdek üzerine gerçekleştirilen çalışmalar nükleer astrofizik açısından son derece önemlidir. Bu bakımdan Weiß vd. [75], CERN'de radyoaktif ^{59}Ni çekirdeğinin astrofiziksel enerjilerde $^{59}\text{Ni}(n, \alpha)^{56}\text{Fe}$ reaksiyon tesir kesitlerini s-süreç dallanma noktası bakımından incelemişlerdir.

- Yine Weiß vd. [76], deneysel açıdan doğru verileri sağlamak için yeni teknik ve dedektör sistemleri üzerine çalışmalar yürütmüşlerdir. Bu düşünceyle CERN'deki nTOF deneyinde, (n, α) tesir kesiti ölçümleri için özel bir tek kristalli kimyasal buhar biriktirme (sCVD) Elmas Mozaik-Dedektörü geliştirilmişlerdir.

- $^{33}\text{S}(n, \alpha)^{30}\text{Si}$ reaksiyonu yıldızlarda ^{36}S üretimindeki rolü nedeniyle oldukça önemli bir astrofiziksel reaksiyondur. Bu reaksiyonun tesir kesiti 10-300 keV nötron enerji aralığında Praena vd. [78] tarafından ölçülmüştür. Bu ölçümdeki rezonansların doğru bir açıklaması, çok seviyeli çok kanallı R-matris teorisi üzerine temellendirilmiş SAMMY kodu aracılığıyla gerçekleştirilmiştir.

- Yakın bir zamanda 10keV-10 MeV enerji aralığında $^7\text{Be}(n, \alpha)^4\text{He}$ reaksiyon tesir kesitinin ölçümü gerçekleştirilerek kozmolojik lityum problemi Barbagallo vd. [79] tarafından ele alınmıştır. Çalışmalarında bildirilen enerji bağımlılığı ile BBN hesaplamalarında hâlihazırda kullanılan tesir kesiti tahminlerinin yetersizliği açıkça gösterilmiştir.

- Woods vd. [81] tarafından büyük kütleli yıldızlarda kozmik γ -ışını yayımlayıcı ^{26}Al çekirdeği üzerine 160 keV'lik nötron enerjisine kadar $^{26}\text{Al}(n, \alpha)$ reaksiyonunun yeni bir tesir kesiti ölçümü gerçekleştirilmiştir. CERN'de gerçekleştirilen bu ölçüm süpernova patlamaları tarafından galaksimize fırlatılan ^{26}Al miktarını belirlemek ve asimptotik dev dal yıldızlarında ^{26}Al üretiminin belirlenmesi adına oldukça önemlidir. Bu çalışma ile araştırılan reaksiyon için daha önceki yıllarda yapılmış iki doğrudan ölçüm arasındaki uyumsuzluk da çözülmüştür.

(n, α) reaksiyonları için nükleer reaktör fiziği çerçevesinde son zamanlarda gerçekleştirilmiş deneysel ve teorik önemli çalışmaların bir kısmı aşağıda verilmiştir.

- 8.5, 9.5 ve 10.5 MeV nötron enerjilerinde önemli reaktör yapı malzemelerinden olan Nikel elementi için (n, α) reaksiyon tesir kesiti araştırması yakın bir zamanda Jiang vd. [82] tarafından yapılmıştır. Bu araştırma, $^{58,60,61}\text{Ni}(n, \alpha)^{55,57,58}\text{Fe}$ reaksiyonlarının tesir kesitlerinin elde edilmesine yönelik deneysel ve teorik çalışmaları içermektedir.

- Yine nükleer enerji teknolojisinde kritik bir malzeme olan Paladyum üzerine bir çalışma Yiğit [83] tarafından teorik temeller çerçevesinde gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmada $^{102,105,106,108,110}\text{Pd}$ izotopları üzerine (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti verileri ALICE/ASH ve TALYS 1.6 bilgisayar kodları kullanılarak farklı seviye yoğunluk modellerinin nükleer uyarılma fonksiyonları üzerindeki etkilerinin belirlenmesi adına yapılmıştır.

- Singh vd. [84], 14–15 MeV enerji aralığında ^{51}V hedef çekirdeği üzerine (n, α) tesir kesitlerini hesaplamak için farklı ampirik ve yarı-ampirik formüller kullanmışlardır.

- 13.5, 14.1, 14.4 ve 14.8 MeV’lik enerjilerde $^{185,187}\text{Re}(n, \alpha)$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)$ nükleer reaksiyonlarının tesir kesitleri son zamanlarda aktivasyon tekniği kullanılarak ölçülmüştür. Zhou vd. [86] tarafından gerçekleştirilen bu ölçümler ayrıca TALYS nükleer reaksiyon kodu içerisinde ayarlanmış input parametreleri boyunca teorik hesaplamalarla karşılaştırılmıştır. Bu çalışmada kullanılan izotoplar füzyon reaktörlerinin kritik potansiyele sahip yapısal malzeme adaylarından olması bakımından önemlidir.

- Füzyon reaktörü içinde farklı yollarla büyük miktarda üretilen radyoizotoplardan birisi olan ^{60}Co ($t_{1/2} = 5,3$ yıl) üzerine (n, α) nükleer reaksiyonlarının yeni veri değerlendirmeleri Pandey vd. [87]’nin çalışmasında sunulmuştur. Bu kapsamda, araştırılan reaksiyon için 20 MeV enerjiye kadar uyarılma fonksiyonu, Hauser-Feshbach istatistik modeli çerçevesinde yine TALYS reaksiyon kodu ile elde edilmiştir. Burada uyarılma fonksiyonu hesaplamaları denge-öncesi etkiler çerçevesinde yapılmıştır.

- Sansarbayer vd. [88] tarafından doğadaki en yaygın elementlerden olan Klor üzerine bir nükleer reaksiyon veri değerlendirmesine gidilmiştir. Bu düşünceyle, $^{35}\text{Cl}(n, \alpha)^{32}\text{P}$ reaksiyonunun 3.3-5.3 MeV enerji aralığında tesir kesitleri hem deneysel hem de teorik olarak belirlenmiştir.
- 14.92 ± 0.02 MeV nötron enerjisinde potasyum ve bakır üzerine (n, α) reaksiyon tesir kesitleri için bir araştırma Gandhi vd. [89] tarafından yapılmıştır. Bu çalışmada ^{65}Cu ve ^{41}K hedeflerinin (n, α) reaksiyonları için deneysel nötron aktivasyon tesir kesitleri sunulmuştur. Ayrıca, TALYS ve EMPIRE nükleer kodları verilerin değerlendirilmesi amacıyla kullanılmıştır.
- ^{65}Cu çekirdeğinin (n, α) reaksiyonu için bir başka çalışma Yang vd. [90] tarafından gerçekleştirilmiştir. Yapısal füzyon malzemesi ^{65}Cu üzerine tesir kesiti veri eksikliği gidermek için uygulanan bu çalışma hep deneysel hem de model temelli hesaplamalarını içermektedir.
- Song vd. [91] tarafından zirkonyum izotopları üzerine uygulanan çalışmayla $^{90,94}\text{Zr}(n, \alpha)$ reaksiyonlarının tesir kesitleri aktivasyon tekniği ile 13.5-14.8 MeV nötron enerji aralığında ölçülmüştür. Çalışmalarından elde ettikleri deneysel bulguları nükleer teorik model programı TALYS kodu kullanarak değerlendirmişlerdir.
- $^{74}\text{Ge}(n, \alpha)^{71m}\text{Zn}$ reaksiyon tesir kesiti 13.82–14.71 MeV enerji aralığında aktivasyon tekniği ile son zamanlarda Uddin vd. [92] tarafından belirlenmiştir. Ayrıca bu reaksiyon, seviye yoğunluğunun farklı modelleri için incelenmiştir. Sonuçta yapılan deney ve hesaplamaların analizi çalışmalarında verilerek araştırmacılara sunulmuştur.
- Luo vd. [100] ise Lanzhou Üniversitesinde 14.5 MeV enerjili nötronlarla bir takım hedef çekirdek için (n, α) reaksiyon tesir kesiti ölçümü gerçekleştirmişlerdir. Bu ölçüm sonucu elde edilen verileri ayrıca (n, α) reaksiyonlarının ampirik ve yarı-ampirik sistematiklerini oluşturmak için kullanmışlardır.
- Goyal ve Kishore [93] tarafında 14.5 MeV nötron enerjisinde (n, α) reaksiyon tesir kesitleri için iki parametrelili bir sistematik önerilmiştir. Yaptıkları çalışmada tesir kesitleri üzerine sihirli nükleon sayılarında kabuk etkileri belirlenmiştir.

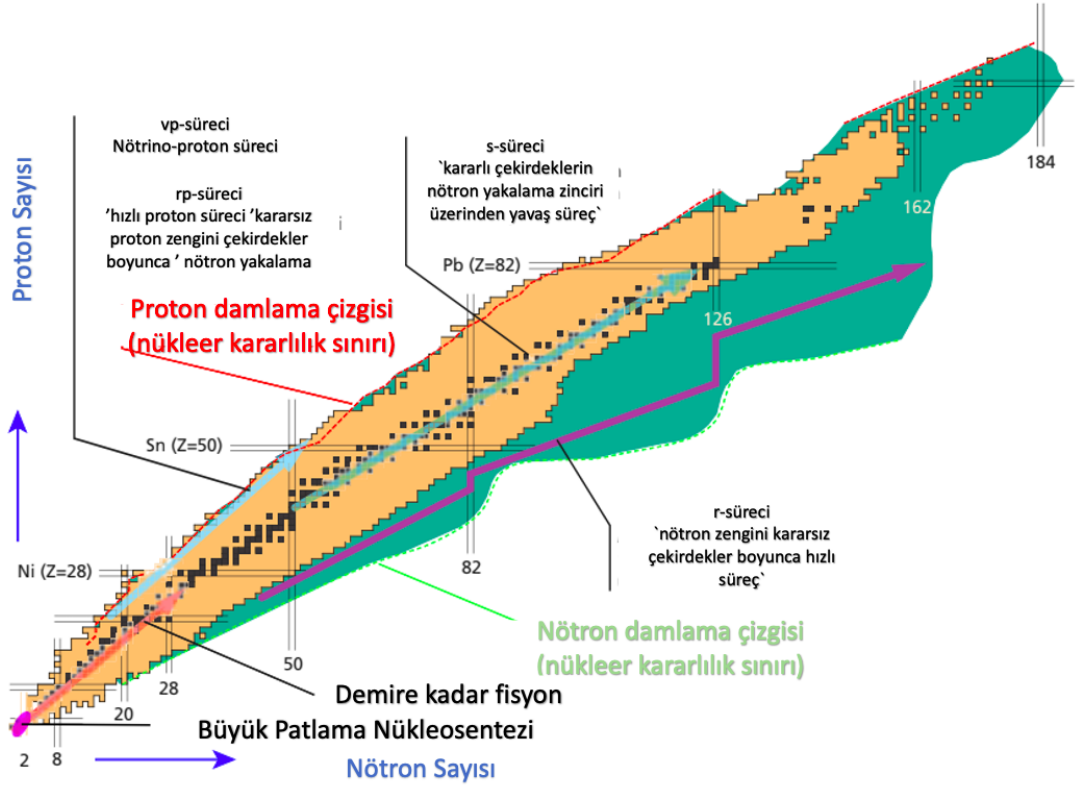
- Bitam ve Belgaid [94] tarafından $12 \leq E_n \leq 20$ MeV enerji ve $30 \leq A \leq 128$ kütle numarası aralığında (n, α) reaksiyonlarının tesir kesitleri için yarı-ampirik formüller elde edilmiştir. Bu formüller denge ve denge öncesi eksiton modelleri üzerine temellendirilmiştir. Ayrıca EMPIRE kodu ve önerdikleri formüller ile hesapladıkları tesir kesitlerini deneysel değerlerle karşılaştırarak çıkarımlarda bulunmuşlardır.

- 14.5 MeV’lik nötronlar için (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanabilmesi adına bir başka sistematik Singh vd. [85] tarafından verilmiştir. Onların istatistiksel model üzerine dayalı sistematiği tek-çift etkiler ve Q-değer bağımlılığı içermektedir.

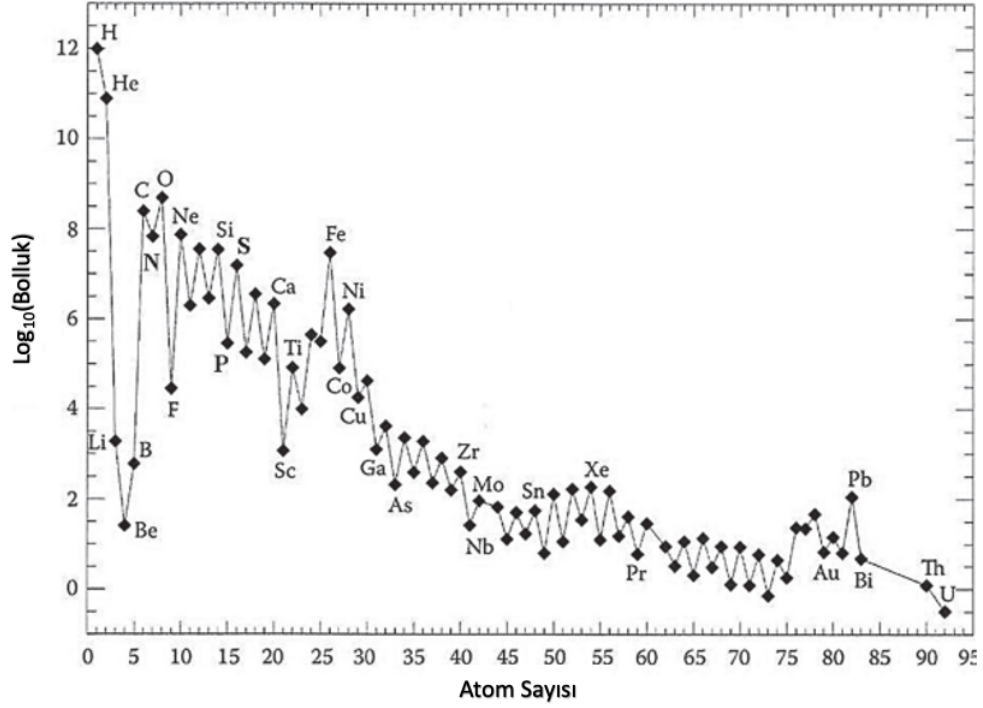
2.6 Astrofiziksel Süreçler

Yıldızların, gezegenlerin ve çeşitli gök cisimlerinin var oluş, yok oluş ve evrim aşamaları ile evrendeki mevcut çekirdeklerin nasıl oluştuğunu inceleyen astrofiziğin nükleer fizikle ilgili kısmı elementlerin oluşumundan sorumlu sentez mekanizmalarıdır. Buna göre çekirdek sentezi büyük patlama ile başlamıştır. Bu dönem “Büyük patlama çekirdek sentezi dönemi” olarak adlandırılır ve üç dakika içinde gerçekleşmiştir [51]. ^1H , ^4He ve ^7Li hafif çekirdekleri evrenin genişlemesine bağlı olarak bu evrede oluşmuştur [115]. Bu oluşumun hemen ardından evrenin sıcaklık ve yoğunluğu hızla düştüğünden gerekli füzyon reaksiyonları gerçekleşmemiştir [116]. ^7Li ’den büyük çekirdeklerin oluşumu için yüksek sıcaklık gereklidir. Bu yüksek sıcaklıkları da ancak yıldızlar sağlayabilir. Hidrojen ve Helyum çekirdeklerinden oluşan yıldızlarda bu gaz kütlesi çöker ve bu süreçte kütle çekim potansiyel enerjileri hareket enerjisine dönüşür ve dolayısıyla çok yüksek sıcaklıklar ortaya çıkar. Bu sıcaklık Coloumb itmesini yenecek kadar enerji sağlayabilir ve dolayısıyla füzyon reaksiyonlarının başlaması için uygun ortam oluşur. Burada oluşan reaksiyon zincirleri hafif çekirdeklerden ağır çekirdeklere kadar çekirdeklerin oluşumundan sorumludur. Özellikle yüklü parçacıkların neden olduğu proton ve alfa reaksiyonları bu evrede baskındır. ^{56}Fe ’ya kadar olan çekirdekler nükleer yanma reaksiyonları sonucu oluşmuştur. H-yanması, He-yanması, C-yanması, Ne-yanması, O-yanması ve Si-yanması $A < 60$ çekirdeklerin sentezinde rol alan yanmalardır [117]. ^{56}Fe ’dan daha ağır çekirdeklerin oluşabilmesi için ise çok daha yüksek sıcaklıklar gerektiğinden bu çekirdeklerin oluşumu süpernova patlamaları gibi güneşten çok

daha büyük kütleli yıldızların evrimiyle gerçekleşmiştir. Bu durum çekirdeklerin oluşum hızına ve nötron yoğunluğuna bağlı olarak farklı süreçlerden oluşur. Bu süreçler nötron yakalama ile gerçekleşen s-süreci ve r-süreci ile protonca zengin çekirdekleri üreten p-sürecidir. Şekil 2.6 ile proton sayısına ve nötron sayısına göre çekirdeklerin yer aldığı nükleer haritada bu süreçler ve yolları gösterilmiştir. s-süreci, ardışık nötron yakalamalarının hızlı olduğu r-süreciyle yarışır: bunlar, beta bozunmasından daha hızlı gerçekleşir. r-süreci, daha yüksek serbest nötron akışlarına sahip ortamlarda hakimdir; s-sürecinden daha ağır elementler ve daha nötronca zengin izotoplar üretir. İki süreç birlikte, demirden daha ağır kimyasal elementlerin göreceli bolluğunun çoğunu açıklar [118].



Şekil 2.6. Nükleer harita üzerinde nükleer süreçler. Bu grafik Rodriguez'in makalesinden alınmıştır [3].



Şekil 2.7. Elementlerin ortalama kozmik bolluğunu atom numaraları Z'nin bir fonksiyonu olarak gösteren grafik. Bu grafik Macia'nın kitabından alınmıştır [4].

2.6.1 s-süreci

Yavaş nötron yakalama süreci veya s-süreci, nükleer astrofizikte yıldızlarda, özellikle asimptotik dev dal yıldızlarında meydana gelen bir dizi reaksiyondur. Şekil 2.7'de evrendeki çekirdeklerin bolluk oranları görülmektedir. Bu eğri, Güneş, Yıldızlar ve yıldızlararası ortamın spektroskopik gözlemlerinden ve ayrıca kozmik ışın parçacıklarından ve doğrudan Dünya, Ay, Mars, göktaşları, asteroitler, kuyruklu yıldız çekirdekleri ve gezegenler arası toz parçacıklarından toplanan örneklerin kimyasal analizi, böylece elementlerin evrensel (veya kozmik) bolluklarını sağlar. Çekirdekler oluşurken içlerindeki proton yükünden dolayı Coloumb potansiyeli ortaya çıkar ve ağır çekirdekler oluşurken yük miktarı da artacağından bu potansiyeli aşmak giderek zorlaşmaktadır. Astrofiziksel orta sıcaklıklarda bu nedenle yüklü parçacık yakalama reaksiyonlarının olması nadirdir. Bu reaksiyonlar ancak yüksek sıcaklıklarda gerçekleşebilirler ve dolayısıyla Fe'den ağır çekirdeklerin evrendeki bolluk oranı daha azdır. Fakat yüksüz nötronlar için Coloumb potansiyeli gibi bir engel olmadığından nötron yakalama reaksiyonları astrofiziksel orta sıcaklıklarda bile

gerçekleşebilir. Dolayısıyla ağır çekirdeklerin, nötron yakalama reaksiyonlarıyla oluştuğu akla yatkındır [118].

Bu süreç yavaş nötron yakalama olarak da bilinir ve burada art arda iki nötron yakalama reaksiyonu arasında geçen süre, β^- bozunum süresinden daha uzundur. Bir çekirdek nötron yakaladığında β^- bozunumu yaparak kararlı olmaya çalışır ve bu durum yavaş nötron yakalama yolu boyunca böyledir. Üretilen çekirdekler ise s-süreci çekirdekleri olarak adlandırılır. s-süreci, demirden daha ağır atom çekirdeklerinin yaklaşık yarısının yaratılmasından (nükleosentez) sorumludur. s-sürecinde, bir tohum çekirdeği, daha yüksek bir atom kütleline sahip bir izotop oluşturmak için nötron yakalamaya uğrar. Yeni izotop kararlıysa, kütlede bir dizi artış meydana gelebilir, ancak kararsızsa, bir sonraki daha yüksek atom numarasına sahip bir element üreten β^- bozunması meydana gelir. Bu radyoaktif bozunmanın başka bir nötron yakalanmadan önce gerçekleşmesi için yeterli zamanın olması anlamında süreç yavaştır. Bu reaksiyonların bir dizisi, nükleer haritada beta bozunması kararlı izobarların vadisi boyunca hareket ederek kararlı izotoplar üretir. Reaksiyon zinciri boyunca α bozunma adımlarının müdahalesi nedeniyle, s-süreci tarafından bir dizi element ve izotop üretilebilir. Üretilen elementlerin ve izotopların nispi bolluğu, nötronların kaynağına ve akılarının zaman içinde nasıl değiştiğine bağlıdır. s-süreci reaksiyon zincirinin her bir dalı, sonunda *Pb*, *Bi* ve *Po* içeren bir döngüde sona erer [105, 117, 119]. s-süreci 1-3 $10^8 K$ sıcaklığında meydana gelir [120]. Devasa yıldızlardaki yavaş nötron yakalama süreci (zayıf süreç), demir ve stronsiyum arasındaki s-süreç izotoplarının çoğunu üretir. Nötronlar konvektif He-yanan çekirdeğin sonunda ve takiben konvektif C-yanan kabukta aktive olan $^{22}Ne(\alpha, n)^{25}Mg$ reaksiyonu tarafından sağlanır. Süpernova ejektasındaki süreç açısından zengin malzeme bu iki fazın imzasını taşır. Şekil 2.6'da da görüldüğü gibi s yolu kararlılık vadisine yakındır.

s-süreci için iki farklı gruplandırma yapılabilir bunlar kuvvetli ve zayıf s-süreçlerdir ve temel farkları oluşma süreleridir. Kuvvetli olan onbin yıllar, zayıf olan ise yüzyıllar sürmektedir. Kuvvetli olan Asimptotik Dev Kollu yıldızlarda meydana gelirken zayıf s-süreci zayıf yıldızların *He* yanması sırasında meydana gelir [121, 122]. s-süreci yolunun incelenmesi ve geliştirilmesi devam etmektedir [80, 117, 123].

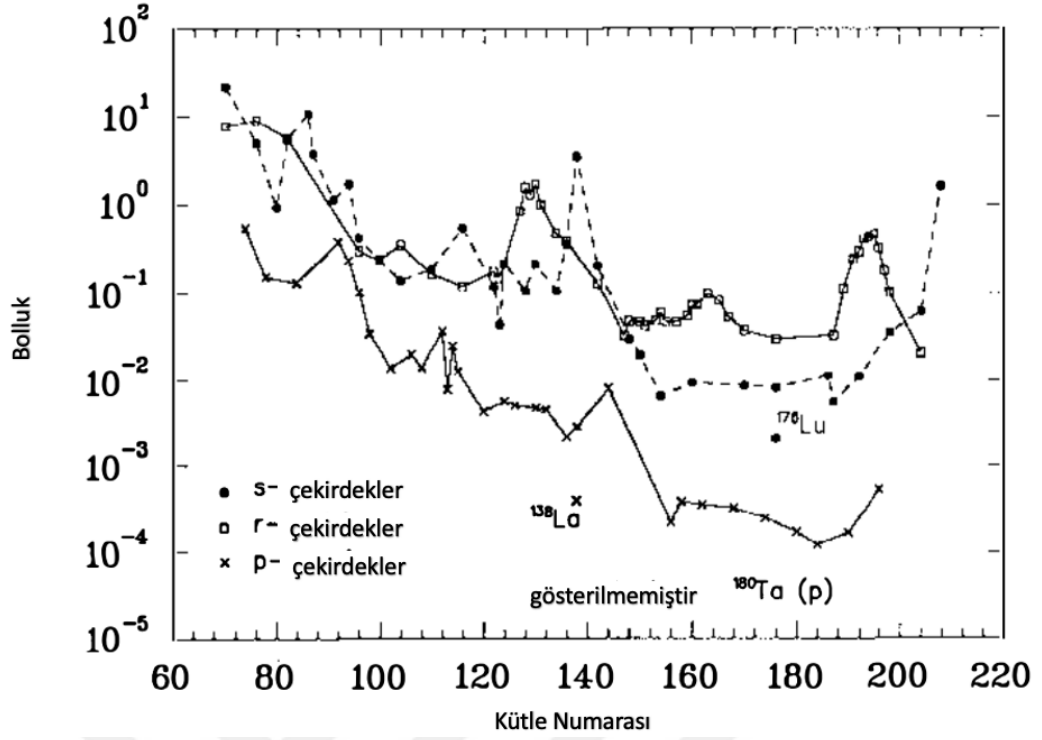
Çeşitli s-süreci bölgelerine özgü nötron spektrumu, bir Maxwell-Boltzmann dağılımı ile tanımlanır, çünkü nötronlar yoğun yıldız plazmasında hızla ısıtılır. Yıldız reaksiyonu etkili tesir kesitleri, bu nedenle, bu spektrum üzerindeki deneysel verilerin ortalaması alınarak elde edilir. Ortaya çıkan Maxwellian ortalama tesir kesitleri (MACS) [80];

$$\langle \sigma \rangle_{kT} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\int_0^\infty \sigma(E_n) E_n \exp(-E_n/kT) dE_n}{\int_0^\infty E_n \exp(-E_n/kT) dE_n} \quad (2.27)$$

MACS sonlu sıcaklıkta yıldızlardaki nötron dağılımının tesir kesitlerinin ortalamasını alır. Nötronların enerji üzerindeki dağılımı Maxwell-Boltzmann dağılımı tarafından belirlenir ve sıcaklığa bağlıdır. Yıldızlarda tesir kesitlerini veren hesaplamalar MACS değerleridir. Dolayısıyla yıldızlardaki nükleosentezin nasıl gideceğini MACS belirler.

2.6.2 r-süreci

Hızlı nötron yakalama olarak da bilinen bu süreç Şekil 2.7’de görülen A=130,138,195 ve 208 dolaylarındaki piklerden yola çıkılarak açıklanmıştır. Kararlılık bölgesi yakınlarındaki A=138 ve 208 piklerini s-süreci açıklayabilirken 130 ve 195 piklerini açıklayamaz. Buradan hareketle yeni bir sürecin olabileceğini düşünmek kaçınılmazdır. Bu süreçte nötron akısının 10^{20} nötron/cm³ ve sıcaklığın da 3GK olduğu Tip II süpernovalarda meydana geldiği varsayılmaktadır. Yoğun nötron akısına maruz kalan bir kararlı çekirdek sürekli olarak nötron yakalama reaksiyonları yapacaktır. Ürün çekirdek kararsız bile olsa nötron yakalama hızı β^- bozunma hızından daha yüksektir ve nükleer tablodaki nötronca zengin bölgedeki çekirdekleri üreterek kararlı olmaya çalışır [47, 48, 117].



Şekil 2.9. Evrendeki çekirdeklerin kütle numarasına göre bolluk oranları. Bu grafik Meyer'in makalesinden alınmıştır [6].

2.6.3 p-süreci

Demirden daha ağır çekirdekler s-süreci ile üretilirken protonca zengin çekirdeklerin üretilmesi farklı bir süreçte gerçekleşir. Kütle numarası 74 ile 196 arasındaki 35 tane çekirdek bu süreç ile üretilir [111]. Bu çekirdeklerin bollukları s-süreci ile üretilenlere nazaran daha azdır. Şekil 2.9 evrende bulunan çekirdeklerin bolluk oranlarını s, r ve p süreçleri çekirdekleri cinsinden göstermektedir. Şekil 2.9'da da görüldüğü üzere s ve r-süreci eğrileri p-süreci eğrilerine paraleldir. Bu durum s ve r-sürecinde üretilen çekirdeklerin p-sürecinde tohum çekirdek olarak kullanıldığını işaret etmektedir [124]. Bu süreç hala araştırılmaktadır ve en yaygın görüş tip II süpernova patlamalarının O/Ne tabakalarında meydana gelmesidir. Bu bölgede meydana gelen şok dalgaları yıldız sıcaklığını yükseltir. 1.8-3.3 GK düzeylerindeki bu sıcaklık Coloumb bariyerini aşmak için yeterli bir sıcaklıktır. Kütle numarası 92 ve 92'den küçük çekirdekler 3GK, 92-144 arasındaki çekirdekler 2.7-3 GK ve 144'den büyük olan çekirdekler 2.5 GK'den büyük sıcaklıklarda üretilir. s ve r-süreçlerinde üretilmiş tohum çekirdekler art arda foton yakalayarak nötron yayımlarlar. Böylece çekirdek nötronca fakirleşir. Önceleri (n, γ) reaksiyonları Coloumb potansiyeli ile ilgili

olmadıklarından daha baskındır . Çekirdek nötronca fakirleştikçe nötron ayrılma enerjisi artarken proton ve alfa parçacıklarının ayrılma enerjisi azalır ve (γ, p) ile (γ, α) reaksiyonları meydana gelir. Böylece çekirdek protonca zengin bölgeye yaklaşır. Çekirdeğin kararlı hale gelmesi β bozunumlarıyla gerçekleşir. s ve r süreçleriyle yaratılan tohum çekirdeklerin ardışık foton yayımlaması ve β bozunumlarına uğramasıyla geçilen bu evreye γ -süreci denilir [125, 126]. Ağır çekirdekler bu süreçte oluşur [126].



3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1 Ampirik ve Yarı-Ampirik Formül Oluşturma

Tesir kesitlerinin ampirik ve yarı-ampirik formüllerinin nasıl türetileceği nükleer reaksiyon tarihinde çekici bir konu olmuştur. Deneysel verisi olmayan veya bir biriyle çelişkili ölçümlerin olduğu enerjilerde nötron girişli reaksiyonların tesir kesitlerini hesaplamak için sistematiklere ihtiyaç duyulur. Nötronlar tarafından üretilen nükleer reaksiyonlar Weisskopf'un [19] istatistiksel teorisine dayanan üstel bir fonksiyonla bozunum genişlikleri cinsinden aşağıdaki gibi verilebilir.

$$\sigma(n, p) = \sigma_R \Gamma_p / \Gamma_{tot} \quad (3.1)$$

Burada σ_R mermi nötronlar için bileşik çekirdeğin tesir kesitidir ve genellikle elastik olmayan tesir kesiti olarak alınır. Γ_p proton bozunumu, Γ_{tot} ise toplam bozunum genişliğidir. Toplam bozunum genişliği;

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \dots \Gamma_{tot} \simeq \Gamma_n \quad (3.2)$$

olarak alınabilir. Burada Γ_α parçacık yayımlanma genişliği olup,

$$\Gamma_\alpha = h \int \frac{d^2W}{d\epsilon_\alpha dt} d\epsilon_\alpha \quad (3.3)$$

biçimindedir. Burada α terimi yayımlanan parçacığı temsil ederken ϵ_α ise giden parçacığın kinetik enerjisidir [19, 127]. Yine Weisskppf-Ewing modeline göre $d^2W/d\epsilon_\alpha$ yayımlanma hızıdır ve aşağıdaki eşitlikle verilir;

$$\frac{d^2W}{d\epsilon_\alpha dt} \simeq \frac{2I_\alpha + 1}{2\pi^2 h} k_\alpha^2 \sigma_\alpha \exp\left(-\frac{\epsilon_\alpha + B_\alpha}{T}\right) \quad (3.4)$$

Burada k_α dalga sayısı iken I_α yayımlanan parçacığın spinidir. σ_α bileşik çekirdeğin tesir kesiti olup T nükleer sıcaklığı, B_α ise çıkan parçacığın kurtulma enerjisini temsil eder. Yüklü parçacıklar için 14 MeV civarındaki reaksiyonların tesir kesiti;

$$\sigma_\alpha \simeq \begin{cases} \sigma_0(1 - V/\epsilon_\alpha) & \epsilon_\alpha > V \\ 0 & \epsilon_\alpha < V \end{cases} \quad (3.5)$$

biçimindedir. Burada $V = ZZ'e^2/r$ 'dir. Ze çekirdek yükü ve $Z'e$ ise parçacık yüküdür. V terimi Coloumb bariyerini temsil eder. Nötronlar için $\sigma_0 = \pi r^2$ 'dir. Fomüldeki r yarıçapı temsil eder. Sonuç olarak proton ve nötron bozunum genişlikleri aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\begin{aligned} \sigma_p &\simeq \frac{2m_p r^2}{\hbar^2 \pi} T^2 \exp\left(-\frac{B_p + V}{T}\right) \\ \sigma_n &\simeq \frac{2m_n r^2}{\hbar^2 \pi} T^2 \exp\left(-\frac{B_n}{T}\right) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Bu eşitlikler 3.5'de yerine konulduğunda nötron girişli reaksiyonlar için genel bir tesir kesiti ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\sigma(n, p) \simeq \sigma_R \exp\left(\frac{Q - V}{T}\right) \quad (3.7)$$

Genellikle nötron girişli reaksiyonlar için önerilen ampirik tesir kesiti formülleri bu istatistik formül üzerinden yapılmaktadır. Reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanmasına yönelik çalışmalar hâlihazırda mevcutken ampirik formül önermeye yönelik ilk çalışmalar Levkovskii tarafından 1964 yılında gerçekleştirilmiştir [20]. Levkovskii bu çalışmada 14-15 MeV aralığındaki nötron enerjilerinde ve kütle numarası $12 < A < 150$ arasında değişen çekirdeklerin (n, p) reaksiyonlarının tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağımlılığını göstermiştir. Levkovskii'nin formülü;

$$\sigma_{(n,p)} = 45.2(A^{1/3} + 1)^2 \exp(-33(N - Z)/A) \quad (3.8)$$

biçimindedir. Birçok araştırmacı bu formülden hareket ederek yeni formüller önermişlerdir [128]. 1978 yılında Pai ve Andrews 14 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan (n, p) reaksiyonlarının ampirik tesir kesiti formüllerinde Q -değerini de hesaba katmıştır [25]. 10 MeV gelme enerjisinin üzerindeki enerjilerde hafif mermi parçacıklarla oluşturulan nükleer reaksiyonlarda denge-öncesi mekanizma oldukça önemlidir. Denge-öncesi nükleer reaksiyon etkileri asimetri parametresine güçlü şekilde bağımlılık gösterir. Özellikle (n, p) reaksiyonu için $A = 40 - 62$ arasında bileşik çekirdek reaksiyonu baskın bir durumdayken, $A = 90 - 160$ arasında denge-öncesi süreç daha baskındır. Diğer taraftan orta kütle bölgesi olan $A = 63 - 89$ arasında bu nükleer reaksiyon için her iki süreç de olasıdır [73]. Kumabe ve Fukuda [26] bu etkileri dikkate alarak Levkovskii'nin formülünü yeniden düzenlemişlerdir. Sonuçta Kumabe ve Fukuda [26]'nın oluşturduğu ampirik formül;

$$\sigma = aA^b \exp(-c(N - Z)/A) \quad (3.9)$$

biçimindedir. Diğer taraftan $(n, 2n)$ ve (n, np) nükleer reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonlarının maksimumlarındaki tesir kesitini belirlemek için Manokhin, Odano vd. [129] tarafından bazı ampirik sistematipler elde edilmiştir. Ayrıca Ait-Tahar [130] (n, α) tesir kesitlerinin $(N - Z + 1)/A$ parametresine bağımlı olduğunu göstermiştir. Belgaid ve Asghar [22] ise beş parametre içeren ve (n, α) ve (n, p) nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin $(2Z - 1)/A$ parametresi ile güçlü bir bağımlılığının olduğunu ilk kez gösteren yarı-ampirik bir formül elde etmiştir [26].

En Küçük Kareler Yöntemi (χ^2 Minimizasyonu)

Deneyssel tesir kesiti verilerini kullanarak ampirik ve yarı-ampirik formül oluşturmanın çeşitli yöntemleri vardır. Veri noktalarının karelerinin toplamını en aza indirmek bu yollardan biridir. Bu yüzden bu tez çalışmasında sunulan formüllerin oluşturulmasında en küçük kareler yöntemi kullanılmıştır.

İstatistiksel modellemede regresyon analizi, bağımlı bir değişken (genellikle sonuç değişkeni olarak adlandırılır) ile bir veya daha fazla bağımsız değişken (genellikle öngörücüler olarak adlandırılır) arasındaki ilişkileri tahmin etmek için bir dizi istatistiksel süreçtir. En küçük kareler yöntemi ise, birbirine bağlı olarak değişen iki

fiziksel büyüklük arasındaki matematiksel bağlantıyı, mümkün olduğunca gerçeğe uygun bir eşitlikle yazmak için kullanılan, standart bir regresyon yöntemidir. Bir başka deyişle bu yöntem, ölçüm sonucu elde edilmiş veri noktalarına “mümkün olduğu kadar yakın” geçecek bir fonksiyon eğrisi bulmaya yarar. En küçük kareler yöntemi resmi olarak ilk defa Adrien-Marie Legendre tarafından yayımlanmıştır [131]. Ancak Carl Friedrich Gauss’un da bağımsız olarak ve aynı dönemlerde bu yöntemi keşfettiği ve kullandığına dair bilgiler bulunmaktadır [132, 133].

En küçük kareler yönteminin en önemli uygulama alanı veri analizidir. En küçük kareler anlamında en iyi uyum, kalan değer karelerinin toplamını en aza indirir. Kalan değer; gözlenen bir değerle hesaplanan bir değer arasındaki farktır. En küçük kareler yöntemi tüm bilinmeyenlerde farkın doğrusal olup olmadığına bağlı olarak temel olarak doğrusal (sıradan) ya da doğrusal olmayan olarak iki türdür. Doğrusal olan en küçük kareler yöntemi istatistiksel regresyon analizinde ortaya çıkar ve kapalı form çözümü vardır. Doğrusal olmayan problem genellikle yinmeli iyileştirme ile çözülür. Her yinelemede sistem doğrusal bir sistemle yaklaşık olarak belirlenir. Dolayısıyla her iki durumda da hesaplama temel olarak benzerdir. Polinom en küçük kareler yöntemi ise bağımsız bir değişkenin fonksiyonu olarak bağımlı değişkenin tahminindeki varyansı ve uydurulmuş eğriden sapmaları açıklar. Gözlemler üstel bir aileden geldiğinde ve hafif koşullar karşılandığında, en küçük kareler tahminleri ve maksimum olasılık tahminleri ile aynıdır [134].

“Tüm modellerin yanlış olduğunu unutmayın; pratik soru, işe yaramamak için ne kadar yanlış olmaları gerektiğidir.” diyen E.P. George iyi bir istatistikçi ve kalite kontrolcü idi. Teorik fizikçiler bu alıntının nükleer çok cisim problemi için de geçerli olduğunu öne sürmektedir. Nükleer modellemelerde çok fazla belirsizlik vardır. Özünde tıpkı gözlemlenebilirlerle ilgili pek çok operatör gibi, ortam içi etkilerden güçlü bir şekilde etkilenen nükleer etkileşim mekanizması tam olarak bilinmemektedir. Ek olarak varsayımları basitleştirerek nükleer modelleyiciyi tanıtan çok cisim denklemini çözmek de hayli zorlayıcıdır. Dahası nükleer fizik genel argümanlar açısından gerekçelendirilmiş ancak parametreleri temelde bilinmeyen ve çoğu zaman en temel modellemelerden çıkarılamayan teorilerle uğraşır. Bu

parametreler genellikle deneysel verilere uyarak belirlenir. Bu tür fenomenolojik olarak ayarlanmış teorilerin öngörücü gücü sınanmalıdır. Bu nedenle tahmin edilen değerlerin özellikle nükleer yapı ve dinamikler için efektif etkileşimler veya enerji fonksiyonlarının hata tahminine ihtiyacı vardır. Bunlar genellikle büyük deneysel veri kümelerine uyarlanır [135]. Bu ayarlamalarda en küçük kareler yöntemi hata tahminleri için iyi geliştirilmiş stratejilere kapı açar [136, 137]. Hata tahminlerinin yanı sıra istatistiksel analiz zayıf veya güçlü şekilde sınırlandırılmış parametreleri veya farklı gözlemlenebilirler arasındaki ilişkiyi belirleyerek modellere ilişkin daha derin içgörüler elde etmek güçlü bir araçtır.

Parametreleri $p = (p_1, \dots, p_{N_p})$ olan N_p ve ölçülen gözlemlenebilirleri $O_i (i = 1, \dots, N_d)$ olan N_d düşünelim. En küçük kareler yöntemi için adımlar; bir ceza fonksiyonu tanımlama, onu p parametrelerine göre en aza indirme, parametrelerin kovaryans matrisini oluşturma ve daha sonra bunları parametre değerlerindeki belirsizliklerle ilişkilendirerek tahmin hatalarını elde etmek için kovaryans matrisini uygulamadır. Bu ceza fonksiyonu genellikle χ^2 fonksiyonudur.

$$\chi^2(p) = \sum_{i=1}^{N_d} \frac{(O_i(p) - O_i^{exp})^2}{\Delta O_i^2} \quad (3.10)$$

Burada $O_i(p)$ hesaplanan değerleri O_i^{exp} deneysel verileri karşılarken ΔO_i ise kabul edilen hatadır.

$$\Delta O_i^2 = \Delta(O_i^{exp})^2 + (O_i^{num})^2 + (O_i^{the})^2 \quad (3.11)$$

Kabul edilen hatanın karesi sırasıyla deneysel hatanın, numerik hatanın ve teorik hatanın karelerinin toplanmasıyla bulunur. Deneysel hata, deney verilerinde bulunur, numerik hata genellikle çok küçüktür ve ihmal edilebilir. Teorik hata ise modelin kendi eksikliklerinden kaynaklanır.

3.2 Hauser-Feshbach İstatistiği

Nükleer reaksiyonlar, reaksiyon tesir kesitlerini hesaplamak için çeşitli modellerle tanımlanır. Deney sonuçlarıyla uyumlu olan modeller reaksiyon mekanizmalarını doğru bir şekilde analiz etmeye olanak sağlar. Gelme enerjisi yaklaşık 12-15 MeV'in altındaki enerjilerde bileşik çekirdek mekanizması oldukça baskındır. Denge-öncesi bileşen ise yaklaşık bu enerjinin ötesindeki parçacık yayımlanmaları için uyarılma fonksiyonuna katkı sağlar. Tez çalışması genelinde denge-öncesi etkiler ihmal edilerek bileşik çekirdek mekanizması boyunca tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır. Bileşik çekirdek yayımlanmaları için hesaplamalar Weisskopf-Ewing ve Hauser-Feshbach modelleri çerçevesinde uygulanabilmektedir. Weisskopf-Ewing model açısal momentum ve parite etkilerini ihmal ederken Hauser-Feshbach model bu parametreleri dikkate alarak reaksiyonu analiz eder. Hauser-Feshbach istatistiğinde temel model ana etkileşim potansiyeli, toplam tesir kesitini çeşitli bileşenlere ayırmaya yarayan optik modeldir. Tepki sürelerine göre de iki tür süreci esas olarak ayıran budur. Reaksiyonlar bir yandan merminin çekirdekle etkileşime girmeden geçmek için ihtiyaç duyduğu hızlı süreçleri, diğer yandan gerçekleşmesi çok daha uzun sürebilen yavaş süreçleri içerir. Nükleer reaksiyonların istatistiksel (veya bileşik çekirdek) modeli, zaman ölçeğinde bir ara bölgeyi kapsasa bile (hızlı ve yavaş süreçler arasında) denge-öncesi model gibi ikinci tür süreçlere aittir [138]. İstatistiksel modelde bir bileşik çekirdeğin, gelen parçacığın hedef çekirdek ile etkileşimi tarafından birçok durumun uyarılabilmesi için yeterince yüksek bir uyarılma enerjisi ile oluşturulduğu varsayılır. Ayrıca, gelen enerji, bozunma meydana gelmeden önce tamamen dengelenen çekirdeğin bileşenleri arasında paylaşılır. Bu Bohr bağımsızlık hipotezidir [139]. Yani bileşik çekirdeğin nasıl oluştuğunu hatırlamadan bozunduğu anlamına gelir. Dolayısıyla istatistiksel modelde bileşik çekirdeğin oluşumu ve bozunması arasında ilişki yoktur. Hauser-Feshbach istatistik modeli de Bohr bağımsızlık hipotezine dayanır.

Bileşik çekirdeğin oluşmasında mermi parçacık ile hedef çekirdeğin nükleonları arasındaki kuvvetli etkileşimler önemli rol oynar ve oluşan bileşik çekirdek istatistiki bir dengeye ulaşmadan, yani mermi parçacığın enerjisi hedef çekirdek nükleonları arasında tamamen paylaşılmadan, bozunmayacaktır. Bozunma aşamasında, bileşik

çekirdeğin nasıl oluştuğundan ziyade; enerjisi, açısal momentumu ve paritesi önemli olacaktır. Hauser–Feshbach modeli, bileşik çekirdek oluştuktan yani denge durumundan sonraki bozunma süreçlerini başarılı şekilde açıklayabilen bir modeldir ve açısal momentum ile paritenin korunumunu da süreçlere dahil eder [65].

Daha önceki bölümlerde de bahsettiğimiz üzere bileşik çekirdek yani istatistiksel model için reaksiyon tipi aşağıdaki gibidir.



Burada a mermi, A hedef çekirdek, CN^* orta uyarılmış bileşik çekirdek, b çıkan parçacık, B ise kalan çekirdektir. Böyle karmaşık bir etkileşim için Schrödinger denklemini, etkileşen tüm parçacıkları hesaba katarak çözmek imkansızdır. Daha ziyade a ve A arasındaki etkileşimin kütle merkezi koordinat sisteminde kısmi bir dalga genişlemesi gerçekleştirerek sorunu nümerik olarak çözmemize izin veren etkin bir potansiyel (Optik Potansiyel) ile tanımlandığını düşünürüz. Bu matematiksel gelişme ile merminin yörünge açısal momentumu l_a ve merminin spin açısal momentumu s_a ve hedef çekirdeğin momentumu I_A ile eşleşme şekli belirtilerek tanımlanır. Böyle bir bağlantı iki farklı yolla elde edilir. Tarihsel olarak ilk nükleer reaksiyonlar düşük enerjili mermilerle oluşturulmuş bu yüzden yalnızca s-dalgaları ($l = 0$ olan) önemli ölçüde katkıda bulunmuştur, bu da doğal yaklaşımın o zaman $\vec{s}_a$ 'yı $\vec{I}_A$ ile çiftlemek olduğunu söylemiştir ancak son zamanlarda mermi toplam açısal momentumu $\vec{j}_a$ 'yı elde etmek için önce $\vec{s}_a$ ve $\vec{l}_a$ 'yı birleştirmek ve daha sonra bileşik çekirdek momentumu $\vec{J}_C$ 'yi elde etmek için $\vec{j}_a$ ve $\vec{I}_A$ birleştirmenin daha uygun olduğu görülmektedir. Gelen parçacık ve hedef çekirdeğin enerji ve pariteleri reaksiyon sürecinin diğer parametreleridir. E_a ve π_a gelen parçacığın enerjisi ve paritesini gösterirken, E_A ve π_A hedef çekirdeğin uyarılma enerjisi ve paritesidir. Korunum yasaları bu reaksiyon kanalı için aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{aligned}
E_a + E_A &= E_C = E_b + E_B \\
\vec{p}_a + \vec{p}_A &= \vec{p}_b + \vec{p}_B \\
\vec{l}_a + \vec{s}_a + \vec{I}_A &= \vec{J}_C = \vec{l}_b + \vec{s}_b + \vec{I}_B \\
(-l)^{l_a} \pi_a \pi_A &= \pi_C = (-l)^{l_b} \pi_b \pi_B
\end{aligned} \tag{3.13}$$

Eşitlik 3.13’de sırasıyla toplam enerjinin korunumu yasası, toplam lineer momentumun korunumu yasası, toplam açısal momentumun korunumu yasası ile toplam paritenin korunumu yasaları gösterilmiştir. Burada E_C ve π_C bileşik çekirdeğin (mermi+hedef) uyarılma enerjisi ve paritesidir.

Spinsiz parçacıkların [140] difüzyon teorisi bize ilk kanal α ’dan son kanal β ’ya giden bir süreç için reaksiyon tesir kesitini sağlar.

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \langle |\delta_{\alpha\beta} - S_{\alpha\beta}|^2 \rangle \tag{3.14}$$

Eşitlik 3.14’de $S_{\alpha\beta}$ saçılma matrisidir ve k_α bağıl hareketin dalga sayısıdır. Optik model potansiyeli, $S_{\alpha\beta}$ için değerlerin yanı sıra aşağıdaki eşitlik ile tanımlanan iletim katsayılarını da verir;

$$T_\alpha = 1 - |S_{\alpha\alpha}|^2 \tag{3.15}$$

Buradan hareketle bileşik çekirdek oluşum tesir kesiti Eşitlik 3.16’daki gibidir.

$$\sigma_\alpha^{CN} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} T_\alpha \tag{3.16}$$

Reaksiyon tesir kesiti bileşenlerinin bağımsız hipotezi;

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_\alpha^{CN} P_\beta, \tag{3.17}$$

eşitliğiyle hesaplanır. Burada P_β bileşik çekirdeğin β kanalına bozunma olasılığıdır ve;

$$P_\beta = \frac{T_\beta}{\sum_c T_c} \quad (3.18)$$

olarak tanımlanır. Buradan hareketle son tesir kesiti $\sigma_{\alpha\beta}$ aşağıdaki gibi formüle edilir.

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \frac{T_\alpha T_\beta}{\sum_c T_c} \quad (3.19)$$

Bu eşitlik spinsiz parçacıklar için Hauser-Feshbach formülüdür. Fakat deneysel durumlar birçok gelen ve çıkan kanal içerir. Buradan hareketle toplam tüm olası kanalları içermelidir. Eğer mermi olarak a ve çıkan olarak b sembollerini koyarsak bu semboller dolaylı olarak reaksiyonun uyarılma enerjisi, spin ve parite gibi tüm karakteristikleri göstermelidir. Bu durum aşağıdaki gibi fomülüze edilir;

$$\sigma_{ab} = \frac{\pi}{k_a^2} \sum_{J_C=|I_A-s_a|}^{l_a^{max}+I_A+s_a} \sum_{\Pi_C=+,-} \frac{2J_C+1}{(2I_A+1)(2s_a+1)} \sum_{j_a=|J_C-I_A|}^{J_C+I_A} \sum_{l_a=|j_a-s_a|}^{j_a+s_a} \sum_{J_C+I_B}^{j_b=J_C-I_B} \sum_{l_b=|j_b-s_b|}^{j_b+s_b} \delta(a, \Pi_C) \delta(b, \Pi_C) \frac{T_{a l_a j_a}^J T_{b l_b j_b}^{J_C}}{\sum_\gamma T_\gamma} \quad (3.20)$$

Eşitlik 3.20'deki J_C ve Π_C üzerinden toplam, en sondaki tesir kesitine J_C^π bileşik seviyeleri ile bağlanan tüm kısmi tesir kesitlerinin katkısından kaynaklandığı gerçeğini açıklar. Teorik olarak J_C 'nin tüm olası değerleri göz önüne alınmalıdır ancak pratikte toplam $I_A + s_a + l_a^{max}$ ya kadar sınırlandırılır. Çünkü parçacık dalgaları için burada maksimum bilinen bir değer vardır ve bu katkı ihmal edilebilir. Son olarak a sembolü dolaylı olarak ilk sistemin kanallarını (mermi +hedef çekirdek) ve b sembolü ise son sistemin kanallarını (saçılan ve kalan çekirdek) tanımlayan tüm özellikleri içerir. Bir önceki eşitlik iletim katsayısı j ve l 'nin fonksiyonu olarak belirlendiğinden reaksiyon kanalı tanımlamasında açıklanan bağlantı şemasının benimsendiğini gösterir. Çünkü optik model hesaplamalarında genellikle $\vec{l}$ ve $\vec{s}$ çiftlenimi benimsenmiştir.

Optik Model

Optik model potansiyeli, gelme enerjisi E ve hedef çekirdek kütlesi A 'nın bir

fonksiyonu olarak tanımlanır. Bu potansiyel nükleer saçılma ve Coloumb saçılması gibi elastik ve inelastik saçılmaları içerdiğinden saçılma tesir kesitini pürüzsüz olarak tanımlar. Nükleer fizik düşük enerjilerde tanımlandığından (genellikle 10-100 MeV) Schrödinger quantum mekaniği çekirdek içerisindeki fiziği tanımlama için yeterlidir. Yani bu her sistemi (nükleon-çekirdek gibi) Schrödinger denkleminin çözümü olan $\psi(\vec{x}, t)$ fonksiyonu kullanarak tanımlayabiliriz demektir. Schrödinger denklemi eşitlik 3.21 gibidir ve burada $V(\vec{x})$ potansiyeldir.

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{x}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\vec{x}, t) + V(\vec{x}) \psi(\vec{x}, t) \quad (3.21)$$

Sistemi hesaplayabildiğimiz bir dalga fonksiyonu ile tanımlayabildiğimiz için Optik ile kullanılan bir analogi çok kullanışlıdır. Çünkü nükleonlar ve çekirdek tıpkı ışık gibi dalga fonksiyonu cinsinden tanımlanır. Optik model olarak bilinen bu özel durumda aslında yapılan optik fizikten karmaşık kırılma indisi kavramını almaktır. Optikte bilindiği gibi $n \in C$ ile verilen gerçek kısım kırılma indisi, imajiner kısım ise sönme faktörüdür. İlki ışığın nasıl iletildiğini ikincisi ise ortam tarafından nasıl soğurulduğunu açıklar. Aynı şekilde nükleer fizikte de dalga fonksiyonunun soğurulmasını tanımlayan imajiner bir kısım düşünülürse bu imajiner kısım akıdan parçacıkları uzaklaştıran esnek olmayan saçılmayı açıklar. Genel olarak optik model, potansiyelin gerçek kısmı bilindiğinde kullanılır ve buna maruz kalan ışının tesir kesiti ölçülebilir [59]. Bir çekirdekle (R yarıçaplı) etkileşime giren bir nükleon olduğunu düşünelim. Burada tek boyutlu potansiyel Eşitlik 3.22'deki gibi verilebilir.

$$\begin{aligned} V(\vec{x}) &= -U(x) - iW(x) \quad x \leq R \\ V(\vec{x}) &= 0 \quad x > R \end{aligned} \quad (3.22)$$

Sabit bir potansiyel düşünerek ve yüksek enerjilerde (100MeV üzeri) $E \gg U, W$ Schrödinger denklemi çözülürse ;

$$\begin{aligned} \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\vec{x}) - [U - iW] \psi(\vec{x}) &= E \psi(\vec{x}) \\ \left[\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + (E + U + iW) \right] \psi(\vec{x}) &= 0 \end{aligned} \quad (3.23)$$

Hedef çekirdeğin içinde $x \leq R$ 'de dalga fonksiyonu aşağıdaki gibidir;

$$\psi(\vec{x}) \simeq e^{\frac{i}{\hbar}(2m(E+U+iW))^{1/2}} \quad (3.24)$$

Dalga sayısı ise;

$$k + k_R + \frac{i}{2}k_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E + U + iW)} \quad (3.25)$$

biçimindedir. Optik analojiye sahip olmak için karmaşık kırılma indisi ;

$$n = \sqrt{\frac{E + U + iW}{E}} = 1 + \frac{k_R}{k} + \frac{i}{2} \frac{k_1}{k} \quad (3.26)$$

$n \approx 1$ ve $n^2 - 1 \approx 2(n - 1)$ de bu eşitlik olasıdır ve dalga fonksiyonu;

$$\psi(x) \sim e^{iknx} = e^{i(k+k_R)x} e^{\frac{1}{2}k_1x} \quad (3.27)$$

şeklindedir.

4. HESAPLAMALAR VE BULGULAR

Deneysel değerlerin az veya hiç olmadığı reaksiyon kanalları için ampirik ve yarı-ampirik formüller ve nükleer model hesaplamalarından tesir kesitlerinin belirlenmesi son zamanlarda oldukça popülerdir. Bu çerçevede şu anki tez çalışması iki kısımda ele alınmıştır.

İlk kısım (n, α) reaksiyonlarının tesir kesitinin elde edilebilmesi için önerilen ampirik ve yarı-ampirik formüller üzerine oluşturulmuştur. Deneysel verilerin yeni analizi 7.9, 11, 14.5 ve 20 MeV' lik nötron enerjileri için geniş bir hedef çekirdek aralığında uygulanmıştır. Bu çalışmada (n, α) reaksiyonları için önerilen tesir kesiti formülleri, bileşik çekirdek istatistiksel reaksiyon teorisi üzerine temellendirilmiştir. Ampirik ve yarı-ampirik formüllerin elde edilmesine yönelik hesaplama ve analizler 4.1 bölümünde ele alınmıştır.

Tezin ikinci kısmında ise (n, α) reaksiyonları için nükleer model hesaplamaları yapılmıştır. Bu kapsamda hesaplamalar istatistiksel Hauser-Feshbach modeli kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Hesaplamalarda farklı nükleer seviye yoğunluğu ve ktle modelleri seçilerek input parametrelerinin değişiminin uyarılma fonksiyonu üzerine etkileri incelenmiş ve veri analizi yapılmıştır. Ayrıca, (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin izotopik bağımlılıkları araştırılmıştır. Son olarak bu kısımda zayıf s-süreci nükleosentezine katkıda bulunan (n, α) reaksiyonları için astrofizik enerjilerde tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır. Bu kısma ait hesaplama ve değerlendirmeler 4.2 bölümünde sunulmuştur.

4.1 (n, α) Reaksiyonlarının Ampirik ve Yarı-ampirik Tesir Kesiti Formüllerinin Oluşturulması

Bu tez çalışmasında (n, α) reaksiyonlarının tesir kesitlerinin hesaplanabilmesi için araştırılan yeni ampirik ve yarı-ampirik formüller Levkovskii [20]'nin sistematığı dikkate alınarak önerilmiştir. Fakat şu anki sistematik bazı parametreler ile Levkovskii [20]'nin sistematığından ayrılmaktadır. Bölüm 3.1'de de belirttiğimiz gibi literatürden elde edilen (n, α) reaksiyonları için sistematikler çoğunlukla asimetri

parametresi üzerine kuruludur. Biz bazı özel enerjilerde (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel değerleri için daha doğru tahmininin nötron enerjisi, reaksiyon Q-değeri, N/Z oranı ve $(N-Z+1)$ parametresine bağlı olarak oluşturulan ampirik ve yarı-ampirik formüller ile sağlanacağını öne sürüyoruz. Bu doğrultuda daha önce Yiğit [127] tarafından gerçekleştirilen ve nötron girişli reaksiyonlar için elde edilen tesir kesitlerinin Q değeri üzerine bağımlılıklarını içeren formüllerden yararlanılmıştır. Yiğit [15, 127, 141] tarafından yapılan çalışmalarda $(n, 2n)$, $(n, {}^3\text{He})$, (n, d) , $(n, n\alpha)$ ve (n, t) reaksiyon kanalları için Q değerine bağlı ampirik tesir kesiti sistematiikleri geliştirilmiştir. Aynı zamanda Fan vd. [52]'nin 20 MeV'in altındaki enerjilerde (n, α) tesir kesitleri için denge ve eksiton modelleri dikkate alarak oluşturdukları sistematiikler bu tez çalışmasında önerilen sistematiik için motivasyon kaynağı olmuştur. Fan vd. [52]'nin ampirik formülü aşağıdaki gibi verilmiştir.

$$C_\alpha(N, Z, E) = (1 + A^{1/3})^2 \exp[0.6931(B(E) - K(E)((N - Z + 1)/A)] \quad (4.1)$$

Nötron girişli reaksiyonların tesir kesitlerinin hesaplanabilmesi için daha önce önerilen sistematiiklerin çoğunluğu 14-15 MeV gelme enerjisi içindir. Bizim bu tez çalışmasında önerdiğimiz sistematiik ise bu aralık haricinde 7.9, 11 ve 20 MeV' lik nötron enerjileri için de iyi bir şekilde çalışır. Sonuç olarak İstatistiksel teori dikkate alınarak 7.9, 11, 14.5 ve 20 MeV' lik nötron enerjilerinde deneysel veriler kullanılarak (n, α) tesir kesitleri için iyi bir hesaplama metodu aşağıdaki sistematiik ile verilebilir.

$$\sigma(n, \alpha) = a(N - Z + 1)(E_n + Q)^{1/2} \exp(b(N/Z)) \quad (4.2)$$

Bu eşitlikte N ve Z sırasıyla nötron ve proton sayılarıdır. E_n gelen proton enerjisi ve Q reaksiyon enerjisidir. Fit parametreleri ise a ve b ile gösterilmiştir. Fit parametreleri 7.9, 11, 14.5 ve 20 MeV' lik nötron enerjileri için EXFOR'dan alınan deneysel veriler kullanılarak elde edilmiştir. Fit parametrelerini elde etmek için en küçük kareler yöntemi kullanılmıştır. Bu tez çalışmasının temel motivasyonlarından birisi çekirdeğin tek-çift özelliklerinin (n, α) tesir kesitleri üzerine etkisinin incelenmesidir. Diğeri ise (n, α) tesir kesitleri üzerine N/Z parametresinin etkisinin araştırılmasıdır. Dolayısıyla 7.9, 11, 14.5 ve 20 MeV' lik enerjilerde gerçekleştirilen fit işlemleri

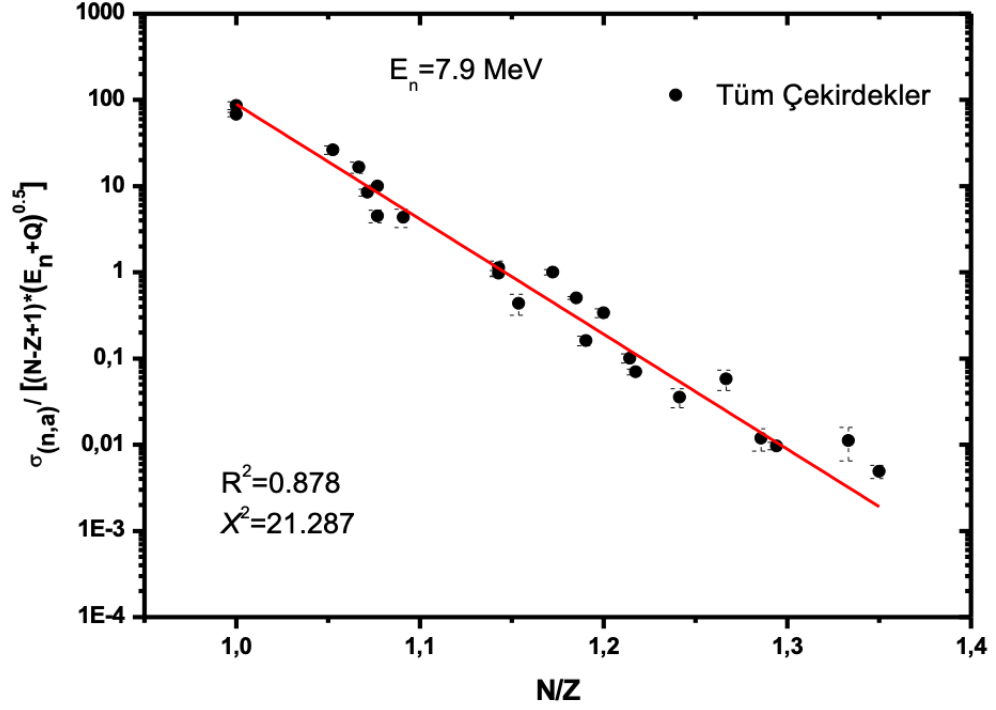
yukarıda bahsedilen iki etki çerçevesinde farklı yöntemler ve farklı fit parametreleri ile sunulmuştur. Her bir gelme enerjisi için bu yöntemler sonucunda elde edilen veriler birleştirilerek ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri oluşturulmuştur. Bu bölümde Eşitlik 4.2'deki sistematik çerçevesinde oluşturulan ampirik ve yarı-ampirik formüller verilecektir.

4.1.1 7.9 MeV'lik enerjide (n, α) ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

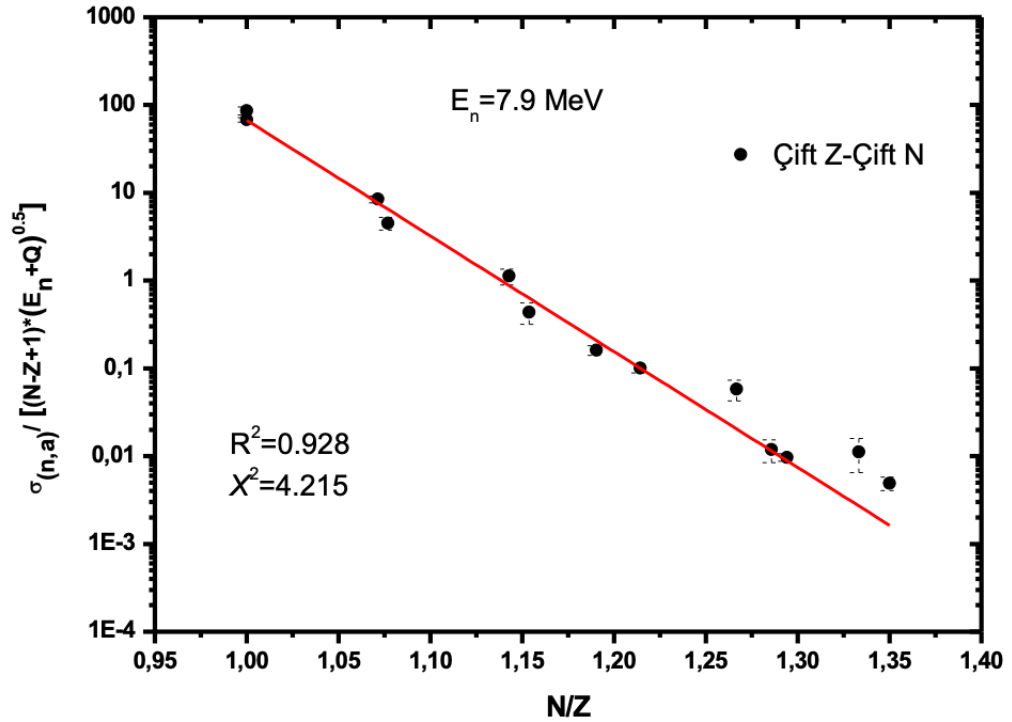
Literatürde 7.9 MeV'lik nötron enerjisi civarında (n, α) nükleer reaksiyonları üzerine deneysel tesir kesiti verisi oldukça azdır. Dolayısıyla elde edilecek ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri ve model hesaplamaları oldukça önemlidir. Tezin bu kısmında 7.9 MeV'lik enerji civarında ampirik ve yarı-ampirik formüller oluşturmak için kütle numarası $23 \leq A \leq 98$ arasında değişen 23 tesir kesiti verisi üzerinden bir inceleme yapılmıştır. Bu deneysel verilerin ölçümü 7.9 ± 0.4 MeV'lik enerji bölgesinde gerçekleştirilmiştir. Bu gelme enerjisi aralığı tesir kesiti sistematikliğini elde etmek için 7.9 MeV'e indirgenmiştir. Daha önce değindiğimiz üzere ampirik ve yarı-ampirik formüllerimizi elde etmek için Eşitlik 4.2'deki tesir kesiti sistematikliğini kullanarak bir dizi fit işlemi gerçekleştirilmiştir. 7.9 MeV'lik nötron enerjisinde deneysel tesir kesiti verilerinin fit işlemi 5 farklı yaklaşım kullanılarak iyileştirilmeye çalışılmıştır. Bu yaklaşımlara ait fit işlemleri Şekil 4.1-4.5'de gösterilmiştir. 7.9 MeV'lik gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için ilk yaklaşım, kütle numarası $23 \leq A \leq 98$ arasında değişen 23 tesir kesiti verisi üzerinden gerçekleştirilmiştir. Bu düşünceyle N/Z parametresine karşı $\sigma(n, \alpha)/((N - Z + 1)(E_n + Q)^{1/2})$ grafiği çizilmiş ve Şekil 4.1'de verilmiştir. Daha ilk bakışta (n, α) tesir kesitleri ile N/Z parametresi arasında çarpıcı bir eksponansiyel bağımlılık görülmektedir. Bu ilişki, deneysel verileri fit ederek tesir kesiti sistematikliğini oluşturacak kadar güçlüdür. Bu korelasyonun sonucu olarak, birinci yaklaşım $R^2=0.878$ korelasyon katsayısına sahiptir. Ayrıca bu yaklaşım için ki-kare değeri 21.287'dir. İkinci yaklaşım çekirdeklerin tek-çift özelliğine bağlı olarak bir sınıflandırmayı içerir. Şekil 4.2, 7.9 MeV'de (n, α) reaksiyon tesir kesitleri üzerine çift-çift çekirdekler için yapılmış analizi sunar. Bu yaklaşım $28 \leq A \leq 98$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdekler için 13 deneysel veri üzerinden oluşturulmuştur.

Şekil 4.2’den görüldüğü gibi bu ayırımı $\chi^2=4.215$ ve $R^2=0.928$ ’lik değerlerle çift-çift çekirdekler için iyi bir fit sağlamıştır. Üçüncü yaklaşım olarak tek-çift çekirdekler için uygun bir fit işlemi Şekil 4.3’te gösterilmiştir. Bu fit işlemi $23 \leq A \leq 65$ kütle bölgesindeki 10 tek-çift çekirdek için yapılmıştır. Elde edilen χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 33.661 ve 0.887’dir. Tek-çift çekirdekler için ki-kare değeri oldukça yüksek çıkmıştır. Çünkü Şekil 4.3’den de görüleceği üzere tek-çift çekirdekler için tesir kesitleri belirli bir N/Z’nin ötesinde farklı bir yapıya sahiptir. Herhangi bir çekirdek için N/Z oranı nötron bakımından ne kadar zengin olduğunu gösterir. Bu bakımdan N/Z oranının tesir kesiti üzerine etkisini incelemek oldukça önemlidir. Dolayısıyla tek-çift çekirdekler için Şekil 4.4 ve Şekil 4.5’de N/Z parametresine göre farklı fit işlemleri gerçekleştirilmiştir. Dördüncü yaklaşım Şekil 4.4’de $23 \leq A \leq 45$ kütle bölgesinde $N/Z < 1.15$ parametresine sahip 5 hedef çekirdek için ve beşinci yaklaşım Şekil 4.5’de $51 \leq A \leq 65$ kütle bölgesindeki $N/Z > 1.17$ parametresine sahip yine 5 hedef çekirdek için verilmiştir. Dördüncü yaklaşım için χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 1.442 ve 0.995’dir. Beşinci yaklaşım için χ^2 ve R^2 sonuçları ise, sırasıyla 5.324 ve 0.974’dir. Tek-çift çekirdekler için elde edilen ki-kare ve korelasyon sabitlerine göre N/Z parametresine bağlı olarak yapılan sınıflandırma fit işlemini oldukça iyileştirmiştir.

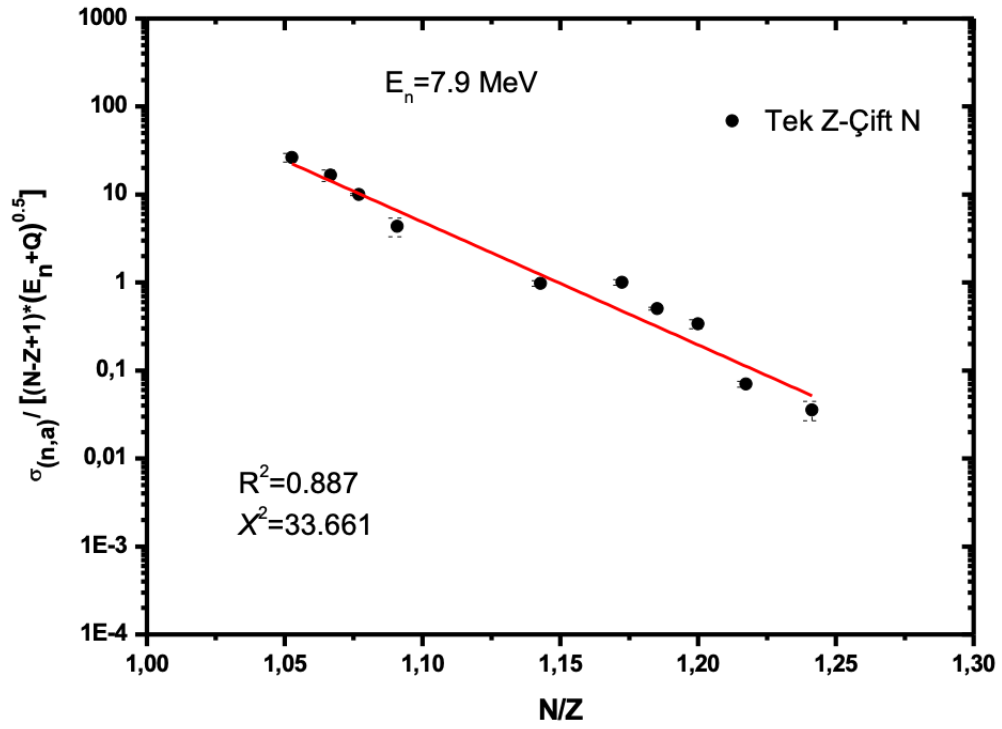
Yapılan beş yaklaşımın analizi sonucunda önerilen ampirik ve yarı-ampirik formüller Çizelge 4.1’de χ^2 ve R^2 değerleri ile birlikte verilmiştir. Çizelge 4.2 ise bu ampirik ve yarı-ampirik formüllerden elde edilen tesir kesitleri ile deneysel değerlerin karşılaştırılması sunulmuştur. Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.2’den görüldüğü gibi çekirdeğin tek-çift etkilerinin dikkate alınması ve N/Z parametresine göre sınıflandırma sonucu oluşan yarı-ampirik formül için ki-kare değeri ($\chi^2=3.177$) ve sonuç olarak deneysel değerlerle uyum oldukça iyidir.



Şekil 4.1. 7.9 MeV gelme enerjisinde $23 \leq A \leq 98$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



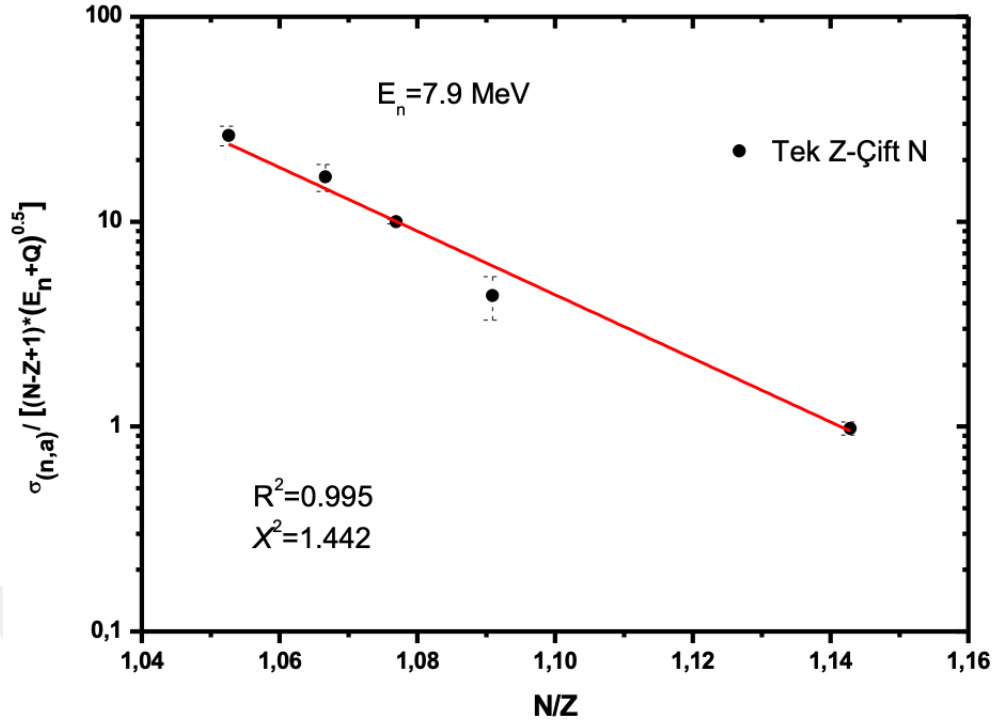
Şekil 4.2. 7.9 MeV gelme enerjisinde $28 \leq A \leq 98$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



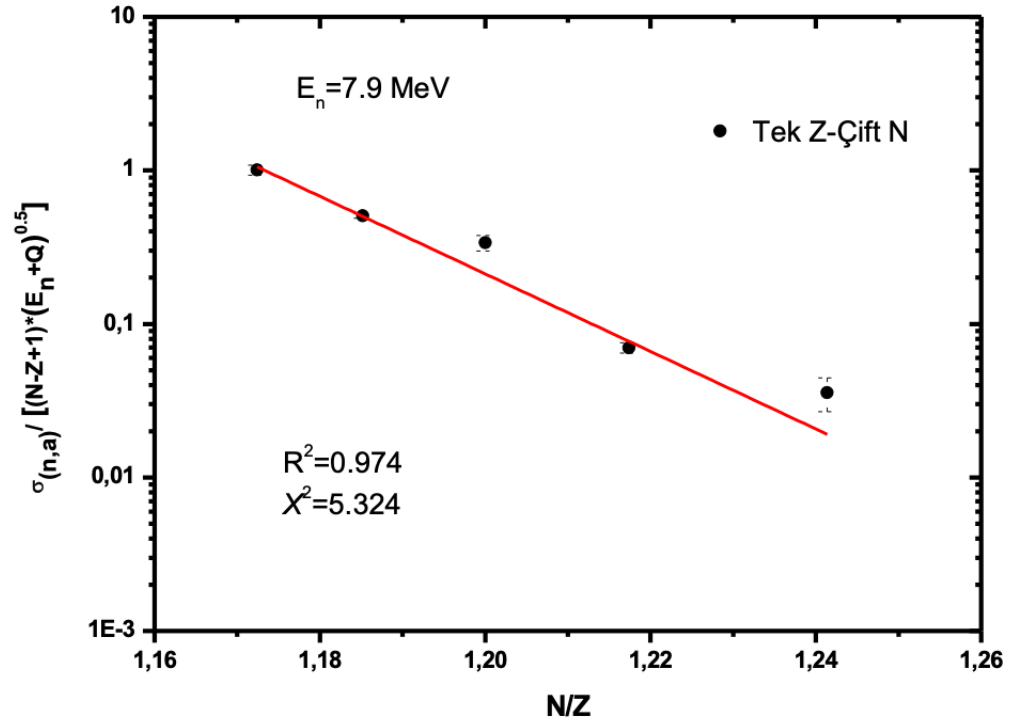
Şekil 4.3. 7.9 MeV gelme enerjisinde $23 \leq A \leq 65$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.

Çizelge 4.1. 7.9 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için yeni ampirik ve yarı-ampirik formüller.

	Çekirdek Seçimi	Sınırlar	Formül	R^2	χ^2
Ampirik formül	Tüm çekirdekler	$23 \leq A \leq 98$	$\sigma(n, \alpha) = 1.958E15 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-30.717 * \frac{N}{Z}]$	0.878	21.287
Yarı-ampirik formül	çift-çift çekirdekler	$28 \leq A \leq 98$	$\sigma(n, \alpha) = 1.025E15 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-30.35 * \frac{N}{Z}]$	0.928	3.177
	tek-çift çekirdekler	$23 \leq A \leq 45;$ $N/Z < 1.15$	$\sigma(n, \alpha) = 5.307E17 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-35.755 * \frac{N}{Z}]$	0.995	
		$51 \leq A \leq 65;$ $N/Z > 1.17$	$\sigma(n, \alpha) = 4.335E29 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-58.161 * \frac{N}{Z}]$	0.974	



Şekil 4.4. 7.9 MeV gelme enerjisinde $23 \leq A \leq 45$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z < 1.15$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



Şekil 4.5. 7.9 MeV gelme enerjisinde $51 \leq A \leq 65$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.17$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.

Çizelge 4.2. 7.9 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için tesir kesiti sistematikleri ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.

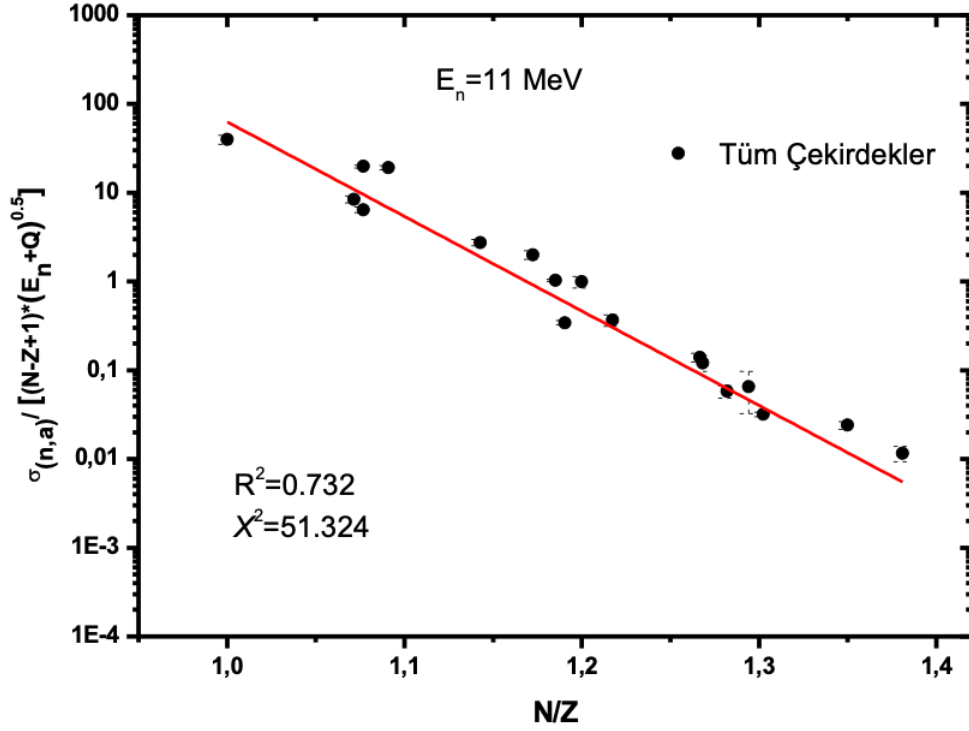
Hedef Çekirdek	A	Gelme Enerjisi (MeV)	Deneysel Veri (mb)	Deneysel Hata (mb)	Şu anki çalışma Ampirik Formül(mb)	Şu anki çalışma Yarı-ampirik Formül(mb)
Na	23	7.6	16.8	4.032	21.184	23.560
Al	27	8.04	44.3	1.1	37.316	44.530
Si	28	7.41	187.8	18.78	195.099	147.419
Si	30	8.391	6.9	1.4145	6.826	5.436
P	31	8	81.31	12.1965	56.807	71.383
K	39	8	161	18	108.538	146.382
Ca	40	7.52	207	12.42	272.307	205.758
Sc	45	8	10.8	0.8	12.252	10.489
V	51	8.108	1.032	0.08	1.662	1.138
Mn	55	8	5.5	0.64	3.131	3.454
Fe	54	8	40.1	6.7	75.134	58.398
Fe	56	8	6.3	1.7	11.440	9.146
Co	59	8.1	8.8	0.3	5.275	8.738
Ni	58	7.48	81.7	7.6	96.364	74.748
Ni	62	7.99	2.05	0.25	2.517	2.057
Ni	64	7.546	0.24	0.07	0.278	0.233
Cu	63	8.19	19	1.4	8.466	19.912
Cu	65	8.26	0.81	0.2	1.225	0.434
Zn	68	7.5	1.5	0.4	0.641	0.534
Se	78	8.12	0.312	0.0312	0.344	0.290
Zr	94	7.704	0.23	0.04	0.090	0.077
Mo	92	8.132	5	0.63	7.973	6.460
Mo	98	7.549	0.55	0.23	0.157	0.134

4.1.2 11 MeV’lik enerjide (n, α) ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

11 MeV civarındaki ölçümler çoğunlukla 10.5-11.5 MeV’lik enerji aralığında yoğunlaşmıştır. Dolayısıyla ampirik ve yarı-ampirik formüller 11 ± 0.5 MeV’lik nötron enerjisinde oluşturulmuştur. Bu enerji bölgesinde gerçekleştirilen tesir kesiti ölçümlerinin az olması elde edeceğimiz formüller ile tahminlerin önemini artırmaktadır. Eşitlik 4.2’deki tesir kesiti sistematığı için 11 MeV’lik gelme enerjisinde fit parametrelerinin elde edilmesi, kütle numarası $A=16$ ’dan 100’e ve atom numarası $Z=8$ ’den 43’e kadar değişen hedef çekirdekleri içeren 18 ölçüm üzerinden gerçekleştirilmiştir. Bu 18 deneysel tesir kesiti verisi Eşitlik 4.2’nin üstel kısmında yer alan N/Z parametresine bağlı olarak fit edilmiştir. Deneysel tesir kesiti verilerinin fit işlemi 7 farklı yaklaşım kullanılarak iyileştirilmeye çalışılmıştır. Bu yaklaşımlara ait sistematikler Şekil 4.6-4.13’de verilmiştir. İlk yaklaşımımız 11

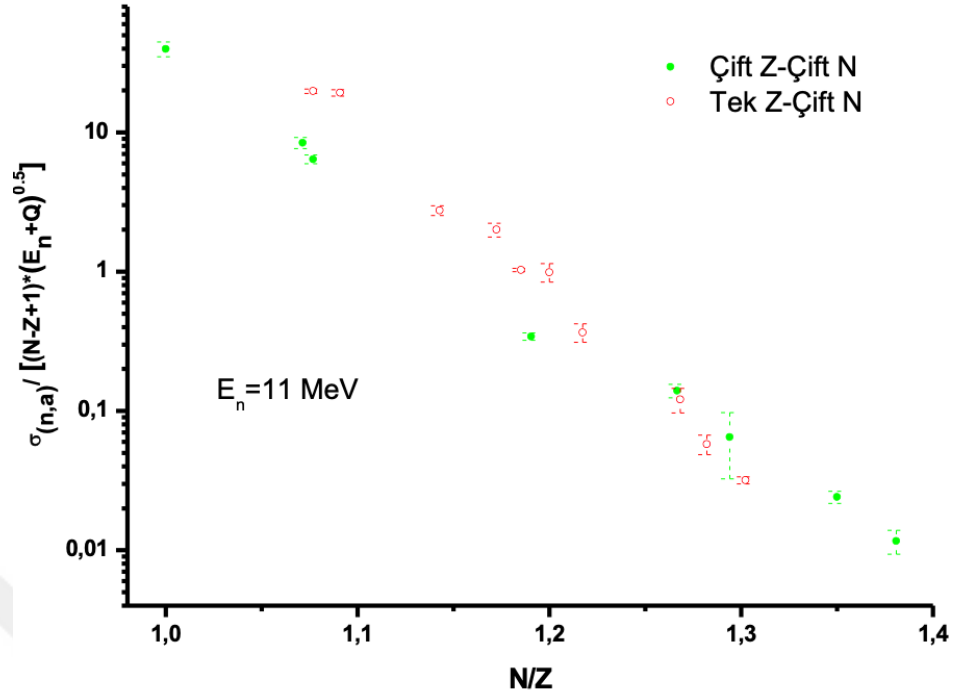
MeV'lik enerjideki 18 veri üzerinden uygulanmış ve Şekil 4.6'da verilmiştir. Bu yaklaşıma ait χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 51.324 ve 0.732'dir. Şekil 4.7'de, 18 hedef çekirdek tek-çift özelliğine göre sınıflandırılmış ve artan N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin değişimi incelenmiştir. Bu şekilden görüleceği üzere çift-çift ve tek-çift çekirdekler farklı yapıda bir uyarılma fonksiyonu spektrumu sergilerler. Uyarılma fonksiyonu tek-çift çekirdekler için N/Z parametresinin artışı ile daha hızlı azalır. Dolayısıyla hem çift-çift çekirdekler hem de tek-çift çekirdekler için farklı fit işlemi yapılmış ve fit parametreleri belirlenmiştir. Bu doğrultuda ikinci yaklaşımımız çift-çift çekirdekler üzerinden gerçekleştirilmiş ve Şekil 4.8'de sunulmuştur. Bu yaklaşım $16 \leq A \leq 100$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdekler için 8 deneysel veri üzerinden oluşturulmuştur. Elde edilen χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 13.533 ve 0.865'dir. Şekil 4.8'den açıkça görülüyor ki N/Z parametresinin büyük ve küçük değerlerine karşılık verilerin dağılımında farklı senaryolar vardır. Bu düşünce ışığında üçüncü ve dördüncü yaklaşımlar oluşturulmuş ve fit parametreleri elde edilmiştir. Üçüncü yaklaşımımız $16 \leq A \leq 92$ kütle bölgesindeki $N/Z < 1.20$ parametresine sahip 4 çift-çift çekirdek için yapılmış ve Şekil 4.9'da verilmiş, dördüncü yaklaşımımız ise $68 \leq A \leq 100$ kütle bölgesindeki $N/Z > 1.26$ parametresine sahip yine 4 çift-çift çekirdek için yapılmış ve Şekil 4.10'da verilmiştir. Çift-çift çekirdekler için böyle bir sınıflandırma yapılması χ^2 ve R^2 değerlerinin oldukça uygun değerler çıkmasına neden olmuştur. Üçüncü yaklaşım için χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 1.807 ve 0.984'dür. χ^2 ve R^2 için dördüncü yaklaşım sonuçları ise 0.128 ve 0.995'dir. Aynı düşünce ışığında beşinci yaklaşım olarak önce tek-çift çekirdekler için fit işlemi yapılmış ve daha sonra N/Z parametresinin değişimine göre altıncı ve yedinci yaklaşımlar oluşturulmuştur. Beşinci yaklaşım $23 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için 10 deneysel veri üzerinden uygulanmış ve Şekil 4.11'de gösterilmiştir. Bu yaklaşım için χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 6.441 ve 0.976'dır. Altıncı yaklaşımımız $23 \leq A \leq 63$ kütle bölgesindeki $N/Z \leq 1.20$ parametresine sahip 6 tek-çift çekirdek için yapılmış ve Şekil 4.12'de gösterilmiştir. Bu yaklaşımın istatistiksel analiz sonuçları $\chi^2=10.703$ ve $R^2=0.949$ 'lik değerler sunar. Yedinci yaklaşımımız $51 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki $N/Z > 1.21$ parametresine sahip 4 tek-çift çekirdek için yapılmış ve Şekil 4.13'de gösterilmiştir. Bu yaklaşımın istatistiksel analiz sonuçları $\chi^2=1.063$ ve $R^2=0.943$ 'lük değerler sunar. Tek-çift çekirdekler için

uygulanen fit işlemlerinde 1.063'lük ki-kare değeri ile nötronca daha zengin hedef çekirdekler için daha uygun hesaplama sonuçları elde edilmiştir.

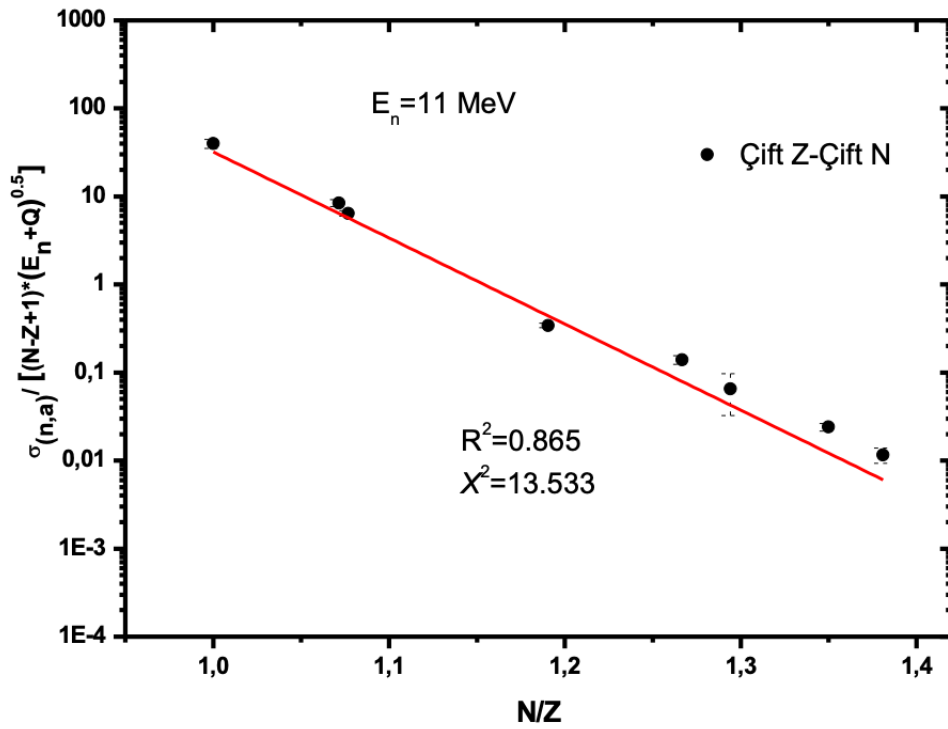


Şekil 4.6. 11 MeV gelme enerjisinde $16 \leq A \leq 100$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.

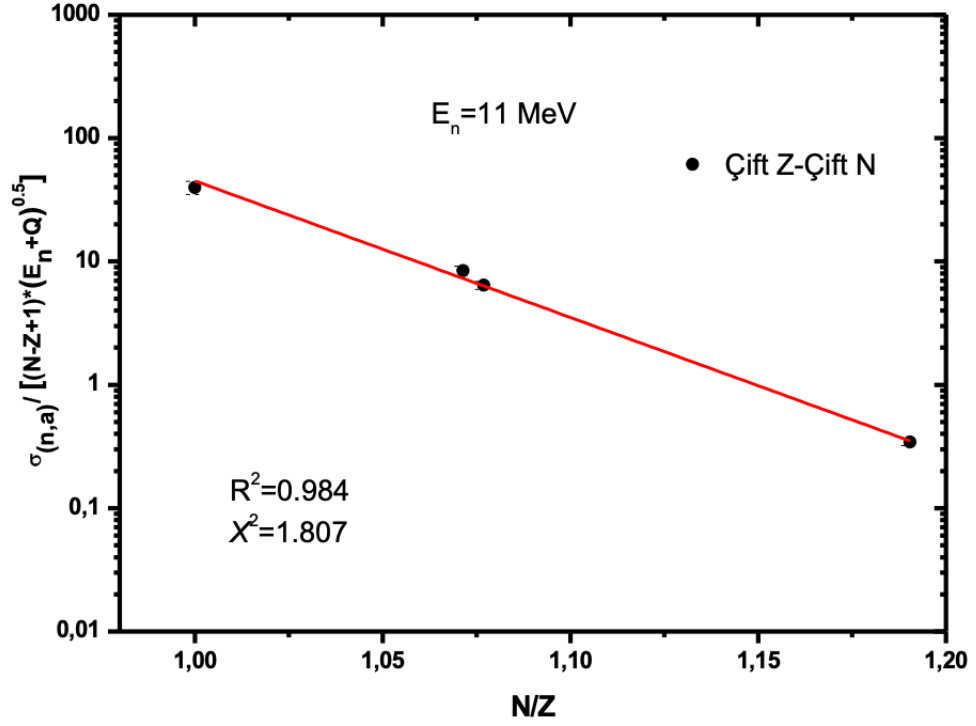
Yapılan yedi yaklaşım tarafından elde edilen ampirik ve yarı-ampirik formüller Çizelge 4.3'de χ^2 ve R^2 analiz sonuçları ile birlikte sunulmuştur. Ayrıca Çizelge 4.4'de, öne sürdüğümüz ampirik ve yarı-ampirik formüller çerçevesinde elde edilen tesir kesiti hesaplama sonuçları literatürdeki deneysel verilerle kıyaslanmıştır. Görüldüğü gibi bu çalışmadan elde edilen ampirik ve yarı-ampirik formüller deneysel değerlerle oldukça iyi uyumaktadır. Özellikle 2. yarı-ampirik formül kullanılarak elde edilen hesaplama sonuçlarının deneysel değerlerle uyumu Çizelge 4.4'den açıkça görülmektedir. 2. yarı-ampirik formül için elde edilen 3.067'lik ki-kare değeri diğer formüllere göre oldukça düşüktür. Sonuçta hem çekirdeğin tek-çift etkileri hem de N/Z parametresine göre sınıflandırma 11 MeV'de (n, α) reaksiyonlarının daha doğru bir tanımlaması için gereklidir.



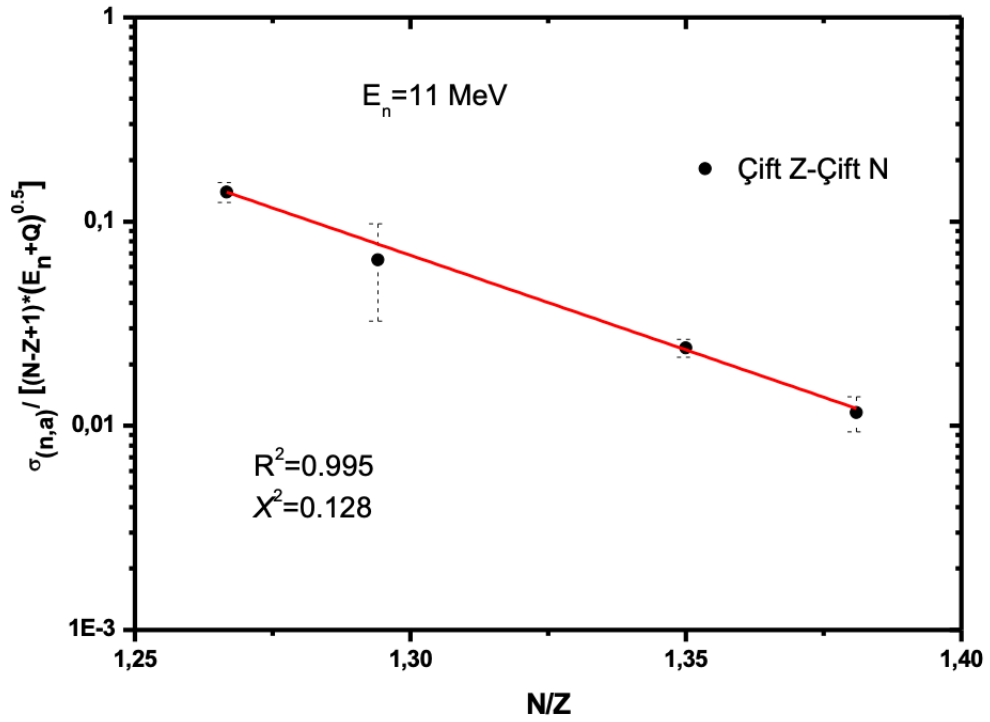
Şekil 4.7. 11 MeV gelme enerjisinde N/Z parametresine bağlı olarak çekirdeklerin tek-çift özelliklerine göre ayrılması.



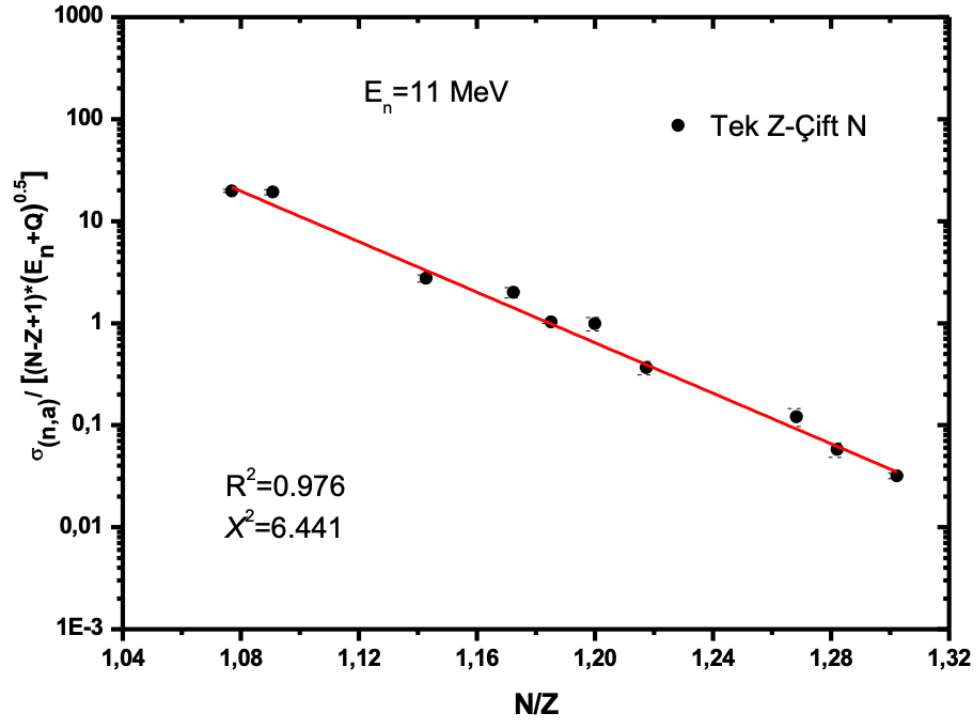
Şekil 4.8. 11 MeV gelme enerjisinde $16 \leq A \leq 100$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



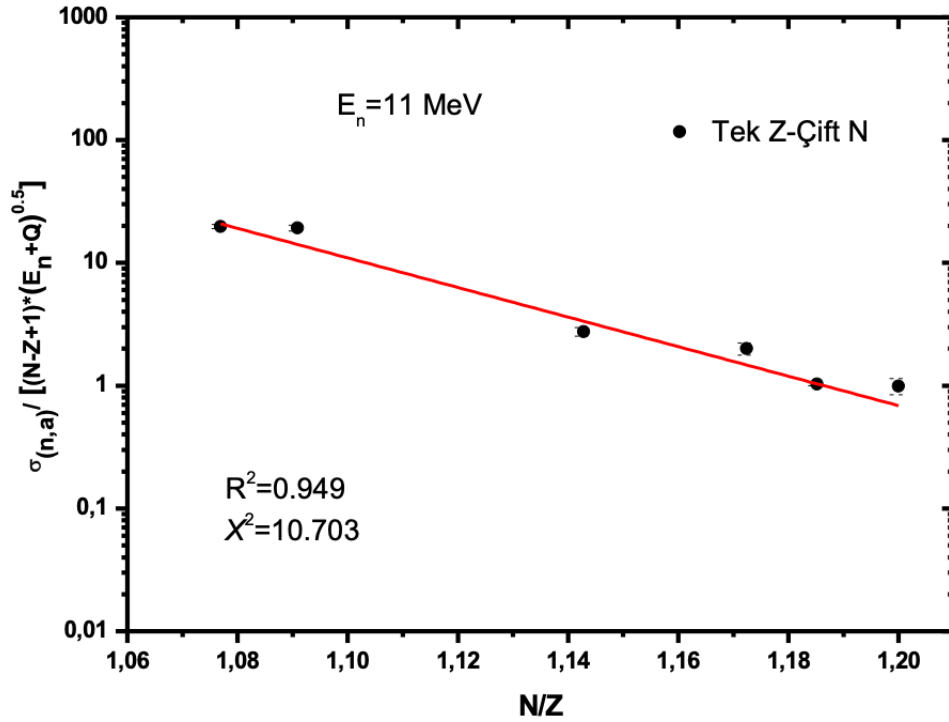
Şekil 4.9. 11 MeV gelme enerjisinde $16 \leq A \leq 92$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z < 1.20$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



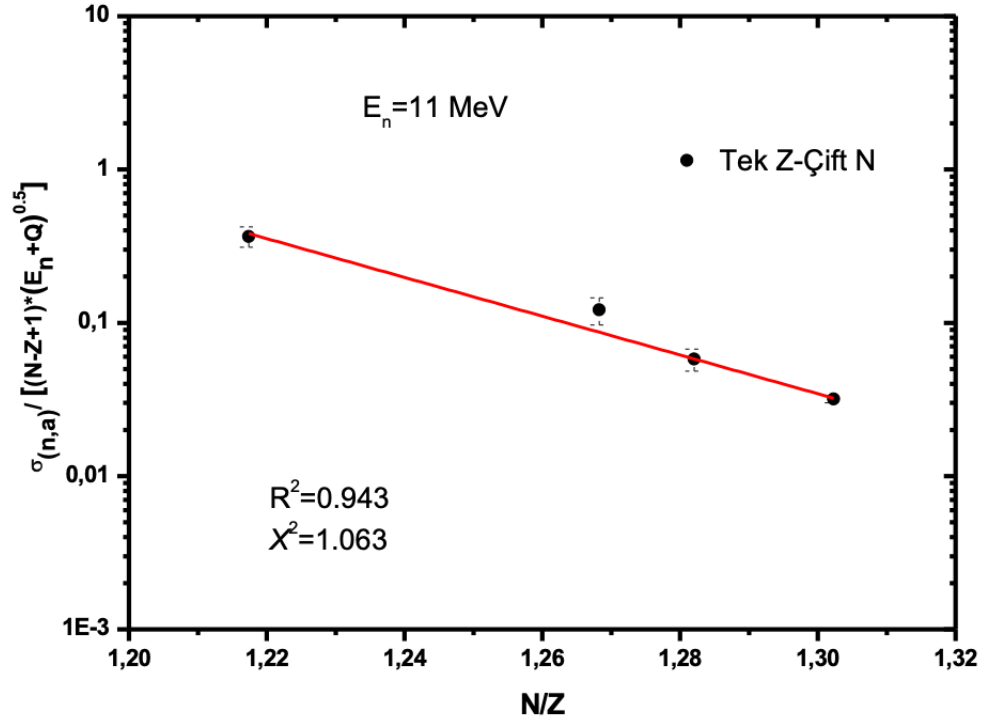
Şekil 4.10. 11 MeV gelme enerjisinde $68 \leq A \leq 100$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.26$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



Şekil 4.11. 11 MeV gelme enerjisinde $23 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



Şekil 4.12. 11 MeV gelme enerjisinde $23 \leq A \leq 63$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z \leq 1.20$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



Şekil 4.13. 11 MeV gelme enerjisinde $51 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.21$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.

Çizelge 4.3. 11 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için yeni ampirik ve yarı-ampirik formüller.

	Çekirdek Seçimi	Sınırlar	Formül	R^2	χ^2
Ampirik formül	Tüm çekirdekler	$16 \leq A \leq 100$	$\sigma(n, a) = 2.829E12 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-24.530 * \frac{N}{Z}]$	0.732	51.324
1.yarı-ampirik formül	çift-çift çekirdekler	$16 \leq A \leq 100$	$\sigma(n, a) = 1.919E11 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-22.51 * \frac{N}{Z}]$	0.865	8.297
	tek-çift çekirdekler	$23 \leq A \leq 99$	$\sigma(n, a) = 4.655E14 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-28.51 * \frac{N}{Z}]$	0.976	
2.yarı-ampirik formül	çift-çift çekirdekler	$16 \leq A \leq 92$ $N/Z < 1.20$	$\sigma(n, a) = 5.317E12 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-25.49 * \frac{N}{Z}]$	0.984	3.067
		$68 \leq A \leq 100$ $N/Z > 1.26$	$\sigma(n, a) = 7.685E10 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-21.340 * \frac{N}{Z}]$	0.995	
	tek-çift çekirdekler	$23 \leq A \leq 63$ $N/Z \leq 1.20$	$\sigma(n, a) = 1.915E14 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-27.710 * \frac{N}{Z}]$	0.949	
		$51 \leq A \leq 99$ $N/Z > 1.21$	$\sigma(n, a) = 9.671E14 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-29.13 * \frac{N}{Z}]$	0.943	

Çizelge 4.4. 11 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için tesir kesiti sistematikleri ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.

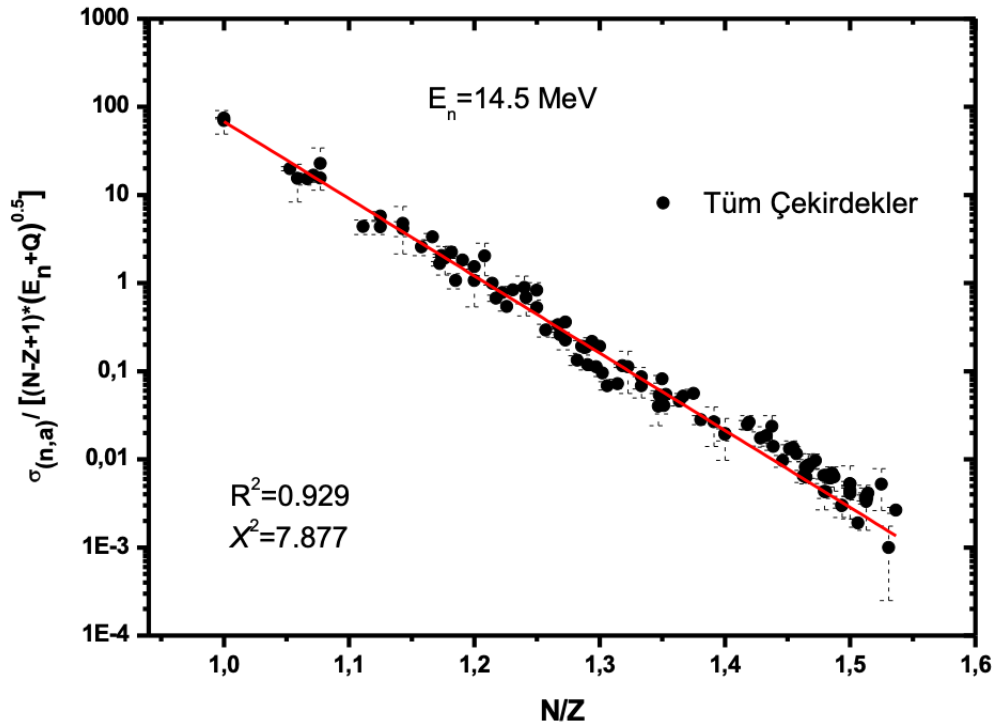
Hedef Çekirdek	A	Gelme Enerjisi (MeV)	Deneysel Veri (mb)	Deneysel Hata (mb)	Şu anki çalışma Ampirik Formül (mb)	Şu anki çalışma 1.Yarı-ampirik Formül (mb)	Şu anki çalışma 2.Yarı-ampirik Formül (mb)
O	16	11.174	119	14.3	188.156	96.213	135.404
Na	23	11	102.8	5.602	36.111	77.321	76.132
Al	27	11	111	4	53.441	120.978	117.792
Sc	45	11.14	36	2.9	24.774	43.139	44.278
V	51	11.08	6.6	1	5.475	7.086	6.921
Mn	55	11.14	19.3	2.9	9.054	12.559	13.494
Fe	54	11.172	66.73	4.89131	99.059	59.169	66.211
Co	59	11.024	20.79	0.609147	13.529	19.905	21.134
Ni	58	10.61	92.9	8.4	120.192	71.000	80.762
Cu	63	10.66	42.2	4.8	19.323	29.913	31.438
Zn	68	11	4.31	0.48	2.799	2.453	4.324
Se	78	10.79	2.4	1.2	1.708	1.582	2.879
Y	89	11.38	2.41	0.39	2.592	2.593	2.433
Zr	94	10.95	1.3	0.13	0.635	0.658	1.279
Nb	93	11	5.8	1.16	4.173	4.411	4.174
Mo	92	10.92	11.8	0.7	20.235	15.203	12.128
Mo	100	10.92	0.72	0.14	0.341	0.376	0.758
Tc	99	10.6	1.7	0.1	2.017	1.862	1.725

4.1.3 14.5 MeV’lik enerjide (n, α) ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

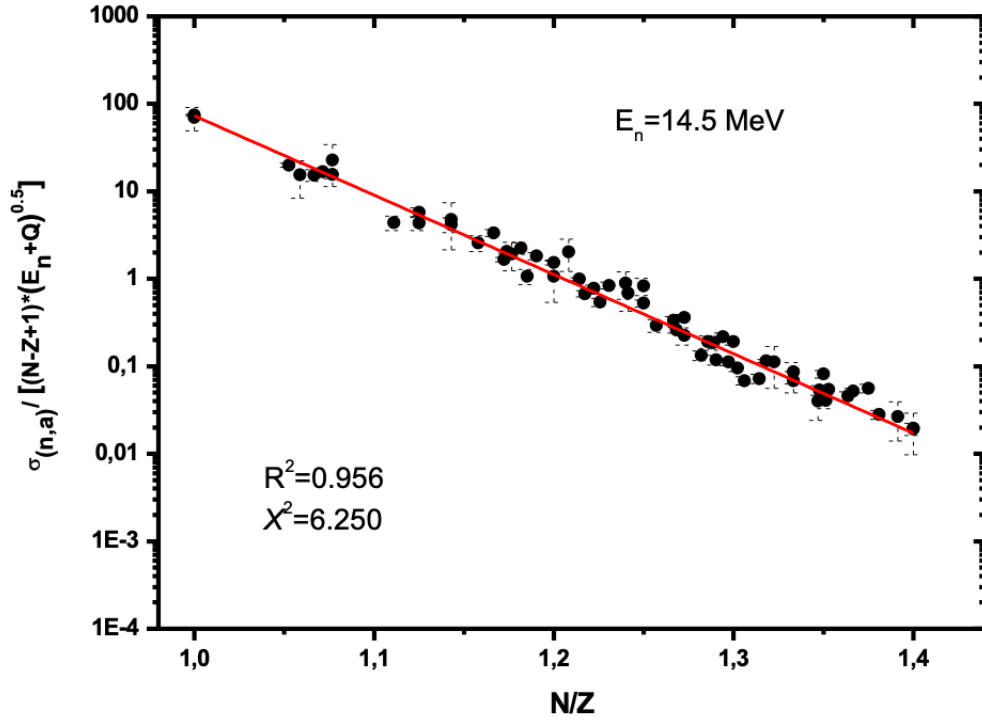
(n, α) nükleer reaksiyonlarının tesir kesitleri üzerine yapılan deneysel çalışmaların çoğu 14-15 MeV’lik enerji aralığında yer almaktadır. Nötron girişli reaksiyonlar için bu enerji aralığında çalışmalar özellikle nükleer reaktör çalışmalarında önemli bir yer tutmaktadır. Bu tez çalışmasının bu kısmında 14-15 MeV enerji aralığında toplanan deneysel tesir kesiti verileri yeni ampirik ve yarı-ampirik formüllerin oluşturulması için kullanılmıştır. 14.5 MeV’lik enerjide (n, α) nükleer reaksiyon sistematığının fit parametrelerinin elde edilmesi, kütle numarası $A= 13$ ’den 208’e ve atom numarası $Z = 6$ ’dan 82’ye kadar uzanan geniş bir aralık için 103 ölçüm üzerinden yapılmıştır. Gerçekleştirilen fit işlemi 9 farklı yaklaşım kullanılarak iyileştirilmeye çalışılmıştır. Bu yaklaşımlara ait sistematikler Şekil 4.14-4.23’de sunulmuştur. İlk yaklaşım 14.5 MeV’lik enerjide bu çalışmadaki tüm çekirdekler üzerinden yapılmıştır. Bu yaklaşıma ait fit işlemi Şekil 4.14’de verilmiştir. Tüm çekirdekler üzerinden gerçekleştirilen bu fit için istatistiksel analiz sonuçlarına göre χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 7.877 ve 0.929’dir. N/Z parametresinin küçük ve büyük değerleri için tesir kesiti verilerinin dağılımındaki farklılıklar Şekil 4.14’de görülmektedir. Dolayısıyla N/Z

parametresinin küçük ve büyük değerleri için ikinci ve üçüncü yaklaşımlar oluşturulmuş ve fit parametreleri belirlenmiştir. İkinci yaklaşımımız $13 \leq A \leq 144$ kütle bölgesindeki $N/Z \leq 1.4$ parametresine sahip 64 çekirdek için yapılmış ve Şekil 4.15’de gösterilmiştir. Üçüncü yaklaşımımız ise nötronca daha zengin çekirdekler için $133 \leq A \leq 208$ kütle bölgesindeki $N/Z > 1.41$ parametresine sahip 39 çekirdek için yapılmış ve Şekil 4.16’da verilmiştir. İkinci yaklaşımın fitinden analiz sonuçları $\chi^2=6.250$ ve $R^2=0.956$ olarak elde edilmiştir. Üçüncü yaklaşımda ise bu değerler sırasıyla 6.331 ve 0.666 olarak hesaplanmıştır. Tüm çekirdekler üzerinden N/Z parametresine göre böyle bir sınıflandırma ki-kare değerlerinde azda olsa bir iyileştirmeye neden olmuştur. Şekil 4.17’de 14.5 MeV’lik gelme enerjisine sahip (n, α) reaksiyonları için çekirdeklerin tek-çift özelliğine göre bir değerlendirme yapılmıştır. Bu düşünceyle çift-A ve tek-A’lı çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin değişimine bakılmıştır. Şekil 4.17’den görüldüğü gibi çift-A’lı çekirdekler için veriler tek-A’lı çekirdeklere göre daha yüksek değerlere sahiptir. Bu durum, bu hedef çekirdek gurupları için farklı fit işlemi yapılmasını gerektirir. Sonuçta dördüncü yaklaşımımız Şekil 4.18’de çift-A’lı çekirdekler için yapılmıştır. Bu yaklaşım $16 \leq A \leq 208$ kütle bölgesindeki 61 deneysel tesir kesiti üzerinden oluşturulmuştur. Elde edilen χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 3.305 ve 0.977’dir. Şekil 4.18’den görüleceği üzere çift-A’lı çekirdekler için N/Z parametresinin küçük ve büyük değerleri için farklı fitler uygulanmalıdır. Bu düşünceyle beşinci yaklaşım $16 \leq A \leq 150$ kütle bölgesindeki $N/Z < 1.42$ parametresine sahip 36 çift-A’lı çekirdek için gerçekleştirilmiş ve Şekil 4.19’da fit işlemi gösterilmiştir. Bu yaklaşımın istatistiksel analiz sonuçları $\chi^2=1.880$ ve $R^2=0.991$ ’lik değerler sunar. Altıncı yaklaşımımız $138 \leq A \leq 208$ kütle bölgesindeki $N/Z > 1.43$ parametresine sahip 25 çift-A’lı çekirdek için yapılmış ve Şekil 4.20’de gösterilmiştir. Bu yaklaşıma ait elde edilen χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 0.530 ve 0.943’dür. Beşinci ve altıncı yaklaşımlar sonucunda hesaplanan düşük ki-kare değerleri gösteriyor ki 14.5 MeV’lik enerjide çift-A’ya sahip hedef çekirdeklerle gerçekleşen (n, α) reaksiyonları için N/Z parametresi, tesir kesitleri üzerinde oldukça etkiye sahiptir. 14.5 MeV’lik enerjide (n, α) reaksiyonları için yedinci yaklaşım, kütle numarası $13 \leq A \leq 205$ arasında değişen 42 tesir kesiti verisi üzerinden uygulanmıştır. Bu düşünceyle tek-A’lı hedef çekirdekler için N/Z parametresine karşı

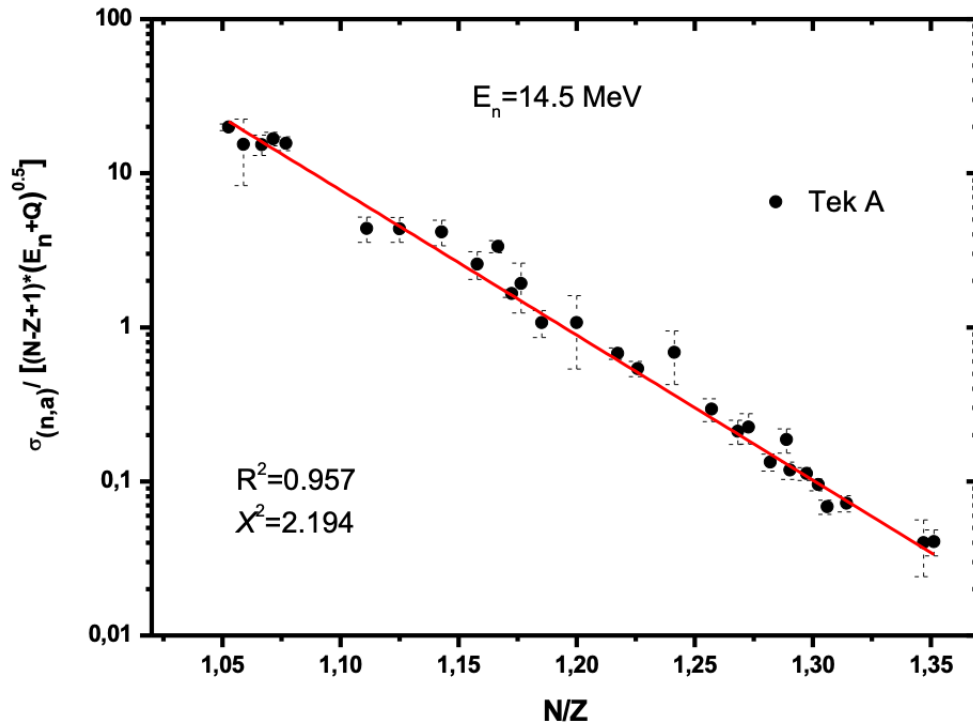
$\sigma(n, \alpha)/(N - Z + 1)(E_n + Q)^{1/2}$ grafiği çizilmiş ve Şekil 4.21’de verilmiştir. Bu fit işlemi için korelasyon katsayısı $R^2=0.909$ ’luk değere sahiptir. Ayrıca bu yaklaşım için ki-kare değeri 5.922’dir. çift-A’ya sahip çekirdekler için N/Z parametresinin etkisine benzer bir durum tek-A’lı çekirdekler içinde Şekil 4.21’de açıkça görülmektedir. Sekizinci yaklaşım $13 \leq A \leq 115$ kütle bölgesindeki $N/Z < 1.36$ parametresine sahip 29 tek-A’lı çekirdek için yapılmış ve Şekil 4.22’de sunulmuştur. Sekizinci yaklaşıma ait elde edilen χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 2.194 ve 0.957’dir. Son yaklaşım $133 \leq A \leq 205$ kütle bölgesindeki $N/Z > 1.41$ parametresine sahip 13 tek-A’lı hedef çekirdek için yapılmış ve Şekil 4.23’de verilmiştir. Dokuzuncu yaklaşımın fitinden elde edilen χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 0.254 ve 0.993’dür. Tek-A’lı çekirdeklerde de çift-A’lı çekirdeklerde olduğu gibi N/Z parametresine göre çekirdeklerin sınıflandırılması ki-kare değerlerini oldukça düşürmüştür. Ayrıca bu fit işlemlerinde yüksek korelasyon elde edilmiştir.



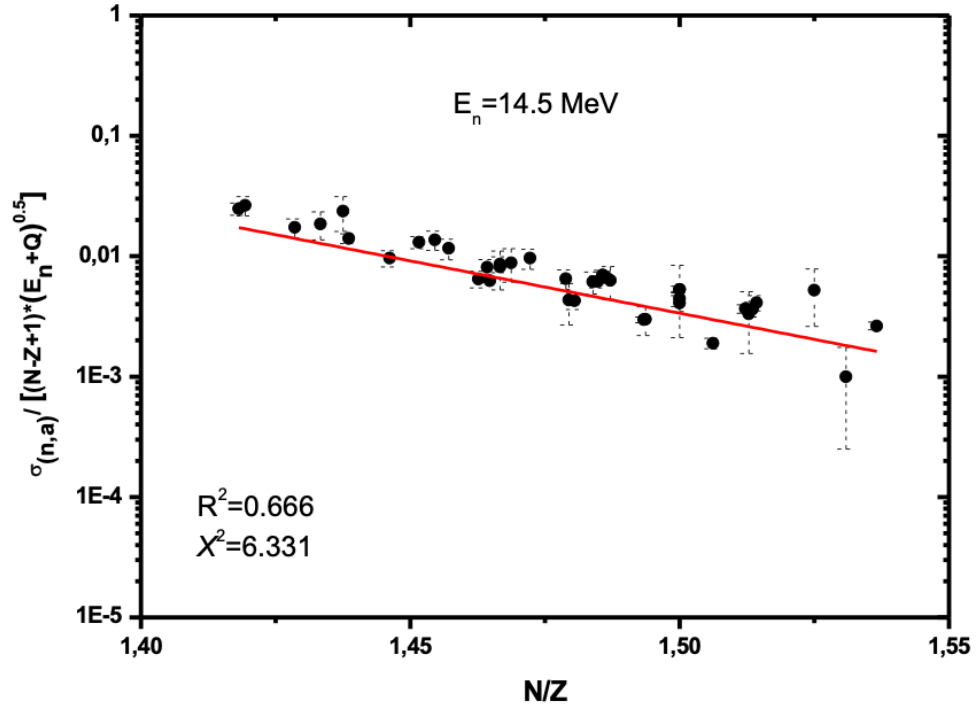
Şekil 4.14. 14.5 MeV gelme enerjisinde $13 \leq A \leq 208$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



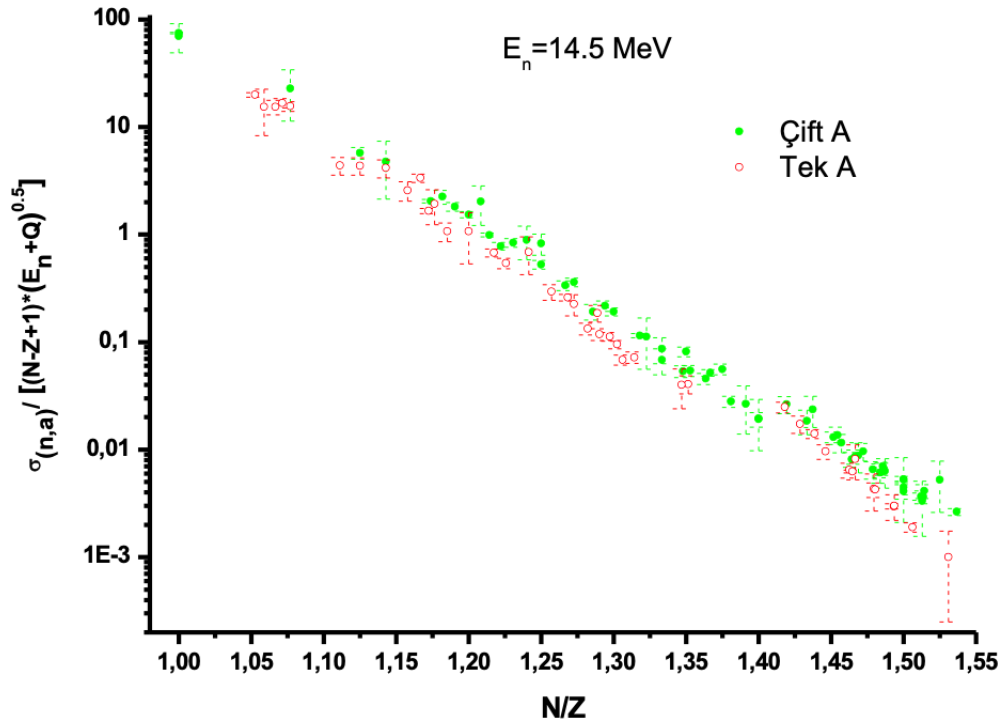
Şekil 4.15. 14.5 MeV gelme enerjisinde $13 \leq A \leq 144$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z \leq 1.4$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



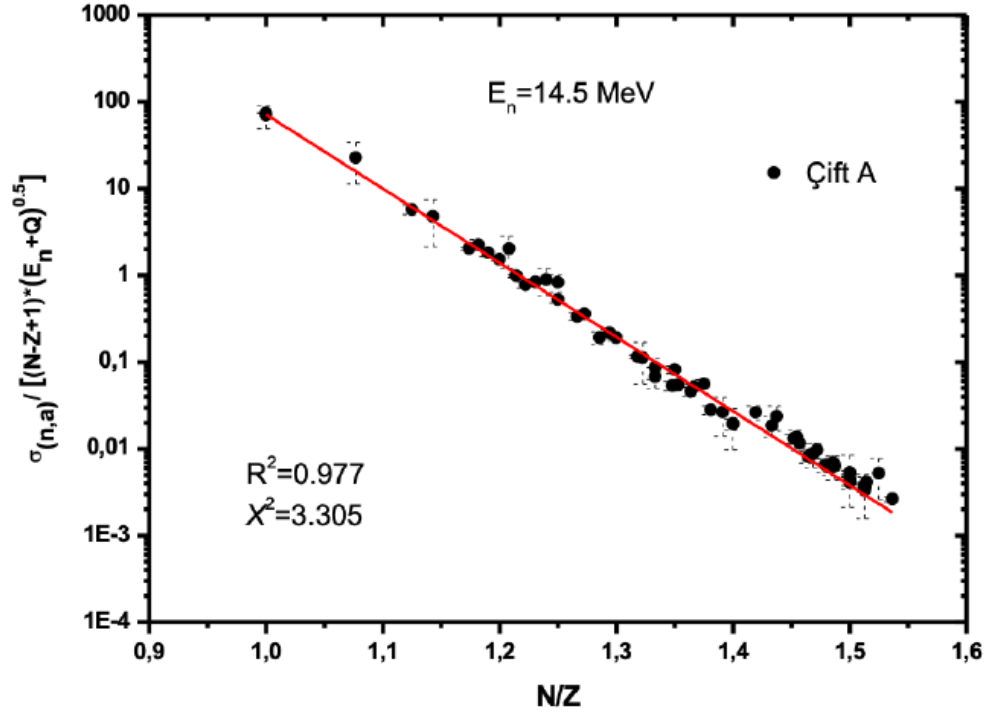
Şekil 4.22. 14.5 MeV gelme enerjisinde $13 \leq A \leq 115$ kütle bölgesindeki tek A çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z < 1.36$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



Şekil 4.16. 14.5 MeV gelme enerjisinde $133 \leq A \leq 208$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.41$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.

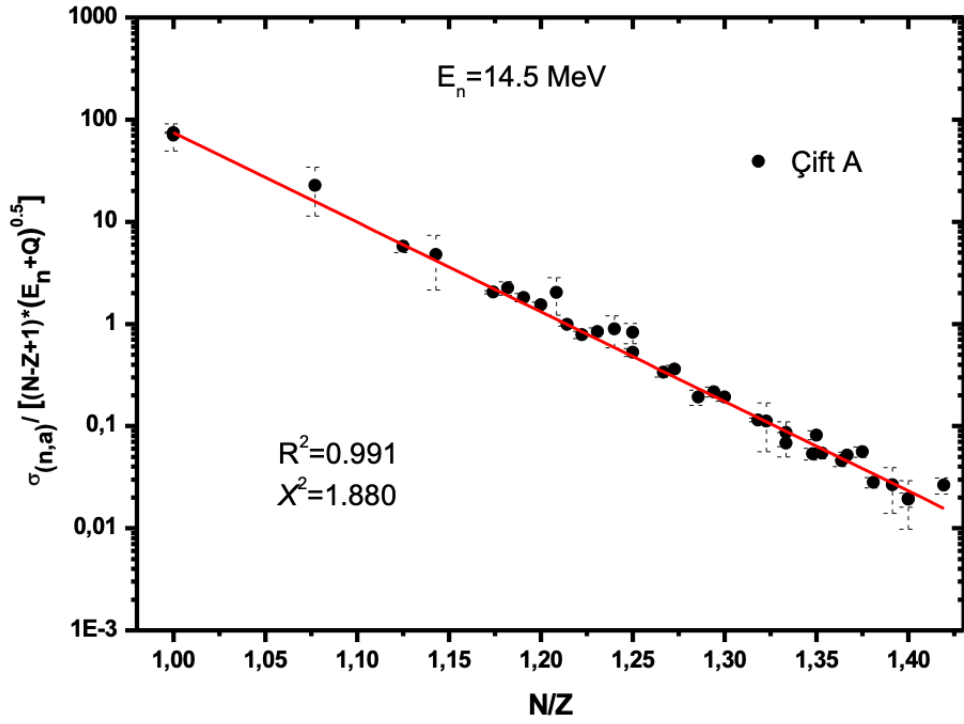


Şekil 4.17. 14.5 MeV gelme enerjisinde N/Z parametresine bağlı olarak çekirdeklerin tek-çift özelliklerine göre ayrılması.

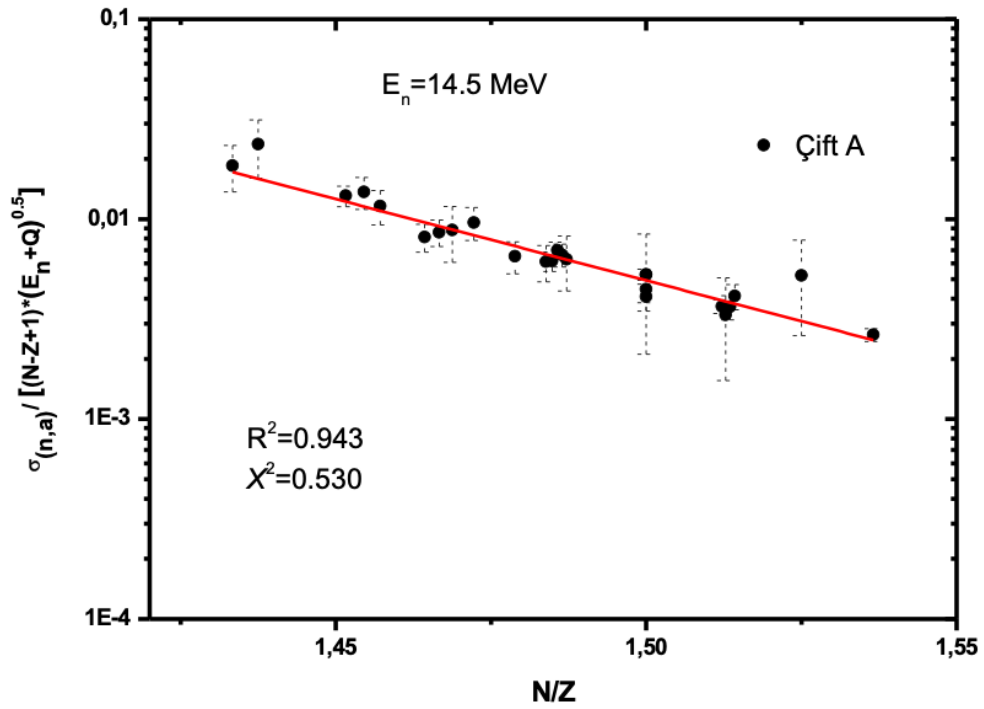


Şekil 4.18. 14.5 MeV gelme enerjisinde $16 \leq A \leq 208$ kütle bölgesindeki çift A çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.

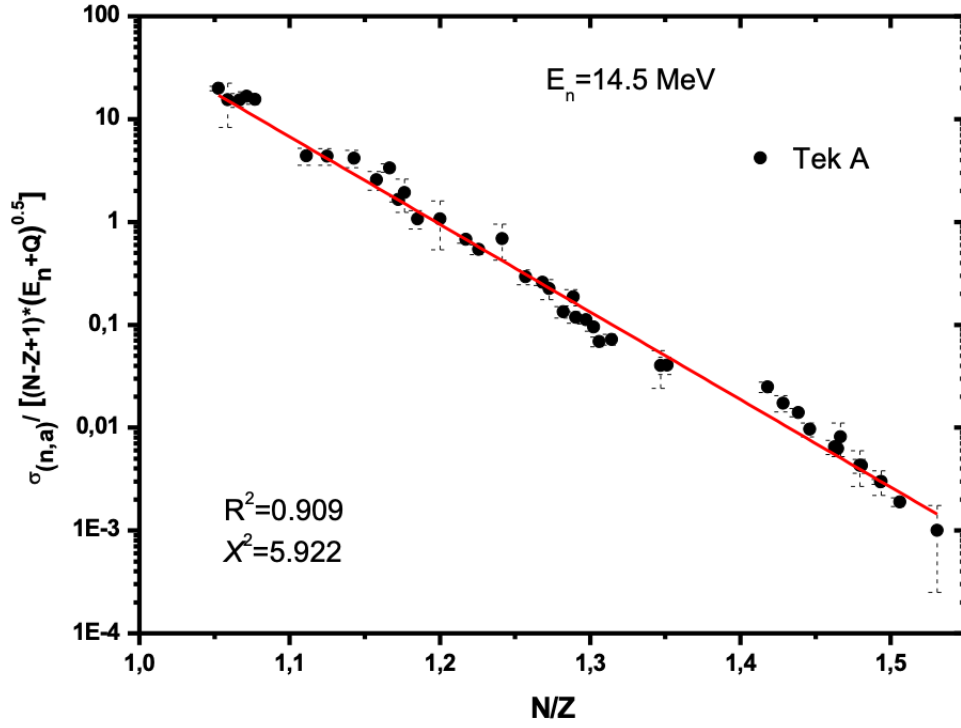
Bu çalışmada 14.5 MeV'lik enerjide (n, α) reaksiyonları için önerilen dokuz yaklaşımdan elde edilen ampirik ve yarı-ampirik formüller Çizelge 4.5'de, χ^2 ve R^2 analiz sonuçları ile birlikte sunulmuştur. Ki-kare hesaplamalarına bakıldığında 3.yarı-ampirik formüllerin en iyi sonuçları verdiği gözlenmiştir. Bununla birlikte Çizelge 4.6'da, öne sürdüğümüz ampirik ve yarı-ampirik formüller ile Levkovskii [20], Luo vd. [100], Ait tahrar [130] ve Kasugai vd. [142]'nin formüllerinden hesaplanan tesir kesitleri deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Şu anki yeni ampirik ve yarı-ampirik formüller, Çizelge 4.6'da yer alan deneysel değerlerin ölçüldüğü 14-15 MeV'lik enerji aralığı üzerinden elde edilmiştir. 14.5 MeV gelme enerjisinde Levkovskii [20], Luo vd. [100], Ait tahrar [130] ve Kasugai vd. [142]'nin formülleri, Luo vd. [100]'nin yaptığı çalışmadan alınmıştır. Bu çalışmada önerilen yarı-ampirik formüllerin, Levkovskii [20], Luo vd. [100], Ait tahrar [130] ve Kasugai vd. [142]'nin önerdiği formül sonuçlarına göre deneysel değerlerle daha iyi bir harmoni sağladığı Çizelge 4.6'da açıkça görülmektedir.



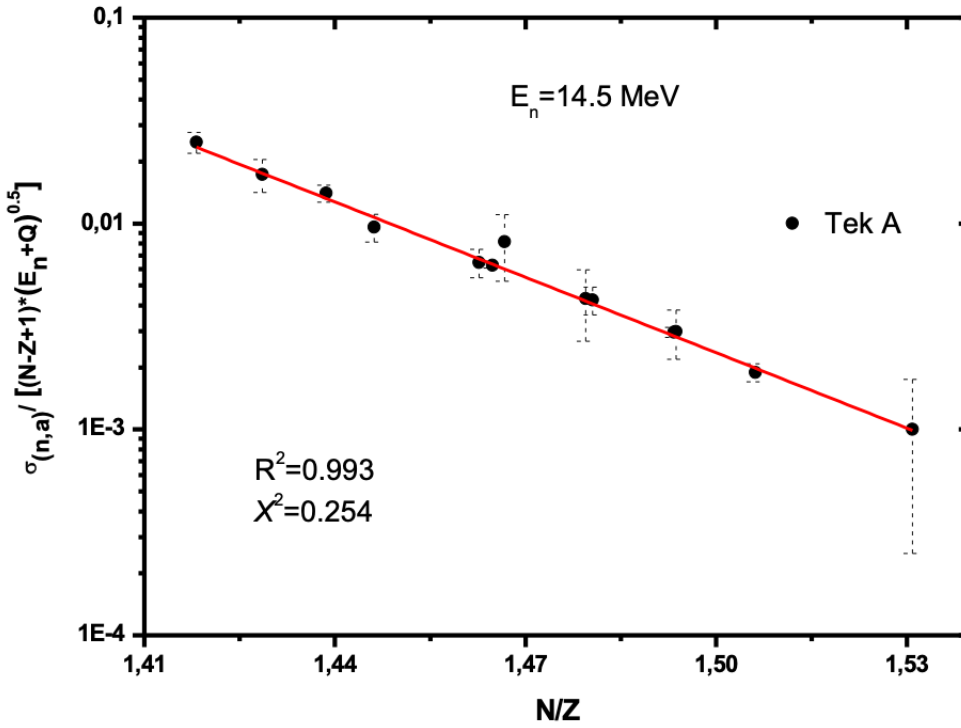
Şekil 4.19. 14.5 MeV gelme enerjisinde $16 \leq A \leq 150$ kütle bölgesindeki çift A çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z < 1.42$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



Şekil 4.20. 14.5 MeV gelme enerjisinde $138 \leq A \leq 208$ kütle bölgesindeki çift A çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.43$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



Şekil 4.21. 14.5 MeV gelme enerjisinde $13 \leq A \leq 205$ kütle bölgesindeki tek A çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



Şekil 4.23. 14.5 MeV gelme enerjisinde $133 \leq A \leq 205$ kütle bölgesindeki tek A çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.41$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.

Çizelge 4.5. 14.5 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için yeni ampirik ve yarı-ampirik formüller.

	Çekirdek Seçimi	Sınırlar	Formül	R ²	χ^2
Ampirik formül	Tüm çekirdekler	$13 \leq A \leq 208$	$\sigma(n, a) = 3.955E10 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-20.176 * N/Z]$	0.929	7.877
1.yarı-ampirik formül	Tüm çekirdekler	$13 \leq A \leq 144$ $N/Z \leq 1.4$	$\sigma(n, a) = 8.532E10 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-20.879 * N/Z]$	0.956	6.153
		$133 \leq A \leq 208$ $N/Z > 1.41$	$\sigma(n, a) = 3.662E10 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-20.012 * N/Z]$	0.666	
2.yarı-ampirik formül	çift-çift çekirdekler	$16 \leq A \leq 208$	$\sigma(n, a) = 2.565E10 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-19.695 * N/Z]$	0.977	4.279
	tek-çift çekirdekler	$12 \leq A \leq 205$	$\sigma(n, a) = 1.586E10 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-19.61 * N/Z]$	0.909	
3.yarı-ampirik formül	çift-çift çekirdekler	$16 \leq A \leq 150$ $N/Z < 1.42$	$\sigma(n, a) = 4.385E10 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-20.193 * N/Z]$	0.991	1.458
		$138 \leq A \leq 208$ $N/Z > 1.43$	$\sigma(n, a) = 7.994E9 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-18.742 * N/Z]$	0.943	
	tek-çift çekirdekler	$13 \leq A \leq 115$ $N/Z < 1.36$	$\sigma(n, a) = 1.747E11 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-21.669 * N/Z]$	0.957	
		$133 \leq A \leq 205$ $N/Z > 1.41$	$\sigma(n, a) = 4.830E15 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-28.109 * N/Z]$	0.993	

Çizelge 4.6. 14.5 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için tesir kesiti sistematikleri ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.

Hedef Çekirdek	A	Gelme Enerjisi (MeV)	Deneysel Veri (mb)	Deneysel Hata (mb)	Ampirik	1. Yarı-Formül (mb)	Şu anki çalışma 2. Yarı-Formül (mb)	3. Yarı-Formül (mb)	Levkovski [20]	Diğer sistematikler Luo vd. [100]	Ait-Tahar [130]	Kasugai vd. [142]
C	13	14.6	22	2	15.543	14.763	12.061	12.026	-	-	-	-
O	16	14.9	250	75	243.525	260.053	255.448	265.403	-	-	-	-
O	17	14.7	35.4	6.5	44.628	43.647	33.824	36.747	-	-	-	-
O	18	14.4	7.6	1.7	4.053	3.631	4.795	4.399	-	-	-	-
F	19	14.89	32	6	53.130	52.473	39.952	44.664	-	-	-	62.230
Ne	20	14.1	274	4	251.357	268.416	263.663	273.939	-	-	-	227.860
Al	27	14.9	107	11	99.370	100.528	73.291	87.911	-	-	-	91.414
Si	29	14.9	129	13	124.780	126.723	91.747	111.301	-	-	-	97.357
Si	30	14.5	45.9	25.245	36.872	35.612	41.429	40.087	-	-	-	44.024
P	31	14.9	110.4	16.8	128.241	130.674	94.038	115.204	103.550	-	-	102.848
S	34	14.7	63	8	60.214	58.891	67.076	65.484	47.300	-	-	53.418
Cl	35	14.8	122	56	165.561	169.636	120.867	150.482	123.590	-	-	112.636
Cl	37	14.8	28	10	28.282	26.678	22.069	21.565	24.630	-	-	30.854
Ar	40	14	13.25	1.05	13.095	11.961	15.285	14.217	14.192	-	10.315	19.351
K	39	14.6	159	8	188.923	194.416	137.439	173.310	143.174	-	113.838	121.077
K	41	14.5	39	8	42.893	40.992	33.120	33.626	33.251	-	25.660	37.500
Ca	44	14.5	26.3	1.7	20.718	19.222	23.927	22.503	19.810	-	15.722	24.214
Ca	48	14	0.4	0.2	0.438	0.353	0.557	0.475	1.941	-	1.464	3.739
Sc	45	14.7	63	12	57.919	64.672	44.343	46.436	42.763	-	35.774	44.024
Ti	48	14.1	39	5.85	30.304	28.478	34.693	32.925	26.267	-	22.433	29.187
Ti	50	14.46	8.37	0.75	6.477	5.710	7.746	7.026	8.529	7.140	7.088	11.817
V	50	14.82	40.3	1.535	40.388	38.166	46.062	43.887	29.782	28.598	26.269	31.688
V	51	14.3	14.2	1.2	17.873	16.381	14.273	12.820	17.122	15.455	14.892	20.309
Cr	54	14.81	13.4	1.2	11.236	10.065	13.292	12.193	11.726	10.121	10.365	14.713
Mn	55	14.6	24	12	27.121	25.163	21.447	19.966	22.265	20.595	20.507	24.214
Fe	54	14.8	270	135	171.852	173.855	187.061	187.046	118.794	132.184	117.260	91.414
Fe	58	14.8	21.5	2	16.653	15.120	19.519	18.078	15.474	13.710	14.426	17.773
Co	59	14.8	25	5	38.044	35.667	29.833	28.634	28.018	26.470	27.117	28.188
Ni	62	14.6	26.1	1.1	23.876	21.931	27.764	25.927	19.751	17.905	19.287	20.953
Ni	64	14.6	6	1	6.706	5.858	8.070	7.273	8.313	6.840	7.913	10.446
Cu	63	14.8	40.4	2.3	51.436	48.657	40.044	39.459	34.326	33.034	34.691	32.188
Cu	65	14.8	21	8	16.041	14.456	12.985	11.101	14.398	12.573	14.174	16.007
Zn	68	14.71	11.9	1.2	11.152	9.873	13.298	12.098	10.805	9.119	10.716	12.523
Ga	69	14.8	18	2	23.954	21.825	19.221	16.968	18.069	16.120	18.487	18.671
Ga	71	14.7	4.7	0.6	7.762	6.758	6.460	4.993	8.317	6.803	8.305	10.002
Ge	76	14.7	2.6	0.3	1.642	1.347	2.063	1.778	3.260	2.396	3.203	4.642
As	75	14.8	9	2	11.149	9.828	9.187	7.363	10.581	8.858	10.939	11.817
Se	78	14.1	9.1	1	7.603	6.602	9.187	8.244	8.363	6.806	8.684	9.652
Se	80	14.5	2.6	0.3	2.649	2.207	3.292	2.869	4.289	3.240	4.358	5.639
Br	79	14.8	12	2	15.584	13.890	12.729	10.535	13.159	11.248	14.033	13.727
Br	81	14.1	3.3	0.4	5.523	4.729	4.659	3.428	6.731	5.337	7.019	8.003
Rb	85	14.5	5.3	0.5	8.015	6.945	6.697	5.103	8.437	6.838	9.053	9.369
Rb	87	14.8	2.1	0.4	2.949	2.460	2.540	1.732	4.570	3.459	4.803	5.720
Y	89	14.8	6.3	0.8	10.905	9.550	9.033	7.102	10.375	8.579	11.427	10.814
Zr	92	14.68	10.6	0.9	8.886	7.685	10.768	9.635	8.531	6.891	9.413	9.136
Zr	94	14.61	4.99	0.508	3.587	2.995	4.453	3.886	4.841	3.670	5.235	5.789
Zr	96	14.93	1.27	0.2	1.418	1.143	1.803	1.535	2.813	2.007	2.985	3.739
Nb	93	14.47	13.7	0.986	16.110	9 14.246	13.241	10.710	12.548	10.567	14.152	12.329
Mo	92	14.74	70.2	6.6	56.645	52.908	65.119	61.534	33.209	31.138	39.094	26.693
Mo	98	14.8	5.5	1.5	5.221	4.410	6.429	5.658	5.989	4.636	6.630	6.725
Mo	100	14.53	1.96	0.23	2.196	1.794	2.767	2.378	3.544	2.586	3.849	4.407
Tc	99	14.4	5.7	0.5	9.192	7.937	7.702	5.809	8.640	6.957	9.763	8.940
Ru	102	14.5	7.1	0.3	6.892	5.884	8.425	7.470	7.294	5.755	8.249	7.722
Ru	104	14.87	3.1	0.372	3.022	2.499	3.776	3.273	4.389	3.271	4.872	5.129
Rh	103	14.67	11.16	2	12.050	10.503	10.020	7.768	10.355	8.486	11.943	10.138
Pd	108	14.87	3.74	0.48	4.284	3.583	5.312	4.642	5.354	4.070	6.065	5.903
Pd	110	14.8	2.02	0.96	1.935	1.569	2.450	2.095	3.333	2.402	3.710	4.029
Cd	106	14.1	100	40	50.361	46.452	58.394	54.691	28.494	26.048	34.772	22.249
Cd	112	14.88	4.86	1.317	5.845	4.938	7.198	6.334	6.445	4.989	7.439	6.725
In	113	14.7	4.7	0.5	9.761	8.405	8.197	6.133	8.886	7.120	10.438	8.630
In	115	14.6	3	1.2	4.668	3.906	4.011	2.759	5.599	4.261	6.464	5.950
Sn	112	14.6	52	18	31.436	28.358	37.010	34.121	19.684	17.221	23.961	16.226
Cs	133	14.5	2.6	0.3	1.550	1.811	1.387	2.461	2.769	1.933	3.201	3.203
Ba	138	14.6	0.94	0.15	0.677	0.797	0.888	1.117	1.743	1.154	1.986	2.187
La	139	14.5	1.6	0.15	1.120	1.312	1.013	1.512	2.286	1.558	2.643	2.701
Nd	142	14.6	5.5	0.4	4.440	3.664	5.556	4.809	5.042	3.745	6.080	4.994
Nd	146	14.8	2.3	0.6	1.354	1.586	1.750	2.137	2.484	1.704	2.912	2.821
Nd	148	14.87	1.12	0.17	0.726	0.854	0.953	1.201	1.768	1.168	2.045	2.145
Sm	144	14	11	5.5	10.012	8.522	12.265	10.852	8.391	6.584	10.396	7.417
Sm	150	14.7	3.3	0.6	1.809	2.113	2.321	1.957	2.925	2.039	3.474	3.172
Sm	152	14.8	1.7	0.2	0.980	1.151	1.278	1.588	2.097	1.409	2.458	2.426
Sm	154	14.58	0.82	0.17	0.528	0.623	0.699	0.896	1.517	0.983	1.755	1.868
Eu	153	14.7	2.2	0.4	1.526	1.785	1.373	2.230	2.681	1.849	3.184	2.936
Gd	156	14.7	3.1	1	1.313	1.539	1.700	2.085	2.467	1.684	2.928	2.725
Gd	158	14.7	1.22	0.38	0.738	0.869	0.969	1.225	1.796	1.183	2.104	2.110
Gd	160	14.7	0.59	0.09	0.410	0.485	0.547	0.712	1.318	0.838	1.525	1.643
Tb	159	14.1	1.3	0.2	1.139	1.336	1.035	1.448	2.277	1.539	2.702	2.537
Dy	162	14.7	1.93	0.35	1.004	1.180	1.310	1.633	2.109	1.412	2.501	2.368
Dy	164	14.4	0.9	0.1	0.564	0.666	0.746	0.958	1.556	1.007	1.823	1.853
Ho	165	14.58	0.95	0.15	0.885	1.041	0.812	0.987	1.959	1.299	2.322	2.216
Er	170	14.7	0.7	0.1	0.447	0.529	0.596	0.776	1.364	0.868	1.597	1.643
Yb	172	14.7	1.8	0.35	1.045	1.229	1.366	1.707	2.123	1.417	2.545	2.318
Yb	174	14.6	1.12	0.11	0.609	0.719	0.806	1.035	1.595	1.031	1.890	1.841

Çizelge 4.6. 14.5 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için tesir kesiti sistematikleri ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması (devamı).

Hedef Çekirdek	A	Gelme Enerjisi (MeV)	Deneysel Veri (mb)	Deneysel Hata (mb)	Ampirik	Şu anki çalışma			Diğer sistematikler			
						1.Yarı-Formül (mb)	2.Yarı-Formül (mb)	3.Yarı-Formül (mb)	Levkovski [20]	Luo vd. [100]	Ait-Tahar [130]	Kasugai vd. [142]
Yb	176	14.7	0.69	0.1	0.357	0.424	0.480	0.633	1.206	0.756	1.413	1.469
Lu	175	14.2	1	0.03	0.924	1.087	0.848	1.013	1.981	1.311	2.373	2.178
Lu	176	14.7	1.1	0.2	0.734	0.866	0.970	1.237	1.721	1.121	2.050	1.944
Hf	178	14.7	1.6	0.3	0.829	0.976	1.091	1.383	1.854	1.216	2.219	2.051
Hf	180	14.43	0.9	0.54	0.485	0.574	0.647	0.843	1.408	0.896	1.667	1.643
Ta	181	14.71	0.733	0.278	0.731	0.862	0.677	0.714	1.738	1.131	2.080	1.935
W	184	14.7	1.15	0.15	0.649	0.766	0.860	1.105	1.634	1.055	1.954	1.829
W	186	14.58	0.65	0.091	0.387	0.4596	0.519	0.685	1.254	0.786	1.484	1.478
Re	185	14.48	1.4	0.4998	0.956	1.126	0.879	1.033	2.006	1.324	2.425	2.145
Re	187	14.8	0.53	0.03	0.581	0.687	0.542	0.508	1.539	0.986	1.840	1.732
Os	190	14.82	0.96	0.0612	0.516	0.611	0.688	0.896	1.452	0.924	-	-
Ir	191	14.68	0.77	0.119	0.761	0.899	0.706	0.737	1.773	1.152	-	-
Pt	194	14.68	1.15	0.351	0.673	0.795	0.892	1.147	1.672	1.079	-	-
Pt	196	14.28	0.62	0.329	0.409	0.485	0.549	0.724	1.301	0.816	-	-
Au	197	14.82	0.56	0.15	0.604	0.714	0.564	0.527	1.580	1.012	-	-
Hg	202	14.1	1	0.5	0.328	0.390	0.443	0.591	1.174	0.727	-	-
Tl	203	14.5	0.37	0.037	0.490	0.581	0.461	0.387	-	0.896	-	-
Tl	205	14.5	0.2	0.15	0.305	0.363	0.291	0.198	-	0.688	-	-
Pb	206	14.88	0.739	0.059	0.448	0.532	0.602	0.792	-	0.846	-	-
Pb	208	14.5	0.54	0.04	0.278	0.331	0.378	0.509	-	-	-	-

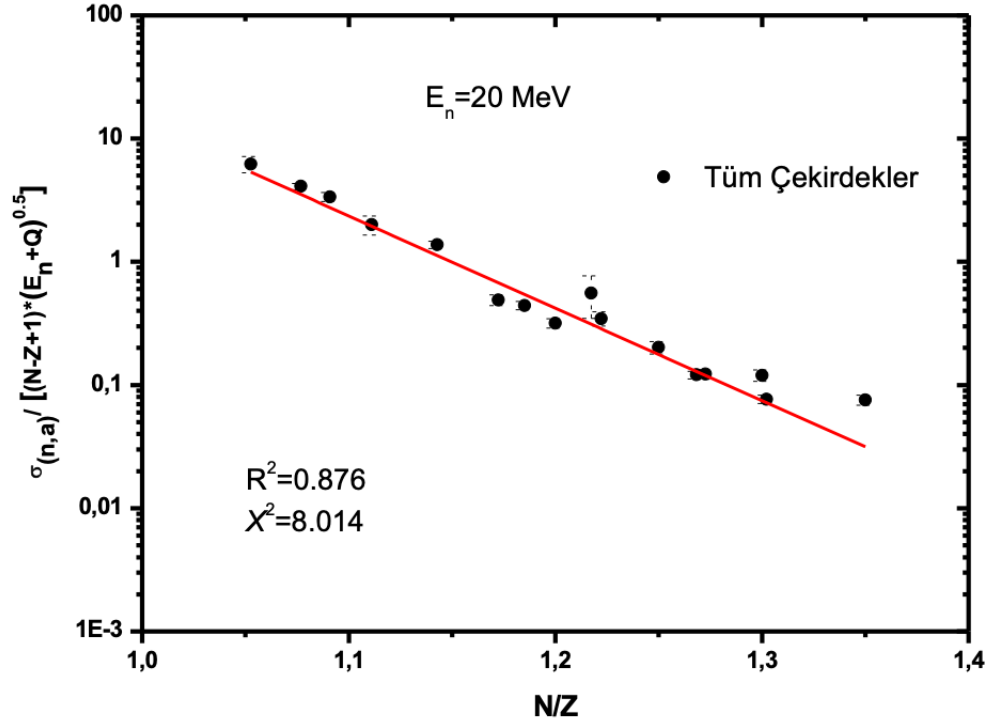
4.1.4 20 MeV’lik enerjide (n, α) ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

(n, α) nükleer reaksiyonları üzerine 20 MeV civarındaki ölçümler de tıpkı 7.9 ve 11 MeV’lik gelme enerjilerinde olduğu gibi nadirdir ve bu yüzden tesir kesitlerinin üzerine yapılacak teorik hesaplamalar önem kazanmaktadır. Bu enerjide ölçümler genellikle 19.5-20.5 MeV’lik enerji aralığında yoğunlaşmıştır. Eşitlik 4.2’deki sistematüğün fit parametrelerini belirlemek adına 20’ MeV’lik nötron enerjisinde 16 deneysel tesir kesiti kullanılmıştır. Bu tesir kesiti verileri kütle numarası $19 \leq A \leq 99$ ve atom numarası $9 \leq Z \leq 43$ olan bölgeyi kapsar. Diğer gelme enerjilerinde olduğu gibi Eşitlik 4.2’nin üstel kısmında yer alan N/Z parametresine bağlı olarak deneysel verilerin fit işlemi gerçekleştirilmiştir. Ayrıca 7 farklı yaklaşım kullanılarak deneysel değerlere en yakın uyum gözlenmeye çalışılmıştır. Bu yaklaşımlar N/Z parametresinin değerinin ve çekirdeğin tek-çift etkilerinin tesir kesitleri üzerine etkilerini içerir. Şekil 4.24-4.30 bu yedi yaklaşıma ait sistematikler ve istatistiksel hesaplamaları gösterir.

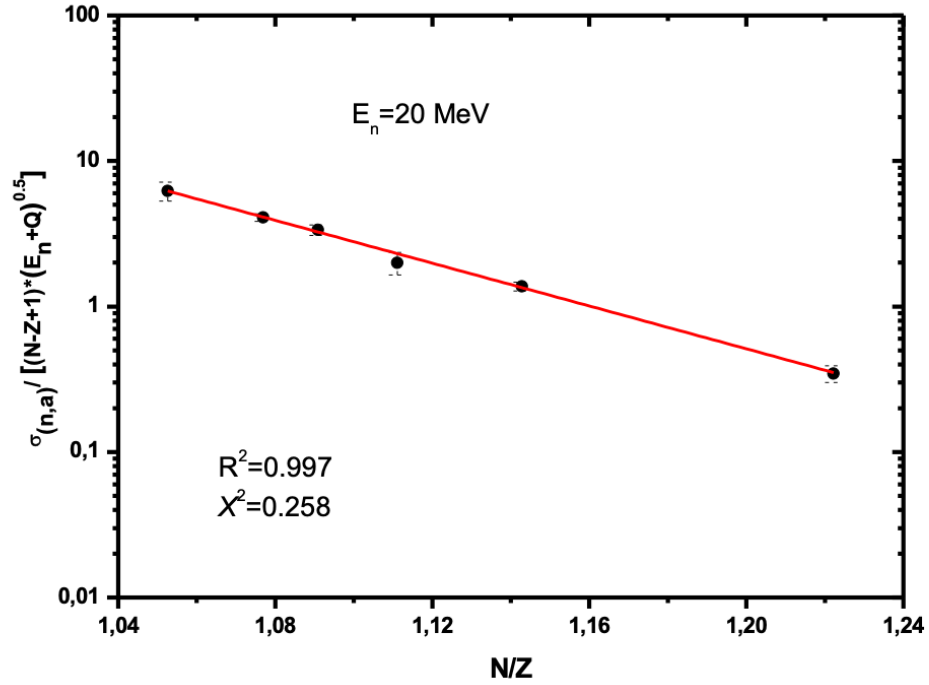
İlk yaklaşımımız 20 MeV’lik nötron enerjisinde 16 tesir kesiti değeri üzerinden uygulanmış ve Şekil 4.24’de verilmiştir. Bu yaklaşıma ait χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 8.014 ve 0.876’dır. N/Z parametresinin değişiminin tesir kesiti verileri üzerindeki etkisi Şekil 4.24’den açıkça görülmektedir. Bu düşünceyle N/Z parametresinin küçük ve büyük değerleri için ikinci ve üçüncü yaklaşımlar oluşturulmuş ve fit parametreleri elde edilmiştir. İkinci yaklaşım 6 hedef çekirdek için yapılmıştır. Bu çekirdekler $19 \leq A \leq 45$ kütle bölgesinde $N/Z < 1.23$ parametresine sahiptir. İkinci yaklaşıma ait fit

işlemi ile χ^2 ve R^2 hesaplama sonuçları Şekil 4.25’de verilmiştir. χ^2 ve R^2 hesaplama sonuçları sırasıyla 0.258 ve 0.997’dir. Üçüncü yaklaşım $51 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki $N/Z > 1.17$ parametresine sahip 10 çekirdek için yapılmış ve Şekil 4.26’da sunulmuştur. Bu yaklaşım sonucu elde edilen ki-kare ve korelasyon katsayısı değerleri $\chi^2 = 4.240$ ve $R^2 = 0.869$ ’dur. Tüm çekirdekler üzerinden N/Z parametresine göre böyle bir sınıflandırma ki-kare değerlerinde azda olsa bir iyileştirmeye neden olmuştur. Sonuç olarak N/Z parametresinin büyüklük değerine göre yapılan sınıflandırma küçük ki-kare değeri doğurmuştur ve bu yönden uygun bir fit olarak tanımlanabilir. Diğer başarılı bir fit ise çift-çift çekirdekler için yapılmıştır. 20 MeV’lik enerjide $40 \leq A \leq 94$ kütle bölgesindeki 4 çift-çift çekirdek üzerinden uygulanan fit işlemi Şekil 4.27’de gösterilmiştir. Dördüncü yaklaşımımızı oluşturan bu fit için χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 1.065 ve 0.949’dur. Beşinci yaklaşım $19 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki 12 tek-çift çekirdek için yapılmış ve Şekil 4.28’de verilmiştir. Bu yaklaşımın χ^2 ve R^2 hesaplama sonuçları, sırasıyla 4.879 ve 0.940’dır. Şekil 4.28’den görüldüğü gibi 20 MeV’lik enerjide tek-çift çekirdekler için N/Z parametresinin küçük ve büyük değerleri için verilerin dağılımı farklılık göstermektedir. Bu çerçevede altıncı ve yedinci yaklaşımlar oluşturulmuş ve fit parametreleri elde edilmiştir. Altıncı yaklaşım $19 \leq A \leq 45$ kütle bölgesindeki $N/Z < 1.15$ parametresine sahip 5 tek-çift çekirdek için yapılmış ve Şekil 4.29’da gösterilmiş, yedinci yaklaşımı ise $51 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki $N/Z > 1.17$ parametresine sahip 7 tek-çift çekirdek için yapılmış ve Şekil 4.30’da gösterilmiştir. Tek-çift çekirdekler için N/Z parametresinde böyle bir sınıflandırma χ^2 ve R^2 değerlerinde bir iyileşmeye neden olmuştur. Altıncı yaklaşım için χ^2 ve R^2 değerleri, sırasıyla 0.333 ve 0.991’dir. χ^2 ve R^2 hesaplamaları için yedinci yaklaşım sonuçları ise 0.718 ve 0.983’dür.

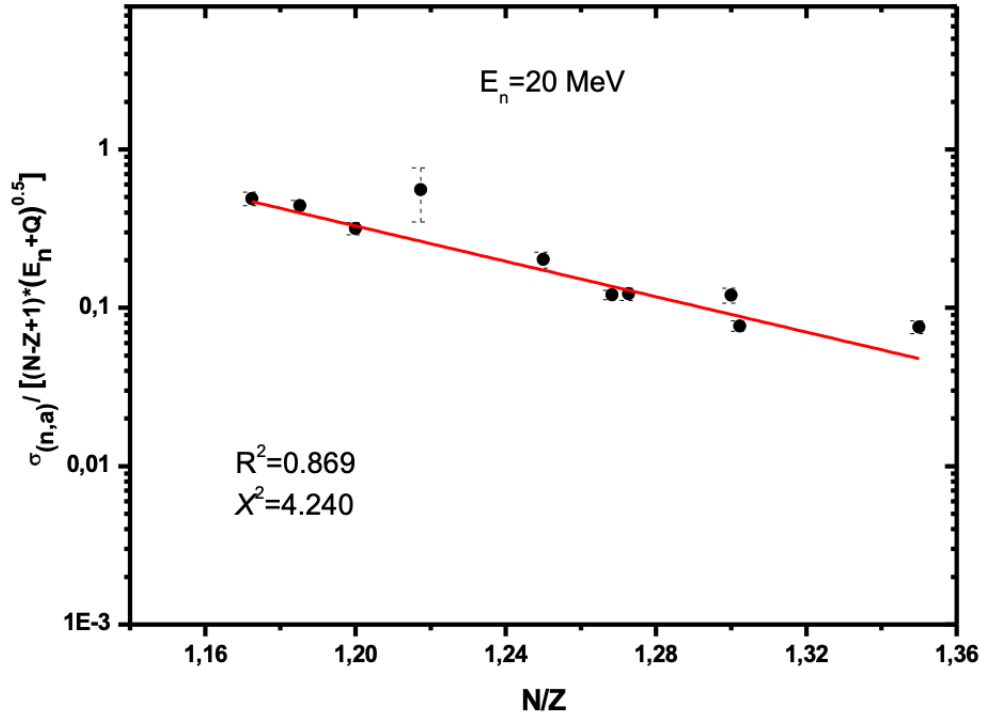
20 MeV’lik nötron enerjisinde oluşan (n, α) reaksiyon tesir kesitleri için gerçekleştirilen yedi yaklaşımın analizi sonucunda önerilen ampirik ve yarı-ampirik formüller Çizelge 4.7’de χ^2 ve R^2 analiz sonuçları ile birlikte verilmiştir. 2. yarı-ampirik formül için hesaplanan ki-kare ($\chi^2 = 0.480$) oldukça küçük bir değere sahiptir. Ayrıca şu anki ampirik ve yarı-ampirik formüllerden elde edilen tesir kesiti değerleri ve literatür değerleri Çizelge 4.8’de karşılaştırılmıştır. Önerilen 2. yarı-ampirik formülün diğer formüllerle karşılaştırıldığında deneysel değerleri oldukça iyi fit ettiği bu çizelgeden görülmektedir.



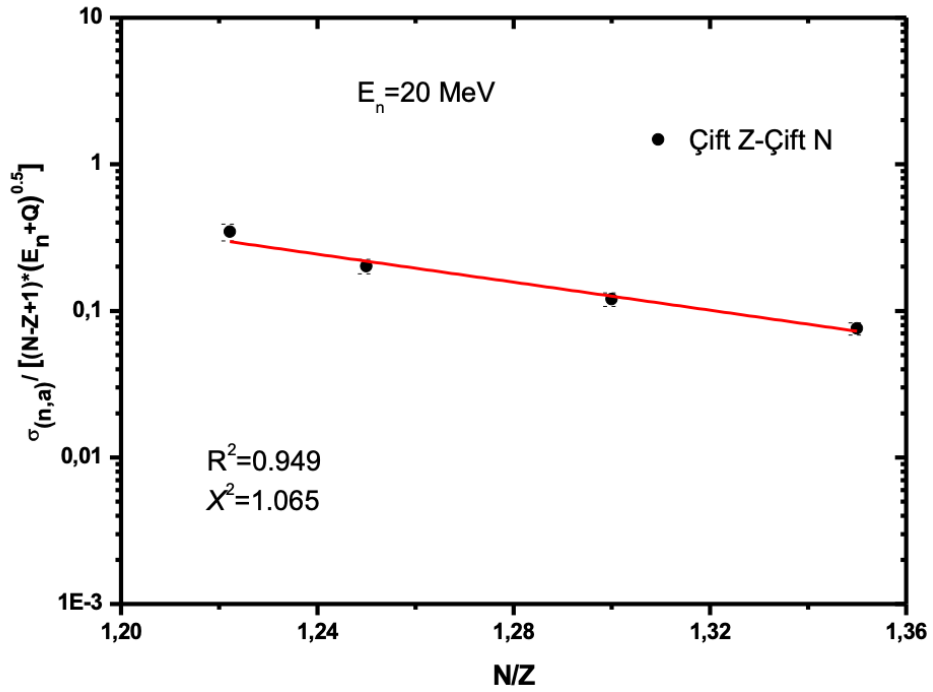
Şekil 4.24. 20 MeV gelme enerjisinde $19 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



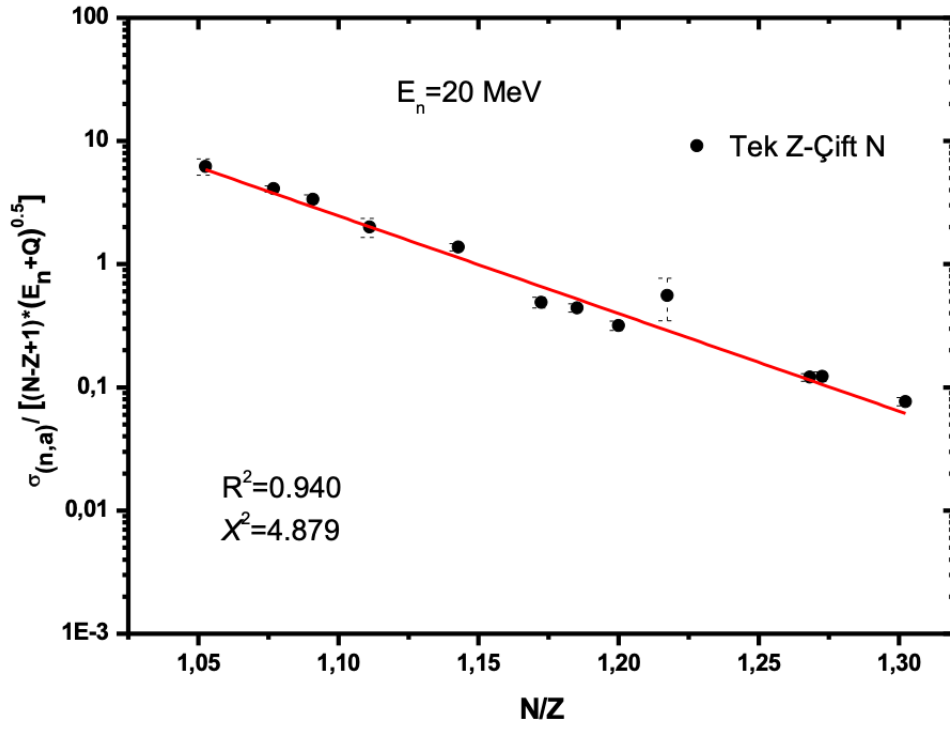
Şekil 4.25. 20 MeV gelme enerjisinde $19 \leq A \leq 45$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z < 1.23$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



Şekil 4.26. 20 MeV gelme enerjisinde $51 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.17$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



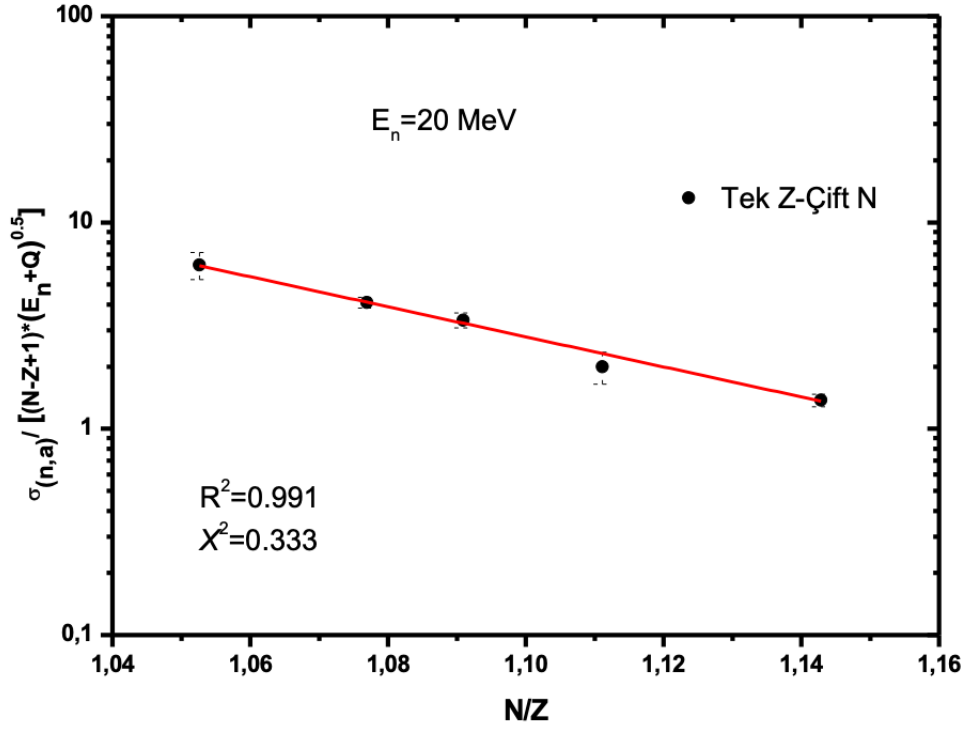
Şekil 4.27. 20 MeV gelme enerjisinde $40 \leq A \leq 94$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.



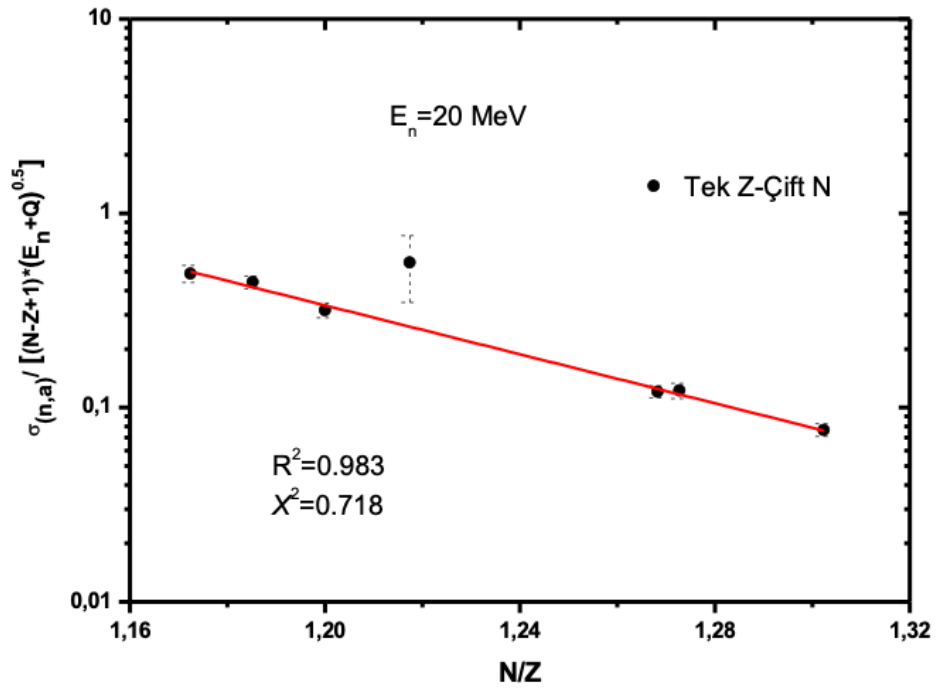
Şekil 4.28. 20 MeV gelme enerjisinde $19 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.

Çizelge 4.7. 20 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için yeni ampirik ve yarı-ampirik formüller.

	Çekirdek Seçimi	Sınırlar	Formül	R^2	χ^2
Ampirik formül	Tüm çekirdekler	$19 \leq A \leq 99$	$\sigma(n, a) = 4.164E8 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-17.263 * \frac{N}{Z}]$	0.876	8.014
1.yarı-ampirik formül	Tüm çekirdekler	$19 \leq A \leq 45$ $N/Z < 1.23$	$\sigma(n, a) = 3.465E8 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-16.944 * \frac{N}{Z}]$	0.997	2.497
		$51 \leq A \leq 99$ $N/Z > 1.17$	$\sigma(n, a) = 1.668E6 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-12.866 * \frac{N}{Z}]$	0.869	
2.yarı-ampirik formül	çift-çift çekirdekler	$40 \leq A \leq 94$	$\sigma(n, a) = 2.049 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-11.001 * \frac{N}{Z}]$	0.949	0.480
	tek-çift çekirdekler	$19 \leq A \leq 45$ $N/Z < 1.15$	$\sigma(n, a) = 2.866E8 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-16.771 * \frac{N}{Z}]$	0.991	
		$51 \leq A \leq 99$ $N/Z > 1.17$	$\sigma(n, a) = 1.220E7 * (N - Z + 1) * (E_n + Q)^{0.5} * \exp[-14.506 * \frac{N}{Z}]$	0.98	



Şekil 4.29. 20 MeV gelme enerjisinde $19 \leq A \leq 45$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z < 1.15$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı



Şekil 4.30. 11 MeV gelme enerjisinde $51 \leq A \leq 99$ kütle bölgesindeki tek-çift çekirdekler için N/Z parametresine ($N/Z > 1.17$) bağlı olarak (n, α) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematığı.

Çizelge 4.8. 20 MeV gelme enerjisinde (n, α) reaksiyonları için tesir kesiti sistematikleri ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.

Hedef Çekirdek	A	Gelme Enerjisi (MeV)	Deneysel Veri (mb)	Deneysel Hata (mb)	Şu anki çalışma Ampirik Formül (mb)	1. Yarı-ampirik Formül (mb)	2. Yarı-ampirik Formül (mb)
F	19	19.61	17	3	16.556	19.638	19.685
Na	23	20.463	27.39	2.28	22.479	26.491	26.463
Al	27	20.3	33.9	2	29.105	34.147	34.028
Ar	40	20.05	7.25	0.95	5.989	7.360	6.215
K	39	19.6	57	8.55	48.914	56.945	56.509
Sc	45	19.76	24.2	1.7	19.803	23.728	23.916
V	51	20.5	14.36	5.4	8.009	6.776	6.731
Cr	54	20.24	6.1	0.7	5.356	5.230	6.613
Mn	55	20.313	8.44	0.73	11.172	8.756	8.949
Co	59	19.8	11.9	0.9	14.587	10.712	11.217
Cu	63	19.97	12.02	1.202	16.581	11.511	12.309
As	75	19.76	5.6	0.5	5.474	5.907	5.358
Zr	92	19.76	7.5	0.8	4.671	5.683	7.888
Zr	94	19.76	5.3	0.5	2.205	3.343	5.093
Nb	93	19.76	7.2	0.5	7.696	8.144	7.442
Mo	99	20.4	5.3	0.4	4.952	6.087	5.260

4.2 (n, α) Reaksiyon Tesir Kesitleri İçin İstatistiksel Model Tanımlamaları

Tezin bu bölümünde (n, α) reaksiyonları için nükleer model hesaplamaları yapılmıştır. Tesir kesiti hesaplamaları istatistiksel Hauser-Feshbach modeli kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Hauser-Feshbach model ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarında farklı nükleer seviye yoğunluğu ve kütle modelleri seçilerek input parametrelerinin değişiminin uyarılma fonksiyonu üzerine etkileri araştırılmış ve veri analizi yapılmıştır. Bu doğrultuda önce Hauser-Feshbach istatistiği, 30 MeV'e kadar enerjiye sahip nötronlarla ^{54}Fe , ^{59}Co ve ^{63}Cu hedef çekirdeklerinin (n, α) reaksiyon süreci boyunca etkileşimi için uygulanmıştır. Ayrıca $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$, $^{59}\text{Co}(n, \alpha)^{56}\text{Mn}$ ve $^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$ reaksiyonlarının tesir kesitleri bir önceki bölümde elde ettiğimiz ampirik ve yarı-ampirik formüller kullanılarak tahmin edilmiştir. Bu üç reaksiyon için gerçekleştirilen tüm hesaplama sonuçları, deneysel değerlerle karşılaştırılarak 4.2.1 bölümünde tartışılmıştır. Bu bölümün diğer bir motivasyonu ise (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin izotopik bağımlılıklarının incelenmesidir. Bu düşünceyle demir ve kalay izotopları üzerine (n, α) reaksiyonlarının izotopik bağımlılığı Hauser-Feshbach model kullanılarak bileşik çekirdek reaksiyon mekanizması çerçevesinde analiz edilmiştir. Bu analiz sonuçları

4.2.2 bölümünde sunulmuştur. Son olarak bu bölümde zayıf s-süreci işleyişinin anlaşılması açısından önemli 12 çekirdeğin (n, α) reaksiyonları için astrofizik enerjilerde tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır. Bu çekirdeklerin s-süreç nükleosentezine katkıları Hauser-Feshbach model kullanılarak değerlendirilmiştir. Bu hesaplama sonuçları da 4.2.3 bölümünde verilmiştir.

4.2.1 (n, α) Tesir kesitlerinin model bağımlılığı

^{54}Fe , ^{59}Co ve ^{63}Cu gibi orta kütleli bazı çekirdekler hem nükleer reaktör hem de astrofizik çalışmalarında yoğun araştırma konusu olmuşlardır. Nükleer fisyon ve füzyon reaktörlerinin yapısal malzemelerinin seçimi ve oluşabilecek ters durumların önceden kestirilebilmesi nükleer enerji üretimi açısından oldukça önemlidir. Demir, kobalt ve bakır en önemli reaktör yapı malzemelerindendir. Bu malzemelerin nötrona maruziyeti istenmeyen radyasyon zararına neden olmaktadır. Bu yüzden bu tür malzemeler üzerine tesir kesiti çalışmalarının yapılmasına ihtiyaç duyulmaktadır. Diğer taraftan yıldız ortamında çekirdeklerin bolluklarını belirlemek için tesir kesiti çalışmaları hız kesmeden devam etmektedir. Bu bağlamda ^{54}Fe , ^{59}Co ve ^{63}Cu çekirdekleri için zayıf s-süreci hesaplamaları, yıldız nükleosentezi sürecinin yapısının anlaşılabilmesi açısından önemlidir. Tezin bu kısmı, 30 MeV'lik gelme enerjisine kadar ^{54}Fe , ^{59}Co ve ^{63}Cu çekirdekleri için (n, α) tesir kesiti hesaplamalarını ve sonuçların deneysel değerlerle karşılaştırılmalarını içerir. Tesir kesiti hesaplamaları Hauser-Feshbach model dikkate alınarak değerlendirilmiştir. Hesaplamalarda ayrıca reaksiyonların nükleer kütle ve seviye yoğunluğu model bağımlılıkları incelenmiştir. TALYS kodu, nükleer seviye yoğunlukları ve kütle modellerinin hesaplanabilmesi için farklı seçenekler sunar. Burada yapılan seviye yoğunluğu hesaplamalarında fenomenolojik ve mikroskobik seviye yoğunluk modelleri test edilmiştir. Fenomenolojik seviye yoğunluk modeli için Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz model [143–145] ve mikroskobik seviye yoğunluk modeli için ise Goriely tablolarından Skyrme kuvveti [56, 146] altındaki model, hesaplamalarda kullanılmıştır. İlaveten bu seviye yoğunluk modelleri altında farklı nükleer kütle modelleri için tesir kesiti hesaplamaları yapılarak veriler analiz edilmiştir. TALYS kodu nükleer kütlelerin hesaplanabilmesi için dört seçenek sunar. Bunlar Duflo-Zuker

formülü [54], Möller tablosu [55], Goriely HFB-Skyrme tablosu [56] ve HFB-Gogny D1M tablosu [57]'dur. $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$, $^{59}\text{Co}(n, \alpha)^{56}\text{Mn}$ ve $^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$ reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları, Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz [143–145] ve Goriely tablolarından Skyrme kuvvetli seviye yoğunluk modelleri için bu dört farklı nükleer kütle modeli kullanılarak yapılmıştır. Bunun yanı sıra 7.9, 11, 14.5 ve 20 MeV'lik enerjilerde elde ettiğimiz ampirik ve yarı-ampirik formüller araştırılan üç reaksiyonun tesir kesiti hesaplamaları için kullanılmıştır. Ayrıca deneysel uyarılma fonksiyonları Gaussiyen ve Lorentziyen tipli fonksiyonlarla fit edilmiştir. Sonuçta, elde edilen tüm hesaplama sonuçları ile EXFOR'dan alınan deneysel değerlerin karşılaştırılması Şekil 4.31-4.36'de sunulmuştur. Araştırılan üç reaksiyon kanalı içinde Goriely tablolarından Skyrme kuvveti kullanılarak yapılan dört farklı nükleer kütle modelini içeren hesaplamalar Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz modelinin hesaplama sonuçlarından daha büyük tesir kesitleri vermiştir. Yarı-ampirik formüller kullanılarak yapılan hesaplamalar ampirik formüllerin hesaplamalarına göre genelde deneysel değerlere daha yakın sonuçlar vermiştir. Özellikle ^{59}Co ve ^{63}Cu çekirdeklerinin (n, α) reaksiyonları için yarı-ampirik formül sonuçları deneysel değerlerle oldukça iyi bir uyum yakalamıştır.

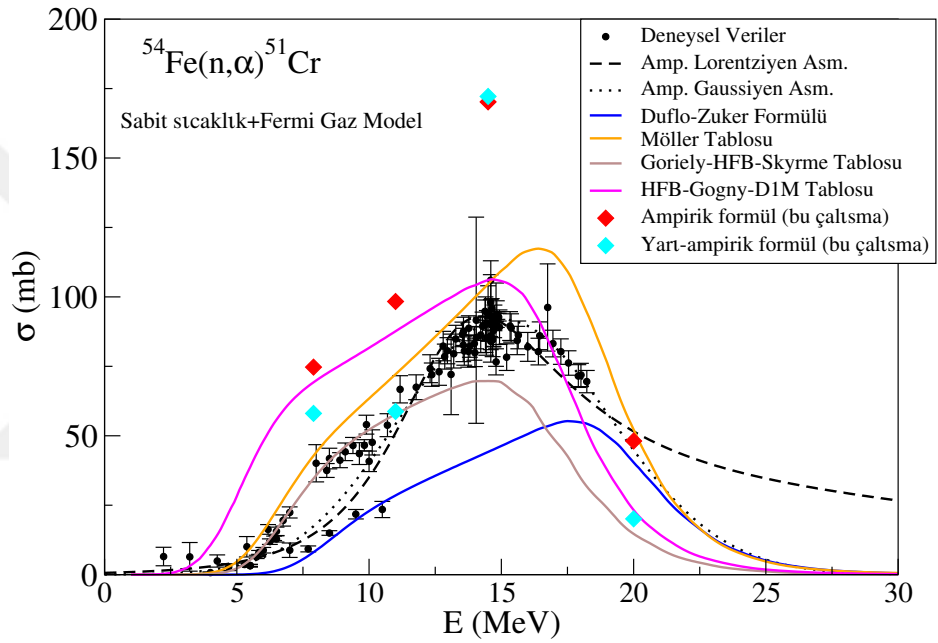
4.2.1.1 $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonu

$^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonu için hesaplanan ve deneysel uyarılma fonksiyonları Şekil 4.31 ve Şekil 4.32'de gösterilmiştir. Bu reaksiyon kanalı için yapılan tesir kesiti ölçümleri 2.23-18.23 MeV enerji aralığındaki verileri içerir. Uyarılma fonksiyonları yaklaşık 13-17 MeV enerji aralığında maksimum vermiştir. 5.5-10.5 MeV enerji aralığında gerçekleştirilen beş tesir kesiti değerine sahip bir ölçüm diğer deneysel değerlerden daha küçük sonuçlar vermiştir. Bu veri grubu haricinde diğer deneysel değerler genellikle birbiriyle uyumludur. 11 MeV'de yarı-ampirik formül ile elde edilen değer deneysel verilerle hemen hemen aynı sonucu verirken, 14.5 MeV'de deney ve formül arasındaki fark iki kattır.

Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz Model Hesaplamaları

$^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonu için Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz model kullanılarak yapılan hesaplamalar Şekil 4.31'de yer almaktadır. Yaklaşık 12 MeV'lik enerjiye kadar

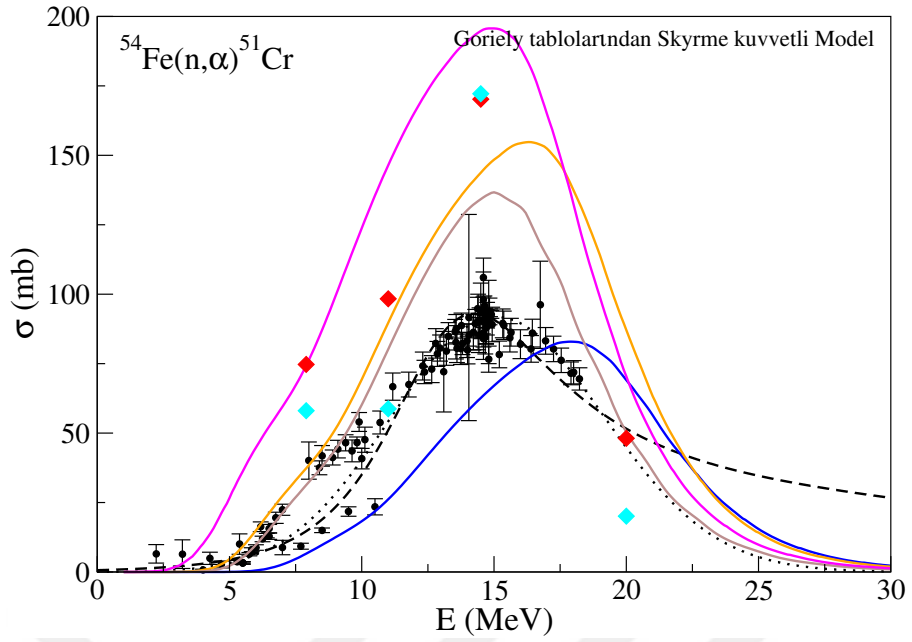
deneysel değerlerle en iyi uyum Goriely HFB-Skyrme tablosu kullanılarak yapılan hesaplamalardır. 5.5-10.5 MeV’lik enerji aralığında yapılan beş veriyi içeren ölçümü Duflo-Zuker formülü oldukça iyi fit etmiştir. HFB-Gogny D1M tablosu kullanılarak elde edilen uyarılma fonksiyonu düşük enerjilerde birkaç veriyle uyuşsa da uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgeye kadar tesir kesitlerinin tahmininde en başarısız olan model olmuştur. Maksimum bölgenin ötesinde HFB-Gogny D1M tablosu kullanılarak elde edilen tesir kesiti sonuçlarının deneysel verilerle uyumu kabul edilebilirdir.



Şekil 4.31. $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonu için Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz model seviye yoğunluk model hesaplamaları ve deneysel tesir kesitleri.

Goriely Tablolarından Skyrme Kuvvetli Model Hesaplamaları

$^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonu için Goriely tablolarından Skyrme kuvvetli seviye yoğunluk modeli kullanılarak yapılan hesaplamalar Şekil 4.32’de gösterilmiştir. 10 MeV’lik enerjiye kadar Möller tablosu ve Goriely HFB-Skyrme tablosu kullanılarak elde edilen tesir kesiti verileri deneysel verilerle kabul edilebilir bir uyum içindeyken artan gelme enerjisiyle bu uyum kaybolmuştur. HFB-Gogny D1M tablosu, düşük enerjilerdeki birkaç veri noktası hariç deneysel verileri birkaç faktör büyük tahmin etmiştir. Duflo-Zuker formülü 16 MeV’in ötesinde deneysel tesir kesitleri ile uyum göstermiştir.



Şekil 4.32. Şekil 4.31 ile aynıdır ancak seviye yoğunluğu olarak Goriely tablolarından Skyrme kuvvetli mikroskobik seviye yoğunluk modeli kullanılmıştır.

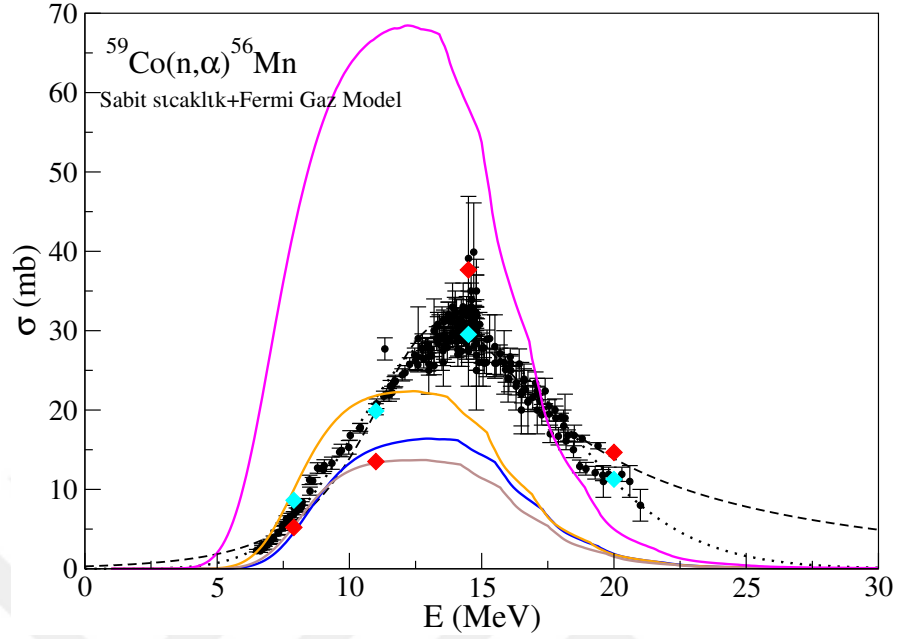
4.2.1.2 $^{59}\text{Co}(n, \alpha)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonu

$^{59}\text{Co}(n, \alpha)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonu için hesaplanan ve deneysel tesir kesitleri Şekil 4.33 ve Şekil 4.34’de verilmiştir. Bu reaksiyon için deneysel ölçümler 6.63-21 MeV enerji aralığındaki verileri kapsar. İlgili reaksiyon için ölçümler birbiriyle oldukça benzer sonuçlar vermiştir. Model hesaplamaları ve deneysel ölçümler yaklaşık 12-16 MeV’lik enerji aralığında maksimum değerlere sahiptir. Nükleer model hesaplamaları ve deneysel uyarılma fonksiyonu biçim olarak benzese de büyüklük olarak farklılıklara sahiptir. Özellikle uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede teori ve deney arasındaki uyum oldukça azdır. Bu tez çalışmasında elde ettiğimiz yarı-ampirik formül ile deneysel değerler arasında çok iyi bir uyum gözlenmiştir.

Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz Model Hesaplamaları

Şekil 4.33’de $^{59}\text{Co}(n, \alpha)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonu için Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz model kullanılarak yapılan hesaplama sonuçları gösterilmiştir. HFB-Gogny D1M tablosu kullanılarak tahmin edilen uyarılma fonksiyonu hariç diğer üç nükleer kütle modeli yaklaşık 10 MeV’lik enerjiye kadar deneysel değerlerle kabul edilebilir bir uyum içerisinde. HFB-Gogny D1M tablosu ile yapılan hesaplamalar maksimum tesir

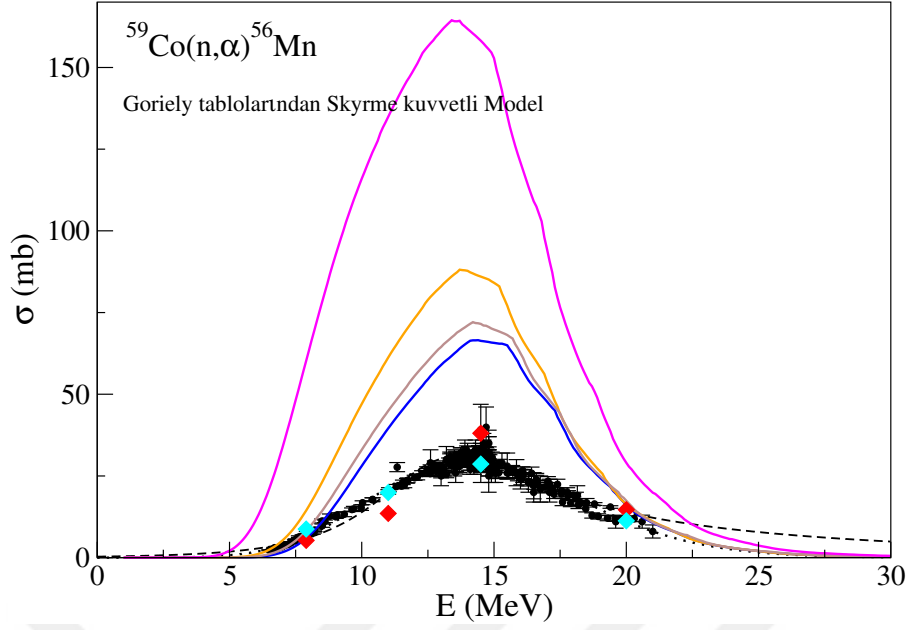
kesiti bölgesinde diğer verilerin oldukça üzerinde yer almıştır. Ancak 17-19 MeV enerji bölgesinde bu model deneysel değerlerle yaklaşık sonuçlar vermiştir.



Şekil 4.33. Şekil 4.31 ile aynıdır fakat işlemler ^{59}Co hedef çekirdeği için uygulanmıştır.

Goriely Tablolarından Skyrme Kuvvetli Model Hesaplamaları

$^{59}\text{Co}(n, \alpha)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonu için Goriely tablolarından Skyrme kuvvetli seviye yoğunluk modelinin hesaplamaları Şekil 4.34’de verilmiştir. HFB-Gogny D1M tablosu haricindeki nükleer kütle modelleri deneysel uyarılma fonksiyonun düşük ve yüksek enerji bölgesindeki verilerini iyi bir şekilde tahmin etmiştir. Fakat 10-19 MeV enerji aralığında model hesaplamaları deneysel değerlerin oldukça üzerinde yer almıştır.



Şekil 4.34. Şekil 4.32 ile aynıdır fakat işlemler ^{59}Co hedef çekirdeği için uygulanmıştır.

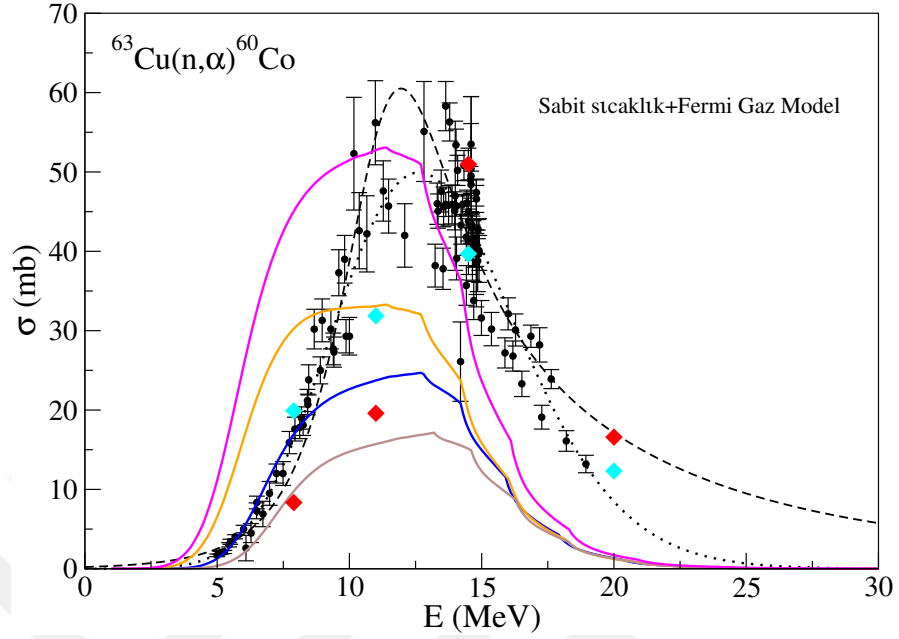
4.2.1.3 $^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$ reaksiyonu

$^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$ reaksiyonu için uyarılma fonksiyonları Şekil 4.35 ve Şekil 4.36’da sunulmuştur. Bu reaksiyon kanalı için tesir kesiti ölçümleri 5-19.55 MeV enerji aralığında yapılmıştır. Deneysel değerler birbiriyle genellikle uyumludur. Tesir kesitlerinin maksimum değerlerine yaklaşık 9-15 MeV’lik enerji aralığında ulaşılmıştır. Model hesaplamaları sonucunda elde edilen uyarılma fonksiyonlarının spektral yapısı oldukça benzemektedir. Ancak aralarındaki büyüklük farkı oldukça fazladır. Model hesaplamaları ile en yüksek tesir kesiti değerlerine HFB-Gogny D1M tablosu ile ulaşılırken Goriely HFB-Skyrme tablosu en düşük değerleri hesaplamıştır. Yarı-ampirik formül kullanılarak yapılan hesaplama sonuçları deneysel değerlerle genel olarak iyi bir uyum yakalamıştır.

Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz Model Hesaplamaları

$^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$ reaksiyonu için Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz modelinin hesaplama sonuçları Şekil 4.35’de verilmiştir. Deney ve model uyarılma fonksiyonları arasında yaklaşık 2 MeV’lik bir enerji kayması vardır. Yaklaşık 9 MeV’lik enerjiye kadar Duflo-Zuker formülü ile gerçekleştirilen hesaplama sonuçları deneysel değerlerle oldukça iyi bir uyum yakalamıştır. Diğer taraftan 10 MeV’in ötesindeki gelme

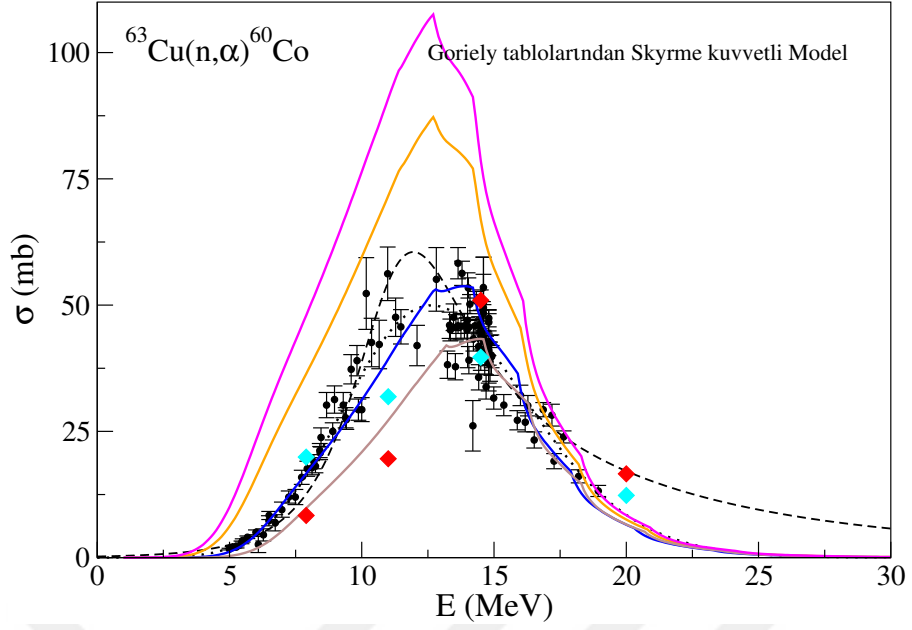
enerjilerinde HFB-Gogny D1M tablosunun uyarılma fonksiyonu deneysel değerlerle diğer üç nükleer kütle formülüne göre daha iyi bir uyum sağlamıştır.



Şekil 4.35. Şekil 4.31 ile aynıdır fakat işlemler ^{63}Cu hedef çekirdeği için uygulanmıştır.

Goriely Tablolarından Skyrme Kuvvetli Model Hesaplamaları

$^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$ reaksiyonu için Goriely tablolarından Skyrme kuvvetli seviye yoğunluk modelinin tesir kesiti hesaplamaları Şekil 4.36’da gösterilmiştir. 17 MeV’lik enerjiye kadar Möller tablosu ve HFB-Gogny D1M tablosu kullanılarak elde edilen veri noktaları diğer hesaplama sonuçları ve deneysel değerlerle karşılaştırıldığında oldukça yüksek sonuçlar vermiştir. Bu reaksiyon için Duflo-Zuker formülü kullanılarak tahmin edilen uyarılma fonksiyonu deneysel değerlerle çok iyi bir uyum yakalamıştır. Diğer taraftan 13 MeV’den daha büyük gelme enerjilerinde Goriely HFB-Skyrme tablosu deneysel değerleri oldukça iyi fit etmiştir.



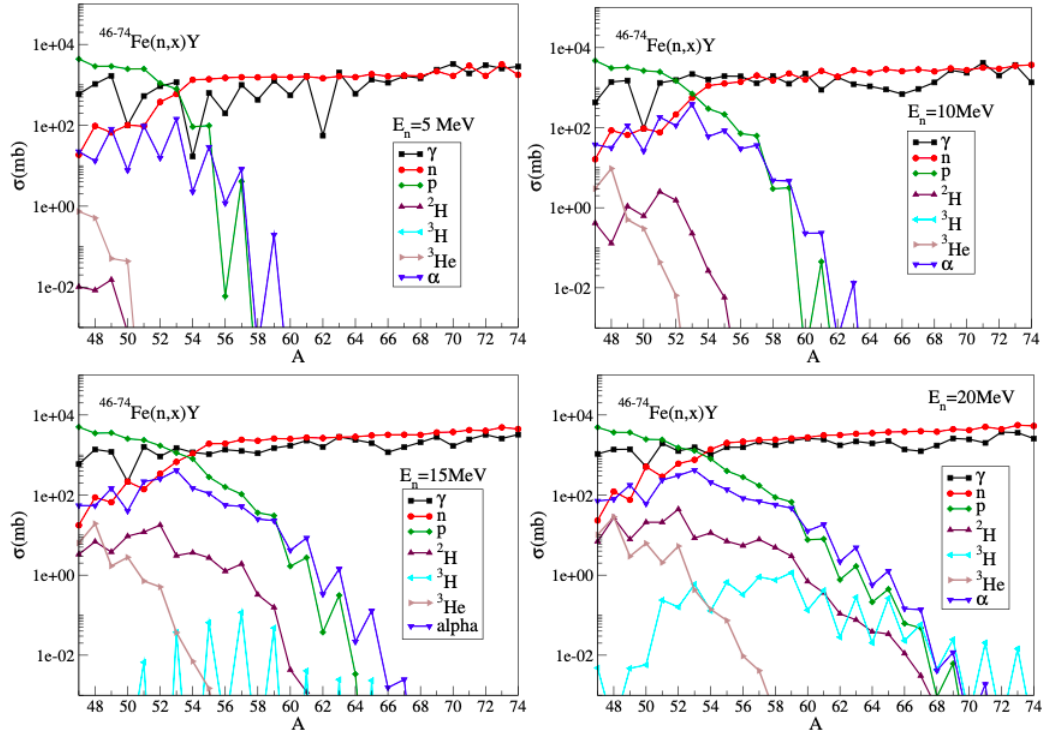
Şekil 4.36. Şekil 4.32 ile aynıdır ancak işlemler ^{63}Cu hedef çekirdeği için uygulanmıştır.

4.2.2 (n, α) tesir kesitleri için izotopik bağımlılık

Bu bölümde $^{47-74}\text{Fe}$ ve $^{100-132}\text{Sn}$ izotoplarının (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin istatistiksel model hesaplamaları yapılmıştır. Bu izotoplar için 5, 10, 15 ve 20 MeV enerjilerde gerçekleştirilen hesaplamalar (n, α) tesir kesitlerinin izotop etkilerini göstermektedir. Herhangi bir reaksiyon kanalı için tesir kesitlerinin izotopik etkilerinin analizi, o reaksiyon mekanizmasının anlaşılabilmesi adına oldukça önemlidir. Burada istatistiksel model hesaplamaları TALYS 1.95 kodunda Hauser-Feshbach model kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Nükleer kütle modeli hesaplamalarında Goriely HFB-Skyrme tablosu [147] ve seviye yoğunluk hesaplamalarında ise Goriely tablolarından Skyrme kuvvetli mikroskobik seviye yoğunluk modeli [146] kullanılmıştır.

4.2.2.1 $^{47-74}\text{Fe}$ izotopları için (n, α) tesir kesitleri

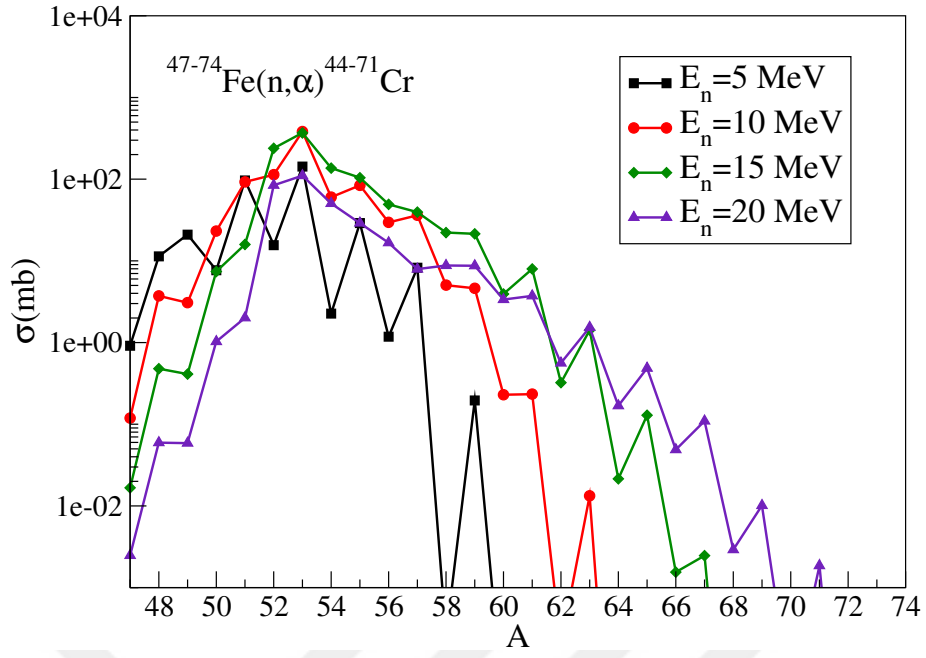
$^{47-74}\text{Fe}$ izotopları üzerine (n, α) reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları izotopik etkileri belirlemek için yapılmıştır. Öncelikle bu izotoplar üzerine tesir kesiti hesaplamaları 5, 10, 15 ve 20 MeV'lik enerjilerde tüm çıkış kanallarının katkısını belirlemek için yapılmış ve Şekil 4.37'de gösterilmiştir.



Şekil 4.37. 5, 10, 15 ve 20 MeV’lik mermi nötron enerjilerinde $^{47-74}\text{Fe}$ izotopları için olası tüm parçacık ve gama çıkış kanalları.

Gama ve nötron yayımlanmaları için tesir kesiti tüm gelme enerjilerinde oldukça yüksek değerlere sahiptir. Özellikle nötronca zengin izotoplar için en olası yayımlanmalar nötron ve gama çıkışlarıdır. $A=55$ ’ün üzerindeki demir izotopları için bu yayımlanmalar neredeyse sabit tesir kesitleri vermiştir. ^2H ve ^3He nötronca zengin bölgede özellikle düşük gelme enerjilerinde yayımlanma sürecine katkı sağlamaz. ^3H yayımlanmaları 5 ve 10 MeV’lik gelme enerjilerinde Şekil 4.37’de verdiğimiz ölçekte spektrumda yer almayacak kadar küçük tesir kesitlerine sahiptir. Proton ve alfa yayımlanmaları benzer bir spektruma sahiptir. Artan enerjiyle nötronca zengin demir izotopları için nötron ve alfa yayımlanmalarının tesir kesiti artmaktadır. Sonuç olarak demir izotopları üzerine nötron girişli reaksiyonlar için proton ve alfa yayımlanmaları gama ve nötron çıkışlı kanallardan sonra en baskın süreçlerdir. 5, 10, 15 ve 20 MeV’lik nötron enerjisinde $^{47-74}\text{Fe}$ izotopları için (n, α) reaksiyon tesir kesitleri Şekil 4.38’de gösterilmiştir.

Nötronca fakir bölgede 5 ve 10 MeV’lik nötronların oluşturduğu (n, α) reaksiyonları daha baskınken, nötronca zengin bölgede 15 ve 20 MeV’lik nötronların sürece katkısı fazladır. Seçilen dört farklı enerjide en yüksek tesir kesiti değerlerine $^{52-55}\text{Fe}$

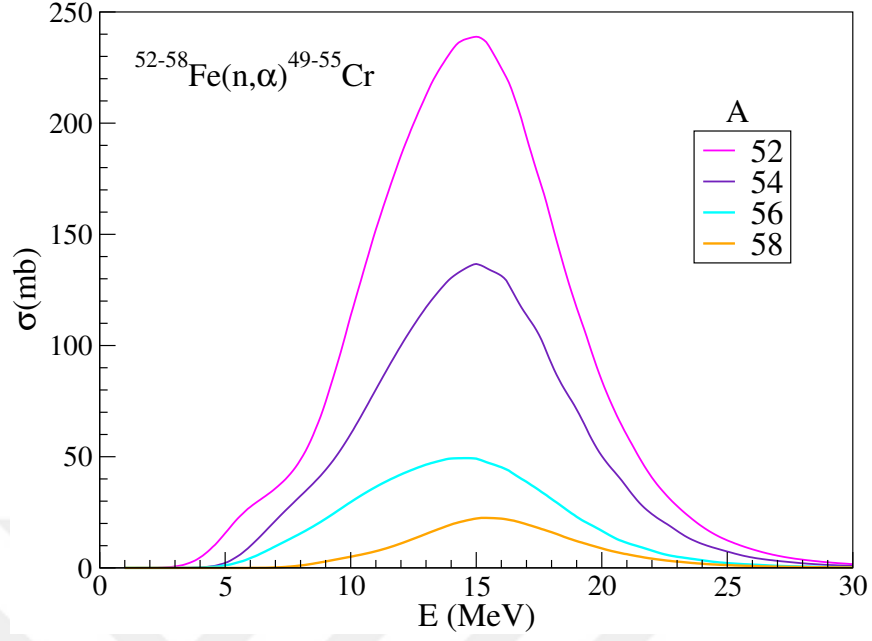


Şekil 4.38. 5, 10, 15 ve 20 MeV nötron gelme enerjilerinde $^{47-74}\text{Fe}$ izotopları için (n, α) tesir kesitleri.

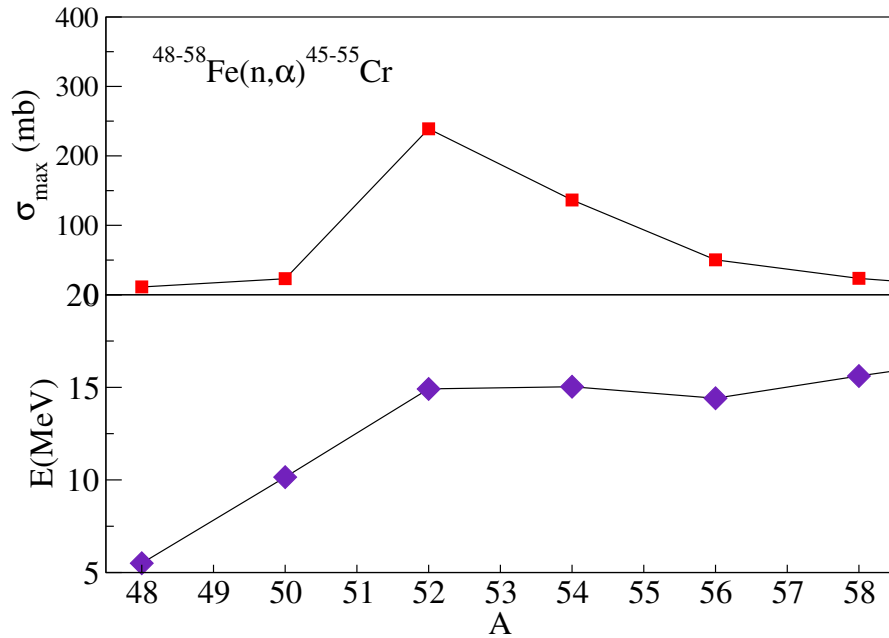
izotopları için ulaşılmıştır. Şekil 4.38'den görüldüğü üzere komşu izotoplar arasında tesir kesitlerinde büyük farklılıklar vardır. Sonuç olarak çift-çift ve çift-tek demir izotoplarının (n, α) reaksiyonları için farklı spektrumlar oluşmuştur. Çift-çift $^{52-58}\text{Fe}$ izotopları için 30 MeV'lik enerjiye kadar hesaplanan tesir kesitleri Şekil 4.39'da verilmiştir.

Bu hesaplamalar (n, α) reaksiyonu için $^{52-58}\text{Fe}$ izotoplarında nötron sayısındaki artışla tesir kesitinin azaldığını göstermesi bakımından oldukça önemlidir. Şekil 4.40'da üstteki grafik $^{48-58}\text{Fe}$ izotoplarının maksimum tesir kesitlerini, alttaki grafik ise bu izotopların hangi enerji değerlerinde maksimum olduklarını göstermektedir.

^{52}Fe izotopuna kadar nötron sayısının artışı ile elde edilen tesir kesitlerinin maksimumları artma eğilimine sahipken, bu izotopun ötesinde azalma eğilimine sahiptir. $^{48-52}\text{Fe}$ izotopları için maksimum tesir kesitlerinin elde edildiği gelme enerjileri kütle numarası ile lineer olarak artarken, $^{52-58}\text{Fe}$ izotopları için maksimum tesir kesitlerine yaklaşık 15 MeV civarındaki enerjilerde ulaşılmıştır.



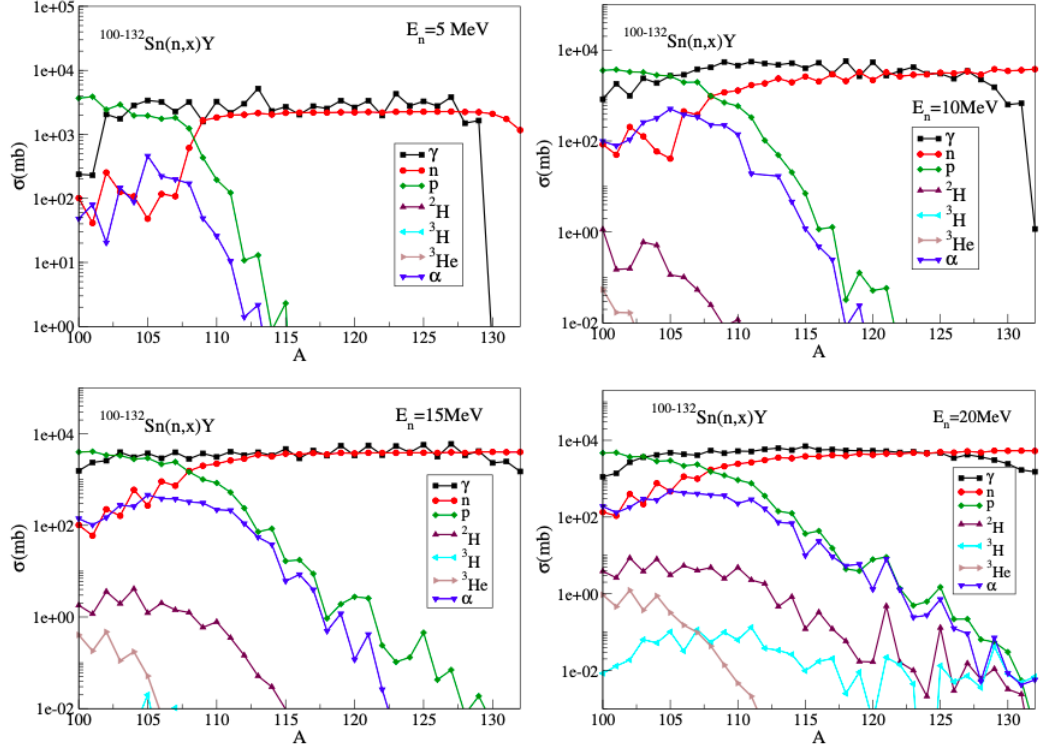
Şekil 4.39. Çift nötron sayısına sahip $^{52-58}\text{Fe}$ izotopları için uyarılma fonksiyonları.



Şekil 4.40. Üstteki grafik çift nötron sayılı $^{48-58}\text{Fe}$ izotopları için maksimum tesir kesiti değerlerinin gösterirken alttaki grafik bu izotopların tesir kesitlerinin maksimum olduğu enerji değerlerini göstermektedir.

4.2.2.2 $^{100-132}\text{Sn}$ izotopları için (n, α) tesir kesitleri

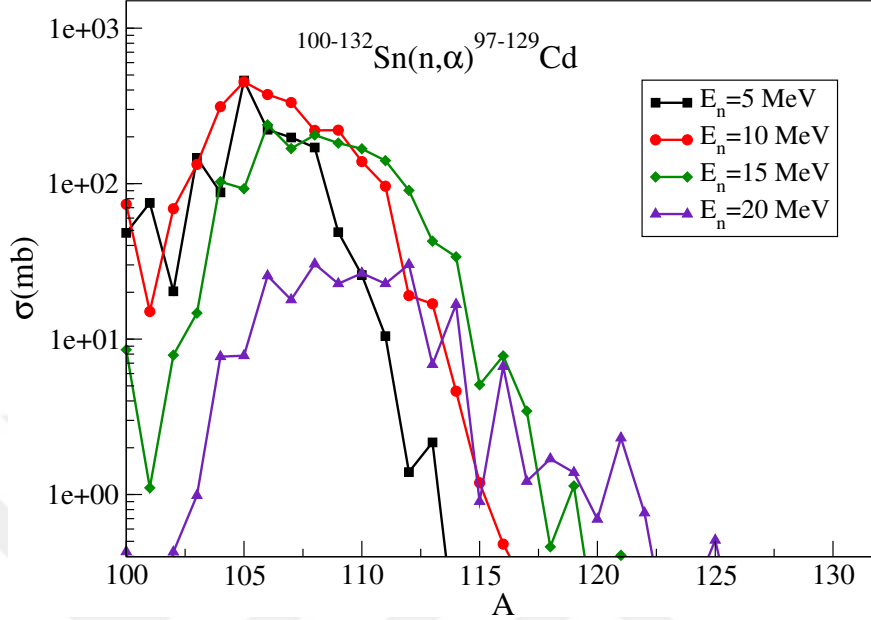
Bu bölümde, bir önceki bölümde demir izotopları için yapılan analizin aynısı kalay izotoplarına uygulanmıştır. Bu doğrultuda öncelikle kütle numarası 100 ile 132 arasında değişen Sn izotoplarına sırasıyla 5, 10, 15 ve 20 MeV enerjili nötronlar gönderilerek tüm olası çıkış kanalları için reaksiyonların tesir kesitleri hesaplanmış ve Şekil 4.41’de gösterilmiştir.



Şekil 4.41. $^{100-132}\text{Sn}$ izotopları için 5,10,15 ve 20 MeV’lik mermi nötron enerjilerinde tüm olası parçacık ve gama çıkış kanalları.

Şekil 4.41’den görüldüğü üzere 5, 10, 15 ve 20 MeV’lik enerjilerde nötron ve gama çıkışları tüm kalay izotopları için baskın yayımlanma süreçleridir. Özellikle ağır izotoplar için bu enerjilerde en olası yayımlanmalar nötron ve gama çıkışlarıdır. Ayrıca hafif izotoplar için nötron ve gama çıkışlarının yanı sıra proton ve alfa çıkışları da sürece önemli bir katkı sunar. Bununla birlikte ağır izotoplar için proton ve alfa çıkışları yüksek gelme enerjilerinde daha olasıdır. $A=110$ un üzerindeki izotoplar için proton ve alfa yayımlanmaları benzer spektruma sahiptir. Artan enerjiyle ağır kalay izotopları için proton ve alfa yayımlanmalarının tesir kesiti artmaktadır. $A=108$ ’in üzerindeki kalay izotopları için nötron yayımlanmaları neredeyse sabit tesir kesitleri vermiştir. Ayrıca hafif izotopların reaksiyonunda özellikle düşük gelme enerjilerinde

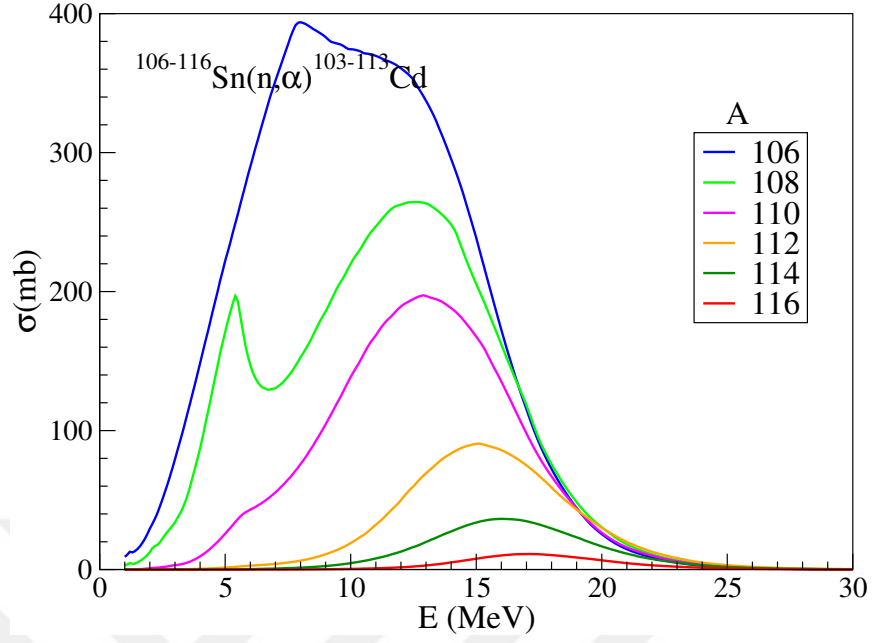
^2H , ^3H ve ^3He parçacık yayımlanmaları için tesir kesitleri verdiğimiz ölçekte spektrumda yer almayacak kadar küçüktür. 5, 10, 15 ve 20 MeV'lik nötron enerjisinde $^{100-132}Sn$ izotopları için (n, α) reaksiyon tesir kesitleri Şekil 4.42'da gösterilmiştir.



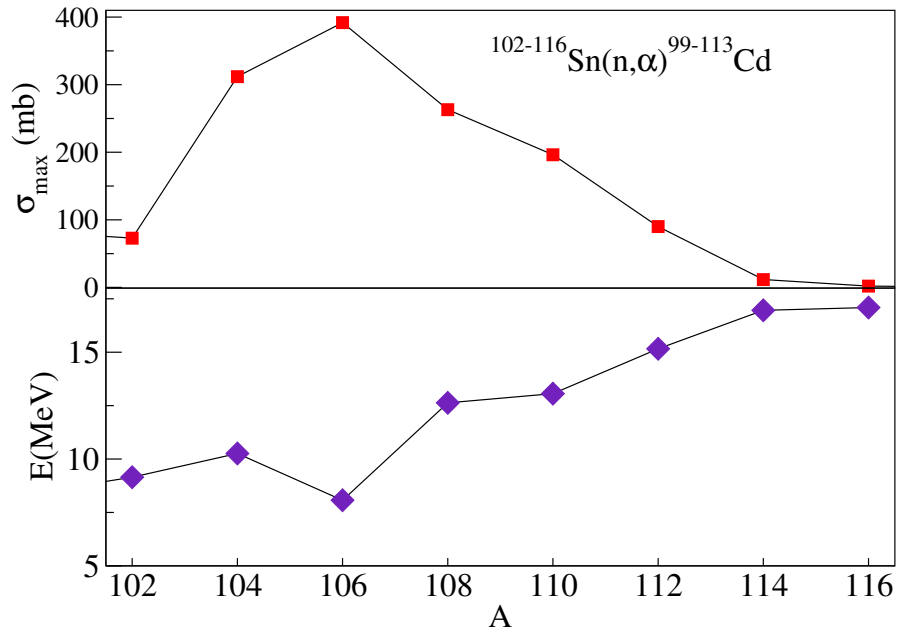
Şekil 4.42. $^{100-132}Sn$ izotopları için (n, α) reaksiyon tesir kesitleri.

Hafif izotoplar için 5 ve 10 MeV'lik gelme enerjilerinde (n, α) reaksiyonları daha baskınken, ağır izotoplara doğru gittikçe 15 ve 20 MeV'lik nötronların sürece katkısı fazladır. Hesaplamalarda en yüksek tesir kesiti değerlerine $^{104-109}Sn$ izotopları için ulaşılmıştır. Komşu kalay izotopları arasında (n, α) tesir kesitlerinin büyüklüğünde oldukça fazla fark gözlenmiştir. Sonuçta çift-çift ve çift-tek kalay izotoplarının (n, α) reaksiyonları için farklı spektrumlar elde edilmiştir. Şekil 4.43 çift-çift $^{106-116}Sn$ izotopları için 30 MeV'lik gelme enerjisine kadar hesaplanan uyarılma fonksiyonlarını gösterir.

Kalayın çift nötrona sahip izotopları için yapılan bu hesaplamalarda Şekil 4.43'den açıkça görüldüğü gibi tesir kesitleri ^{106}Sn için en büyük değerlere sahiptir. Ayrıca bu izotoptan sonra kütle sayısının artışı ile tesir kesitinde gözle görülür bir azalış oluşmuştur. Dolayısıyla kalayın izotoplarında gözlenen bu yapı demir izotoplarında da olduğu gibi güçlü bir izotopik etkiyi açığa çıkarır. Şekil 4.44'de üstteki grafik $^{102-116}Sn$ izotoplarının maksimum tesir kesitlerini, alttaki grafik ise bu izotopların hangi nötron enerjilerinde maksimum değerleri verdiğini göstermektedir.



Şekil 4.43. Çift nötron sayısına sahip $^{106-116}\text{Sn}$ izotopları için uyarılma fonksiyonları.



Şekil 4.44. Üstteki grafik çift nötron sayısına sahip $^{102-116}\text{Sn}$ izotopları için maksimum tesir kesiti değerlerini gösterirken alttaki grafik bu izotopların tesir kesitlerinin maksimum olduğu nötron enerjilerini göstermektedir.

Kalayın 106 kütle numarasına sahip izotopuna kadar nötron sayısının artışı ile elde edilen tesir kesitlerinin maksimumlarında artma eğilimi, bu izotopun ötesinde azalma eğilimi vardır. Şekil 4.44'den görüldüğü üzere kalay izotopları için maksimum tesir kesitinin elde edildiği ^{106}Sn izotopu hariç maksimuma ulaşılan gelme enerjileri kütle numarası ile lineer olarak artmaktadır. ^{106}Sn izotopu için uyarılma fonksiyonunun maksimumu daha düşük bir enerjide oluşmuştur. Bu izotop için maksimum tesir kesitine yaklaşık 8 MeV'lik gelme enerjisinde ulaşılmıştır.

4.2.3 Astofiziksel çekirdeklerde (n, α) tesir kesiti

(n, α) reaksiyonu, birçok enerji üretimi ve nükleosentez sürecine katkıda bulunur. Ayrıca ilkel ve yıldız CNO döngüsünde önemli bir reaksiyondur [148]. Yıldız ortamında reaksiyon hızlarını belirlemek için, nötron enerjisinin bir fonksiyonu olarak reaksiyon tesir kesiti önemli bir bileşendir [149]. Deneysel çalışmalar gerekli tesir kesitlerini sağlasa da (n, α) reaksiyonlarının nükleosentez hesaplamalarının sistematik olarak uygulanabilmesi için tesir kesitlerin teorik olarak modellenmesi vazgeçilmezdir. Ref. [150]'de de belirtildiği gibi, 1 keV–1 MeV bölgesindeki (n, α) reaksiyonu için sınırlı miktarda deneysel veri, kapsamlı veri analizini kısıtlar. s-süreci için (n, α) reaksiyon tesir kesitlerine ilişkin deneysel veriler, sınırlı sayıda çekirdek için ve sınırlı nötron enerjilerinde mevcuttur [18, 53, 151]. Bu bölümdeki çalışma için ihtiyaç duyulan çekirdeklerin bazı nükleer özellikleri, enerji yoğunluğu fonksiyonel teorisi üzerine temellendirilmiş düzeltilmiş çiftlenim tanımlamalı HFB-17 [147]'ye sahip Skyrme tipi fonksiyonel kullanılarak hesaplanmıştır. s-süreci nükleosentezindeki ilgisi nedeniyle, (n, α) reaksiyonları, Maxwell-Boltzmann dağılımı üzerinden tesir kesitlerinin ortalaması alınarak, yıldız ortamında karakteristik sıcaklık aralığı için de analiz edilmiştir. Bu doğrultuda tez çalışmasının bu kısmının temel amacı, büyük kütleli bir yıldız için zayıf s-süreç ağı hesaplamalarında kullanılan çekirdeklerin (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin araştırılmasıdır [80].

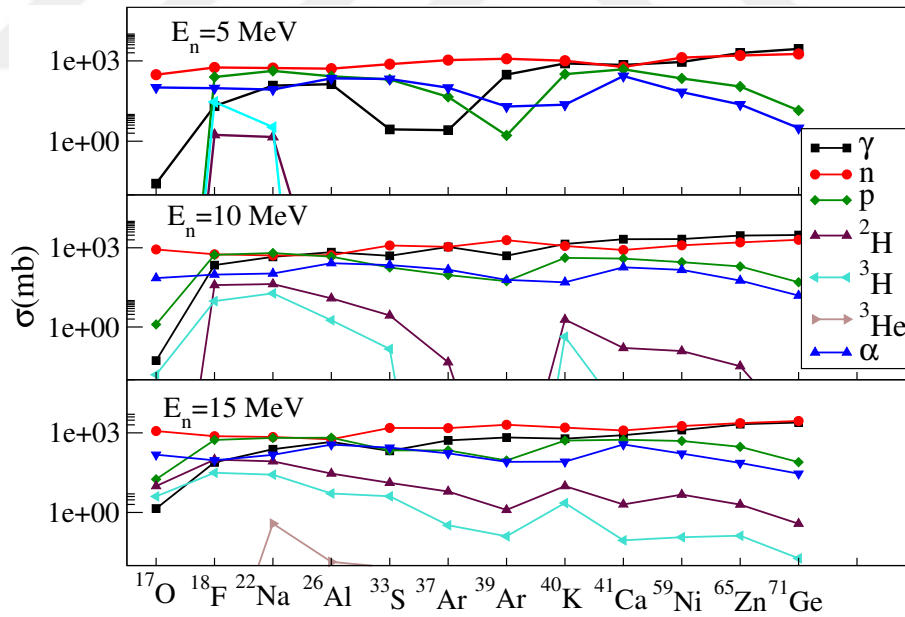
Gamow piki, yıldızlardaki termonükleer reaksiyon çalışmalarındaki en önemli kavramlardan biridir [152–154]. Çoğu yüklü parçacık ile oluşturulan nükleer reaksiyonların meydana geldiği etkin yıldız enerji bölgesini Gamow penceresi olarak bilinen enerji aralığı belirler [152, 153, 155, 156]. Ref. [155]'de çeşitli astrofiziksel

reaksiyon hızlarının Gamow pencereleri, Hauser-Feshbach modeli kullanılarak nüklid haritası üzerinde sistematik bir çalışmada araştırılmıştır. s-süreci çekirdekleri için (n, α) reaksiyon tesir kesitlerine ilişkin mevcut deneysel veriler eksik olduğundan, astrofiziksel olarak ilgili enerji aralıklarının tahminleri, radyoaktif iyon ışınlarını kullananlar da dahil olmak üzere yeni tesislerde, nükleer astrofizik ölçümlerinin gelecekteki tasarımı ve planlanması için önemlidir. Bu nedenle, bu çalışmanın amaçlarından biri, yıldız ortamında (n, α) reaksiyonlarının meydana geldiği astrofiziksel olarak ilgili enerji penceresini belirlemektir. Bu şekilde, model hesaplamalarında halihazırda var olan sistematik belirsizlikleri azaltmak için gerekli olan s-süreci çekirdekleri üzerine gelecekteki deneylerde ölçülecek enerji aralıklarında kılavuzlar sağlamayı amaçlıyoruz. Tez çalışmasının bu kısmında tesir kesiti hesaplamaları, önceki kısımlarda olduğu gibi TALYS-1.95 ve NON-SMOKER reaksiyon kodlarında Hauser-Feshbach modeli kullanılarak gerçekleştirilmiştir [157, 158]. Hauser-Feshbach model astrofiziksel ilgiye sahip çekirdeklerin tesir kesiti hesaplamalarında başarılı bir şekilde uygulanabilir. Çünkü yaklaşık 20 MeV'in altındaki gelme enerjilerine sahip nötron reaksiyonlarında bileşik çekirdek oluşumu baskındır. Bu koşul, astrofiziksel ortamlarda hemen hemen her zaman sağlanır [105, 159]. Bileşik çekirdekten giden parçacıklar arasında, tesir kesitine baskın katkılar nötron, gama-ışınları, proton ve α parçacıklarından gelir. Optik model iletim katsayıları ile birlikte nükleer seviye yoğunlukları, istatistiksel modelin en önemli iki bileşeni olarak kabul edilir. Hedef çekirdeklerin tüm ilgili fiziksel miktarları ve özellikleri hakkındaki bilgiler, mevcut deneysel verilerden veya teorik modellerden kullanılabilir. Bununla birlikte, deneysel verilerin sınırlı olduğu çekirdekler durumunda, teorik modeller ilgili nükleer verilerin tek olası kaynağını temsil eder. Deneyde pek çok istatistiksel model bileşeni bulunmadığından, bunun yerine genellikle fenomenolojik modeller kullanılır [160]. Hesaplamalarımızın bu kısmında ihtiyaç duyulan nükleer özellikler, özellikle nükleer kütleler ve seviye yoğunlukları, nükleer enerji yoğunluğu fonksiyonel (EDF) teorisi kullanılarak hesaplanmıştır. Mikroskobik yaklaşımlar arasında başka hiçbir yöntem nükleer çok cisim problemine aynı hesaplama maliyetinde kıyaslanabilir bir global doğruluk elde edemez. Nükleer harita boyunca nükleer yapının evrimini tanımlayabilen tek yaklaşım budur. Pratik uygulamalarda nükleer EDF çerçevesi, Kohn-Sham yoğunluk

fonksiyonel teorisine (DFT) benzerdir [161, 162]. Yoğun madde fiziği ve kuantum kimyasında elektronik yapı hesaplamaları için yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir. Enerji yoğunluğu fonksiyonelleri, parametreleri genellikle simetrik ve asimetrik nükleer maddenin özelliklerine ve bir dizi çekirdeğin toplu özelliklerine göre ayarlanarak, şimdiye kadar çoğunlukla ampirik olarak oluşturulmuştur. Hesaplamalarımızda TALYS koduna dayalı iki farklı yaklaşım kullanılmıştır [157, 158]. İlk yaklaşımımızda deneysel nükleer kütleler kullanılmıştır. Ayrıca seviye yoğunluk hesaplamalarımız Fermi Gaz model üzerine temellendirilmiştir. Bu yaklaşımı TALYS-a olarak belirtiyoruz. İkinci yaklaşımımız, nükleer kütle ve seviye yoğunluk (şekillerde TALYS-b olarak gösterilmektedir) hesaplamaları için Skyrme tipi fonksiyonel kullanan mikroskobik teorik tanımlama üzerine temellendirilmiştir. Burada, düzeltilmiş çiftlenim tanımlamalı HFB-17'ye sahip Skyrme fonksiyoneli kullanılmıştır. Hartree-Fock-Bogoliubov modeli içinde sınırlandırılan etkileşim parametreleri hakkında daha fazla ayrıntı Ref. [147]'de bulunmaktadır. Skyrme EDF geçmişte çeşitli nükleer özelliklerin ve astrofiziksel olarak ilgili süreçlerin tanımlanmasında başarıyla kullanılmıştır. Ref. [146]'da belirtildiği gibi, nükleer astrofizik uygulamalarına ilişkin hesaplamalar için nükleer girdiler mümkün olduğunca küresel, evrensel ve mikroskobik modellerden belirlenmelidir. Bu nedenle, (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin modellenmesinde Skyrme fonksiyonelinin uygulanması makul ve tutarlı bir yaklaşımdır. Hauser-Feshbach model ayrıca alfa parçacık yayımlanmaları için iletim katsayılarının tanımlanmasına ihtiyaç duyar. Hesaplamalarımızda Ref. [163]'de iyi kurulmuş alfa optik model potansiyelini kullanıyoruz. Burada kullanılan parametreleştirme TALYS-1.95 kodda ayrıntılı olarak verilmiştir. Bileşik çekirdek tesir kesiti, gelen ve giden dalgalar arasındaki korelasyonları açıklayan genişlik dalgalanma düzeltmesini (WFC) içerir [2]. Bu korelasyonlar elastik kanalı artırırken buna bağlı olarak diğer açık kanalları azaltır. Hesaplamalarımızda WFC faktörleri Moldauer modeli [164] kullanılarak hesaplanmıştır. Bu düşünceler ışığında, zayıf s-süreci nükleosentezinde ve yeni araştırma tesislerindeki (n, α) reaksiyonları için gelecekteki deneysel çalışmalarda özel ilgiye sahip Maxwellian ortalomalı tesir kesitlerini (MACS) hesaplamak için TALYS-1.95 kullanılmıştır. Zayıf s-süreci, demir ve stronsiyum arasındaki s-süreci izotoplarının çoğunu üretir [80]. s-süreci nükleosentezi, nötron

yakalama tesir kesitlerindeki belirsizlikler nedeniyle özellikle C kabuğunda oldukça belirsizdir. Bu nedenle, Ref. [80]'de de tanıtıldığı gibi on iki ilgili çekirdeğe odaklanarak, zayıf s süreci için önemli olan (n, α) reaksiyon tesir kesitleri hakkındaki bilgileri geliştirmeyi amaçladık. Bu çekirdekler için (n, α) reaksiyon Q değerleri (MeV cinsinden): ^{17}O (1.817), ^{18}F (3.442), ^{22}Na (1.9523), ^{26}Al (2.462), ^{37}Ar (3.870), ^{39}Ar (3.060), ^{40}K (2.973), ^{41}Ca (6.101), ^{59}Ni (5.711), ^{65}Zn (6.223) ve ^{71}Ge (5.704) dir. Model hesaplamaları deneye kıyasla daha büyük farklılıklara neden olduğundan deneysel değerlerin benimsendiği ^{17}O , ^{18}F ve ^{22}Na hariç, tüm çekirdekler için Q değerlerinin Skyrme HFB-17 etkileşimi kullanılarak hesaplandığını belirtmeliyiz. İncelenen tüm çekirdekler için, Q değerleri pozitiftir, bu nedenle (n, α) düşük nötron enerjilerinde reaksiyona izin verir ve bu durum yıldız ortamındaki ilgili reaksiyon hızları için özellikle önemlidir.

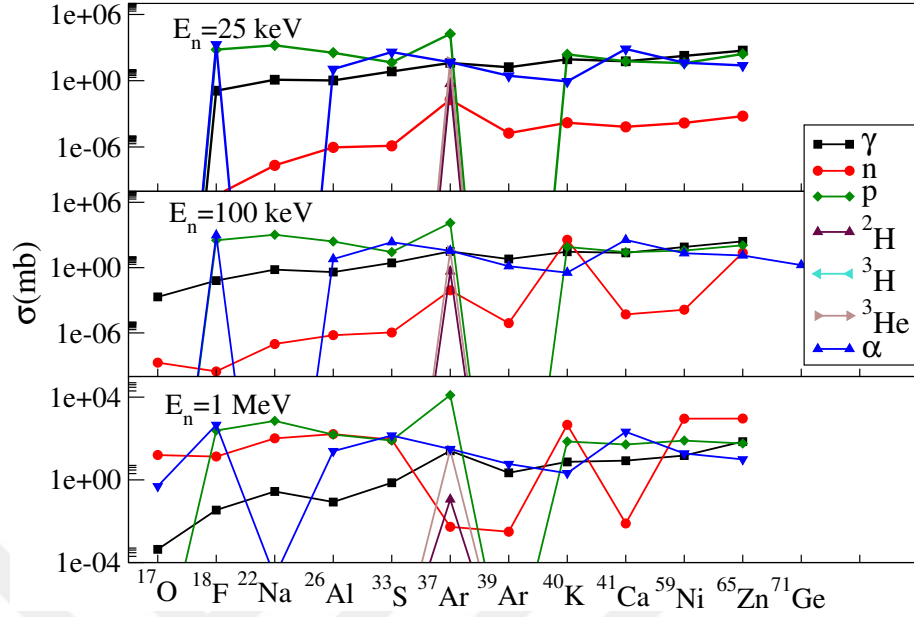
Yukarda yaptığımız açıklamalara dayanarak ilk olarak bu çekirdeklere sırasıyla 5,10 ve 15 MeV enerjili nötronlar gönderilmiş ve olası tüm parçacık ve gama çıkış kanallarının tesir kesitleri Şekil 4.45'de her bir çekirdek için ayrı ayrı gösterilmiştir.



Şekil 4.45. 5, 10 ve 15 MeV enerjili nötronla uyarılan zayıf s-süreci çekirdekleri için tüm parçacık ve gama çıkış kanallarının tesir kesitlerinin grafiği.

Şekil 4.45'den görüldüğü üzere araştırılan nötron enerjilerinde ilgili zayıf s-süreci çekirdekleri üzerine alfa çıkış kanalı gama, nötron ve proton yayımlanmaları ile beraber en baskın reaksiyon sürecini oluşturmaktadır. Dolayısıyla bu çekirdekler

üzerine (n, α) sürecinin analizi, reaksiyon mekanizmasının anlaşılabilmesi bakımından oldukça önemlidir.

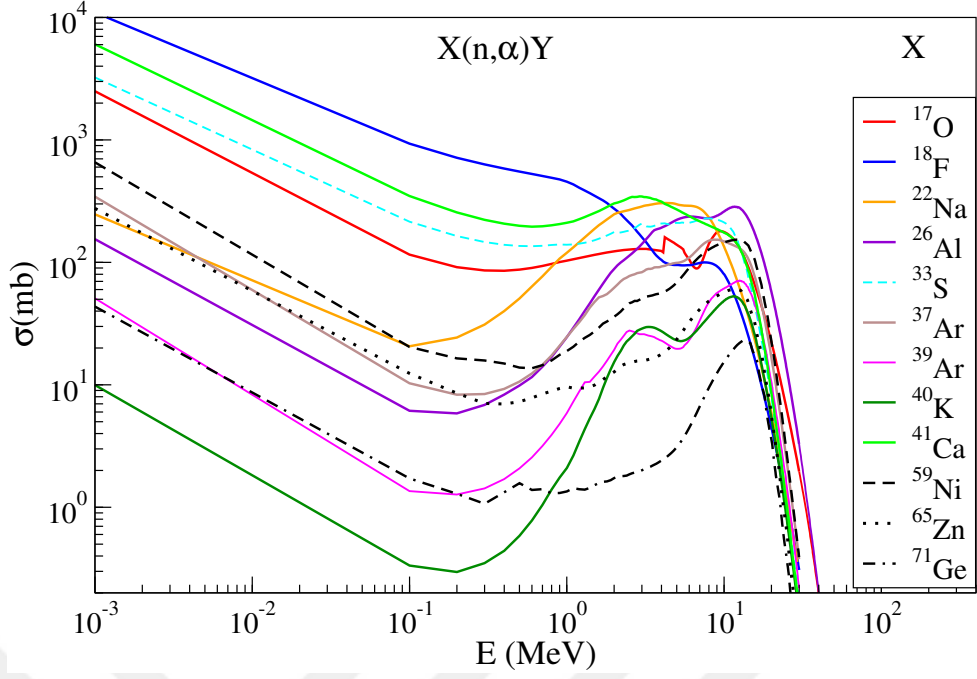


Şekil 4.46. Şekil 4.45 ile aynıdır fakat nötron uyarılma enerjisi olarak 25, 100 ve 1000 keV seçilmiştir.

Şekil 4.46’de ise bu çekirdekler için α parçacık çıkışının baskınlığı özellikle astrofiziksel açıdan önemli düşük enerji aralıkları için gösterilmiştir. Özellikle ^{18}F , ^{33}S ve ^{41}Ca için (n, α) kanalı diğer tüm kanallar arasında en baskındır.

Bu düşünce ışığında, ilgili hedef çekirdekler için (n, α) reaksiyon tesir kesitleri Şekil 4.47’de verilmiştir. Bütünlük adına, logaritmik ölçekte ilgili tesir kesitlerinin yalnızca astrofiziksel düşük enerji aralığı değil tam bir sonucu da sunulmuştur. $E < 100$ keV olan düşük enerjilerde tesir kesitleri, nötronlarla oluşturulan reaksiyonların bu enerji bölgesinde genel bir özelliği olan $1/v$ bağımlılığı gösterir [1]. Tüm tesir kesitleri $E \approx 1-20$ MeV’lik orta enerjilerde pik yapar. Bu bölgede tesir kesitlerinin maksimum değerleri ^{71}Ge için ≈ 30 mb’den ^{41}Ca ve ^{18}F için 300 mb’den fazlaya doğru değişir. Tesir kesitlerinin şekli bileşik çekirdek reaksiyonlarının genel yapısına uyar. Yani (n, α) uyarılma fonksiyonu önce bir maksimum yapar ve sonra yüksek enerjilerde yeni yayımlama kanallarının açık olması sebebiyle düşer.

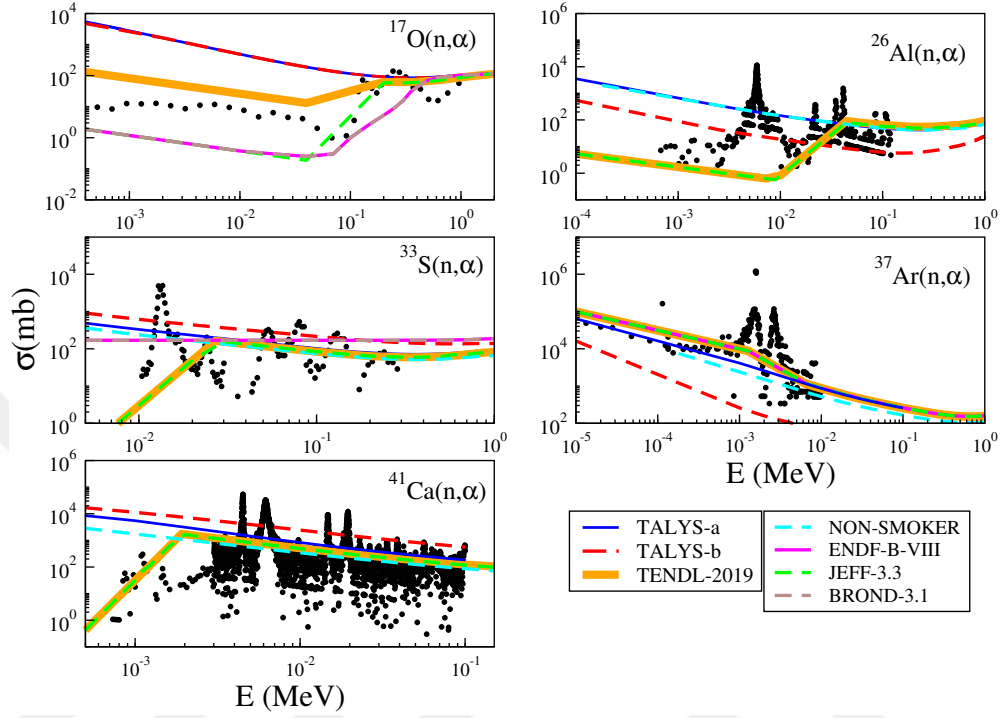
Model hesaplamaları özellikle ^{18}F , ^{22}Na , ^{39}Ar , ^{40}K , ^{59}Ni , ^{65}Zn ve ^{71}Ge için önemlidir, çünkü bu çekirdekler için (n, α) reaksiyonları hakkında deneysel veri yoktur veya çok sınırlıdır. Bu çalışmada incelenen diğer s-süreci çekirdekleri için



Şekil 4.47. Zayıf s-süreci çekirdekleri için gelen nötron enerjisinin fonksiyonu olarak (n, α) reaksiyonları için tesit kesiti grafiği.

düşük enerji aralığında sınırlı bazı deneysel veriler mevcuttur [5, 76, 165–169]. Şekil 4.48’de düşük enerji aralığında deneysel verilerin bulunduğu ^{17}O , ^{26}Al , ^{33}S , ^{37}Ar ve ^{41}Ca hedef çekirdekleri için (n, α) reaksiyon tesir kesitleri gösterilmiştir [5, 165, 166, 168, 169]. Hauser-Feshbach modeli ile yapılan hesaplamalarda kullandığımız iki farklı yaklaşım aşağıdaki maddelerle gösterilebilir. (i) Fermi gaz modelinden seviye yoğunlukları ve deneysel nükleer kütleler (TALYS-a) (ii) Skyrme fonksiyoneli ile hesaplanan seviye yoğunlukları ve nükleer kütleler (TALYS-b) Daha önce bahsettiğimiz nedenlerden dolayı ^{17}O çekirdeği için yalnızca deneysel kütleler kullanılmıştır. Böylelikle, reaksiyon tesir kesitlerinin modellenmesinde bu iki temel bileşen üzerine tesir kesitlerinin duyarlılığı hakkında daha fazla bilgi edinilmesi amaçlanmıştır. ^{17}O çekirdeği hariç yapılan iki TALYS hesaplaması arasındaki büyüklük farkı Şekil 4.48’de açıkça görülmektedir. Bununla birlikte, ^{26}Al , ^{33}S , ^{37}Ar ve ^{41}Ca çekirdekleri üzerine gerçekleştirilen TALYS-a hesaplamaları deneysel tesir kesitlerini [5, 165, 166, 168, 169] TALYS-b hesaplamalarına göre daha iyi fit etmiştir. Şekil 4.48’de ilgili hedef çekirdeklerin tesir kesiti karşılaştırmaları için NON-SMOKER [160] reaksiyon kodu ile TENDL-2019 [170], ENDF- B-VIII [171], JEFF-3.3 [172] ve BROND-3.1 [173] değerlendirilmiş veri setlerinin sonuçları da gösterilmiştir. Bu veri setleri, Hauser-

Feshbach model hesaplamalarının sonuçlarını içerir. Ancak mevcut çalışma ile karşılaştırıldığında, nükleer kütle seçimlerine, uyarılma spektrumlarına, seviye yoğunluklarına, optik potansiyele, WFC faktörlerine gibi farklı nükleer girdilere bağlı olarak değişikliklere sahiptir.



Şekil 4.48. ^{17}O , ^{26}Al , ^{33}S , ^{37}Ar ve ^{41}Ca için hesaplanmış ve deneysel (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.

4.2.3.1 (n, α) reaksiyonları için astrofiziksel olarak ilgili tesir kesitleri

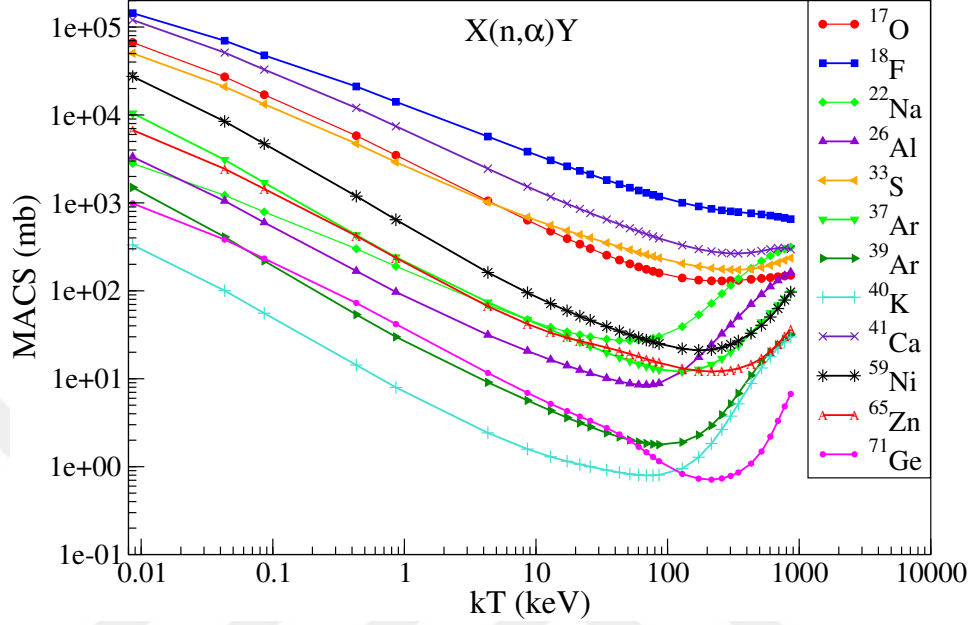
Tezin bu kısmında yıldız ortamındaki zayıf s-süreci nükleosenteziyle ilgili önceki bölümde araştırdığımız 12 çekirdek için nötron enerjilerinin ilgili sıcaklığa göre dağılımını tanımlayan Maxwell-Boltzman dağılımı üzerinden tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır [174].

$$\langle \sigma \rangle (kT) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-2} \int_0^{\infty} \sigma(E) E e^{-\frac{E}{kT}} dE \quad (4.3)$$

Burada k ve T sırasıyla Boltzman sabitini ve sıcaklığı gösterir.

Şekil 4.49 bu çekirdekler için elde edilen Maxwellian ortalama (n, α) reaksiyon tesir kesitlerini (MACS) [174] göstermektedir. Yaklaşık 1–30 MeV aralığındaki orta

enerjilerde tesir kesitlerinin Şekil 4.47'deki gibi Gauss benzeri şekline, 100keV – 1 MeV sıcaklık aralığındaki MACS değerlerinin artışı karşılık gelir. Astrofiziksel düşük sıcaklık aralığında MACS hesaplama sonuçları Şekil 4.49'de gösterilen tesir kesitlerinin $1/v$ bağımlılığının sonucu olarak sistematik bir azalış gösterir.



Şekil 4.49. Araştırılan çekirdek grubu için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Maxwell-Boltzmann dağılımı üzerinden ortalaması alınmış (n, α) reaksiyon tesir kesitleri.

Şekil 4.49'den görüldüğü üzere düşük enerji bölgesinde ^{17}O , ^{18}F , ^{33}S , ^{41}Ca çekirdekleri üzerine gerçekleştirilen MACS hesaplama sonuçları en büyük değerleri verir. Sonuç olarak bu çekirdekler için gerçekleştirilen ve Şekil 4.47'de sunulan tesir kesiti hesaplama sonuçlarını MACS değerleri oldukça iyi tanımlar.

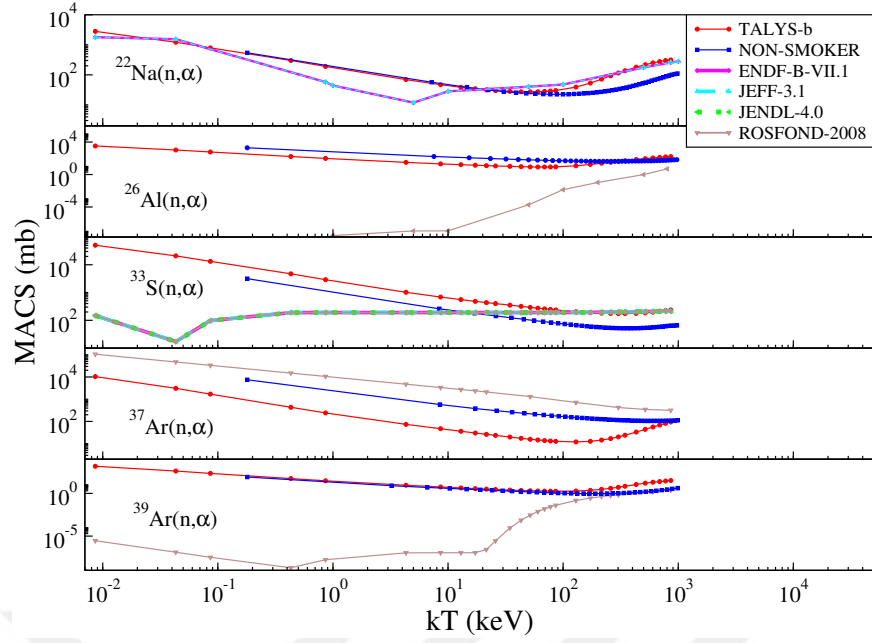
MACS değerlerinin ortaya çıkan davranışı, bu değerlere karşılık gelen daha büyük tesir kesitlerine sahip çekirdekler için (n, α) reaksiyonlarından ilgili katkıları belirleyerek, zayıf s-süreci nükleosentezinin ağ hesaplamalarında çıkarımlar yapılmasına imkan kılabilir. Diğer çekirdekler için MACS hesaplama sonuçları genel olarak bir büyüklük daha küçük değerler vermiştir. Ancak, bu tesir kesitlerinin diğer olası çıkış kanallarına sahip nötron girişli reaksiyonlarla rekabet içinde olduğunun düşünülmesi gerekir. Modellemede (n, α) reaksiyonlarındaki sistematik belirsizlikler hakkındaki bilgileri değerlendirmek için, farklı varsayımlara dayalı çeşitli teorik yaklaşımlardan elde edilen sonuçları karşılaştırmak gerekir.

Şekil 4.50 ^{22}Na , ^{26}Al , ^{33}S , ^{37}Ar ve ^{39}Ar hedef çekirdeklerinin MACS değerlerini ve farklı model hesaplamalarını içeren değerlendirilmiş kütüphane sonuçları ile NON-SMOKER reaksiyon kodu hesaplamalarını göstermektedir. Karşılaştırma için ENDF-B-VII.1 [95], JEFF-3.1 [174], JENDL- 4.0 [175] ve ROSFOND 2008 [176] değerlendirilmiş kütüphanelerinden alınan veriler kullanılmıştır.

^{22}Na ($kT > 100$ keV hariç), ^{26}Al ve ^{39}Ar çekirdekleri için TALYS-b ile MACS hesaplama sonuçları NON-SMOKER Hauser-Feshbach hesaplamaları ile uyum içindeyken, ^{33}S ve ^{37}Ar çekirdekleri için bir büyüklük farkı elde edilmiştir. Değerlendirilmiş veri kütüphaneleri arasındaki uyum, ilgilenilen kT değerleri aralığına bağlıdır.

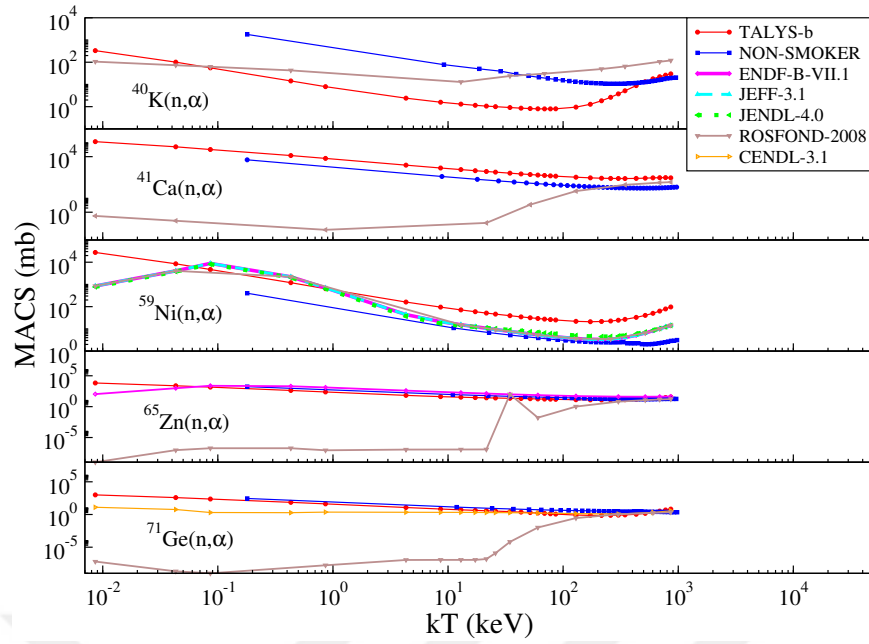
^{26}Al ve ^{39}Ar çekirdeklerindeki (n, α) reaksiyonları için ($kT < 100$ keV durumunda), ROSFOND değerlendirme verileri ile diğer MACS hesaplamaları arasında büyük farklılıklar elde edilmiştir. Ayrıca ROSFOND verileri bu çekirdekler için artan sıcaklıkla diğer hesaplamalara göre farklı eğilim göstermiştir. Örneğin, ^{33}S çekirdeğinin MACS değerleri için TALYS-b ile elde edilen veriler ve NON-SMOKER sonuçları ($kT < 10$ keV için), ENDF, JEFF ve JENDL değerlendirilmiş verilerinden oldukça büyüktür. Şuanki hesaplama sonuçları gösteriyor ki çeşitli model hesaplamalarındaki farklı temeller, MACS değerlerinin önemli ölçüde model bağımlılığını göstermektedir.

Şekil 4.51'da ^{40}K , ^{41}Ca , ^{59}Ni , ^{65}Zn ve ^{71}Ge hedef çekirdeklerinin (n, α) reaksiyonları için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Maxwellian ortalama tesir kesitleri gösterilmiştir. Diğer çekirdeklerden farklı olarak CENDL-3.1 değerlendirilmiş verileri de MACS karşılaştırmaları için kullanılmıştır. ^{40}K çekirdeği için gerçekleştirilen TALYS-b ile MACS hesaplamaları düşük sıcaklıklarda ROSFOND-2008 ve yüksek sıcaklıklarda NON-SMOKER verileriyle çakışmaktadır. $^{59}\text{Ni}(n, \alpha)^{56}\text{Fe}$ reaksiyonu için yaklaşık 0.1-10 KeV'lik sıcaklık bölgesinde TALYS-b MACS hesaplama sonuçları, NON-SMOKER reaksiyon kodu sonuçları haricindeki diğer değerlendirilmiş verilerle oldukça iyi bir uyuma sahiptir. ^{65}Zn ve ^{71}Ge çekirdekleri için TALYS-b olarak adlandırdığımız model sonuçları ile NON-SMOKER verileri arasında mükemmel bir uyum gözlenmiştir. ^{41}Ca çekirdeği



Şekil 4.50. ^{22}Na , ^{26}Al , ^{33}S , ^{37}Ar ve ^{39}Ar çekirdeklerinin (n, α) reaksiyonları için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Maxwellian ortalama tesir kesitleri.

için ise TALYS-b ile gerçekleştirdiğimiz MACS hesaplamaları değerlendirilmiş veri kütüphanelerine göre bir parça daha yüksek sonuçlara sahiptir. Bu üç hedef çekirdek için de yüksek sıcaklıklardaki uyum haricinde ROSFOND-2008 kütüphanesinin verileri büyüklük olarak önemli ölçüde diğer MACS değerlerinin altında kalmıştır. Farklı yaklaşımlar ve parametreler kullanarak çeşitli teorik modeller boyunca tesir kesiti karşılaştırmalarından elde edilen farklılıklar ve ayrıca s-süreç nükleosentezinin ağ hesaplamalarında tesir kesitlerinin etkilerinin analizleri, MACS değerlerinin hesaplanmasının gerekliliğini göstermektedir.



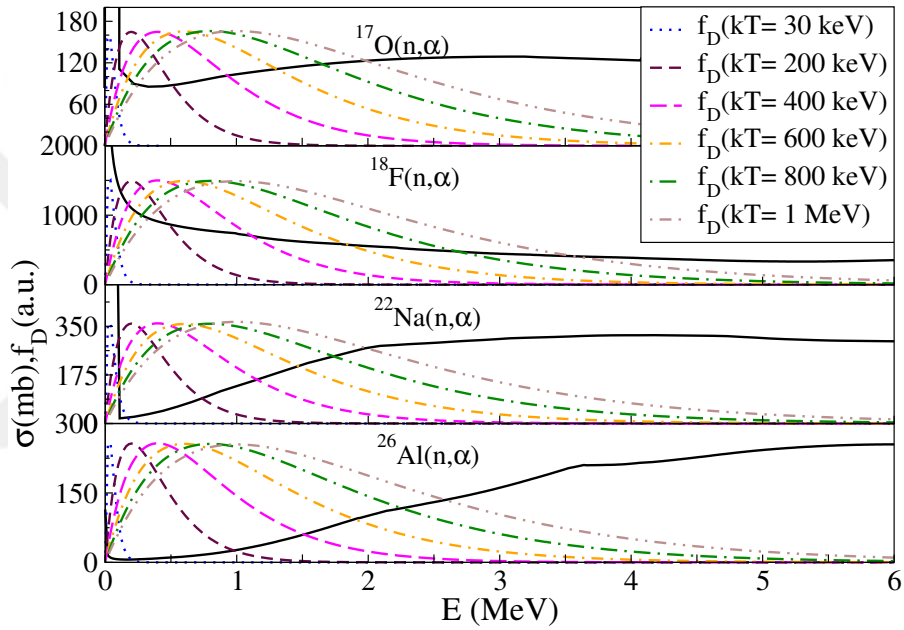
Şekil 4.51. ^{40}K , ^{41}Ca , ^{59}Ni , ^{65}Zn ve ^{71}Ge çekirdeklerinin (n, α) reaksiyonları için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Maxwellian ortalamalı tesir kesitleri.

4.2.3.2 (n, α) reaksiyonları için astrofiziksel olarak ilgili nötron enerji aralığı

Astrofiziksel olarak ilgili nötron kaynaklı reaksiyonlar üzerine daha katı kısıtlamalara sahip olmak için yeni deneysel çalışmalara ihtiyaç vardır. Bu çalışmada incelenen zayıf s-süreci çekirdekleri hakkında mevcut deneysel veriler oldukça sınırlıdır. Bu çalışmanın amaçlarından biri de, nükleosentezin modellenmesine katkıda bulunabilecek astrofiziksel olarak ilgili enerji aralıklarının neler olduğunu belirlemektir. Bu doğrultuda tezin bu kısmında zayıf s-sürecine katkıda bulunan 12 çekirdek için astrofiziksel ilgili enerji aralıkları belirlenmiştir. Gamow penceresi olarak bilinen bu ilgili enerji aralıkları, etkileşen parçacıkların Maxwell Boltzmann dağılımı ile reaksiyon tesir kesitinin düşük enerjili kuyruğu arasındaki örtüşme bölgesi olarak belirlenir [152]. Gamow penceresinin tam konumu, yıldız evrimi sırasında belirli bir çekirdek ve yanma aşamaları için karakteristik olan tipik sıcaklık rejimlerine bağlıdır. Yüklü parçacıkları içeren reaksiyonlar söz konusu olduğunda, Gamow zirvesi Maxwell-Boltzmann dağılımının etkileşimi ve gelen parçacığın hedef çekirdeğin Coulomb bariyeri boyunca tünellenmesi [155] ile belirlenirken, (n, α) reaksiyonlarında gelen parçacık için Coulomb bariyeri yoktur ve ilgili enerji aralığı Maxwell-Boltzmann dağılımı ve reaksiyon tesir kesitinin örtüşmesi ile belirlenir.

Şekil 4.52, 4.53 ve 4.54’de araştırılan 12 zayıf s-süreci çekirdeği için Maxwell-Boltzmann dağılımı $f_D(E)$ ve siyah kalın çizgiyle (n, α) reaksiyon tesir kesitleri gösterilmektedir. Dağılımlar, $kT = 30 \text{ keV}$ - 1 MeV sıcaklık aralığı için verilmiştir. Bu sıcaklıklar için Maxwell-Boltzmann dağılımları düşük enerjilerde nötron enerji aralığını sınırlar. Bu nedenle, tesir kesitlerin yalnızca düşük enerjili kısmı, yukarıda verilen sıcaklık aralığında astrofiziksel uygulamalar için uygundur.

$$f_D = Ae^{-E/kT} \quad (4.4)$$

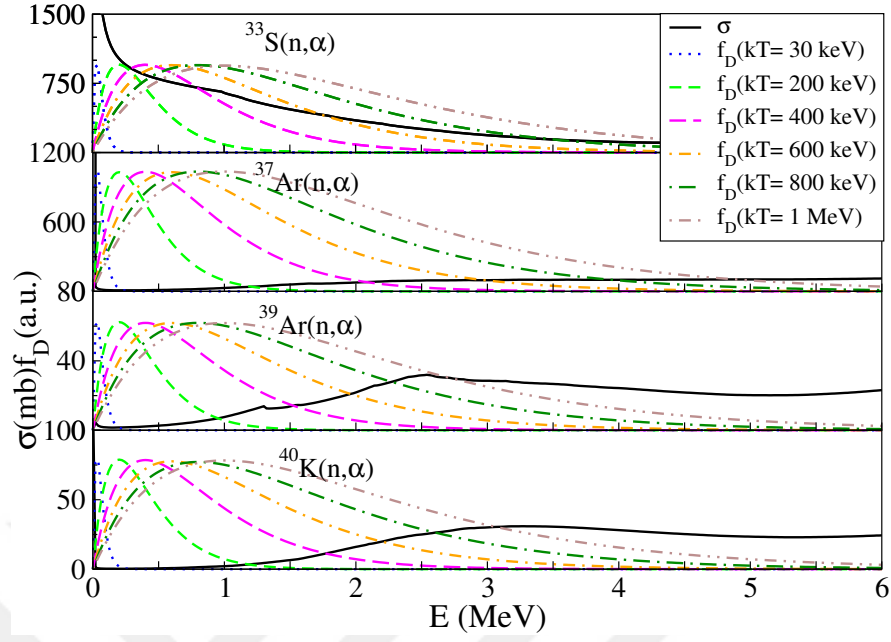


Şekil 4.52. ^{17}O , ^{18}F , ^{22}Na , ^{26}Al çekirdekleri için, nötron enerjisinin bir fonksiyonu olarak (n, α) reaksiyon tesir kesitleri $\sigma(E)$ ve Maxwell-Boltzmann dağılımı $f_D(E)$.

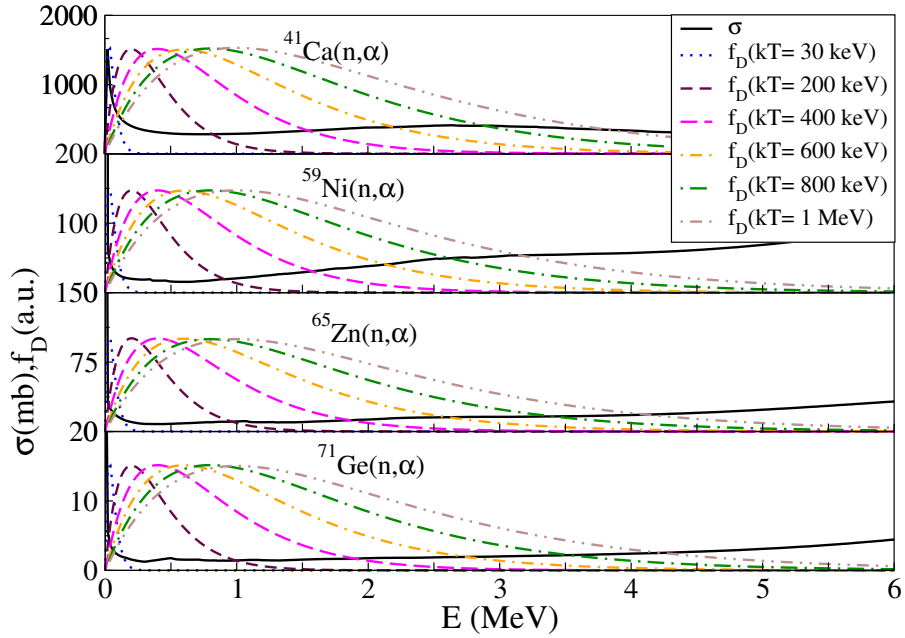
Araştırılan çekirdek kümesinin tamamı için (n, α) reaksiyonlarının ilgili enerji pencerelerini belirlemek amacıyla, MACS değerlerinin hesaplanmasında kullanılan alt integral fonksiyonu analiz edildi.

$$f_I(E) = \sigma(E)Ee^{-\frac{E}{kT}} \quad (4.5)$$

Bu integral, belirli bir enerjideki Maxwell-Boltzmann dağılımı tarafından ağırlıklı tesir kesitini sağlar. $f_I(E)$ fonksiyonu tarafından açıklanan reaksiyon enerji pencereleri, karşılık gelen (n, α) reaksiyon tesir kesitleriyle birlikte ^{17}O , ^{18}F , ^{22}Na ,

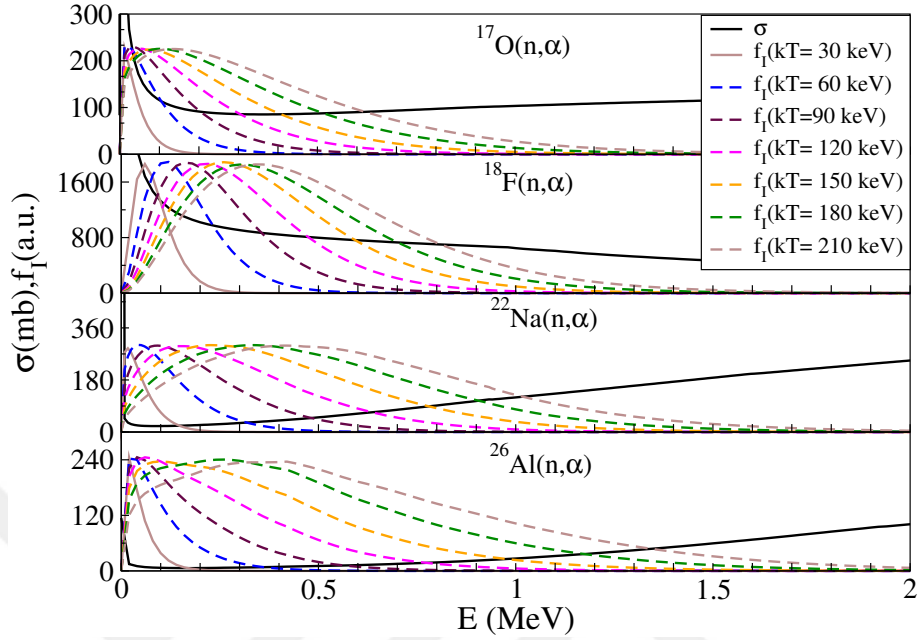


Şekil 4.53. Şekil 4.52 ile aynıdır ancak ^{33}S , ^{37}Ar , ^{39}Ar , ^{40}K hedef çekirdekleri kullanılmıştır.



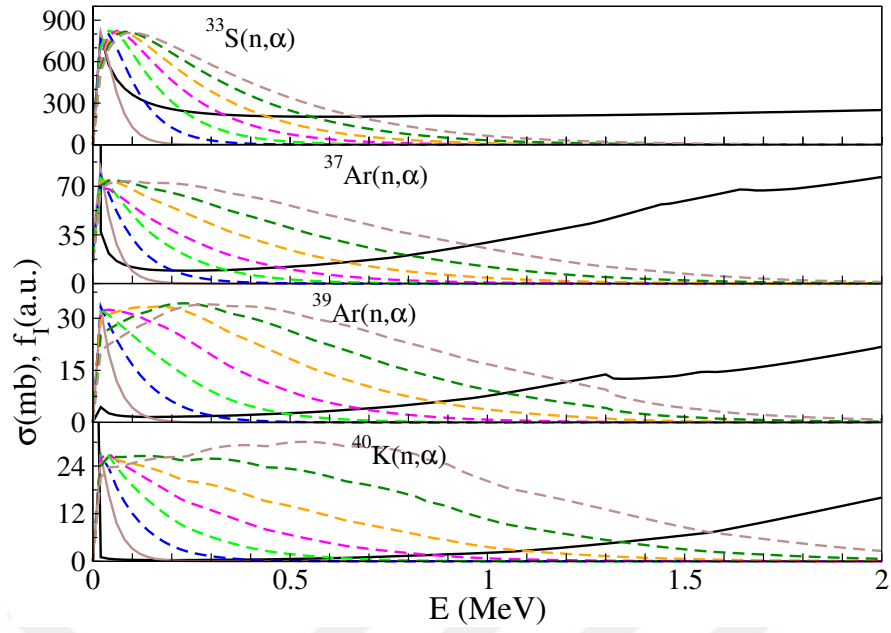
Şekil 4.54. Şekil 4.52 ile aynıdır ancak ^{41}Ca , ^{59}Ni , ^{65}Zn ve ^{71}Ge çekirdekleri kullanılmıştır.

^{26}Al için Şekil 4.55’de gösterilmiştir. Beklendiği gibi, reaksiyon enerjisi pencereleri artan sıcaklıkla daha geniş hale gelir, ancak tam konumları hassas bir şekilde söz konusu spesifik hedef çekirdeğe bağlıdır.

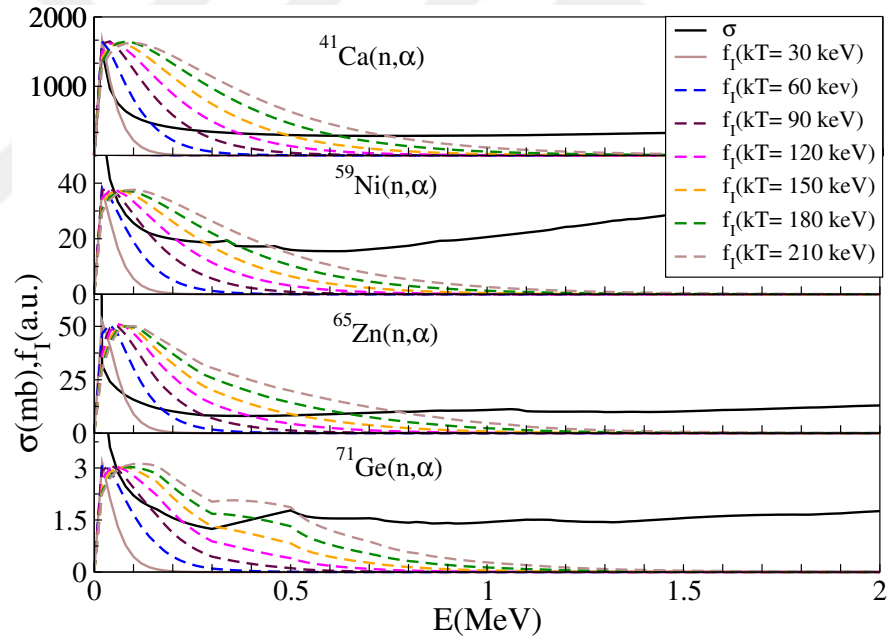


Şekil 4.55. ^{17}O , ^{18}F , ^{22}Na , ^{26}Al hedef çekirdeklerinde $f_I(E)$ fonksiyonu ile tanımlanan $kT = 30 - 210$ keV sıcaklık aralığı için ilgili (n, α) reaksiyon enerjisi pencereleri.

Tüm çekirdeklerde, $kT = 30$ keV için maksimum reaksiyon tepe noktaları, 0.1 MeV enerjisinin altında bulunur. Astrofiziksel olarak ilgili enerji pencereleri hakkında doğru bilgileri değerlendirmek için, ilgilenilen her çekirdekle hesaplamaların yapılması gerekir. Bu nedenle Şekil 4.56’da ^{33}S , ^{37}Ar , ^{39}Ar , ^{40}K çekirdekleri için, Şekil 4.57’de ^{41}Ca , ^{59}Ni , ^{65}Zn , ^{71}Ge çekirdekleri için de ilgili (n, α) reaksiyon pencerelerinin sonuçları gösterilmiştir. Sonuçlar, belirli sıcaklık aralığında farklı çekirdekler için hangi enerji pencerelerinin önemli olduğuna dair nicel tahminler verir. Bu tahminler (n, α) reaksiyonlarının gelecekteki deneysel çalışmaları ve bunların zayıf s-süreci ağı hesaplamalarında uygulanması için bir rehberlik sağlayacaktır. Bir önceki kısımda da tartışıldığı gibi (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin önemli model bağımlılığı, s-süreci nükleosentezine katkıda bulunan bu reaksiyonlar üzerinde ek kısıtlamalar sağlayabilecek daha fazla deneysel veri gerektirir.



Şekil 4.56. Şekil 4.55 ile aynıdır fakat ^{33}S , ^{37}Ar , ^{39}Ar , ^{40}K hedef çekirdekleri kullanılmıştır.



Şekil 4.57. Şekil 4.55 ile aynıdır fakat ^{41}Ca , ^{59}Ni , ^{65}Zn , ^{71}Ge hedef çekirdekleri kullanılmıştır.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada (n, α) reaksiyon mekanizmasının analizi gerçekleştirilmiştir. Bu amaçla önce (n, α) reaksiyon tesir kesitleri için bileşik çekirdek istatistiksel teorisi üzerine temellendirilmiş ampirik ve yarı-ampirik formüller elde edilmiştir. Bu formüller 7.9, 11, 14.5 ve 20 MeV'lik gelme enerjileri için oluşturulmuştur. Bunun yanı sıra tezde (n, α) reaksiyon kanalı için nükleer model hesaplamaları yapılmıştır. Nükleer model hesaplamaları TALYS 1.95 ve NON-SMOKER reaksiyon kodları kullanılarak istatistiksel Hauser-Feshbach teorisi çerçevesinde gerçekleştirilmiştir.

Literatürde nötronların indüklediği reaksiyonlar için önerilen tesir kesiti sistematiklerinin çoğunluğu asimetri parametresi üzerine temellendirilmiştir. Burada önerilen tesir kesiti sistematigi ise gelme enerjisi, reaksiyon Q-değeri, N/Z oranı ve $(N-Z+1)$ parametresinin bir fonksiyonu olarak deneysel veriler fit edilerek oluşturulmuştur. Özellikle gelme enerjisi ve N/Z parametresine bağımlı olması bakımından şu anki ampirik ve yarı-ampirik formüller önceki formüllerden ayrılmaktadır. Ayrıca deneysel verilerin analizinde çekirdeğin tek-çift etkileri dikkate alınarak teori ile deney arasındaki uyumun artırılması amaçlanmıştır. Bunun yanı sıra tesir kesiti veri analizi, N/Z parametresinin küçük ve büyük değerleri için gerçekleştirilmiştir. Ampirik ve yarı-ampirik formüllerin fit parametrelerini belirlemek için en küçük kareler yöntemi kullanılmıştır. (n, α) reaksiyonları için önerilen tesir kesiti sistematikleri genellikle 14-15 MeV enerji aralığındaki gelen nötronlar içindir. Burada 7.9, 11, 20 MeV'lik enerjilerde önerilen ampirik ve yarı-ampirik formüller de bu bakımdan ayrıca önemlidir. Bu enerjilerde deneysel veri az olduğundan kısıtlı veri üzerinden değerlendirme yapılmıştır. 14.5 MeV'lik enerjilerde (n, α) reaksiyonları için elde edilen ampirik ve yarı-ampirik formüller deneysel değerlerin yanı sıra literatürdeki tesir kesiti sistematikleri ile de karşılaştırılmıştır. Araştırılan dört gelme enerjisi için de elde edilen ampirik ve yarı-ampirik formüllerin deneysel değerlerle çok uyumlu olduğu gözlenmiştir. Ayrıca çekirdeğin tek-çift etkilerinin ve N/Z parametresinin etkisinin dahil edildiği yarı-ampirik formüllerin ampirik formül sonuçlarına oranla çok daha uygun ki-kare değerleri verdiği analiz sonucunda belirlenmiştir. Özellikle tek-çift etkilere göre bir sınıflandırma yapılması çekirdeğin kabuk yapısı ve bağlanma enerjisinin doğası

gereği olup deneysel değerleri tahmin etmede daha başarılı formülasyonlar oluşturulmasını sağlamıştır. Ayrıca 14.5 MeV 'lik nötron enerjileri için oluşturulan yeni yarı-ampirik formüller, Levkovskii [20], Luo vd. [100], Ait tahar [130] ve Kasugai vd. [142]'nin sistematiklerine göre deneysel değerlere daha yakın sonuçlar vermiştir. Sonuç olarak bu tez çalışmasında 7.9, 11, 14.5 ve 20 MeV'lik enerjilerde önerilen yarı-ampirik formüller hiçbir deneysel değer olmadığı ya da çelişkili sonuçları içeren ölçümlerin olduğu durumlarda (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin tahmininde yardımcı olur.

Tezin ikinci kısmında (n, α) tesir kesitlerinin nükleer model temelli analizinde ilk olarak $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$, $^{59}\text{Co}(n, \alpha)^{56}\text{Mn}$ ve $^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$ reaksiyonları ele alınmıştır. 30 MeV'lik gelme enerjisine kadar bu reaksiyonların tesir kesiti hesaplamaları Hauser-Feshbach model dikkate alınarak TALYS 1.95 nükleer kodunda değerlendirilmiştir. Hesaplamalarda reaksiyonların tesir kesitleri üzerine nükleer kütle ve seviye yoğunluk bağımlılıkları incelenmiştir. Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz model ve Goriely tablolarından Skyrme kuvveti altındaki model seviye yoğunluk hesaplamalarında kullanılmıştır. Nükleer kütle hesaplamalarında ise Duflo-Zuker formülü, Möller tablosu, Goriely HFB-Skyrme tablosu ve HFB-Gogny D1M tablosu kullanılmıştır. Ayrıca ilk bölümde (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin belirlenebilmesi adına elde edilen ampirik ve yarı-ampirik formüller bu üç reaksiyonun tesir kesiti hesaplamaları için kullanılmıştır. Araştırılan üç reaksiyon kanalı içinde Goriely tablolarından Skyrme kuvveti kullanılarak yapılan dört farklı nükleer kütle modelini içeren hesaplamalar Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz modelinin hesaplama sonuçlarından daha büyük tesir kesitleri vermiştir. $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$ ve $^{59}\text{Co}(n, \alpha)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonları için Sabit Sıcaklık+Fermi Gaz model kullanılarak elde edilen tesir kesitleri genel olarak Goriely tablolarından Skyrme kuvveti altındaki model sonuçlarına göre deneysel değerlerle daha iyi uyum vermiştir. $^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$ reaksiyonu için deneysel değerlerle en iyi uyum ise seviye yoğunluğu için Goriely tablolarından Skyrme kuvveti altındaki model kullanılarak Duflo-Zuker nükleer kütle formülü için elde edilmiştir. Ayrıca yarı-ampirik formüller kullanılarak yapılan hesaplamalar ampirik formüllerin hesaplamalarına göre genelde deneysel değerlere daha yakın sonuçlar vermiştir. Özellikle ^{59}Co ve ^{63}Cu çekirdeklerinin (n, α) reaksiyonları için yarı-ampirik formül sonuçları deneysel değerlerle oldukça iyi bir uyum yakalamıştır.

Tezde ayrıca (n, α) reaksiyonları üzerine izotopik etkilerin değerlendirmeleri, Fe ve Sn izotopları üzerine tesir kesiti hesaplamaları gerçekleştirilerek yapılmıştır. Bu amaç doğrultusunda $^{47-74}\text{Fe}$ ve $^{100-132}\text{Fe}$ izotoplarının (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin istatistiksel model hesaplamaları yapılmıştır. Hesaplamalar 5, 10, 15 ve 20 MeV enerjilerde TALYS 1.95 aracılığıyla Hauser-Feshbach model kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Burada uygulanan nükleer kütle modeli hesaplamalarında Goriely HFB-Skyrme tablosu ve seviye yoğunluk hesaplamalarında ise Goriely tablolarından Skyrme kuvvetli mikroskobik seviye yoğunluk modeli kullanılmıştır. Yapılan analizden demir ve kalay izotopları üzerine nötron girişli reaksiyonlar için proton ve alfa yayımlanmalarının gama ve nötron çıkışlı kanallardan sonra en baskın süreçler olduğu gözlenmiştir. Araştırılan izotoplar için nötronca fakir bölgede 5 ve 10 MeV'lik nötronların oluşturduğu (n, α) reaksiyonları daha baskınken, nötronca zengin bölgede 15 ve 20 MeV'lik nötronların sürece katkısı fazladır. Komşu izotoplar arasında tesir kesitlerinde büyük farklılıklar gözlenmiştir. Sonuç olarak çift-çift ve çift-tek izotopların (n, α) reaksiyonları için farklı spektrumlar oluşmuştur. İncelenen dört farklı enerjide en yüksek tesir kesiti değerlerine ^{52}Fe ve ^{106}Sn izotopları için ulaşılmıştır. Ayrıca bu izotoplardan sonra kütle sayısının artışı ile tesir kesitinde gözle görülür bir azalış oluşmaktadır ki bu durum güçlü bir izotopik etkiyi açığa çıkarır.

Tezde son olarak zayıf s-sürecine katkıda bulunan 12 çekirdek için (n, α) reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır. Hesaplanan (n, α) tesir kesitlerinin özelliklerinin analizine ek olarak, yıldız ortamındaki sıcaklık aralığı için Maxwellian ortalama tesir kesitleri belirlenmiştir. Bu hesaplamalar TALYS-1.95 ve NON-SMOKER kodları kullanılarak Hauser-Feshbach istatistiksel modeli temelinde yapılmıştır. Ayrıca yapılan hesaplamalar deneysel değerlerin yanı sıra değerlendirilmiş veri kütüphaneleriyle de karşılaştırılmıştır. ^{26}Al , ^{33}S , ^{37}Ar ve ^{41}Ca çekirdekleri üzerine Fermi gaz modelinden seviye yoğunlukları ve deneysel nükleer kütleler kullanılarak hesaplanan reaksiyon tesir kesitlerinin Skyrme enerji yoğunluğu fonksiyoneli çerçevesinde hesaplanan tesir kesitlerine göre deneysel değerlerle daha iyi uyum sağladığı gözlenmiştir. Bu hedef çekirdeklerin (n, α) reaksiyon tesir kesitleri için NON-SMOKER kodu ile Hauser-Feshbach hesaplamalarının deneysel değerlerle uyumu da oldukça iyidir. Bu çalışmanın önemli bir katkısı da yıldızlarda (n, α) reaksiyonlarının meydana geldiği sıcaklıklarda Gamow penceresine eşdeğer

olan enerji penceresinin nicel bir değerlendirmesidir. Böylelikle buradaki model hesaplamaları ile astrofiziksel olarak temsil edilen sıcaklık aralığı için (n, α) reaksiyonlarının ilgili enerji pencereleri belirlemiştir. Bu enerji pencerelerinin tam konumunun söz konusu spesifik hedef çekirdeğe güçlü bir şekilde bağlı olduğunu gözlenmiştir. (n, α) reaksiyonları için astrofiziksel olarak ilgili enerji pencerelerinin nicel tahminleri, s-süreci nükleosentezine katkıda bulunur ve bu reaksiyonların gelecekteki deneysel çalışmaları için bir rehberlik sağlar. Özellikle ^{18}F , ^{22}Na , ^{39}Ar , ^{40}K , ^{59}Ni , ^{65}Zn , ^{71}Ge çekirdekleri için az ya da hiç deneysel veri bulunmadığından enerji pencerelerinde ölçümler gereklidir. Bu çalışmada gösterildiği gibi, (n, α) reaksiyonları, diğer tüm nötron kaynaklı reaksiyonlara benzer şekilde, önemli bir sistematik model bağımlılığına tabidir. Bu nedenle, öngörülen ilgili enerji pencerelerinde, bu reaksiyonlar üzerinde ek kısıtlamalar sağlayabilecek ve mevcut teorik belirsizlikleri azaltabilecek yeni deneysel veriler gereklidir. Çalışmanın bu kısmında elde edilen (n, α) reaksiyon tesir kesitleri, element bolluklarındaki izotop varyasyonlarını keşfetmek için s-süreci ağ hesaplamalarına da uygulanabilir.

KAYNAKLAR

1. Krane, K.S., 1988. Introductory Nuclear Physics, Second Edition, John Willey and Sons, New York, USA.
2. Koning, A., Stephane, H. ve Stephane, G., 2019. User Manuel TALYS-1.95 A Nuclear Reaction Program, New edition.
3. Rodriguez, T., 2014. Theoretical nuclear structure and astrophysics at fair, Journal of Physics: Conference Series, 503, 012038.
4. Macia, E., 2019. The Chemical Evolution of Phosphorus-Chapter 1, isbn: 9781771888042.
5. Smet, L. De., Wagemans, C., vd., 2007. Experimental determination of the $^{36}\text{Cl}(n,p)^{36}\text{S}$ and $^{36}\text{Cl}(n,\alpha)^{33}\text{P}$ reaction cross sections and the consequences on the origin of ^{36}S , Phys. Rev. C, 75, 034617.
6. Meyer, S.B., 1994. The f-, s- and p-processes in nucleosynthesis, Annu. Rev. Astron. Astrophys, 32, 153–90.
7. Meyerhof, W.E., 1967. Elements of Nuclear Physics, McGraw-Hill, New York, USA.
8. Kibsgaard, J., Seh, Z. W., vd., 2017. Combining theory and experiment in electrocatalysis: Insights into materials design, Science, 355(6321).
9. Blann, M., 1975. Preequilibrium decay, Annual Review of Nuclear Science, 25(1), 123–166.
10. Blann, M. ve Vonach, H.K., 1983. Global test of modified precompound decay models, Physical Review C, 28(4), 1475.
11. Griffin, J.J., 1966. Statistical model of intermediate structure, Physical review letters, 17(9), 478.
12. Yiğit, M. ve Kara, A., 2017. Model-based predictions for nuclear excitation functions of neutron-induced reactions on $^{64,66-68}\text{Zn}$ targets, Nuclear Engineering and Technology, 49(5), 996–1005.
13. Capote, R., Herman, M., vd., 2007. EMPIRE: Nuclear reaction model code system for data evaluation, Nucl. Data Sheets, 108, 2655.
14. Konobeyev, A.Y., Dityuk, A., vd., 1998. New advanced version of computer code alicep-ippe.
15. Yiğit, M., 2017. New empirical formulae for (n,t) cross sections at 14.6 MeV, Applied Radiation and Isotopes, 128, 307–310.

16. Yiğit, M., 2017. Investigating the (p, n) excitation functions on $^{104-106,108,110}\text{Pd}$ isotopes, *Applied Radiation and Isotopes*, 130, 109–114.
17. Yiğit, M. ve Tel, E., 2014. Cross section systematics of (d, p) reactions at 8.5 MeV, *Nuclear Engineering and Design*, 280, 37–41.
18. Forrest, R.A., 1986. Systematics of neutron-induced threshold reactions with charged products at about 14.5 MeV.
19. Weisskopf, V., 1937. Statistics and nuclear reactions, *Phys. Rev.*, 52, 295–303.
20. Levkovskii, V.N., 1964. Empirical behaviour of the (n, p) cross section for 14-15 MeV neutrons, *J. Exptl. Theoret. Phys.(U.S.S.R.)*, 45, 305–311.
21. Yiğit, M., 2020. Study on (n, p) reactions of $^{58,60,61,62,64}\text{Ni}$ using new developed empirical formulas, *Nuclear Engineering and Technology*, 52(4), 791–796.
22. Belgaid, M. ve Asghar, M.H., 1998. Semi-empirical systematics of (n, p) reaction cross sections for 14.5 MeV neutrons, *Applied Radiation and Isotopes*, 49, 1497–1503.
23. Yuling, J. and Lishan, Y., 1992. Systematics of the $(n, ^3\text{He})$ reaction cross sections at 14 MeV, China, 1992.
24. Pai, H.L., Clarke, R.L. and Cross, W.G., 1971. Statistical-model calculations of (n, p) cross sections using shell-independent parameters, *Nuclear Physics A*, 164(3), 526–544.
25. Pai, H. L. ve Andrews, D. G., 1978. Empirical formulas for 14 MeV (n, p) cross sections, *Canadian Journal of Physics*, 56(7), 944–949.
26. Kumabe, I. and Fukuda, K., 1987. Empirical formulas for 14 MeV (n, p) and (n, α) cross sections, *Journal of Nuclear Science and Technology*, 24(10), 839–843.
27. Konobeyev, A.Y., Korovin, Y.A. and Pereslavytsev, P.E., 1994. Systematics of (n, t) reaction cross sections at 14.6 MeV, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 93(4), 409–414.
28. Konobeyev, A.Y. and Korovin, Y.A., 1995. Semi empirical systematics of (n, p) reaction cross-sections at the energy of 14.5 MeV, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 103(1), 15–22.
29. Belgaid, M. ve Asghar, M., 1999. Semi-empirical systematics of (n, α) cross sections for 14.5 MeV neutrons, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 149(4), 383–389.

30. Korovin, A.Y., Konobeyev, Y.A., 1999. Semi-empirical systematics of $(n, 2n)$ reaction cross-section at the energy of 14.5 MeV, *II Nuovo Cimento*, 112, 1001–1013.
31. Favez-Hassan, M. ve Challan, M. B., 2014. A systematic study of (n, p) excitation functions at 14.5 MeV neutrons, *Indian Journal of Physics*, 88, 505–512.
32. Habbani, F. ve Osman, K., 2001. Systematics for the cross-sections of the reactions (n, p) , (n, α) and $(n, 2n)$ at 14.5 MeV neutrons, *Applied radiation and isotopes : including data, instrumentation and methods for use in agriculture, industry and medicine*, 54, 283–90.
33. Qaim, S.M., 2010. Radiochemical determination of nuclear data for theory and applications, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 284, 489–505.
34. Kara, A., Yiğit, M., Korkut, T. ve Tel, E., 2015. Cross section calculations of neutron induced reactions on $^{124,126,128,134,136}\text{Xe}$, *Journal of Fusion Energy*, 34, 882.
35. Korkut, T., Yiğit, M., Kara, A. ve Tel, E., 2015. Modelling study on production cross sections of ^{111}In radioisotopes used in nuclear medicine, *Kerntechnik*, 80(3), 270–274.
36. Yiğit, M., Tel, E. ve Sarpün, İ.H., 2016. Excitation function calculations for $\alpha + ^{93}\text{Nb}$ nuclear reactions, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 385, 59–64.
37. Tel, E., Kara, A. ve Yiğit, M., 2013. Deuteron induced (d, p) and $(d, 2p)$ nuclear reactions up to 50 MeV, *Journal of Fusion Energy*, 32, 362–370.
38. Yiğit, M., 2018. Theoretical study of cross sections of proton-induced reactions on cobalt, *Nuclear Engineering and Technology*, 50(3), 411–415.
39. Tel, E., Tanır, G. ve Yiğit, M., 2013. Calculations of (n, α) cross sections on some structural fusion materials for fusion reactor technology, *Journal of Fusion Energy*, 32, 336–343.
40. Qaim, S.M., 1981. 14 MeV Activation Cross Sections Handbook of Spectroscopy, vol 3. CRC Press, Boca Raton, Florida, p. 141.
41. Belgaid, M. and Asghar, M., 1998. Semi-empirical systematics of (n, p) cross sections for 14.5 MeV neutrons, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 142(4), 463 – 472.
42. Broeders, C.H.M. ve Konobeyev, A.Y., 2006. Semi-empirical systematics of (n, p) reaction cross-section at 14.5, 20, and 30 MeV, *Nuclear Physics A*, 780(3), 130–145.
43. Broeders, C.H.M. ve Konobeyev, A.Y., 2007. Semi-empirical systematics of $(n, ^3\text{He})$ reaction cross-section at 14.6 and 20 MeV, *Applied radiation and*

isotopes : including data, instrumentation and methods for use in agriculture, industry and medicine, 65(4), 454—457.

44. Janka, H.Th., Langanke, K., vd., 2007. Theory of core-collapse supernovae. *Physics Reports*, 442(1), 38–74.
45. Bracco, A., Körner, G-E., vd., 2017. Perspectives in nuclear physics, In NuPECC Long Range Plan, EUROPEAN SCIENCE FOUNDATION, Strasbourg cedex France, second edition edition.
46. Division on Engineering National Research Council, Board on Physics Physical Sciences, and Committee on the Physics of the Universe Astronomy, 2003. *Connecting Quarks with the Cosmos: Eleven Science Questions for the New Century*, The National Academies Press.
47. Burbidge, E.M., Burbidge, G.R., vd., 1957. Synthesis of the elements in stars. *Rev. Mod. Phys.*, 29, 547–650.
48. Cameron, A.G.W., 1957. *Stellar evolution, nuclear astrophysics, and nucleogenesis*, second edition.
49. Celnikier, L.M., 2006. *Find a hotter place!: a history of nuclear astrophysics*, World Scientific, Singapore.
50. Cyburt, R.H., Fields, B.D., vd., 2016. Big bang nucleosynthesis: Present status, *Rev. Mod. Phys.*, 88, 015004.
51. Reeves, H., 1994. On the origin of the light elements $Z < 6$. *Rev. Mod. Phys.*, 66, 193–216.
52. Fan, S., Yan, F., vd., 2004. A semiempirical approach to study the excitation functions for (n, p) reaction on the basis of evaporation and exciton models below 20 MeV, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 215(1), 16–26.
53. Semkova, V., Otuka, N., vd., 2014. Towards a more complete and accurate experimental nuclear reaction data library (EXFOR): International collaboration between nuclear reaction data centres (NRDC), *Nuclear Data Sheets*, 120, 272–276.
54. Duflo, J. ve Zuker, A.P., 1995. Microscopic mass formulas, *Phys. Rev. C*, 52, R23–R27.
55. Moller, P., Nix, J.R., vd., 1995. Nuclear ground-state masses and deformations, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 59(2), 185–381.
56. Goriely, S., Tondeur, F. ve Pearson, J.M., 2001. A hartree–fock nuclear mass table, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 77(2), 311–381.
57. Decharge, J. ve Gogny, D., 1980. Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei, *Phys. Rev. C*, 21, 1568–1593.

58. Bertulani, C. ve Danielewicz, P., 2021. Introduction to Nuclear Reactions, 10.1201/9780429331060.
59. Wong, S.M., 1998. Introductory Nuclear Physics Second Edition, ISBN:978-0-471-23973-4, Wiley-VCH, Berlin.
60. Gardner, D.G., 1962. Trends in nuclear reaction cross sections (I) the (n, p) reaction induced by 14 MeV neutrons, Nuclear Physics, 29, 373–399.
61. Kantele, J. ve Gardner, D.G., 1962. Some activation cross sections for 14.7 MeV neutrons, Nuclear Physics, 35, 353–362.
62. Wille, R. G. ve Fink, R. W., 1960. Activation cross sections for 14.8 MeV neutrons and some new radioactive nuclides in the rare earth region, Phys. Rev., 118, 242–248.
63. Ferguson, J.M. ve Thompson, W.E., 1960. Cross sections for the $(n, 2n)$ reaction in ^{14}N , ^{31}P , ^{63}Cu , and ^{141}Pr , Phys. Rev., 118, 228–232.
64. Prestwood, R.J. ve Bayhurst, B.P., 1961. $(n, 2n)$ excitation functions of several nuclei from 12.0 to 19.8 MeV, Phys. Rev., 121, 1438–1441.
65. Hauser, W. and Feshbach, H., 1952. The inelastic scattering of neutrons, Phys. Rev., 87, 366–373.
66. Weisskopf, V.F. and Blatt, M., 1952. Theoretical Nuclear Physics Chap. VIII. John Willey and Sons, New York, USA.
67. Pauli, W., Rosenfeld, L. ve Weisskopf, V., 1957. Niels Bohr and the development of physics, British Journal for the Philosophy of Science, 7(28), 357–359.
68. Hofmann, H.M., Richert, J., vd., 1975. Direct reactions and Hauser-Feshbach theory, Annals of Physics, 90(2), 403–437.
69. L'annunziata, M.F., 2003. 1-nuclear radiation, it's interaction with matter and radioisotope decay, Handbook of Radioactivity Analysis (Second Edition), Academic Press, San Diego.
70. Gibson, J.A.B. and Piesch, E., 1985. Neutron Monitoring for Radiological Protection, International Atom Energy Agency, Technical reports series no. 252, Academic Press, Vienna, second edition edition.
71. Pearlstein, S., 1973. Neutro induced reactions in medium mass nuclei, Journal of Nuclear Energy, 27(2), 81–99.
72. Bramlittand, E.T., Fink, R.W., 1963. Rare nuclear reactions induced by 14.7 MeV neutrons, Phys. Rev., 131, 2649–2663.
73. Yigit, M., 2014. Döteronla oluşturulan nükleer reaksiyonlar için ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formüllerinin araştırılması, Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen bilimleri Enstitüsü, Ankara.

74. Jose, J. and Iliadis, C., 2011. Cheminform abstract: Nuclear astrophysics: the unfinished quest for the origin of the elements, Reports on Progress in Physics - REP PROGR PHYS, 74.
75. Griesmayer, E., Weiß, C., vd., 2014. The (n, α) reaction in the s-process branching point ^{59}Ni , Nuclear Data Sheets, 120, 208–210.
76. Griesmayer, E., Weiß, C. A., vd., 2013. New cvd diamond mosaic-detector for (n, α) cross- section measurements at the ntof experiment at cern, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 732, 190–194.
77. Gyürky, G., Fülöp, Z., vd., 2019. The activation method for cross section measurements in nuclear astrophysics, The European Physical Journal A, 55.
78. Praena, J., Sabate-Gilarte, M., vd., 2018. Measurement and resonance analysis of the $^{33}\text{S}(n, \alpha)^{30}\text{Si}$ cross section at the cern ntof facility in the energy region from 10 to 300 keV, Physical Review C 97(064603).
79. Barbagallo, M., Musumarra, A., vd., 2016. $^7\text{Be}(n, \alpha)^4\text{He}$ reaction and the cosmological lithium problem: Measurement of the cross section in a wide energy range at ntof at cern, Phys. Rev. Lett., 117(152701).
80. Pignatari, M., Gallino, R., vd., 2010. The weak process in massive stars and its dependence on the neutron capture cross section, The Astrophysical Journal, 710(2), 1557–1577.
81. Lederer-Woods, C., Woods P., vd., 2021. Destruction of the cosmic γ -ray emitter ^{26}Al in massive stars: Study of the key $^{26}\text{Al}(n, \alpha)$ reaction, Phys. Rev. C, 104(L032803).
82. Haoyu, J., Zengqi, C., vd., 2022. Cross-section measurements for the $^{58,60,61}\text{Ni}(n, \alpha)^{55,57,58}\text{Fe}$ reactions at 8.50, 9.50 and 10.50 MeV neutron energies, Chinese Phys. C, 46(024001).
83. Yigit, M., 2018. A review of (n, p) and (n, α) nuclear cross sections on palladium nuclei using different level density models and empirical formulas, Applied Radiation and Isotopes, 140, 355-362.
84. Singh, N.L. ve Singh, R.K., 2021. Neutron induced reaction cross section of ^{51}V with covariance analysis, Eur. Phys. J. A, 57, 337.
85. Gandhi, A., Singh, N., vd., 2021. Systematics for the cross-sections of the (n, p) , (n, α) and $(n, 2n)$ reactions at 14.5 MeV, Proceedings of the DAE Symp. on Nucl. Phys, 65.
86. Song, Y., Zhou, F., vd., 2021. Cross section measurements for $(n, 2n)$, (n, α) , and (n, p) reactions on rhenium isotopes around 14 MeV neutrons and their theoretical calculations of excitation functions, Chinese Physics C, 45, 7(074101).

87. Pandey, B., Pandey, J., vd., 2018. Estimation of (n, p) and (n, α) cross section of radionuclide ^{60}Co for fusion technology applications, *Fusion Science and Technology*, 73(4), 2018.
88. Sansarbayar, E., Gledenov, Y.M., vd., 2021. Cross sections for the $^{35}\text{Cl}(n, \alpha)^{32}\text{P}$ reaction in the 3.3-5.3 MeV neutron energy region, *Phys. Rev. C* 104, 044620.
89. Sharma, A., ve Gandhi, A., 2022. Measurement of (n, α) and $(n, 2n)$ reaction cross sections at a neutron energy of 14.92 ± 0.02 MeV for potassium and copper with uncertainty propagation, *Chinese Phys. C*, 46(014002).
90. Ian, C. Yang, X-L., vd., 2021. Cross section measurements of (n, α) $(n, n\alpha)$ and (n, p) reactions for ^{65}Cu at 14 MeV neutrons, Available at SSRN: <https://ssrn.com/abstract=3996946>.
91. Song, Y., Li, Y., vd., 2020. Cross section measurements on zirconium isotopes for 14 MeV neutrons and their theoretical calculations of excitation functions, *Chinese Phys. C*, 44(124001).
92. Uddin, S., 2021. Activation cross sections of some neutron-induced reactions in the energy range of 13.82-14.71 MeV, *Radiochim. Acta*, 110(1), 1–7.
93. Goyal, N. ve Kishore, S.L., 2010. The systematics of (n, α) reaction cross-sections at 14.5 MeV neutron energy, *Indian Journal of Physics*, 84, 553–562.
94. Bitam, M. ve Belgaid, T., 2019. Newly developed semi-empirical formulas of nuclear excitation functions for (n, α) reactions at the energy range $12 \leq E_n \leq 20$ MeV and mass number range $30 \leq A \leq 128$, *Nuclear Physics A*, 991(121614).
95. Chadwick, M.B., Herman, M., vd., 2011. ENDF/B-VII.1 nuclear data for science and technology: Cross sections, covariances, fission product yields and decay data, *Nuclear Data Sheets*, 112(12), 2887–2996 .
96. Aikawa, M., Arnould, M., vd., 2005. Bruslib and netgen: the brussels nuclear reaction rate library and nuclear network generator for astrophysics, *Astronomy and Astrophysics*, 441, 1195–1203.
97. Hilaire, S., Koning, A. J. and Goriely, S., 2008. Improved predictions of nuclear reaction rates with the TALYS reaction code for astrophysical applications, *Astronomy and Astrophysics*, 487, 767–774.
98. Herman, M., Capote, R., vd., 2007. EMPIRE: Nuclear reaction model code system for data evaluation, *Nuclear Data Sheets*, 108(12), 2655–2715.
99. CINDA 2000. Number 2000 in CINDA (Vienna), INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna.
100. Luo, J., Tuo, F., vd., 2008. Semiempirical systematics for the cross-sections of the reactions (n, α) , (n, p) and $(n, 2n)$ at 14.5 MeV neutrons on the basis of experimental data measured by lanzhou university, *Nuclear Instruments and*

101. Gur, P. ve Goyal, S.L., 2009. Empirical relation and establishment of shell effects in $(n, 2n)$ reaction cross-sections at 14 MeV, *Pramana*, 72, 355–362.
102. Luo, J., Tuo, F., vd., 2009. Activation cross- section for reactions induced by 14 MeV neutrons on natural silver, *Annals of Nuclear Energy*, 36(6), 718–722.
103. Qaim, S.M. ve Stöcklin, G., 1976. Investigation of (n, t) reactions at 14.6 MeV and an analysis of some systematic trends in the cross-section data, *Nuclear Physics A*, 257(2), 233–241.
104. Bao, Z.Y. ve Kappeler, F., 1987. Neutron capture cross sections for s-process studies, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 36, 411–451.
105. Käppeler, F., Gallino, R., vd., 2011. The s-process: Nuclear physics, stellar models, and observations, *Rev. Mod. Phys.*, 83, 157–193.
106. Banerjee, P., Heger, A. ve Qian, Y-Z., 2019. New s-process mechanism in rapidly rotating massive population II stars, *The Astrophysical Journal*, 887(2).
107. Freiburghaus, C., Rosswog, S. ve Thielemann, F-K., 1999. r-process in neutron star mergers, *The Astrophysical Journal*, 525(2), L121–L124.
108. Cowan, J.J., Thielemann, F-K. ve Truran, J.W., 1991. The r-process and nucleochronology, *Physics Reports*, 208(4), 267–394.
109. Arnould, M., Goriely, S. ve Takahashi, K., 2007. The r-process of stellar nucleosynthesis: Astrophysics and nuclear physics achievements and mysteries, *Physics Reports*, 450(4), 97–213.
110. Hampel, M., Stancliffe, R., vd., 2016. The intermediate neutron-capture process and carbon-enhanced metal-poor stars, *The Astrophysical Journal*, 831, 171.
111. Arnould. M. ve Goriely, S., 2003. The p-process of stellar nucleosynthesis: Astrophysics and nuclear physics status, *Physics Reports-review Section of Physics Letters - Phys. Rep-Rev. Sect. Pyhs. Lett.*, 384,1–84.
112. Schatz, H., Aprahamian, A., vd., 1998. rp-process nucleosynthesis at extreme temperature and density conditions, *Physics Reports*, 294(4), 167–263.
113. Rauscher, T., Dauphas, vd., 2013. Constraining the astrophysical origin of the p-nuclei through nuclear physics and meteoritic data, *Reports on Progress in Physics*, 76(6), 066201.
114. Litvinova, E., Loens, H.P., vd., 2009. Low-lying dipole response in the relativistic quasiparticle time blocking approximation and it's influence on neutron capture cross sections, *Nuclear Physics A*, 823, 26–37.

115. Fowler, W.A., 1984. Experimental and theoretical nuclear astrophysics: the quest for the origin of the elements. *Rev. Mod. Phys.*, 56, 149–179.
116. Coc, A., 2009. Big-bang nucleosynthesis: A probe of the early universe, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A-accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 611, 224–230.
117. Wallerstein, G., Iben, I., vd., 1997. Synthesis of the elements in stars: forty years of progress. *Rev. Mod. Phys.*, 69, 995–1084.
118. Christian, Iliadis., 2007. *Nuclear Physics of Stars*, isbn: 9783527406029.
119. Bergemann, M. ve Serenelli, A., 2014. Solar abundance problem, isbn:978-3-319-06955-5.
120. Arlandini, C., Kappeler, F., vd., 1999. Neutron capture in low-mass asymptotic giant branch stars: Cross sections and abundance signatures, *The Astrophysical Journal*, 525(2), 886–900.
121. Gallino, R., Arlandini, C., vd., 1998. *The Astrophysical Journal*, 497(1), 388–403.
122. Käppeler, F., 1999. The origin of the heavy elements: The s process, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 43, 419–483.
123. Heil, M., Juseviciute, A., vd., 2009. Neutron capture cross sections for the weak s process, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 26(3), 243–249.
124. Lambert, D.L., 1992. The p-nuclei: abundances and origins, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 3, 201–256.
125. Woosley, S.E. ve Howard, W.M., 1978. The p-process in supernovae, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 36, 285–304.
126. Rauscher, T., Heger, A., vd., 2002. Nucleosynthesis in massive stars with improved nuclear and stellar physics, *The Astrophysical Journal*, 576(1), 323–348.
127. Yiğit, M., 2018. Analysis of (n, p) cross sections near 14 MeV, *Applied Radiation and Isotopes*, 135, 115–122.
128. Eder, P. ve Hille, G., 1972. On (n, p) cross sections for 14 MeV neutrons, *Zeitschrift für Physik*, 253, 335–349.
129. Odano, N.V.N. ve Hasegawa, A., 2001. Consistent evaluations of $(n, 2n)$ and (n, np) reaction excitation functions for some even-even isotopes using empirical systematics, *JAERI-Research*, 013.
130. Ait-Tahar, S., 1987. The systematics of (n, p) cross sections for 14 MeV neutrons, *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 13(7), L121–L125.

131. Merriman, M., 1877. A List of Writings Relating to the Method of Least Squares: With Historical and Critical Notes, Transactions of the Connecticut Academy of Arts and Sciences, Academy.
132. Bretscher, O., 2009. Linear Algebra With Applications Fourth Edition, Upper Saddle River, New Jersey 07458, Pearson Prentice Hall.
133. Stephen M.S., 1981. Gauss and the Invention of Least Squares, The Annals of Statistics, 9(3), 465–474.
134. Charnes, A., Frome, E.L. ve Yu, P.L., 1976. The equivalence of generalized least squares and maximum likelihood estimates in the exponential family, Journal of the American Statistical Association, 71(353), 169–171.
135. Dobaczewski, J., Nazarewicz, W. ve Reinhard, P-G., 2014. Error estimates of theoretical models: a guide, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 41(7), 074001.
136. Bevington, R.P. ve Robinson, D.K., 2003. Data reduction and error analysis for the physical sciences, Provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System.
137. Brandt, S., 1999. Data Analysis Statistical and Computational Methods for Scientists and Engineers 3rd edition, Springer New York : Imprint: Springer, New York, NY.
138. Hilaire, S., 2000. Statistical nuclear reactions, Workshop on Nuclear Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety.
139. Bohr, N., 1936. Neutron capture and nuclear constitution. Nature, 137, 334–348.
140. Hodgson, P.E., 1971. Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Press, Oxford, USA.
141. Yiğit, M., 2015. Empirical formula on ($n, {}^3\text{He}$) reaction cross sections at 14.6 MeV neutrons, Applied radiation and isotopes: including data, instrumentation and methods for use in agriculture, industry and medicine, 105, 15–19.
142. Yamamoto, H., Kawade, K., Kasugai, Y. ve Ikeda, Y., 1995. JAERI-Conf, pages 95–008.
143. Ericson, T., 1960. The statistical model and nuclear level densities, Advances in Physics, 9(36), 425–511.
144. Koning, A.J., Hilaire, S. ve Goriely, S., 2008. Global and local level density models, Nuclear Physics A, 810(1), 13–76.
145. Gilbert, A. ve Cameron, A.G.W., 1965. A composite nuclear-level density formula with shell corrections, Can. J. Phys., 43, 1446–1496.
146. Goriely, S., Hilaire, S. ve Koning, A. J., 2008. Improved microscopic nuclear level densities within the Hartree-Fock-Bogoliubov plus combinatorial method, Phys. Rev. C, 78, 064307.

147. Goriely, S., Chamel, N. ve Pearson, J.M., 2009. Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov nuclear mass formulas: Crossing the 0.6 MeV accuracy threshold with microscopically deduced pairing, *Phys. Rev. Lett.*, 102, 152503.
148. Schatz, H., Kaeppeler, F., vd., 1993. $^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$: Closure of a primordial CNO bi-cycle?, *Astrophysical Journal*, 413, 750.
149. Bertulani, C.A. ve Kajino, T., 2016. Frontiers in nuclear astrophysics, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 89, 56–100.
150. Pritychenko, B., Mughaghab, S.F. ve Sonzogni, A.A., 2010. Calculations of maxwellian- averaged cross sections and astrophysical reaction rates using the ENDF/B-VII.0, JEFF-3.1, JENDL-3.3, and NDF/B-VI.8 evaluated nuclear reaction data libraries, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 96(6), 645–748.
151. Konobeyev, A.Y., Lunev, V.P. ve Shubin, Y.N., 1996. Semi-empirical systematics for (n, α) reaction cross sections at the energy of 14.5 MeV, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 108(3), 233–242.
152. Newton, J.R.C., Iliadis, C., vd., 2007. Gamow peak in thermo nuclear reactions at high temperatures, *Phys. Rev. C*, 75, 045801.
153. Glorius, J., Langer, C., vd., 2019. Approaching the gamow window with stored ions: Direct measurement of $^{124}\text{Xe}(p, \gamma)$ in the ESR storage ring, *Phys. Rev. Lett.*, 122, 092701.
154. Ciani, G.F., Csedreki, L., vd., 2021. Direct measurement of the $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ cross section into the s-process gamow peak, *Phys. Rev. Lett.*, 127, 152701.
155. Rauscher, T., 2010. Relevant energy ranges for astrophysical reaction rates, *Phys. Rev. C*, 81, 045807.
156. Fallis, J., Akers, C., vd., 2020. First measurement in the gamow window of a reaction for the gamma-process in inverse kinematics: $^{76}\text{Se}(\alpha, \gamma)^{80}\text{Kr}$, *Physics Letters B*, 807, 135575.
157. Koning, A.J., Hilaire, S. ve Duijvestijn, M.C., 2008. TALYS-1.0, *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, Nice, France, EDP Sciences.
158. Koning, A.J., Hilaire, S. ve Goriely, S., 2015. TALYS-1.8 a nuclear reaction program, nuclear research and consultancy group (nrg), *User Manual*, Netherlands, 2015.
159. Moldauer, P.A., 1975. Why the Hauser-Feshbach formula works, *Phys.Rev.C*, 11, 426–436.

160. Rauscher, T. and Thielemann, F-K., 2000. Astrophysical reaction rates from statistical model calculations, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 75(1-2), 1–351.
161. Kohn, W. ve Sham, L.J., 1965. Self-consistent equations including exchange and correlation effects, *Phys. Rev.*, 140, A1133–A1138.
162. Kohn, W., 1999. Nobel lecture: Electronic structure of matter—wave functions and density functionals, *Rev. Mod. Phys.*, 71, 1253–1266.
163. Avrigeanu, V., Avrigeanu, M. ve Măniilescu, C., 2014. Further explorations of the α -particle optical model potential at low energies for the mass range $\alpha \approx 45$ –209, *Phys. Rev. C*, 90, 044612.
164. Moldauer, P.A., 1980. Statistics and the average cross section, *Nuclear Physics A*, 344(2), 185–195.
165. Vermote, S., Wagemans, C., vd., 2012. Experimental determination of the $^{41}\text{Ca}(n, \alpha)^{38}\text{Ar}$ reaction cross section up to 80 keV, and calculation of the Maxwellian averaged cross section at stellar temperatures, *Phys. Rev. C*, 85, 015803.
166. Goeminne, G., Wagemans, C., vd., 2000. Investigation of the $^{37}\text{Ar}(n, p)^{37}\text{Cl}$ and $^{37}\text{Ar}(n, \alpha)^{34}\text{S}$ reactions in the neutron energy range from 10 MeV to 100 keV, *Nuclear Physics A*, 678(1), 11–23.
167. Koehler, P.E. ve Graff, S.M., 1991. $^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$ cross section from 25 MeV to approximately 1 MeV, *Phys. Rev. C*, 44, 2788–2793.
168. Koehler, P.E., Harvey, J.A. ve Hill, N.W., 1995. Two detectors for (n, p) and (n, α) measurements at white neutron sources, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 361(1), 270–276.
169. Wagemans, C., Weigmann, H. ve Barthelemy, R., 1987. Measurement and resonance analysis of the $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ cross section, *Nuclear Physics A*, 469(3), 497–506.
170. Koning, A.J., Rochman, D., vd., 2019. TENDL: Complete Nuclear Data Library for Innovative Nuclear Science and Technology, *Nucl. Data Sheets*, 155, 1–55.
171. Brown, D.A., Chadwick, M.B., vd., 2018. ENDF/B-VIII.0: The 8th major release of the nuclear reaction data library with cielo-project cross sections, new standards and thermal scattering data, *Nuclear Data Sheets*, 148, 1–142.
172. Plompen, A.J.M., Cabellos, O., vd., 2020. The joint evaluated fission and fusion nuclear data library, JEFF-3.3, *The European Physical Journal A*, 56(7), 181.
173. Blokhin, A.I., Gai, E.V., vd., 2016. New version of neutron evaluated data library BROND-3.1. *Yad. Reak. Konst.*, (2), 62.

174. Pritychenko, B., Mughaghab, S.F. ve Sonzogni, A.A., 2010. Calculations of Maxwellian- averaged cross sections and astrophysical reaction rates using the ENDF/BVII.0, JEFF-3.1, JENDL-3.3, and ENDF/B-VI.8 evaluated nuclear reaction data libraries, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 96(6), 645–748.
175. Shibata, K. ve Iwamoto, O., vd., 2011. JENDL-4.0: A new library for nuclear science and engineering, Journal of Nuclear Science and Technology, 48(1), 1–30.
176. Andrianova, O. N., Golovko, Y.Y., vd., 2019. Verification of the ROSFOND/ABBN nuclear data based on the OECD/NEA benchmark on criticality safety of mox-fueled systems, Nuclear Energy and Technology, 5(2), 91–96.



ÖZGEÇMİŞ

Adı ve Soyadı : Sema Küçüksucu

EĞİTİM BİLGİLERİ

Lisans : Marmara Üniversitesi, Fizik Bölümü, 2006-2010

Yüksek Lisans : Mimar Sinan Güzel Sanatlar Üniversitesi,
Fizik Anabilim Dalı, 2011-2015

Doktora : Aksaray Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı, 2017-2022

TEZDEN ÜRETİLEN YAYINLAR

Uluslararası Hakemli Dergilerde Yayınlanan Makaleler

1) Küçüksucu, S., Yiğit, M. ve Paar, N., 2022. Statistical Hauser-Feshbach Model Description of (n, α) Reaction Cross Sections for the Weak s-process, Universe, 8,25. <https://doi.org/10.3390/universe8010025>