

**DÖTERONLA OLUŞTURULAN NÜKLEER REAKSİYONLAR İÇİN
AMPİRİK VE YARI-AMPİRİK TESİR KESİTİ FORMÜLLERİNİN
ARAŞTIRILMASI**

Mustafa YİĞİT

**DOKTORA TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Haziran 2014

Mustafa YİĞİT tarafından hazırlanan “Döteronla Oluşturulan Nükleer Reaksiyonlar için Ampirik ve Yarı-ampirik Tesir Kesiti Formüllerinin Araştırılması” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Gazi Üniversitesi Fizik Anabilim Dalında DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. A. Güneş TANIR

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Prof. Dr. Mustafa TAN

Fizik Eğitimi Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Prof. Dr. Eyyüp Tel

Fizik Anabilim Dalı, Osmaniye Korkut Ata Ün.

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Prof. Dr. Şeref OKUDUCU

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Yrd. Doç. Dr. Kemal KOÇ

İlköğretim Bölümü, Başkent Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Tez Savunma Tarihi: 25/06/2014

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

.....
Prof. Dr. Şeref SAĞIROĞLU
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ETİK BEYAN

Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
 - Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
 - Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
 - Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
 - Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu,
- bildirim, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

Mustafa YİĞİT

25/06/2014

DÖTERONLA OLUŞTURULAN NÜKLEER REAKSİYONLAR İÇİN AMPİRİK VE YARI-AMPİRİK TESİR KESİTİ FORMÜLLERİNİN ARAŞTIRILMASI

(Doktora Tezi)

Mustafa YİĞİT

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Haziran 2014

ÖZET

Nükleer füzyon geleceğin enerji kaynağı olarak büyük bir potansiyele sahiptir. Yüklü parçacıklar tarafından oluşturulan nükleer reaksiyonların tesir kesitleri füzyon reaktör teknolojisinde önemli bir yer tutmaktadır. Bu çalışmada döteronlar tarafından oluşturulan (d,n) , $(d,2n)$, (d,p) , $(d,2p)$, (d,t) ve (d,α) nükleer reaksiyon mekanizmaları incelenmiştir. Bu bağlamda, 50 MeV'e kadar gelme enerjili döteronlarla oluşturulan bazı nükleer reaksiyonların uyarılma fonksiyonları nükleer modeller kullanılarak analiz edilmiştir. Uyarılma fonksiyonlarının model hesaplamaları ALICE-ASH bilgisayar programı ile yapılmıştır. Tesir kesiti hesaplamalarında denge ve denge öncesi etkiler araştırılmıştır. Denge etkilerini tanımlamak için Weisskopf-Ewing (WE) model, denge-öncesi etkileri tanımlamak için ise Hibrid ve Geometrik Bağımlı Hibrid (GDH) modeller kullanılmıştır. Diğer taraftan, seviye yoğunluk parametresi ve eksiton sayının değişiminin uyarılma fonksiyonun üzerine etkisi araştırılmıştır. Ayrıca (d,n) , $(d,2n)$, (d,p) ve (d,α) döteron reaksiyonları için tesir kesiti formülleri önerilmiştir. Hesaplamalardan elde edilen sonuçlar, TALYS tabanlı TENDL-2012 kütüphane verileri ve deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak önerilen ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri, model hesaplamaları ve deneysel sonuçlarla oldukça iyi uyum göstermiştir.

Bilim Kodu : 202.1.108
Anahtar Kelimeler : Tesir kesiti, Nükleer reaksiyon, ALICE-ASH
Sayfa Adedi : 168
Danışman : Prof. Dr. A. Güneş TANIR

INVESTIGATIONS OF EMPIRICAL AND SEMI-EMPIRICAL CROSS SECTION
FORMULAS FOR DEUTERON-INDUCED NUCLEAR REACTIONS

(Ph.D Thesis)

Mustafa YİĞİT

GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY

June 2014

ABSTRACT

Nuclear fusion has a great potential as the energy source for the future. The cross sections of nuclear reactions produced by charged particles occupy an important place in the fusion reactor technology. In this study, the (d,n), (d,2n), (d,p), (d,2p), (d,t) and (d, α) nuclear reaction mechanisms induced by deuteron particles were investigated. In this context, the excitation functions of some nuclear reactions up to 50 MeV deuteron incident energies were analyzed using nuclear models. The model calculations of the excitation functions were performed using the ALICE-ASH computer program. In these cross section calculations, the equilibrium and pre-equilibrium effects were investigated. The Weisskopf-Ewing (WE) model to describe the equilibrium effects, the Hybrid and Geometric Dependent Hybrid (GDH) models to describe the pre-equilibrium effects were used. On the other hand, the effects on excitation function changing of the level density parameter and the exciton number were investigated. Additionally, cross section formulas for (d,n), (d,2n), (d,p) and (d, α) deuteron reactions were suggested. The results obtained from the calculations were compared with the experimental data and TALYS based TENDL-2012 library data. Finally, the suggested empirical and semi-empirical cross section formulas show good agreement with the model calculations and experimental results.

Science Code : 202.1.108
Key Words : Cross section, Nuclear reaction, ALICE-ASH
Page Number : 168
Supervisor : Prof. Dr. A. Güneş TANIR

TEŞEKKÜR

Tez alıŐmalarım boyunca yardım ve önerilerini eksik etmeyen danıŐmanım Sayın hocam Prof. Dr. A. GÜneş TANIR'a ve tezimin Őekillenmesinde büyük katkıları olan beni yönlendiren Sayın hocam Prof. Dr. Eyyüp TEL'e teŐekkürlerimi bir borç bilirim. Ayrıca, hem tezin yazım aşamasında hem de sonrasında değerli görüŐlerinden yararlandığım arkadaşlarım Doç. Dr. M. Hicabi BÖLÜKDEMİR, Yrd. Doç. Dr. M. Emin Korkmaz ve Yrd. Doç. Dr. Emrah Koç'a sonsuz teŐekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	xii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xiv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xxi
1. GİRİŞ	1
2. NÜKLEER REAKSİYONLAR	7
2.1. Nükleer Veriler.....	7
2.2. Nükleer Reaksiyonların Sistematiği	7
2.3. Nükleer Reaksiyonların Çeşitleri.....	8
2.4. Nükleer Reaksiyonlarda Korunum Yasaları	11
2.5. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları	15
2.6. Direk Reaksiyonlar.....	17
2.7. Döteron Reaksiyonları	19
2.7.1. Düşük ve orta enerjili döteron ile çekirdek etkileşmesi.....	20
2.7.2. (d,p) ve (d,n) reaksiyonları	21
2.7.3. Ağır çekirdeklerle döteronların etkileşmesi.....	23
2.8. Füzyon Reaksiyonları	23
2.9. Nükleer Reaksiyonların Tesir Kesitleri	26
2.9.1. Tesir kesiti.....	26
2.9.2. Diferansiyel tesir kesiti	28

	Sayfa
2.9.3. Çift diferansiyel tesir kesiti.....	30
3. REAKSİYONUN DENGİ VE DENGİ ÖNCESİ DURUMU	31
3.1. Denge Öncesi Model Hesaplamaları	31
3.1.1. Denge öncesi durumda nükleon yayınlanması	31
3.1.2. Denge öncesi durumda alfa yayınlanması	35
3.2. Denge Model Hesaplamaları	36
3.2.1. Nükleer seviye yoğunluğu	37
4. NÜKLEER REAKSİYON TESİR KESİTİ FORMÜLLERİ	43
4.1. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitleri İçin Sistemantikler.....	43
5. HESAPLAMALAR	49
5.1. ALICE-ASH Hesaplamaları.....	50
5.2. TENDL-2012 Kütüphanesi.....	50
5.3. Döteronla Oluşturulan Reaksiyonlar için Ampirik ve Yarı-Ampirik Tesir Kesiti Formülleri	51
5.3.1. (d,n) reaksiyonu için ampirik tesir kesiti formülleri.....	51
5.3.2. (d,2n) reaksiyonu için ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	57
5.3.3. (d,p) reaksiyonu için ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri.....	67
5.3.4. (d,α) reaksiyonu için ampirik tesir kesiti formülleri	76
5.4. ^{6,7} Li, ⁴⁷ Ti, ⁵⁰ Cr, ^{58,60,61} Ni, ^{64,66} Zn Hedef Çekirdekleri için (d,n) Nükleer Reaksiyonları	80
5.4.1. ⁶ Li(d,n) ⁷ Be nükleer reaksiyonu	80
5.4.2. ⁷ Li(d,n) ⁸ Be nükleer reaksiyonu.....	81
5.4.3. ⁴⁷ Ti(d,n) ⁴⁸ V nükleer reaksiyonu.....	82
5.4.4. ⁵⁰ Cr(d,n) ⁵¹ Mn nükleer reaksiyonu	84

	Sayfa
5.4.5. $^{58}\text{Ni}(d,n)^{59}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu.....	85
5.4.6. $^{60}\text{Ni}(d,n)^{61}\text{Cu}$ nükleer reaksiyon	86
5.4.7. $^{61}\text{Ni}(d,n)^{62}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu	87
5.4.8. $^{64}\text{Zn}(d,n)^{65}\text{Ga}$ nükleer reaksiyonu	88
5.4.9. $^{66}\text{Zn}(d,n)^{67}\text{Ga}$ nükleer reaksiyonu	89
5.5. ^7Li , ^{45}Sc , $^{47,48}\text{Ti}$, ^{48}Ca , $^{64,66}\text{Zn}$, ^{89}Y , ^{90}Zr Hedef Çekirdekleri için (d,2n) Nükleer Reaksiyonları	90
5.5.1. $^7\text{Li}(d,2n)^7\text{Be}$ nükleer reaksiyonu	90
5.5.2. $^{45}\text{Sc}(d,2n)^{45}\text{Ti}$ nükleer reaksiyonu	91
5.5.3. $^{47}\text{Ti}(d,2n)^{47}\text{V}$ nükleer reaksiyonu.....	92
5.5.4. $^{48}\text{Ti}(d,2n)^{48}\text{V}$ nükleer reaksiyonu.....	93
5.5.5. $^{48}\text{Ca}(d,2n)^{48}\text{Sc}$ nükleer reaksiyonu	94
5.5.6. $^{64}\text{Zn}(d,2n)^{64}\text{Ga}$ nükleer reaksiyonu	96
5.5.7. $^{66}\text{Zn}(d,2n)^{66}\text{Ga}$ nükleer reaksiyonu	97
5.5.8. $^{89}\text{Y}(d,2n)^{89}\text{Zr}$ nükleer reaksiyonu	98
5.5.9. $^{90}\text{Zr}(d,2n)^{90}\text{Nb}$ nükleer reaksiyonu	99
5.6. ^7Li , ^9Be , ^{27}Al , $^{50,54}\text{Cr}$, ^{55}Mn , ^{58}Fe , ^{59}Co , ^{64}Ni , ^{96}Zr , ^{109}Ag , ^{180}Hf , ^{181}Ta , $^{184,186}\text{W}$ Hedef Çekirdekleri için (d,p) Nükleer Reaksiyonları	100
5.6.1. $^7\text{Li}(d,p)^8\text{Li}$ nükleer reaksiyonu.....	100
5.6.2. $^9\text{Be}(d,p)^{10}\text{Be}$ nükleer reaksiyonu	101
5.6.3. $^{27}\text{Al}(d,p)^{28}\text{Al}$ nükleer reaksiyonu	102
5.6.4. $^{50}\text{Cr}(d,p)^{51}\text{Cr}$ nükleer reaksiyonu	103
5.6.5. $^{54}\text{Cr}(d,p)^{55}\text{Cr}$ nükleer reaksiyonu	104
5.6.6. $^{55}\text{Mn}(d,p)^{56}\text{Mn}$ nükleer reaksiyonu.....	105

	Sayfa
5.6.7. $^{58}\text{Fe}(d,p)^{59}\text{Fe}$ nükleer reaksiyonu	106
5.6.8. $^{59}\text{Co}(d,p)^{60}\text{Co}$ nükleer reaksiyonu	107
5.6.9. $^{64}\text{Ni}(d,p)^{65}\text{Ni}$ nükleer reaksiyonu	108
5.6.10. $^{96}\text{Zr}(d,p)^{97}\text{Zr}$ nükleer reaksiyonu	110
5.6.11. $^{109}\text{Ag}(d,p)^{110}\text{Ag}$ nükleer reaksiyonu	111
5.6.12. $^{180}\text{Hf}(d,p)^{181}\text{Hf}$ nükleer reaksiyonu	112
5.6.13. $^{181}\text{Ta}(d,p)^{182}\text{Ta}$ nükleer reaksiyonu.....	113
5.6.14. $^{184}\text{W}(d,p)^{185}\text{W}$ nükleer reaksiyonu	114
5.6.15. $^{186}\text{W}(d,p)^{187}\text{W}$ nükleer reaksiyonu.....	115
5.7. ^{27}Al , ^{47}Ti , ^{52}Cr , ^{58}Ni , ^{59}Co , $^{64,67}\text{Zn}$, ^{65}Cu Hedef Çekirdekleri için (d,2p) Nükleer Reaksiyonları	116
5.7.1. $^{27}\text{Al}(d,2p)^{27}\text{Mg}$ nükleer reaksiyonu.....	116
5.7.2. $^{47}\text{Ti}(d,2p)^{47}\text{Sc}$ nükleer reaksiyonu	117
5.7.3. $^{52}\text{Cr}(d,2p)^{52}\text{V}$ nükleer reaksiyonu	118
5.7.4. $^{58}\text{Ni}(d,2p)^{58}\text{Co}$ nükleer reaksiyonu.....	119
5.7.5. $^{59}\text{Co}(d,2p)^{59}\text{Fe}$ nükleer reaksiyonu.....	120
5.7.6. $^{64}\text{Zn}(d,2p)^{64}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu	121
5.7.7. $^{65}\text{Cu}(d,2p)^{65}\text{Ni}$ nükleer reaksiyonu.....	122
5.7.8. $^{67}\text{Zn}(d,2p)^{67}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu	124
5.8. $^{6,7}\text{Li}$, ^9Be , ^{19}F , ^{50}Cr , ^{54}Fe , ^{58}Ni , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{107}Ag , ^{197}Au Hedef Çekirdekleri için (d,t) Nükleer Reaksiyonları	125
5.8.1. $^6\text{Li}(d,t)^5\text{Li}$ nükleer reaksiyonu	125
5.8.2. $^7\text{Li}(d,t)^6\text{Li}$ nükleer reaksiyonu.....	126
5.8.3. $^9\text{Be}(d,t)^8\text{Be}$ nükleer reaksiyonu.....	127
5.8.4. $^{19}\text{F}(d,t)^{18}\text{F}$ nükleer reaksiyonu	128

	Sayfa
5.8.5. $^{50}\text{Cr}(d,t)^{49}\text{Cr}$ nükleer reaksiyonu	129
5.8.6. $^{54}\text{Fe}(d,t)^{53}\text{Fe}$ nükleer reaksiyonu	130
5.8.7. $^{58}\text{Ni}(d,t)^{57}\text{Ni}$ nükleer reaksiyonu.....	131
5.8.8. $^{75}\text{As}(d,t)^{74}\text{As}$ nükleer reaksiyonu	132
5.8.9. $^{89}\text{Y}(d,t)^{88}\text{Y}$ nükleer reaksiyonu.....	133
5.8.10. $^{90}\text{Zr}(d,t)^{89}\text{Zr}$ nükleer reaksiyonu	134
5.8.11. $^{107}\text{Ag}(d,t)^{106}\text{Ag}$ nükleer reaksiyonu.....	135
5.8.12. $^{197}\text{Au}(d,t)^{196}\text{Au}$ nükleer reaksiyonu.....	136
5.9. ^{24}Mg , $^{46,48}\text{Ti}$, ^{56}Fe , ^{66}Zn , ^{70}Ge , ^{78}Kr , ^{92}Zr Hedef Çekirdekleri için (d, α) Nükleer Reaksiyonları	137
5.9.1. $^{24}\text{Mg}(d,\alpha)^{22}\text{Na}$ nükleer reaksiyonu.....	137
5.9.2. $^{46}\text{Ti}(d,\alpha)^{44}\text{Sc}$ nükleer reaksiyonu	138
5.9.3. $^{48}\text{Ti}(d,\alpha)^{46}\text{Sc}$ nükleer reaksiyonu	139
5.9.4. $^{56}\text{Fe}(d,\alpha)^{54}\text{Mn}$ nükleer reaksiyonu	140
5.9.5. $^{66}\text{Zn}(d,\alpha)^{64}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu.....	141
5.9.6. $^{70}\text{Ge}(d,\alpha)^{68}\text{Ga}$ nükleer reaksiyonu.....	142
5.9.7. $^{78}\text{Kr}(d,\alpha)^{76}\text{Br}$ nükleer reaksiyonu	143
5.9.8. $^{92}\text{Zr}(d,\alpha)^{90}\text{Y}$ nükleer reaksiyonu.....	144
6. SONUÇLAR.....	147
KAYNAKLAR.....	153
ÖZGEÇMİŞ.....	165

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Orta ve ağır çekirdekler için enerjiye bağlı olası nükleer reaksiyonlar	10
Çizelge 5.1. 8,6 MeV'lik enerjide gelen (d,n) nükleer reaksiyonları için deneysel ve teorik tesir kesitlerinin karşılaştırılması	56
Çizelge 5.2. 8,6 MeV'lik enerjide (d,n) nükleer reaksiyonları için inelastik etkiyi içeren ampirik tesir kesiti formülü	57
Çizelge 5.3. 8,6 MeV'lik enerjide (d,n) nükleer reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesiti formülü	57
Çizelge 5.4. 8,6 MeV'lik enerjide (d,n) nükleer reaksiyonları için inelastik ve Coulomb etkilerini içeren ampirik tesir kesiti formülü	57
Çizelge 5.5. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonları için deneysel ve teorik tesir kesitlerinin karşılaştırılması	65
Çizelge 5.6. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonları için inelastik etkiyi içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri.....	66
Çizelge 5.7. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri.....	66
Çizelge 5.8. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonları için inelastik ve Coulomb etkilerini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	66
Çizelge 5.9. 8,5 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonları için deneysel ve teorik tesir kesitlerinin karşılaştırılması	74
Çizelge 5.10. 8,5 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonları için inelastik etkiyi içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri.....	75
Çizelge 5.11. 8,6 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri.....	75
Çizelge 5.12. 8,6 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonları için inelastik ve Coulomb etkilerini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	75

Sayfa

Çizelge 5.13.	10,4 MeV'lik enerjide (d, α) nükleer reaksiyonları için deneysel ve teorik tesir kesitlerinin karşılaştırılması.....	79
Çizelge 5.14.	10,4 MeV'lik enerjide (d, α) nükleer reaksiyonları için inelastik etkiyi içeren ampirik tesir kesiti formülü	79
Çizelge 5.15.	10,4 MeV'lik enerjide (d, α) nükleer reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesiti formülü	80
Çizelge 5.16.	10,4 MeV'lik enerjide (d, α) nükleer reaksiyonları için inelastik ve Coulomb etkilerini içeren ampirik tesir kesiti formülü	80

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Laboratuvar sisteminde bir nükleer reaksiyonun başlangıç ve son durumu.....	13
Şekil 2.2. Kütle merkezi siteminde bir nükleer reaksiyonun geometrisi (reaksiyonun başlangıç ve son durumu)	14
Şekil 2.3. Weisskopf'a göre bir nükleer reaksiyondaki aşamalar (Weisskopf 1957).....	16
Şekil 2.4. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları.....	17
Şekil 2.5. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen direk reaksiyonların geometrisi	18
Şekil 2.6. Orta enerjili bir nükleer reaksiyonun oluş şekli	19
Şekil 2.7. Bir nükleer reaksiyonun tesir kesiti belirlemek için gerekli temel deneysel düzenek	26
Şekil 2.8. Diferansiyel tesir kesitini belirlemek için temel deney düzeneği	29
Şekil 5.1. (d,n) nükleer reaksiyon hesaplamalarında kullanılan çekirdeklerin A kütle numarası ile asimetri parametresinin değişimi	52
Şekil 5.2. 8,6 MeV'lik enerjide (d,n) nükleer reaksiyonlarının inelastik etkiyi içeren ampirik tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağımlılığı	53
Şekil 5.3. 8,6 MeV'lik enerjide (d,n) nükleer reaksiyonlarının Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı	53
Şekil 5.4. 8,6 MeV'lik enerjide (d,n) nükleer reaksiyonlarının inelastik ve Coulomb etkilerini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.....	54
Şekil 5.5. (d,2n) nükleer reaksiyon hesaplamalarında kullanılan çekirdeklerin A kütle numarası ile asimetri parametresinin değişimi	59
Şekil 5.6. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonlarının inelastik etkiyi içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı	59

Sayfa

Şekil 5.7. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonlarının Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı	60
Şekil 5.8. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonlarının inelastik ve Coulomb etkilerini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.....	60
Şekil 5.9. 12,8 MeV'lik enerjide asimetri parametresine bağlı olarak çekirdeklerin tek-çift özelliklerine göre ayrılması.....	61
Şekil 5.10. 12,8 MeV'lik enerjide çift-çift çekirdekler için inelastik etkiyi içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.....	61
Şekil 5.11. 12,8 MeV'lik enerjide çift-çift çekirdekler için Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı	62
Şekil 5.12. 12,8 MeV'lik enerjide çift-çift çekirdekler için inelastik ve Coulomb etkilerini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.....	62
Şekil 5.13. 12,8 MeV'lik enerjide tek-çift çekirdekler için inelastik etkiyi içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı	63
Şekil 5.14. 12,8 MeV'lik enerjide tek-çift çekirdekler için Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.....	63
Şekil 5.15. 12,8 MeV'lik enerjide tek-çift çekirdekler için inelastik ve Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı	64
Şekil 5.16. (d,p) nükleer reaksiyon hesaplamalarında kullanılan çekirdeklerin A kütle numarası ile asimetri parametresinin değişimi	68
Şekil 5.17. 8,5 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonlarının inelastik etkiyi içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.....	69
Şekil 5.18. 8,5 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonlarının Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.....	69

Şekil 5.19.	8,5 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonlarının inelastik ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.	70
Şekil 5.20.	8,5 MeV'lik enerjide asimetri parametresine bağlı olarak çekirdeklerin tek-çift özelliklerine göre ayrılması.	70
Şekil 5.21.	8,5 MeV'lik enerjide çift-çift çekirdekler için inelastik etkiyi içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.	71
Şekil 5.22.	8,5 MeV'lik enerjide çift-çift çekirdekler için Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.	71
Şekil 5.23.	8,5 MeV'lik enerjide çift-çift çekirdekler için inelastik ve Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.	72
Şekil 5.24.	8,5 MeV'lik enerjide tek-çift çekirdekler için inelastik etkiyi içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.	72
Şekil 5.25.	8,5 MeV'lik enerjide tek-çift çekirdekler için Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.	73
Şekil 5.26.	8,5 MeV'lik enerjide tek-çift çekirdekler için inelastik ve Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.	73
Şekil 5.27.	(d, α) nükleer reaksiyon hesaplamalarında kullanılan çekirdeklerin A kütle numarası ile Q-değerinin değişimi.	77
Şekil 5.28.	10,4 MeV'lik enerjide (d, α) nükleer reaksiyonlarının inelastik etkiyi içeren ampirik tesir kesitinin Q-değerine bağımlılığı.	77
Şekil 5.29.	10,4 MeV'lik enerjide (d, α) nükleer reaksiyonlarının Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin Q-değerine bağımlılığı.	78
Şekil 5.30.	10,4 MeV'lik enerjide (d, α) nükleer reaksiyonlarının inelastik ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı.	78
Şekil 5.31.	${}^6\text{Li}(d,n){}^7\text{Be}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	81

	Sayfa
Şekil 5.32. ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	82
Şekil 5.33. ${}^{47}\text{Ti}(d,n){}^{48}\text{V}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	83
Şekil 5.34. ${}^{50}\text{Cr}(d,n){}^{51}\text{Mn}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	84
Şekil 5.35. ${}^{58}\text{Ni}(d,n){}^{59}\text{Cu}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	85
Şekil 5.36. ${}^{60}\text{Ni}(d,n){}^{61}\text{Cu}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	86
Şekil 5.37. ${}^{61}\text{Ni}(d,n){}^{62}\text{Cu}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	88
Şekil 5.38. ${}^{64}\text{Zn}(d,n){}^{65}\text{Ga}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	89
Şekil 5.39. ${}^{66}\text{Zn}(d,n){}^{67}\text{Ga}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	90
Şekil 5.40. ${}^7\text{Li}(d,2n){}^7\text{Be}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	91
Şekil 5.41. ${}^{45}\text{Sc}(d,2n){}^{45}\text{Ti}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	92
Şekil 5.42. ${}^{47}\text{Ti}(d,2n){}^{47}\text{V}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	93
Şekil 5.43. ${}^{48}\text{Ti}(d,2n){}^{48}\text{V}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	94
Şekil 5.44. ${}^{48}\text{Ca}(d,2n){}^{48}\text{Sc}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	95
Şekil 5.45. ${}^{64}\text{Zn}(d,2n){}^{64}\text{Ga}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	96
Şekil 5.46. ${}^{66}\text{Zn}(d,2n){}^{66}\text{Ga}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	97
Şekil 5.47. ${}^{89}\text{Y}(d,2n){}^{89}\text{Zr}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	98

	Sayfa
Şekil 5.48. $^{90}\text{Zr}(d,2n)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	99
Şekil 5.49. $^7\text{Li}(d,p)^8\text{Li}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	101
Şekil 5.50. $^9\text{Be}(d,p)^{10}\text{Be}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	102
Şekil 5.51. $^{27}\text{Al}(d,p)^{28}\text{Al}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	103
Şekil 5.52. $^{50}\text{Cr}(d,p)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	104
Şekil 5.53. $^{54}\text{Cr}(d,p)^{55}\text{Cr}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	105
Şekil 5.54. $^{55}\text{Mn}(d,p)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	106
Şekil 5.55. $^{58}\text{Fe}(d,p)^{59}\text{Fe}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	107
Şekil 5.56. $^{59}\text{Co}(d,p)^{60}\text{Co}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	108
Şekil 5.57. $^{64}\text{Ni}(d,p)^{65}\text{Ni}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	109
Şekil 5.58. $^{96}\text{Zr}(d,p)^{97}\text{Zr}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	110
Şekil 5.59. $^{109}\text{Ag}(d,p)^{110}\text{Ag}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	111
Şekil 5.60. $^{180}\text{Hf}(d,p)^{181}\text{Hf}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	112
Şekil 5.61. $^{181}\text{Ta}(d,p)^{182}\text{Ta}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	114
Şekil 5.62. $^{184}\text{W}(d,p)^{185}\text{W}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	115
Şekil 5.63. $^{186}\text{W}(d,p)^{187}\text{W}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	116

	Sayfa
Şekil 5.64. $^{27}\text{Al}(d,2p)^{27}\text{Mg}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	117
Şekil 5.65. $^{47}\text{Ti}(d,2p)^{47}\text{Sc}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	118
Şekil 5.66. $^{52}\text{Cr}(d,2p)^{52}\text{V}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	119
Şekil 5.67. $^{58}\text{Ni}(d,2p)^{58}\text{Co}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	120
Şekil 5.68. $^{59}\text{Co}(d,2p)^{59}\text{Fe}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	121
Şekil 5.69. $^{64}\text{Zn}(d,2p)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	122
Şekil 5.70. $^{65}\text{Cu}(d,2p)^{65}\text{Ni}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	123
Şekil 5.71. $^{67}\text{Zn}(d,2p)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	124
Şekil 5.72. $^6\text{Li}(d,t)^5\text{Li}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	125
Şekil 5.73. $^7\text{Li}(d,t)^6\text{Li}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	126
Şekil 5.74. $^9\text{Be}(d,t)^8\text{Be}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	127
Şekil 5.75. $^{19}\text{F}(d,t)^{18}\text{F}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	128
Şekil 5.76. $^{50}\text{Cr}(d,t)^{49}\text{Cr}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	129
Şekil 5.77. $^{54}\text{Fe}(d,t)^{53}\text{Fe}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	130
Şekil 5.78. $^{58}\text{Ni}(d,t)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	131
Şekil 5.79. $^{75}\text{As}(d,t)^{74}\text{As}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	132

	Sayfa
Şekil 5.80. $^{89}\text{Y}(\text{d},\text{t})^{88}\text{Y}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	133
Şekil 5.81. $^{90}\text{Zr}(\text{d},\text{t})^{89}\text{Zr}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	134
Şekil 5.82. $^{107}\text{Ag}(\text{d},\text{t})^{106}\text{Ag}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	135
Şekil 5.83. $^{197}\text{Au}(\text{d},\text{t})^{196}\text{Au}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	136
Şekil 5.84. $^{24}\text{Mg}(\text{d},\alpha)^{22}\text{Na}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	138
Şekil 5.85. $^{46}\text{Ti}(\text{d},\alpha)^{44}\text{Sc}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	139
Şekil 5.86. $^{48}\text{Ti}(\text{d},\alpha)^{46}\text{Sc}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	140
Şekil 5.87. $^{56}\text{Fe}(\text{d},\alpha)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	141
Şekil 5.88. $^{66}\text{Zn}(\text{d},\alpha)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	142
Şekil 5.89. $^{70}\text{Ge}(\text{d},\alpha)^{68}\text{Ga}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	143
Şekil 5.90. $^{78}\text{Kr}(\text{d},\alpha)^{76}\text{Br}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	144
Şekil 5.91. $^{92}\text{Zr}(\text{d},\alpha)^{90}\text{Y}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması	145

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler

Açıklamalar

σ	Tesir kesiti
μ	İndirgenmiş kütle
n_0	Başlangıç eksiton sayısı
s	Asimetri parametresi
v	Çekirdeğin içindeki bir nükleonun hızı
B	Coulomb bariyerinin yüksekliği
δ	Çiftlenim düzeltmesi
F_d	Döteronun etkileşme olasılığı
D_n	Azaltma çarpanı

Kısaltmalar

Açıklamalar

IAEA	Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu
MeV	Milyon elektron volt
ADS	Hızlandırıcı güdümlü sistemler
WE	Weisskopf-Ewing
MP	Çiftlenim seçeneği
EX1	Başlangıç uyarılmış nötron sayısı
GDH	Geometrik Bağımlı Hibrid

1. GİRİŞ

Nükleer bilimler 1896 yılında Becquerel'in radyoaktiviteyi keşfi ile başlamıştır. Daha sonra Marie Curie ve eşi Pierre Curie polonyum ve radyum elementlerini keşfetmişlerdir. Rutherford ise 1919 yılında Cavendish Laboratuvarı'nda alfa parçacıklarını kullanarak azot atomunun oksijen atomuna dönüşümünü gerçekleştirerek ilk nükleer reaksiyonu gözlemlemiştir. Bu durum nükleer reaksiyon tarihinin başlangıcı olmuştur. Sonraki önemli adımı ise Chadwick tarafından 1932'de nötronun keşfi oluşturur (Reimer, 2002). 1932'de Cockcroft ve Walton, Rutherford tarafından yönetilen Cambridge Üniversitesi Cavendish Laboratuvarı'nda tasarladıkları ve sonrasında inşa ettikleri bir hızlandırıcıda 100 KeV'lik bir protonla Lityum örneklerini bombardıman ederek ilk kez bir füzyon reaksiyonu ürettiler. Sonraki iki yıl içerisinde aynı Laboratuvar'da Rutherford'un önderlik ettiği ve Oliphant, Lewis, Hartweck, Kempton, Shire ve Crouther'dan oluşan ekip hızlandırılan protonlar ve döteronlar ile hafif elementler arasındaki diğer birçok füzyon reaksiyonunu keşfetti (Atzeni ve Meyer-ter-Vehn, 2004: 27-29).

Günümüzde Fransa'da yapım aşamasında olan Uluslararası Termonükleer Deney Reaktörü (ITER) barışçıl amaçlar için nükleer füzyon enerjisinin üretilebileceğini göstermeyi amaçlamaktadır. ITER gibi gelecekteki füzyon reaktörlerinin yapısında oluşabilecek radyasyon hasarlarının önemli bir miktarının engellenmesine yönelik testler, füzyondan enerji üretiminin başarılı olabilmesi bakımından oldukça önemlidir. Böyle testlerin Uluslararası Füzyon Malzemeleri Işınlama Tesisinde (IFMIF) uygulanması planlanmıştır. IFMIF, füzyon reaktörünün aday malzemelerini test etmek adına yoğun bir nötron alanı üretmek için tasarlanan bir hızlandırıcı tabanlı D-Li nötron kaynağıdır (Yiğit, Tel ve Kara, 2013).

Nükleer bilimlerin gittikçe artan gelişimi Ulusların nükleer verileri elde etme çabasını ivmelendirmiştir. 1955'deki Cenevre Konferansında, nükleer enerjinin artan barışçıl uygulamalarını desteklemek amacıyla nükleer verilerin açık ve serbest alışverişini teşvik eden Uluslararası bir anlaşmaya varılmıştır. 1957 yılında Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu'nun (IAEA) kurulması ile koşullar olgunlaşmış ve 1963 yılında nükleer veri programı başlamıştır. Günümüzde, IAEA tarafından

Dünya çapında barışçıl uygulamalar için nükleer verilerin transferi sağlanmaktadır. Dünyanın herhangi bir yerinde yayınlanan deneysel veriler IAEA tarafından koordine edilen EXFOR (Exfor, 2013) dosyasında birkaç ay içinde derlenmektedir (Trkov, 2005). Bu nükleer verilerle ilgili uygulamalar, hem fisyon, füzyon ve hızlandırıcı güdümlü sistemler gibi enerjiyle ilgili hem de medikal radyoaktif çekirdek üretimi, radyasyon terapi, astrofizik ve kosmokimya gibi enerjiden bağımsız çalışmalarla ilişkilidir. Bu çerçevede nükleer verilerle ilgili geniş çapta bilgi olmasına rağmen hala araştırma faaliyetleri devam etmektedir (Yiğit ve Tel, 2013; Yiğit ve Tel, 2014b; Yiğit, Tel ve Tanır, 2013a; Yiğit, Tel ve Tanır, 2013b; Tel, Yiğit ve Tanır, 2012; Tel, Yiğit ve Tanır, 2013; Tel, Akca, Kara, Yiğit ve Aydın, 2013).

Belirli bir enerjide gelen parçacık ve hedef çekirdeğin etkileşimi ile ilgili nükleer reaksiyon verileri, deneysel olarak ölçülebilir ya da çeşitli nükleer model hesaplamaları ile tesir kesiti sistematiplerden tahmin edilebilirler. Bir deney genellikle belirli bir enerjideki tek bir tesir kesiti parametresini ya da sınırlı bir enerji aralığındaki tesir kesiti davranışını temin eder. Burada tesir kesiti herhangi bir reaksiyonun gerçekleşme ihtimalini tanımlamanın matematiksel bir ifadesidir. Her bir reaksiyon için tesir kesitleri güçlü bir şekilde enerjiye bağımlıdır. Yeterli derecede nükleer reaksiyon verisi elde etmek için çok sayıda deney yapılması ve veri transferi gereklidir. Bu verilerin büyüklüğü çok fazla olduğundan, bilgisayarlarda okunabilir formatta sunulmalıdır. Bazı enerji aralıklarında deneysel veriler var olmadığından teorik model hesaplamalarına ve benzer karakteristiklere sahip çekirdeklerin tesir kesiti davranışlarındaki sistematiplere ihtiyaç daha da fazladır (Trkov, 2005).

Levkovskii 1964 yılında (n,p) ve (n,α) nükleer reaksiyonlarının tesir kesitlerini hesaplamak için deneysel formüller önermiştir. Günümüzde Levkovskii tarafından önerilen bu nükleer reaksiyon tesir kesiti sistematipleri yaygın bir şekilde kullanılmaktadır (Levkovskii, 1964). Takip eden yıllarda hem Levkovskii hem de diğer araştırmacılar çeşitli reaksiyonların tesir kesitlerini elde etmek için hem bu formülleri geliştirerek yeni formüller elde etmiş hem de daha farklı sistematipler önermişlerdir. Şunu özellikle vurgulamak gerekir ki nükleer sistematipler deneysel zorluklardan oluşan tesir kesiti ölçümlerindeki sıkıntılarda reaksiyon tesir

kesitlerinin tahminini sağlamak için çoğunlukla kullanılır. Aynı zamanda nükleer reaksiyon sistemikleri deneyler ve teorik modeller tarafından yapılan hesaplamaları test etmek amacıyla da gereksinim duyulan bir yöntemdir. Diğer taraftan yapılan bir deney bazı hatalara sahip olabileceğinden belirli bir enerjide daha fazla deney yapılıp bu deneyler sonucunda en iyi tahmin değerine ulaşabilmek için veri değerlendirilmesi gereklidir. Bu durumda değerlendirilmiş reaksiyon tesir kesiti verileri farklı enerji aralıklarında uyarılmış nükleer durumların özelliklerini, nükleer yapıyı ve bağlanma enerjisi sistematığının anlaşılmasını kolaylaştırır. Ayrıca bu veriler, nükleer reaksiyon mekanizmalarının anlaşılması ve daha fazla nükleer reaksiyon modelinin geliştirilmesi açısından da gereklidir (Tel ve diğerleri, 2010).

Atom çekirdeklerinin yapısı ve davranışı üzerine deneysel sonuçlar tek bir modelde birleştirilemez. Çekirdeğin çeşitli özelliklerini tanımlamak için farklı teorik modeller geliştirilmiştir. İlk teorilerden biri 1940'da Niels Bohr tarafından ileri sürülen ve çekirdeğin bir sıvı damlası gibi hareket ettiğini varsayan sıvı damlası modelidir. 1949 yılında ise nükleonların etkileşmelerini açıklayan nükleer kabuk modeli ileri sürülmüştür. Nükleer reaksiyon tesir kesitleri bakımından düşünüldüğünde ise 1940 yılında açısız momentum dönüşümünü dikkate almayan Weisskopf-Ewing (WE) model (Weisskopf ve Ewing, 1940) ve 1952 yılında açısız momentum dönüşümünü dikkate alan Hauser-Feshbach (HF) model (Hauser ve Feshbach, 1952), nükleer reaksiyonların denge aşamasını tanımlamak için ileri sürülen modellerdendir. Ayrıca bir nükleer reaksiyonun denge öncesi aşamasını açıklamak için 1971'de Blann tarafından ileri sürülen Hibrid model (Blann, 1971) ve 1983 yılında Blann ve Vonach tarafından ileri sürülen çekirdeğin yüzey etkilerini içeren Geometrik Bağımlı Hibrid model (Blann ve Vonach, 1983) nükleer tesir kesitlerini hesaplamakta kullanılan önemli reaksiyon modelleridir.

Herhangi bir nükleer reaksiyon teorisinin amacı belirli nükleer parametrelere göre tesir kesitlerinin enerji ve açısız bağımlılıklarını açıklamaktır (Meyerhof, 1967: 171-212). Nükleer model hesaplamalarının sonuçları büyük oranda deformasyon, bağlanma enerjisi, eksiton sayısı ve nükleer seviye yoğunluğu gibi girdi parametrelerine bağlıdır. Ayrıca çekirdeklerin bozunum karakteristikleri de nükleer

reaksiyonlar için girdi olarak gereklidir. Birçok çekirdek için girdi parametresi literatürde mevcuttur (Trkov, 2005). Nükleer seviye yoğunluk parametresi ve eksiton sayısı ile ilişkili girdilerin reaksiyon tesir kesitlerinin belirlenmesinde oldukça önemli olduğu bilinmektedir. Bu bağlamda reaksiyon mekanizmalarının anlaşılması ve sonuçta nükleer verileri elde etmek için birçok nükleer model kodu geliştirilmiştir.

Nükleer model hesaplamaları için kullanılan ilk kodlardan birisi HELGA kodudur. Daha sonra 1980 yılında STAPRE (Uhl and Strohmaier, 1976; Strohmaier and Uhl, 1980) ve 1992 yılında GNASH (Young, Arthur ve Chadwick, 1992) kodları geliştirilmiştir. Yaklaşık 35 yıldır Blann tarafından geliştirilen ALICE analitik kodu orta enerji bölgesinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Ayrıca TALYS (Koning, Hilaire ve Duijvestijn, 2008), CEM (Mashnik, 1995) ve EMPIRE (Herman, 2007) gibi birçok kod nükleer verileri elde etmek adına bu zaman diliminde önerilmiştir. 2006 yılında ALICE kodunun düzeltilmiş bir versiyonu olan ALICE-ASH kodu (Broeders, Konobeyev, Korovin, Lunev ve Blann, 2006) geliştirilmiştir. Bu kod birçok reaksiyonun uyarılma fonksiyonlarını hesaplamada başarılı bir şekilde kullanılmaktadır (Qaim, 2010).

Bir nükleer reaksiyon hem yüksüz hem de yüklü parçacıklarla oluşturulabilir. Özellikle yüklü parçacıklarla oluşturulan nükleer reaksiyon tesir kesitleri birçok uygulama açısından özel öneme sahiptir. Nükleer fizik tarihinde çekirdeklerle döteronların etkileşmesi özellikle yaygın bir araştırma konusu olmuştur (Yiğit, Tel ve Kara, 2013; Yiğit ve Tel, 2014a). Döteryum 1932 yılında Urey ve çalışma arkadaşları tarafından keşfedilmiştir (Atzeni ve Meyer-ter-Vehn, 2004: 27-29). Döteron çekirdek etkileşmesi için tesir kesiti bilgisi nükleer fisyon ve kontrollü termonükleer füzyon reaktörleri, hızlandırıcı güdümlü sistemler, astrofizik, nükleer tıp gibi alanlarda büyük öneme sahiptir. Ayrıca döteronla oluşturulan bazı reaksiyonlar medikal tıp alanında radyoizotop üretimi için de oldukça önemlidir. Döteronlarla gerçekleştirilen reaksiyonların tesir kesitleri diğer yüklü parçacıklar tarafından oluşturulan reaksiyonların tesir kesitlerine göre oldukça büyüktür. Aslında döteronla çekirdek etkileşmesini içeren reaksiyon mekanizmalarının araştırılması, döteron 2,22 MeV'lik zayıf bağlanma enerjisine sahip olduğundan teorikçilerin büyük ilgisini çekmiştir. Döteronlar bu zayıf bağlanma enerjileri ve

elektrik yüklerinin asimetrik dağılımından ötürü nükleer yapının anlaşılmasında önemli bir konuma sahiptir (Yiğit, Tel ve Kara, 2013; Yiğit ve Tel, 2014a).

Nükleer veriler özellikle enerji alanında etkin bir rol oynamaktadır. Enerji tüketimindeki artan talepler yeni enerji kaynakları üzerine araştırma ve geliştirme faaliyetlerinin artmasına neden olmuştur. Dünyada elektrik gereksinimi artmakta ve 2030 yılına kadar da bu artışın % 76 civarında olması beklenmektedir (Yiğit ve Tel 2014a). Füzyon enerjisi geleceğin enerjisi olma konusunda yüksek potansiyele sahiptir. Nükleer füzyon olayı CO₂ ve SO₂ üretmemektedir. Dolayısıyla füzyon küresel ısınma ve asit yağmurları gibi zararlı çevre olaylarına neden olmayacağından çevreye minimum zararlı etkiye sahiptir. Ayrıca füzyon yakıtı olarak kullanılan döteryum atomu denizlerde oldukça büyük miktarlarda bulunmaktadır. Dahası fisyon reaktörlerindeki problemin aksine füzyon reaktörlerinde radyoaktif nükleer atık problemleri olmayacaktır. Özellikle termonükleer füzyon reaktörlerinin geleceği nükleer reaksiyon tesir kesiti verileri ve füzyon yapı malzemelerinin seçimine bağlıdır. Reaktörde gerçekleşen nükleer reaksiyonlar sırasında yapısal malzemelerin dayanıklılığını etkileyebilecek değişimler olabilmektedir. Bu reaksiyonlar reaktör malzemesinin zayıflamasına neden olan hidrojen ve helyum kabarcıkları oluşturabilirler. Sonuç olarak bu durum hidrojen ve helyum gazının yapılanmasına ve fazladan radyoaktiviteye neden olmaktadır. Yani seçilen reaktör malzemesi, istenmeyen radyoaktiflik üretiminin en az olacak ve malzemenin yapısının şiddetli parçacık bombardımanıya bozulmayacağı şekilde seçilmelidir (Tel, 2000).

Bu bağlamda nükleer füzyon reaktörlerinin yapısal malzemelerini çalışmak ve bu malzemelerin ışınlama sonucu davranışını gözlemlemek önem kazanmaktadır. Reaktör yapı malzemelerinin döteronla oluşturdukları reaksiyonlar da bu çerçevede önemlidir. Bu çalışmanın amacı füzyon yapı malzemelerinin seçimi için önemli olan (d,n), (d,2n), (d,p), (d,2p), (d,t) ve (d,α) nükleer reaksiyon mekanizmalarını incelemektir. Ayrıca denge ve denge öncesi etkiler ile seviye yoğunluk parametresi ve eksiton sayısının değişiminin uyarılma fonksiyonlarının üzerine etkisi araştırılmıştır. Diğer taraftan bu çalışma, (d,n), (d,2n), (d,p) ve (d,α) döteron reaksiyonları için tesir kesiti formüllerinin üretilmesine odaklıdır. Bu

kapsamda tez 6 bölümden oluşmaktadır. Tezin ikinci bölümü nükleer reaksiyonların çeşitleri, korunum yasaları, döteronla oluşturulan reaksiyonlar, nükleer füzyon reaksiyonları ve nükleer reaksiyonların tesir kesitleri hakkında bilgileri içermektedir. Tezin üçüncü bölümünde bu çalışmada tesir kesitlerini hesaplamak için kullandığımız nükleer kodun çalışma prensibi sunulmuştur. Tezin dördüncü bölümünde nükleer reaksiyonların tesir kesitlerini elde etmek için kullanılan ampirik ve yarı-ampirik formüller verilmiştir. Tezin beşinci bölümü bu çalışmada yapılan hesaplamaları içermektedir. Bu bölümde döteronla oluşturulan reaksiyonlar için ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri türetilmiş, bu tesir kesiti formüllerinden elde edilen sonuçlar mevcut deneysel verilerle karşılaştırılmış ve çizelge olarak verilmiştir. Ayrıca bu bölümde kullanılan modellerle yapılan hesaplamalar, TENDL-2012 kütüphane verileri (Koning ve diğerleri, 2012), önerdiğimiz sistematikler ve literatürden elde edilen deneysel veriler grafiksel olarak sunulmuş ve tartışılmıştır. Son olarak tezin altıncı bölümünde yapılan bu hesaplamalar ile elde edilen sonuçlar değerlendirilmiştir.

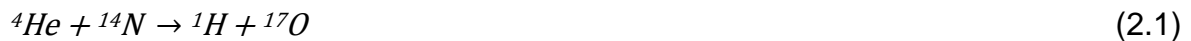
2. NÜKLEER REAKSİYONLAR

2.1. Nükleer Veriler

Nükleer veriler, çekirdeklerin gelen parçacıklarla etkileşmelerini, bozunumlarını ve içyapılarını tanımlayan parametreler (Trkov, 2005) olduğundan temel olarak nükleer yapı, nükleer bozunum ve nükleer reaksiyon verileri olarak gruplandırılırlar (Qaim, 2010). Genellikle nükleer bozunum verileri iyi bilinmektedir. Bozunum verileri, yayınlanan parçacıkların açısal dağılımları, şiddetleri, enerjileri ve yarı-ömürleri gibi radyoaktif çekirdeklerin bozunumları üzerine bilgileri kapsar. Diğer taraftan, nükleer yapı verileri çekirdeklerin uyarılmış durumlarının özellikleri üzerine bilgileri içerirler. Bozunuma uğrayan birçok çekirdek yaklaşık olarak 3 MeV ya da biraz daha yüksek bozunum enerjisine sahip olduğundan bozunum ürünlerinin doldurduğu nükleer seviyeler genellikle 2-3 MeV'lik uyarılma enerjisine kadar karakterize edilebilir. Nükleer yapı ve bozunum verilerinin aksine, nükleer reaksiyon verileri daha geniş enerji aralığını (MeV ve GeV) kapsar (Qaim, 2010).

2.2. Nükleer Reaksiyonların Sistematiği

Bir radyoaktif kaynak, hızlandırıcı veya reaktörden çıkan parçacıklar herhangi bir madde üzerine düşürülürse nükleer bir reaksiyonun olması olasıdır (Krane, 2001). Rutherford 1919 yılında Cavendish Laboratuvarı'nda alfa parçacıklarını kullanarak azot atomunun oksijen atomuna dönüşümünü gerçekleştirmiştir. Bir elementin başka bir elemente dönüşümünü ifade eden



reaksiyonu ilk yapay çekirdek dönüşümüdür (Meyerhof, 1967: 171-212). Bu dönüşümle Rutherford oksijenin kararlı olmayan ${}^{17}\text{O}$ izotopunu bulmuştur. Bu deney kararlı bir çekirdeğin, yeterli enerjiye sahip parçacıklarla reaksiyonu sonucu, kararsız çekirdeklere dönüşebileceğini göstermesi bakımından önemliydi (Krane, 2001).

Ayrıca 1939 yılında Hahn ve Strassman uranyumu yavaş nötronlarla bombardıman ederek,



fisyon olayını keşfetmişlerdir (aynı zamanda Meitner ve Frisch). Yaklaşık olarak 10 MeV'e kadar gelme enerjisine sahip parçacıklarla oluşan neredeyse bilinen tüm nükleer süreçler, ilk yapay çekirdek dönüşümü ile fisyon olayının keşifleri arasındaki yıllarda bulunmuştur. Daha sonra yaklaşık 10 GeV'e kadar uzanan gelme enerjileri için birçok yeni nükleer reaksiyon çeşidi üretilmiştir. 100 MeV'in altındaki gelme enerjileri için, nükleer reaksiyonlar, genellikle iki ürün çekirdek üretebilir. Binlerce nükleer reaksiyon olduğu bilinmektedir (Meyerhof, 1967: 171-212).

Kimyasal reaksiyonlara da benzer bir şekilde nükleer reaksiyonlar,



şeklinde gösterilebilir. Burada a gelen parçacık ya da mermi parçacık olarak adlandırılabilir. X ise hedef çekirdektir. Diğer taraftan b hafif reaksiyon ürünü ya da çıkan parçacık olarak adlandırılabilir. Y terimi ise ağır reaksiyon ürünü göstermektedir. Eş. 2.1 ile verilen bir reaksiyon bu tür reaksiyonlara örnek olarak gösterilebilir. Eş. 2.3 ile gösterilen bir nükleer reaksiyon aynı zamanda daha kısa olarak $X(a, b)Y$ şeklinde de karakterize edilebilir (Meyerhof, 1967: 171-212).

2.3. Nükleer Reaksiyonların Çeşitleri

Nükleer reaksiyonları, mermi parçacığına, parçacığın enerjisine, hedef çekirdeğe ve reaksiyon ürününe bağlı olarak sınıflandırmak uygundur. Eğer reaksiyonu mermi parçacığın türüne göre değerlendirirsek,

- Yüklü parçacık reaksiyonları (proton, döteron ve alfa gibi yüklü parçacıklar ile oluşturulur)

- Nötron reaksiyonları (nötronlar ile oluşturulur)
- Elektron reaksiyonları (elektronlar ile oluşturulur)

Hedef çekirdekler baz alınarak bir sınıflandırma yapılırsa,

- Hafif çekirdek ($A \leq 40$)
- Orta ağırlıklı çekirdek ($40 < A < 150$)
- Ağır çekirdek ($A \geq 150$)

reaksiyonlarından bahsedebiliriz (Meyerhof, 1967: 171-212).

Genel olarak çekirdeklerin bağlanma enerjilerinden dolayı reaksiyon ürünlerinden bir tanesi hafif diğeri, ağır parçacıktır. *Çoklu parçalanma* (spallation) ve *fisyon* gibi bazı nükleer reaksiyon durumlarında ise b ve Y ürün çekirdekleri kıyaslanabilir ya da eşit kütlelere sahiptir. Eğer b gama ışını ise *ışımali yakalama* reaksiyonu söz konusudur. Birçok reaksiyonda iki üründen daha fazlası ortaya çıkabilir. Bu durumda gerçekleşen reaksiyon süreçlerini,



şeklinde tanımlamak mümkündür. Eğer bir nükleer reaksiyonda hafif reaksiyon ürünü, hedef çekirdeğe gelen parçacık ile aynı ise ve kütle merkezi siteminde aynı enerjiye sahipler ise *elastik saçılma* söz konusudur. Diğer taraftan, enerjileri farklı ise *inelastik saçılma* meydana gelir. Bazı durumlarda gelen ve çıkan parçacıkların aynı olmasının yanı sıra reaksiyonun sonucunda başka parçacıklar da yayınlanabilir. Bu tür reaksiyonlara *yakalama* (knock-out) reaksiyonları denir. Bir ya da iki nükleonun gelen parçacık ve hedef çekirdek arasında transfer edildiği etkileşmeler *transfer reaksiyonları* olarak adlandırılır. Bu tür etkileşmelere, gelen bir döteronun protona dönüştüğü reaksiyonlar örnek olarak verilebilir. Bu durumda hedef çekirdeğe bir nötron transferi ile başka bir çekirdek oluşur (Krane, 2001). Orta ve ağır çekirdekler için nükleer reaksiyonların çeşitleri Çizelge 2.1.'de özetlenmiştir.

Çizelge 2.1. Orta ve ağır çekirdekler için enerjiye bağlı olası nükleer reaksiyonlar (Meyerhof, 1967: 171-212).

	orta ağırlıklı çekirdekler				ağır çekirdekler			
gelen parçacık	n	p	α	d	n	p	α	d
düşük enerji aralığı 0-1 keV	n(elastik) γ (rezonans)	reak. olasılığı yok	reak. olasılığı yok	reak. olasılığı yok	γ n(elastik) (rezonans)	reak. olasılığı yok	reak. olasılığı yok	reak. olasılığı yok
orta enerji aralığı 1-500 keV	n(elastik) γ (rezonans)	n γ α coulomb etkileşmesi (rezonans)	n γ p coulomb etkileşmesi (rezonans)	p n coulomb etkileşmesi	n(elastik) γ (rezonans)	küçük reak. olasılığı	küçük reak. olasılığı	küçük reak. Olasılığı
yüksek enerji aralığı 0.5-10 MeV	n(elastik) n(inelastik) p α	n p(inelastik) α coulomb etkileşmesi	n p α (inelastik) coulomb etkileşmesi	p n pn 2n coulomb etkileşmesi	n(elastik) n(inelastik) p γ	n p(inelastik) γ coulomb etkileşmesi	n p γ coulomb etkileşmesi	p n pn 2n coulomb etkileşmesi
çok yüksek enerji aralığı 10-50 MeV	2n n(inelastik) n(elastik) p np 2p α üç ya da daha fazla parçacık	2n n p(inelastik) np 2p α üç ya da daha fazla parçacık	2n n p np 2p α (inelastik) üç ya da daha fazla parçacık	p 2n pn 3n d(inelastik) tritonlar üç ya da daha fazla parçacık	2n n(inelastik) n(elastik) p pn 2p α üç ya da daha fazla parçacık	2n n p(inelastik) np 2p α üç ya da daha fazla parçacık	2n n p np 2p α (inelastik) üç ya da daha fazla parçacık	p 2n pn 3n d(inelastik) tritonlar üç ya da daha fazla parçacık

Bir çekirdeğin kompleks gelen bir parçacık ile çarpışması durumunda, bu parçacığın yalnızca bir kısmı çekirdekle güçlü bir etkileşme yapıyor, diğer kısmı

hiçbir etkileşme yapmadan çekirdekten ayrılarak parçalanıyor ise *soyma* (stripping) reaksiyonundan bahsedebiliriz. Soyma reaksiyonları özellikle gelen döteron parçacığı ya da diğer zayıf bağlı yapılar için ön plana çıkmaktadır. Bu süreçler için gelen parçacığın etkileşmeyen kısmı, ağırlıklı olarak gelen ışın demeti doğrultusunda ilerler (Meyerhof, 1967: 171-212).

Ayrıca bir nükleer reaksiyonun oluşma süreci reaksiyonun türünü belirler. Yaklaşık olarak 10^{-22} s gibi çok hızlı gerçekleşen transfer reaksiyonlarının bir alt gurubu olan *direk* süreçlerde sadece birkaç nükleon reaksiyona katılır. Diğer bir nükleer reaksiyon süreci 10^{-16} - 10^{-18} s'lik zaman aralığında değişen, direk süreçlere göre daha uzun bir aralıkta gerçekleşen ve mermi parçacığın soğurulması ile çıkan parçacık veya parçacıkların yayınlanmasına kadarki belli bir ara duruma sahip olan *bileşik* reaksiyonlardır. Dahası bu iki süreç arasında gelen parçacığın, hedef çekirdekten parçacık yayınlanmasından önce, belirli bir yarı bağlı durum oluşturduğu *rezonans* reaksiyonları meydana gelebilir (Krane, 2001).

Tüm bu açıklamalar ışığında bazı reaksiyon çeşitlerini aşağıdaki gibi örneklendirebiliriz (Meyerhof, 1967: 171-212).

$^{14}\text{N}(p,p)^{14}\text{N}$	proton elastik saçılma
$^{14}\text{N}(p,p)^{14}\text{N}^*$	proton inelastik saçılma
$^{14}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}$ ya da $^{12}\text{C}^*$	(p, α) reaksiyonu
$^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ ya da $^{15}\text{O}^*$	proton yakalama reaksiyonu
$^{14}\text{N}(\gamma,p)^{13}\text{C}$ ya da $^{13}\text{C}^*$	foto nükleer reaksiyon
$^{14}\text{N}(n,^6\text{Li})^9\text{Be}$ ya da $^9\text{Be}^*$	parçalanma reaksiyonu
$^9\text{Be}(^6\text{Li},n)^{14}\text{N}$ ya da $^{14}\text{N}^*$	ağır iyon reaksiyonu

2.4. Nükleer Reaksiyonlarda Korunum Yasaları

Bir nükleer reaksiyonda baryon sayısı korunduğundan, bir kaç eV'luk elektronun bağlanma enerjisi ihmal edilirse tüm kütleler atomik kütleler cinsinden yazılabilir. Sonuç olarak hedef durgun olduğunda enerjinin korunumu Eş. 2.3'de gösterildiği gibi bir nükleer reaksiyon için,

$$M_a c^2 + T_a + M_X c^2 = M_b c^2 + T_b + M_Y c^2 + T_Y \quad (2.5)$$

şeklindedir. Burada T her bir parçacığın laboratuvar kinetik enerjisini simgeler. a ve X parçacıklarının kütleleri taban durum kütleleridir. Diğer taraftan Y çoğu reaksiyon için uyarılmış durumdadır. Bu uyarılmış durum için M_Y toplam kütle enerjisidir (Meyerhof, 1967: 171-212).

Reaksiyonun Q değeri ilk ve son durum kinetik enerjileri arasındaki fark olarak tanımlanır.

$$Q = T_b + T_Y - T_a$$

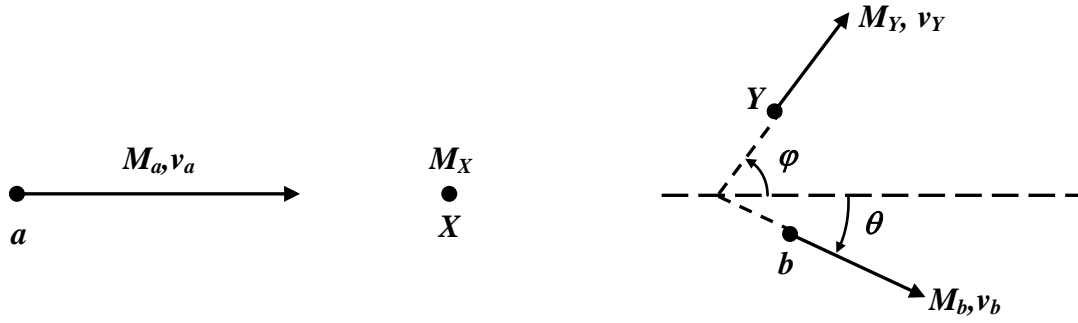
$$Q = [M_a + M_X - (M_b + M_Y)] c^2 \quad (2.6)$$

Q pozitifse reaksiyonun ısı alan ve negatifse ısı veren olduğu söylenir. b ve Y parçacıklarının kinetik enerjilerinin toplamı pozitif olmadıkça reaksiyonun kendiliğinden gerçekleşme ihtimali yoktur. Yani $T_b + T_Y \geq 0$ ya da $Q + T_a \geq 0$ olmalıdır. Aslında bu şartların sağlanması da bir reaksiyon oluşması için tek başına yeterli değildir. Bir reaksiyon için Q değeri önemli bir niceliktir. Bu fiziksel nicelik kütle spektroskopisinden ya da Eş. 2.6'daki kinetik enerji değerlerinin ölçülmesi ile belirlenebilir. Şekil 2.1.'de laboratuvar sisteminde bir nükleer reaksiyon gösterilmiştir. Burada θ gelen parçacığın doğrultusu ile reaksiyon ürünü olan b parçacığının doğrultusu arasındaki açıdır. φ ise gelen parçacığın doğrultusu ile ürün çekirdek Y arasındaki açıdır (Meyerhof, 1967: 171-212).

Şekil 2.1.'de gösterildiği gibi bir nükleer reaksiyon gözönüne alınarak aşağıdaki eşitlikler yazılabilir.

$$M_a v_a = M_Y v_Y \cos \varphi + M_b v_b \cos \theta$$

$$0 = M_Y v_Y \sin \varphi - M_b v_b \sin \theta \quad (2.7)$$



Şekil 2.1. Laboratuvar sisteminde bir nükleer reaksiyonun başlangıç ve son durumu

φ açısını yok etmek için Eş. 2.7'de her bir parçacığa $Mv = (2MT)^{1/2}$ eşitliği uygulanır.

$$\begin{aligned} (M_a T_a)^{1/2} + (M_b T_b)^{1/2} \cos \theta &= (M_Y T_Y)^{1/2} \cos \varphi \\ (M_b T_b)^{1/2} \sin \theta &= (M_Y T_Y)^{1/2} \sin \varphi \end{aligned} \quad (2.8)$$

Yukarıdaki iki eşitliğin karesi alınıp toplanırsa,

$$M_a T_a - 2(M_a T_a M_b T_b)^{1/2} \cos \theta + M_b T_b = M_Y T_Y \quad (2.9)$$

eşitliği elde edilir. Eş. 2.6'dan yararlanarak ve T_Y terimini yok ederek Q eşitliği olarak adlandırılan Eş. 2.10'u buluruz.

$$Q = T_b \left(1 + \frac{M_b}{M_Y}\right) - T_a \left(1 - \frac{M_a}{M_Y}\right) - \frac{2}{M_Y} (M_a T_a M_b T_b)^{1/2} \cos \theta \quad (2.10)$$

Sistemi, kütle merkezi sisteminde düşündüğümüzde, nükleer reaksiyonlar hakkında daha fazla bilgi elde ederiz (Meyerhof, 1967: 171-212). Kütle merkezinin kinetik enerjisi,

$$T_{k.m.} = \frac{1}{2} (M_a + M_X) v_0^2 \quad (2.11)$$

eşitliğiyle ifade edilir. Yukarıdaki eşitlikte kütle merkezinin hızı,

$$v_0 = \frac{v_a M_a}{(M_a + M_X)} \quad (2.12)$$

ile tanımlanır. Kütle merkezi sisteminde gelen parçacığın T_0 kinetik enerjisi iki şekilde bulunabilir,

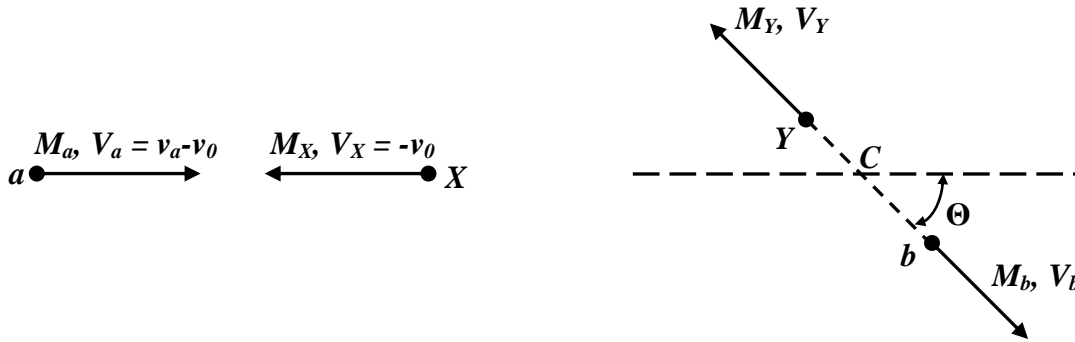
$$T_0 = T_a - T_{k.m.}$$

$$T_0 = \frac{1}{2} M_a v_a^2 + \frac{1}{2} M_X v_X^2 \quad (2.13)$$

v kütle merkezi sisteminde her bir parçacığın hızını gösterir. Sonuç olarak T_0 kinetik enerjisi,

$$T_0 = \frac{M_X}{(M_a + M_X)} T_a \quad (2.14)$$

biçiminde ifade edilir.



Şekil 2.2. Kütle merkezi sisteminde bir nükleer reaksiyonun geometrisi (reaksiyonun başlangıç ve son durumu)

Kütle merkezi sisteminde bir nükleer reaksiyonun geometrisi Şekil 2.2.'de gösterilmiştir. Nükleer reaksiyonun mevcut enerjisi $Q + T_0$, kütle merkezi sisteminde reaksiyon ürünlerinin kinetik enerjilerinin toplamına eşittir.

$$Q + T_0 = \frac{1}{2} M_b V_b^2 + \frac{1}{2} M_Y V_Y^2 \quad (2.15)$$

Her hangi bir nükleer reaksiyonun gerçekleşmesi için gerekli ve yeterli şart,

$$Q + T_0 \geq 0 \quad (2.16)$$

ifadesiyle verilen enerjinin sifira eşit veya büyük olması ile açıklanır. Eş. 2.14'ü kullanarak,

$$T_a \geq -Q \frac{(M_a + M_X)}{M_X} \quad (2.17)$$

sınır şartını elde ederiz. Isı alan reaksiyon durumunda ($Q < 0$) reaksiyon, eşik enerjii verir. Aynı zamanda, eşik enerji laboratuvar sisteminde v_0 hızıyla hareket eden b ve Y parçacıklarını kullanarak da türetilir (Meyerhof, 1967: 171-212).

$$(T_b + T_Y)_{eşik} = \frac{1}{2} (M_b + M_Y) v_0^2 \quad (2.18)$$

Bir nükleer reaksiyon açısal momentum korunumunu gerektirir. Ayrıca $X(a,b)Y$ şeklinde gösterilen bir nükleer reaksiyonda parite korunumu,

$$\pi_a \pi_X (-1)^{l_{a,X}} = \pi_b \pi_Y (-1)^{l_{b,Y}} \quad (2.19)$$

biçiminde ifade edilir. π terimi reaksiyona katılan her bir nükleer durumun paritesidir. Bu korunum yasaları, nükleer reaksiyon olasılığı üzerine kısıtlamalara neden olur. Ancak korunum yasaları reaksiyonun oluşmasına izin verse bile, bazen, reaksiyon hızı, reaksiyonun oluşumunu mevcut donanımlarla belirleyemeyecek sürede olur (Meyerhof, 1967: 171-212).

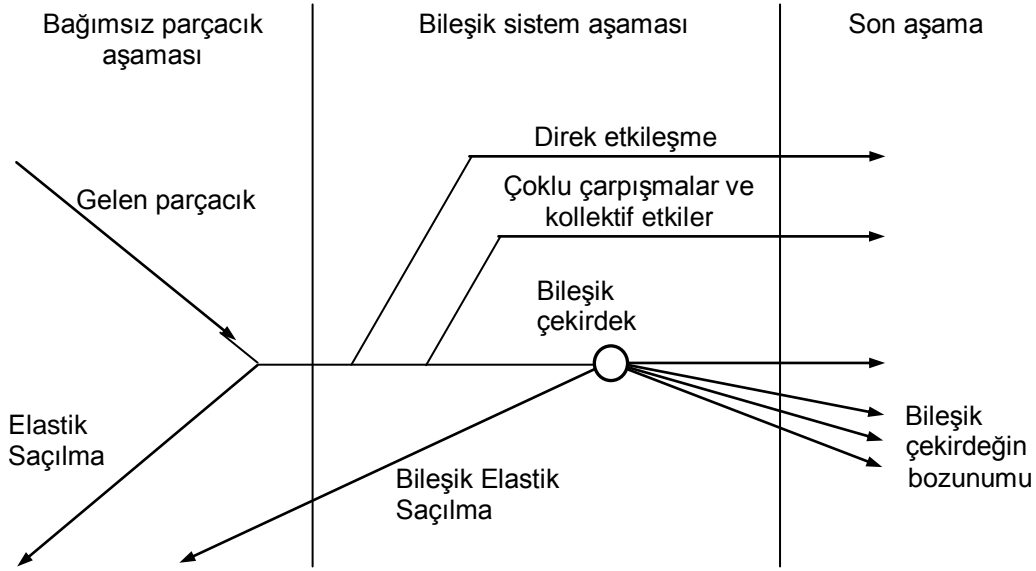
2.5. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Bohr 1936 yılında nükleer reaksiyonları daha iyi anlayabilmek için bileşik çekirdek teorisini ileri sürdü. Bu teoriye göre nükleer reaksiyonlar, iki aşamada gerçekleşmektedir.

- Bileşik çekirdeğin oluşması

- Bileşik çekirdeğin bozunması

İlk aşamada mermi parçacık, hedef tarafından yutulur ve bileşik çekirdek oluşturur ve mermi parçacık hedef çekirdekteki nükleonlar ile birçok çarpışma gerçekleştirerek enerjisini nükleonlarla paylaşır.

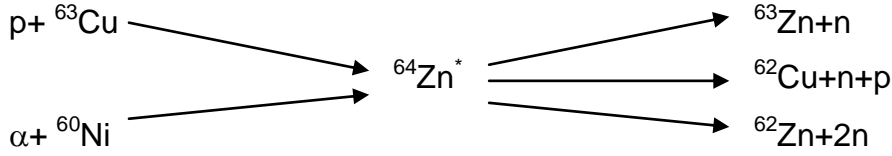


Şekil 2.3. Weisskopf'a göre bir nükleer reaksiyondaki aşamalar (Meyerhof, 1967: 171-212).

İkinci aşama ise bileşik çekirdeğin bozunması durumudur. Mermi parçacık çarpışmalar sonucu özelliğini kaybeder. Daha sonra kendisi veya başka bir nükleon ya da nükleonlar, çekirdekten kopabilecek enerjiye sahip olduğu zaman bileşik çekirdek bozunur. Bohr'un bu teorisine göre bileşik çekirdeğin bozunması, çekirdeğin oluşma şekline bağlı olmayıp sadece enerjisine, parite ve açısal momentumuna bağlıdır. Weisskopf'a göre bir nükleer reaksiyondaki aşamalar Şekil 2.3.'de sunulmuştur. Nükleer reaksiyonun her bir aşamasında, nükleer parçacık yayınlanması olabilir. Parçacık yayınlanması erken bir aşamada gerçekleşirse, denge öncesi yayınlanmadan bahsedebiliriz. Diğer taraftan, yayınlanma erken bir aşamada oluşmazsa, sistem sonunda denge veya buharlaşma aşamasına ulaşır (Reshid, 2009).

Bileşik çekirdeğin oluşumu ve bozunumu, $A + a \rightarrow B + b$ reaksiyonu için sembolik olarak, $A + a \rightarrow C^* \rightarrow B + b$ biçiminde gösterilir. Bu nükleer

reaksiyonda C^* , bileşik çekirdeği göstermektedir. Şekil 2.4.'de $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeğinin farklı oluşum ve bozunum durumları gösterimiştir (Krane, 2001).



Şekil 2.4. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları (Krane, 2001).

Bir parçacık çekirdeğin içine girdiğinde, potansiyel kuyusunun sınırında yansıma katsayısı, bire yakındır. U_0 derinliğine sahip bir kare kuyu potansiyelinin içine giren T_0 enerjili bir parçacık için $T_0 \ll U_0$ ise yansıma katsayısı yaklaşık olarak,

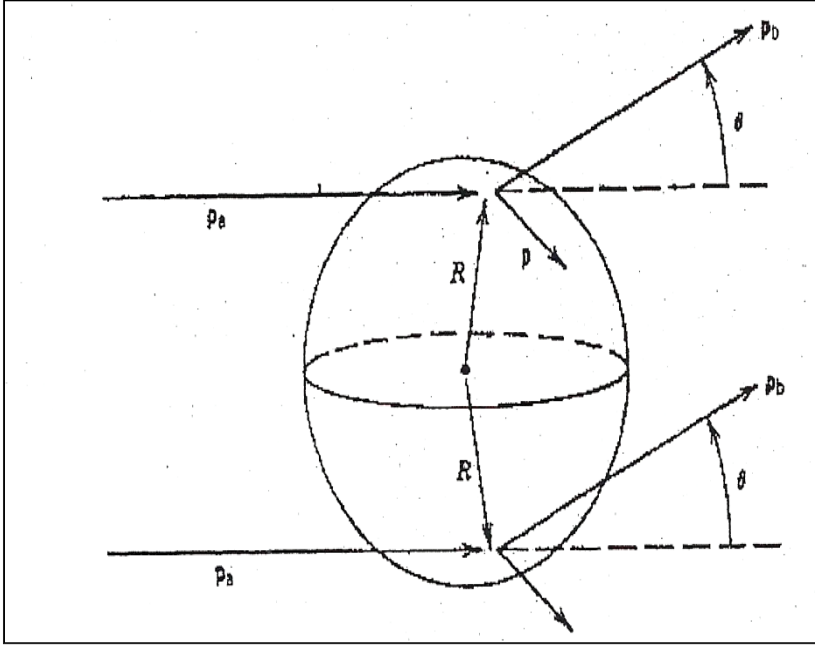
$$1 - 4(T_0/U_0)^{1/2} \quad (2.20)$$

biçiminde ifade edilir.

$U_0 \sim 40$ MeV ve $T_0 = 0,1$ MeV gibi tipik değerlere sahip bir durum için yansıma katsayısı yaklaşık olarak 0,8 değerine eşittir. Sonuç olarak bileşik çekirdek aşamasında parçacığın, zincirleme bir süreçte çekirdek içerisinde hissedilebilir bir süre kalması olasıdır (Meyerhof, 1967: 171-212).

2.6. Direk Reaksiyonlar

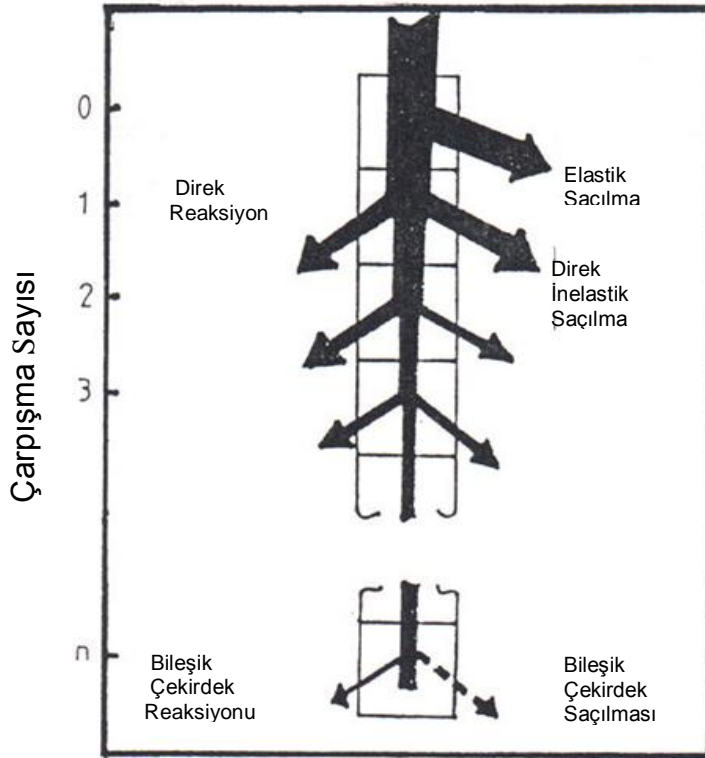
Direk reaksiyonlarda, mermi parçacık önce çekirdek yüzeyindeki nükleonlar ile etkileşir. Daha sonra, mermi parçacığının enerjisi arttıkça parçacığın dalga boyu, çekirdeğin içindeki nükleonlarla da etkileşmeye başlar. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen direk reaksiyonların geometrisi Şekil 2.5.'de sunulmuştur (Krane, 2001). Direk reaksiyonlarda birkaç nükleon reaksiyona katılır. Bir kabuk modeli durumunda bir tek nükleon eklendiği ya da koparılabildiği için direk reaksiyonlar, çekirdeğin kabuk yapısının incelenmesine ve ürün çekirdeğin birçok uyarılmış duruma ulaşmasına yardımcı olur.



Şekil 2.5. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen direk reaksiyonların geometrisi (Krane, 2001).

Bileşik çekirdek reaksiyonları ile direk reaksiyonlar arasındaki farklardan birisi, hedef çekirdeğe gelen parçacığın enerjisinin artması ile direk reaksiyonların gerçekleşme ihtimalinin artmasıdır. Diğer bir fark ise, yukarıda bahsi geçtiği üzere, direk reaksiyonların 10^{-22} s süre içerisinde, bileşik çekirdek reaksiyonlarının ise 10^{-16} - 10^{-18} s arasında değişen süreler içerisinde meydana gelmesidir. Bir başka fark ise, direk reaksiyonlarda, çıkan nükleer parçacıkların açısal dağılımlarının daha keskin piklere sahip olmasıdır (Krane, 2001).

Şekil 2.6'dan görüldüğü gibi, çarpışma sayısının sıfır olması durumunda, çekirdek potansiyeli tarafından elastik saçılma meydana gelmektedir. Çekirdek içindeki çarpışmaların sayısı arttıkça parçacık tarafından sisteme aktarılan enerji giderek daha fazla nükleon arasında paylaşılır ve herhangi bir parçacığın, çekirdeği terk etmesi için gerekli enerjiye sahip olma olasılığı azalır. Yeteri kadar çok sayıda çarpışmadan sonra, sistem gelişi güzel duruma gelir ve kararlı bir yapıya ulaşır. Bu, bir bileşik çekirdek durumudur ve oldukça düşük bir parçacık yayınlanma hızına sahiptir (Krane, 2001).



Şekil 2.6. Orta enerjili bir nükleer reaksiyonun oluş şekli (Yalçiner, 2008).

2.7. Döteron Reaksiyonları

Döteronlar tarafından oluşturulan nükleer reaksiyonlar nükleer fizikte önemli bir yer tutmaktadır. Döteronlarla gerçekleştirilen reaksiyonların tesir kesitleri diğer yüklü parçacıklar tarafından oluşturulan reaksiyonların tesir kesitlerine göre oldukça büyüktür. Dolayısıyla döteronlar yaygın olarak radyoaktif izotopları elde etmek için kullanılır. Döteronların zayıf bağlanma enerjileri ve elektrik yüklerinin asimetrik dağılımından ötürü, döteron reaksiyonları değişik özelliklere sahiptir. Döteron 2,22 MeV'lik düşük bağlanma enerjisine sahip olduğundan döterondaki proton ve nötron zamanının büyük bir kısmını nükleer kuvvetlerin menziline dışında harcar. Dolayısıyla, çekirdek ile döteronun çarpışmasında bileşik çekirdek oluşumunun gerçekleşmemesi gerekir. Aslında döterondaki parçacıklardan yalnızca bir tanesinin çekirdek tarafından soğrulması, daha sonra ise diğer parçacığın doğrudan bir reaksiyon ürünü olarak açığa çıkması daha olası bir süreçtir. Döterondaki parçacıklardan bir tanesi bir çekirdek tarafından soğrulurken diğerinin serbest kalması ile sonuçlanan böyle bir süreç *döteron soyma reaksiyonu* olarak

adlandırılır. Soyma reaksiyonunun mekanizması gelen döteronların farklı enerjileri için farklı olabilir. Gelen döteronun enerjisi Coulomb bariyerinin yüksekliğinden daha az ise proton üzerine uygulanan itici Coulomb kuvveti nükleer kuvvetlerin etki alanına yalnızca nötronların girmesine neden olacaktır. Bu durumda proton, döteronun break-up'ında açığa çıkan enerji ve Coulomb itmesinden kaynaklanan aşırı bir kinetik enerji ile açığa çıkarken son çekirdek nötron yakalama ile oluşmuştur. Döterondaki elektrik yükünün asimetrik dağılımı, hem nötronun hem de protonun açığa çıkması ile oluşan elektriksel bir döteron break-up reaksiyonunu mümkün kılabilir. Parçalanmanın bu türü parçalanma eşliğinin üzerinde gelen döteronun herhangi bir enerjisinde olabilir (Stenko, 1959).

Coulomb bariyerinin üzerindeki enerji bölgelerinde temel olarak soyma reaksiyonu, çekirdek ile döterondaki parçacıklardan bir tanesinin doğrudan etkileşmesi ile oluşur. Döteronun boyutları büyük olduğundan genellikle böyle bir durumda diğer parçacık nükleer kuvvetin etki alanına girmez. Sonuç olarak döterondaki parçacıklardan bir tanesinin yakalanması diğer parçacığın serbest kalmasını beraberinde getirir. Serbest kalan parçacıkların açısal dağılımı reaksiyonun bir sonucu olarak oluşan son çekirdek tarafından belirlenir (Stenko, 1959).

2.7.1. Düşük ve orta enerjili döteron ile çekirdek etkileşmesi

Temel olarak gelen döteronların düşük ve orta enerjileri için elastik saçılma Coulomb etkileşmesi tarafından belirlenir. Bileşik çekirdek tarafından döteronların saçılması son derece imkansızdır. Çünkü döteronun soğrulmasından sonra oluşan bileşik çekirdek yüksek uyarılma enerjisine sahiptir. Bu şekilde bir döteronun yayınlanması ile çekirdeğin bozunumu diğer bozunum süreçlerinin rekabetinden dolayı fazlasıyla olanaksızdır. Döteronlar için Coulomb bariyerinin yüksekliği,

$$B = \frac{Ze^2}{R} \quad (2.21)$$

olarak tanımlanır. Burada Ze çekirdeğin yükü, e döteronun yükü ve R nükleer etkileşmenin yarıçapıdır. R yarıçapı, döteron yarıçapı R_d ve çekirdek yarıçapı R_A nın toplamına eşittir (Stenko, 1959).

$$R = R_A + R_d \quad (2.22)$$

Bu eşitlikte $R_A = r_0 A^{1/3}$ (A kütle sayısı ve $r_0 = 1,2 \times 10^{-13}$ cm) ve $R_d = 2,1 \times 10^{-13}$ cm değerlerine sahiptir. Dolayısıyla B bariyer yüksekliği,

$$B = 1,2ZA^{-1/3}(1 + 1,75A^{-1/3})^{-1} \text{ MeV} \quad (2.23)$$

olarak bulunur. Coulomb bariyerinden döteronun geçişi için önemli bir nicelik

$$\frac{M_A}{M_A + M_d} E_d \quad (2.24)$$

ile verilen göreceli kinetik enerjidir. Burada E_d terimi gelen döteronun kinetik enerjisidir. M_A ve M_d terimleri ise sırasıyla çekirdeğin ve döteronun kütleleridir. Burada B' bariyerin etkin yüksekliğidir ve

$$B' = \frac{M_A + M_d}{M_A} B = 1,2Z(A + 2)A^{-4/3}(1 + 1,75A^{-1/3})^{-1} \text{ MeV} \quad (2.25)$$

değerine eşittir. Eğer $E_d \gg B'$ ise bariyer önemsizdir (Stenko, 1959).

2.7.2. (d,p) ve (d,n) reaksiyonları

Düşük ve orta enerji bölgelerinde döteronla oluşturulan (d,p) ve (d,n) reaksiyonları nükleer spektroskopi çalışmalarında yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu reaksiyonlar bir kaç farklı yolla üretilebilir. Örneğin, döteronların bombardımanı altında bir bileşik çekirdeğin oluşumu gerçekleşebilir. Daha sonra bileşik çekirdek bir proton ya da bir nötronun yayınlanması ile bozunur. Böyle ikili bir sistem şematik olarak aşağıdaki gibi gösterilebilir.



Bu durumda, gelen döteronların yeterince küçük enerjileri için rezonans (özellikle hafif çekirdekler için) gözlenebilir. Kütle merkezi sisteminde açısal dağılım döteronun geliş doğrultusuna dik bir çizgi boyunca simetrikdir (Stenko, 1959).

Bu (d,p) ve (d,n) reaksiyonları için döteronu oluşturan parçacıklardan yalnızca bir tanesinin çekirdek tarafından soğrulduğu direk reaksiyonlar da olasıdır.



Böyle direk reaksiyon süreçleri döteronun düşük bağlanma enerjisinden dolayı mümkündür. Direk geçişlerde reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımı, eğer başlangıçtaki nükleer durumun spin ve paritesi biliniyorsa, kalan çekirdeğin son durumunun spin ve paritesinin belirlenebileceği çok açık bir yapı tarafından karakterize edilir. Düşük ve orta enerjilerde gelen döteronlarla oluşturulan (d,p) ve (d,n) reaksiyonlarının sistematığının anlaşılmasında enerji ilişkileri oldukça önemlidir. Hedef çekirdeğin taban durumunda ($E_A = 0$) olduğunu varsayarsak, $A(d,p)B$ nükleer reaksiyonu için kütle merkezi sisteminde,

$$E_d - \varepsilon = E_p - S_n + E_B \quad (2.28)$$

enerji durumu yazılabilir. Burada E_d ve E_p sırasıyla gelen döteron ve yayınlanan protonun kinetik enerjilerini göstermektedir. ε terimi ise döteronun bağlanma enerjisidir. Ayrıca S_n terimi B çekirdeği tarafından yakalanan nötronun enerjisidir. Son durumda B çekirdeğinin uyarılma enerjisi E_B ile gösterilir. Dolayısıyla bu reaksiyon sistemi için sistemin toplam kinetik enerjisindeki (Q değeri) değişim

$$Q = E_p - E_d = S_n - \varepsilon - E_B \quad (2.29)$$

biçiminde ifade edilir. Çekirdeğin taban durum ya da düşük uyarılma enerjili bir durum ile oluştuğu durumlar en ilgi çekici soyma reaksiyonlarıdır. B çekirdeği eğer taban durumunda ($E_B = 0$) olursa, reaksiyonun Q değeri yaklaşık olarak 6 MeV civarında olacaktır. Çekirdeklerle döteronların çarpışmasında çekirdek üzerindeki yüklerle döteronun Coulomb etkileşmesi, döteronun enerjisi Coulomb bariyerinin

oldukça üzerinde olduğu durumlarda ihmal edilebilir. Ancak gelen döteronun enerjisi bariyerin yüksekliğinden düşük ya da karşılaştırılabilir boyutlarda ise Coulomb etkileşmesi bu süreç için önemli bir rol oynar. Hafif çekirdeklerle orta enerjili döteronların ($E_d > 5$ MeV) çarpışmasında Coulomb etkileri ihmal edilebilir (Stenko, 1959).

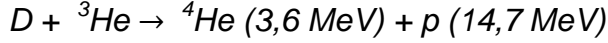
2.7.3. Ağır çekirdeklerle döteronların etkileşmesi

Diğer taraftan ağır çekirdeklerle döteronların çarpışmasında Coulomb etkileşmesi oldukça etkindir. Özellikle Ze^2/E_d nin nükleer yarıçap R 'den çok daha büyük olduğu düşük döteron enerjili durumlar için Coulomb etkileşmesi önemlidir. Döteronların yük ve kütle merkezleri örtüşmediğinden Coulomb etkileşmesi döteronun parçalandığı değişik süreçlere neden olabilir. En olası süreçler hem nötron hem de protonun yayınlanması, protonun yayınlanması ve nötronun yakalanması, nötronun yakalanması ve protonun kaçıışı ya da her iki parçacığın kaçışmasıdır. Tüm bu süreçler gelen döteronun enerjisi Coulomb bariyerinden düşük olduğu durumlarda olasıdır. Aslında döteronun düşük bağlanma enerjisi nedeniyle döteronun ayrışma süreci, daha sonra sıralanan reaksiyonlara yol açmak üzere çekirdeğin dışında olabilir. Döteronun parçalanması ile oluşan bu sürecin olasılığı, bileşik çekirdek oluşumu ile aynı sürecin olasılığından oldukça büyük bir olasılığa sahiptir (Stenko, 1959).

2.8. Füzyon Reaksiyonları

Hafif çekirdeklerin birleşmesi olarak tanımlanan füzyon reaksiyonlarının birçok çeşidi mevcuttur. Aslında nükleer füzyon reaksiyonları doğal olarak güneşte fazlasıyla gerçekleşmektedir. Yani çekirdekten enerji elde etmenin önemli bir yolu olan nükleer füzyon reaksiyonları güneş merkezinde sürekli olarak oluşmaktadır. Güneşte var olan hidrojen atomları 10^8 °K sıcaklıkta birleşerek helyum atomunu oluşturur (Krane, 2001).

Nükleer enerji üretimi açısından önemli füzyon reaksiyonları;

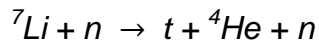
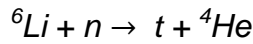


biçiminde gerçekleşir. Bu dört füzyon reaksiyonunda açığa çıkan enerjinin en çok $Q = 18,3 \text{ MeV}$ olabileceği görülmektedir. Aslında bu enerji nükleer fisyon olayında açığa çıkan 200 MeV 'lik enerjiden az gibi görülmektedir. Ancak bu nükleer reaksiyonlarda yakıtların atom ağırlıkları düşünüldüğünde; 1 kg uranyum atomu $2,2 \times 10^7 \text{ kWh}$ termal enerji açığa çıkarırken, 1 kg 'lık döteryum $9,4 \times 10^7 \text{ kWh}$ termal enerji açığa çıkarmaktadır. Nükleer füzyon reaksiyonlarında enerjinin çoğu nötron ve protonlarla taşınır. Ayrıca füzyon reaksiyonu sonunda oluşan ürün ${}^4\text{He}$, radyoaktif bir çekirdek değildir. Nükleer füzyon reaksiyonlarının dünyada gerçekleştirilebilmesinde karşılaşılan en önemli problem uygun nükleer tesir kesitinin oluşturulamamasıdır. Nükleer füzyon reaksiyonu, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak değişmekte ve bununla birlikte her bir reaksiyon çeşidinde farklılıklar görülmektedir (Krane, 2001).

En uygun füzyon reaksiyonu ($2 \times 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$) döteryum ile trityum arasında oluşmaktadır. Bu nükleer reaksiyon sonucunda enerjinin büyük bir kısmı ${}^4\text{He}$ ($3,5 \text{ MeV}$) ve nötrona ($14,1 \text{ MeV}$) gider. Füzyonun meydana gelebilmesi için gerekli olan diğer önemli şart ise birim hacimdeki tanecik yoğunluğunun en az $10^{20} \text{ tanecik/m}^3$ olmasıdır. Hidrojen izotoplarının nükleer füzyon reaksiyonunu gerçekleştirebilmesi için $D + t$ karışımı $T = 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ sıcaklığına ve $N = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ tanecik yoğunluğuna sahip olmalıdır. Ayrıca, nükleer füzyon reaksiyonu en az 1 saniye devam edebilmelidir. $10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ 'de $D + t$ karışımının elektronları yörüngelerinden uzaklaşırlar. D ve t iyonları pozitif olarak yüklenirken, elektronlar negatif yüklü serbest elektronlar haline geçerler. Böyle bir olaya maddenin dördüncü hali olan plazma adı verilir. Nükleer füzyon reaktör yakıtının döteryum ve trityum olması füzyon teknolojisini daha ilgi çekici yapmaktadır. Çünkü döteryum suda (deniz, göl v.s.) bol miktarda ağır su şeklinde mevcuttur. Füzyon yakıtı

döteryum, çekirdeğinde bir nötron ve proton bulunan hidrojen izotopu olduğundan çekirdeğinde sadece bir proton olan hidrojene oranla iki kat daha ağırdır. Dolayısıyla ağır hidrojen ismiyle de bilinir. Diğer taraftan hidrojen nükleer yapı fiziğinin en önemli elementidir. Doğada bulunan hidrojen elementi iki izotopun karışımı halindedir. Fakat bu karışım çok dengesizdir. Doğal hidrojen %99,985 ^1H ve % 0,015 ^2H 'den oluşmaktadır. Sonuç olarak bir ton suda yalnızca yaklaşık 33 g döteryum mevcuttur. Bu düşük orana rağmen dünyanın dörtte üçünün sularla kaplı olduğu düşünülürse, döteryum rezervinin oldukça büyük miktarlarda olduğu görülebilir (Krane, 2001).

Bununla birlikte trityum atomu, hidrojeninin en ağır ve radyoaktif izotopudur. Trityum izotopu iki nötron ve bir proton içermektedir. Hidrojen ve döteryum izotoplarının aksine trityum doğada bulunmaz, yapay olarak üretilir. Trityum üretimi füzyon reaktörler araştırmalarında önemli bir konudur. Genelde trityum, lityumun termal nötronlarla nükleer reaksiyonu ile üretilir. Gelecekte nükleer füzyon reaktörlerinin yakıtı olarak kullanılacak olan trityum izotopunun üretilme reaksiyonunun bir şekli aşağıdaki gibidir (Durgu, 2010).



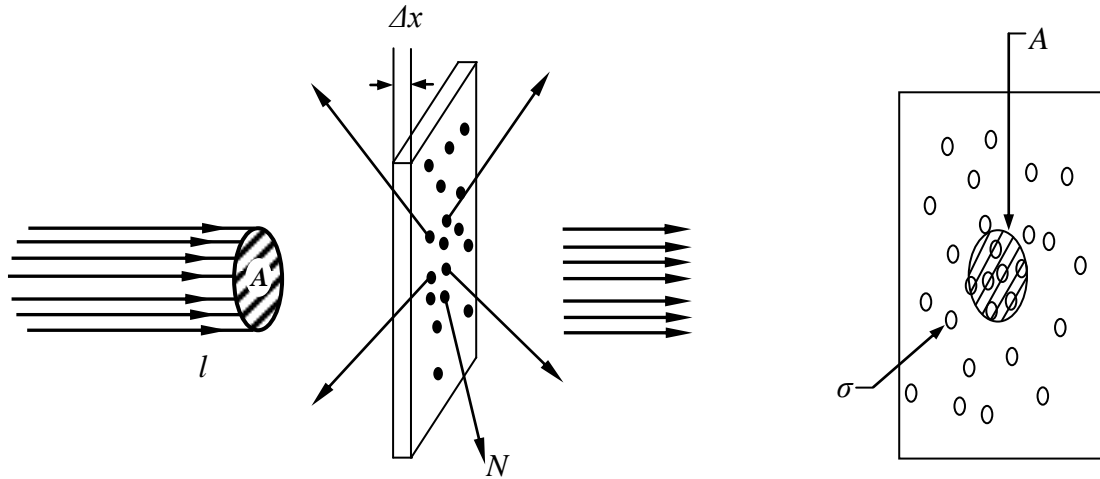
Nükleer fisyon reaktörlerinde olduğu gibi füzyon reaktörlerinde de nötronlarla gerçekleştirilen reaksiyonlar aracılığıyla yakıt üretimi vardır. Bu şekilde fisyon yakıtı olarak plutonyum (^{239}P), füzyon yakıtı olarak da trityum (^3T) yapay olarak üretilmektedir. Trityum izotopunun üretiminin diğer bir alternatifi ise proton hızlandırıcılarıdır. Proton hızlandırıcısı kullanılarak sağlanan yüksek akım ve enerjiye sahip proton demeti ile kurşun (veya kurşun-bizmut) elementinin etkileşmesi sonucu oluşan "parçalanma" reaksiyonlarıyla her proton başına 15-20 nötron üretimi meydana getirilmektedir. Sonuç olarak proton hızlandırıcı sistemleriyle yüksek nötron akılarına çıkılabilmektedir (Durgu, 2010).

2.9. Nükleer Reaksiyonların Tesir Kesitleri

2.9.1. Tesir kesiti

Bir nükleer reaksiyonun meydana gelme olasılığı tesir kesiti kavramı ile ifade edilir. Yani ölçülebilir bir büyüklük olan tesir kesiti, herhangi bir reaksiyonun gerçekleşme ihtimalini açıklamanın matematiksel bir ifadesi olup hedef çekirdek başına bir nükleer reaksiyonun bağıl olasılığının bir ölçüsünü tanımlar. Tesir kesiti, genel olarak uyarılma fonksiyonu olarak da isimlendirilebilir.

Hedef malzemeden oluşan ince bir levhaya Şekil 2.7'de görüldüğü gibi A alanının üzerine düzgün olarak dağılmış birim zamanda I parçacıklarından oluşan tek enerjili bir ışının çarptığını varsayalım. Bir nükleer reaksiyon birim zamanda N ile gösterilen hafif ürün parçacıklarını üretirse, her bir hedef çekirdek, gelen ışına dik bir σ alanı ile ilişkilendirilebilir. Yani, gelen parçacık σ alanının içine çarparsa bir reaksiyon oluşur (Meyerhof, 1967: 171-212).



Şekil 2.7. Bir nükleer reaksiyonun tesir kesiti belirlemek için gerekli temel deneysel düzenek

Diğer taraftan mermi parçacık σ alanına vurmazsa reaksiyon meydana gelmez. Burada σ niceliği tesir kesiti olarak adlandırılır ve bu hayali bir alandır. Ayrıca N/I oranı ile reaksiyon olasılığı tanımlanabilir. Ancak σ tek bir hedef çekirdek ile ilişkili olmasına rağmen, N/I oranı Δx kalınlığı ile birlikte hedefin yoğunluğuna bağlıdır.

Herhangi bir gelen parçacık için N/I ile gösterilen olasılık Şekil 2.7’de görüldüğü gibi A alanı içinde uzanan tüm hedef çekirdeklerin toplam tesir kesitine eşittir. Eğer hedef malzeme içinde birim hacim başına n hedef çekirdek varsa, malzemedeki toplam atom sayısı $nA\Delta x$ ’tir (Meyerhof, 1967: 171-212).

Her bir hedef çekirdek σ tesir kesitine

$$\frac{N}{I} = \frac{n A \Delta x \sigma}{A} \quad (2.30)$$

ile gösterilen bir bağıntıyla bağlıdır. Bu eşitlik iki şekilde kullanılabilir. Birincisi tesir kesiti kavramını tanımlamak için,

$$\sigma = \frac{N}{\left(\frac{I}{A}\right) n A \Delta x} \quad (2.31)$$

şeklinde yazılabilir. Bu tesir kesiti bağıntısı birim zamanda gelen parçacık akısı ve hedef çekirdek başına hafif ürün parçacıklarının sayısını tanımlar. Tesir kesitinin birimi cm^2 ya da barn’dır (1 barn 10^{-24} cm^2 olmak üzere). Teorik hesaplamalarda $nA\Delta x = 1$ seçilir. Ayrıca parçacık akısı,

$$\frac{I}{A} = n_a v_a \quad (2.32)$$

olarak yazılır. Burada n_a , birim hacim başına gelen parçacık sayısı v_a ise gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki göreceli hızdır. İkincisi, eğer tesir kesiti σ biliniyorsa, Eş. 2.30 hafif reaksiyon ürünü N ‘yi hesaplamak için kullanılabilir.

$$N = n\sigma\Delta x I \quad (2.33)$$

Levhanın tüm t kalınlığı üzerinden integre edilmesi ile,

$$I_t = I_0 e^{-n\sigma t} \quad (2.34)$$

eşitliğini elde ederiz. Burada $n\sigma$ niceliği azaltma katsayısıdır. Ayrıca $\frac{I_t}{I_0}$ oranı levhanın geçirgenliği olarak adlandırılabilir. Tesir kesitinin $\sigma \approx 0,1$ b ve etkileşmenin atmosfer basıncında ($n \approx 3 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ve $\Delta x \approx 10$ cm) olduğunu varsayarsak parçacık başına etkileşmenin olasılığını,

$$\frac{N}{I} \approx (3 \times 10^{19}) \times (0,1 \times 10^{-24}) \times (10) \approx 3 \times 10^{-5} \quad (2.35)$$

elde ederiz. Genel olarak, gelen bir parçacık ve hedef çekirdek, birim zamanda N_1, N_2, N_3 gibi hafif reaksiyon ürünlerini üretmek için çeşitli yollarla reaksiyon verebilir.

Toplam tesir kesiti Eş. 2.31'e benzer şekilde,

$$\sigma_{top} = \frac{N_1 + N_2 + N_3 \dots}{\left(\frac{I}{A}\right) n A \Delta x} \quad (2.36)$$

ile verilir. Ayrıca bu eşitlik i . parçacık durumunda kısmi tesir kesitini tanımlamak için uygundur ve aşağıdaki eşitlik ile verilir.

$$\sigma_i = \frac{N_i}{\left(\frac{I}{A}\right) n A \Delta x} \quad (2.37)$$

Sonuç olarak, toplam tesir kesiti,

$$\sigma_{top} = \sum_i \sigma_i \quad (2.38)$$

ile tanımlanır (Meyerhof, 1967: 171-212).

2.9.2. Diferansiyel tesir kesiti

Bir nükleer reaksiyon ya da nükleer saçılma gerçekleştiikten sonra çıkan parçacıklar genellikle anizotropik bir dağılım gösterirler. Bununla birlikte çıkan nükleer parçacıklar farklı açılarda farklı enerjilere sahiptirler. Bir nükleer

reaksiyonda gelme doğrultusuyla θ açısı yapmak suretiyle saniyede küçük bir $d\Omega$ katı açısı içinde çıkan parçacıkların sayısının bilinmesi reaksiyonun karakteristiğini tanımlamak için önemlidir. Bu hesabın yapılmasında açığa bağımlı olan diferansiyel tesir kesiti tanımlanır. Diferansiyel tesir kesiti birim katı açı başına düşen tesir kesiti olarak da tanımlanır (Meyerhof, 1967: 171-212).

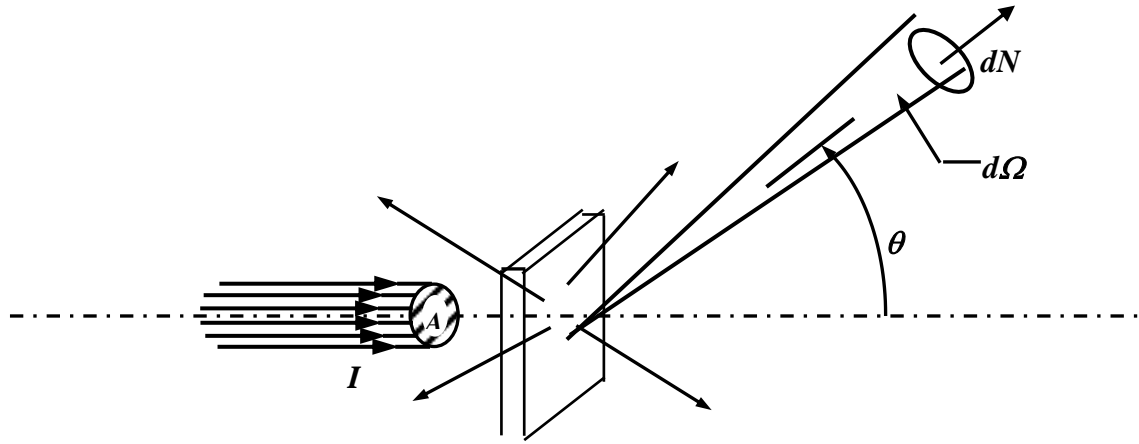
Eş. 2.30'dan;

$$\frac{1}{I} \frac{dN}{d\sigma} = \frac{n A \Delta x}{A} \frac{d\sigma/d\Omega}{A} \quad (2.39)$$

eşitliğini elde ederiz ve buradan hedef çekirdek başına diferansiyel tesir kesitini

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN/d\Omega}{(I/A)(n A \Delta x)} \quad (2.40)$$

olarak buluruz.



Şekil 2.8. Diferansiyel tesir kesitini belirlemek için temel deney düzeneği

Burada bazen σ yı integral tesir kesiti olarakda adlandırırız ve aşağıdaki formda yazarız.

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.41)$$

Bir nükleer reaksiyon için diferansiyel tesir kesitinin yalnızca enerjiye bağımlı olmayıp yöne bağımlılığının, nükleer reaksiyonun türüne göre olduğunu göstermesi açısından yararı vardır. Bir nükleer kuvvet tipi belirleyerek, değişik nükleer reaksiyonların açısal dağılımını tarif etmek mümkündür. Teori ve deney arasındaki uygunluk, varsayılan nükleer kuvvet şeklinin doğruluk derecesini verecektir (Meyerhof, 1967: 171-212).

2.9.3. Çift diferansiyel tesir kesiti

Daha öncede ifade edildiği gibi birçok nükleer fizik uygulamasında, çıkan b parçacığının yalnızca tek bir açıda yayınlanma olasılığı ile ilgilenilmez. Aynı zamanda Y ürün çekirdeğinin belirli enerjisine karşılık, yayınlanma olasılığı ile de ilgilenilir. Sonuç olarak, nükleer tesir kesiti tanımı, çıkan b parçacığını dE_b enerji aralığında ve $d\Omega$ katı açısında gözleme imkanını verecek biçimde değiştirilmelidir.

Bu durumda da çift diferansiyel tesir kesiti olarak adlandırılan ve $d^2\sigma/dE_b d\Omega$

biçiminde ifade edilen durumla karşılaşılır. Çoğu zaman bu ilave enerji bağımlılığı, açık bir şekilde ifade edilmemektedir. Yani, tesir kesitleri $d\sigma/d\Omega$ bağımlılığına göre çizilmektedir. Gerçekte, bu durum böyle görünmese de, $d^2\sigma/dE_b d\Omega$ 'dir. Kesikli

durumlar için dE_b enerji aralığında yalnızca tek bir düzey bulunabilir ve fark önemsiz olur. Diğer taraftan b nükleer parçacığının doğrultusu (hedef çekirdeğin kesit alanını dedektörlerin 4π katı açısı ile çevreleyerek ya da b parçacığını hiç gözlemeyerek) dikkate alınmazsa, bu durumda diğer $d\sigma/dE$ diferansiyel tesir kesiti ölçülür. Burada E enerjisi Y 'nin uyarılmış bir enerjisini ifade eder. Bir nükleer reaksiyon incelenirken, tesir kesitinin tanımı, tam olarak ne ölçüldüğüyle ilişkilidir. Eğer bir Y radyoaktif ürün çekirdek elde etmek istenirse, bu durumda b nükleer parçacığın yayınlanma yönü ile ilgilenilir ya da γ yayınlayarak hızla Y çekirdeğinin taban durumuna bozdukları için Y nin uyarılmış durumları ele alınır (Krane, 2001; Yalçiner, 2008).

3. REAKSİYONUN DENGE VE DENGE ÖNCESİ DURUMU

Bu çalışmada kullanılan ALICE-ASH kodu ile nükleer denge ve denge öncesi durumlar göz önüne alınarak tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır. Bu kodda denge öncesi durumlar için parçacık spektrumlarının hesaplamasında Hibrid (Blann, 1971) ve GDH model (Blann ve Vonach, 1983), denge parçacık yayınlanması için açılma momentumu ihmal eden Weisskopf-Ewing model kullanılır (Weisskopf ve Ewing, 1940).

3.1. Denge Öncesi Model Hesaplamaları

3.1.1. Denge öncesi durumda nükleon yayınlanması

Nükleonların denge öncesi spektrumu GDH modelde,

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_x} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l \sum_{n=n_0} n X_x \frac{\omega(p-1, h, U)}{\omega(p, h, E)} \frac{\lambda_x^e}{\lambda_x^e + \lambda_x^+} g D_n \quad (3.1)$$

biçiminde tanımlanır. Bu ifadede, λ terimi, mermi parçacığının indirgenmiş de-Broglie dalga boyunu gösterir. l 'inci kısmi dalganın geçiş katsayısı T_l ile ifade edilir. $n X_x$ terimi, x nükleon türünü göstermek üzere n eksiton durumundaki nükleon sayısıdır. Nükleonun kanal enerjisi ε ve tesir kesiti σ 'dır. E uyarılma enerjisinde, h değişikliklerine ve p parçacıklarına ($p + h = n$) sahip eksiton durumlarının yoğunluğu $\omega(p, h, E)$ ile gösterilir. Q nükleon ayrılma enerjisini simgeler. Nükleon yayınlanması ile ilgili n eksiton durumunun azaltma çarpanı D_n ile gösterilir. Başlangıç eksiton sayısını n_0 terimi temsil eder. (Broeders ve diğerleri, 2006). Son uyarılma enerjisi U olup,

$$U = E - Q_x - \varepsilon_x \quad (3.2)$$

değerine sahiptir (Broeders ve diğerleri, 2006).

λ_x^e nükleon yayınlanma hızı olup,

$$\lambda_x^e = \frac{(2S_x + 1)\mu_x \varepsilon_x \sigma_x^{ters}(\varepsilon_x)}{\pi^2 \hbar^3 g_x} \quad (3.3)$$

biçiminde tanımlanır. Yukarıdaki eşitlikte, S çıkan nükleonların spini, μ indirgenmiş kütlesi ve σ^{ters} ters reaksiyon tesir kesitini gösterir. g terimi çıkan nükleon için tek parçacık yoğunluğudur. g nin proton için değeri $Z/14$ ve nötron için $N/14$ 'e eşittir.

λ_x^+ intranükleer geçiş hızı,

$$\lambda_x^+ = v\sigma_0(\varepsilon_x)p_l \quad (3.4)$$

biçiminde tanımlanır. Yukarıdaki eşitlikte, v çekirdekdeki bir nükleonun hızını ve σ_0 Pauli prensibine göre düzeltilmiş nükleon-nükleon saçılma tesir kesitini gösterir. Ayrıca, $l\lambda'$ 'dan $(1+l)\lambda'$ 'ye kadar uzanan ortalama nükleer madde yoğunluğunu p_l terimi gösterir (Broeders ve diğerleri, 2006).

Strutinsky-Ericson formülüne göre eksiton durum yoğunluğu,

$$\omega(p, h, E) = \frac{g(gE)^{n-1}}{p! h! (n-1)!} \quad (3.5)$$

eşitliği ile hesaplanır.

Nükleonla oluşturulan reaksiyonlar için, $n = 2$ ve $n = 3$ eksiton sayısına sahip uyarılmış durumların yoğunluğu, nükleer potansiyel kuyusunun sonlu derinliği dikkate alınarak,

$$E > E_F \quad \text{ise} \quad \omega(1,1,E) = \frac{g(gE_F)}{2} \quad (3.6)$$

$$E \leq E_F \quad \text{ise} \quad \omega(1,1,E) = \frac{g(gE)}{2} \quad (3.7)$$

$$E > E_F \quad \text{ise} \quad \omega(2,1,E) = \frac{g^3[V(2E-E_F)]}{4} \quad (3.8)$$

$$E \leq E_F \quad \text{ise} \quad \omega(2,1,E) = \frac{g^3 E^2}{42} \quad (3.9)$$

şeklinde hesaplanır. Bu ifadede, E_F fermi enerjisi, $V + Q$ sonlu potansiyel derinliği ve Q nükleon bağlanma enerjisini ifade etmektedir (Broeders ve diğerleri, 2006).

n -eksiton durumundaki x -türündeki gelen nükleonların sayısı, gelen nötron parçacıkları için,

$${}_3X_n = 2 \frac{\left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_{nn}}\right)^{Z+2N}}{2\left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_{nn}}\right)^{Z+2N}} \quad (3.10)$$

$${}_3X_p = 2 - {}_3X_n \quad (3.11)$$

ve gelen protonlar için

$${}_3X_p = 2 \frac{\left(\frac{\sigma_{pn}}{\sigma_{pp}}\right)^{Z+2N}}{2\left(\frac{\sigma_{pn}}{\sigma_{pp}}\right)^{Z+2N}} \quad (3.12)$$

$${}_3X_n = 2 - {}_3X_p \quad (3.13)$$

biçimindedir. Bu ifadelerde, x ve y nükleonları göstermek üzere σ_{xy} terimi, çekirdekdeki nükleon-nükleon etkileşim tesir kesitini ifade eder. Pauli prensibi ve nükleonların hareketini dikkate alarak hesap edilen nükleon-nükleon tesir kesiti oranı,

$$\left(\frac{\sigma_{pn}}{\sigma_{pp}}\right) = \left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_{nn}}\right) = 1,375 * 10^{-5} T^2 - 8,734 * 10^{-3} T + 2,776 \quad (3.14)$$

biçiminde gösterilir. Bu eşitlikte, T terimi gelen parçacığın çekirdek dışındaki enerjisidir (Broeders ve diğerleri, 2006).

Çoklu denge öncesi yayınlanma yalnızca iki denge öncesi parçacığa kadar yayınlanabilen bir yaklaşım tarafından tanımlanır. Bu yaklaşım MeV'in birkaç 10 katını geçtiği uyarılmalar için zayıf tahmin gücüne sahiptir. Eksiklik Hibrid Monte Carlo Simülasyon (HMS) ALICE kodu içerisinde Monte Carlo denge öncesi bozunum modeliyle düzeltilmiştir. GDH modeli tarafından hesaplanan (p, xn) ve (n, xp) reaksiyon spektrumlarının yüksek enerjili bölgeleri için bir düzeltme yapılmıştır. Orijinal GDH modeli ile yapılan hesaplamalar, düşük yoğunluğa sahip nükleer bölgelere karşılık gelen l sayılı kısmî tesir kesitleri için nükleon spektrumlarına abartılı bir katkı yaptığından (n, p) ve (p, n) nükleon spektrumlarını hesaplamada yüksek değerlere sahiptir. Bu durum, kısmî reaksiyon tesir kesitlerini elde etmek için kullanılan nükleer optik model parametreleri ve nükleer yoğunlukları hesap etmek için kullanılan orijinal Fermi yoğunluk dağılımındaki yarıçaplar/yoğunluklar arasındaki uyumsuzluğa neden olmaktadır (Broeders ve diğerleri, 2006).

Düşük yoğunluğa sahip nükleer bölgeler için şuna dikkat edilmelidir ki Thomas-Fermi yaklaşımı uygun değildir ve l 'ye bağlı olan nükleer yoğunluk ρ_l olmak üzere GDH modele göre potansiyel ve Fermi enerjisinin tanımı olarak verilen,

$$E_F = (3\pi^2\rho_l)^{2/3}/(2m) \quad (3.15)$$

$$U = -E_F - Q \quad (3.16)$$

eşitlikleri yanlıştır. Bu durumda her bir kısmî l dalgasına karşılık gelen E_F teriminin daha iyi bir tanımlaması,

$$E_F = -U^{opt} - Q \quad (3.17)$$

biçiminde verilir. Burada U^{opt} terimi optik model potansiyelinin reel kısmıdır. Deneysel veriler ve hesaplanan yayınlanma spektrumları arasındaki uyumun oldukça düzeltildiği parçacık spektrumu

$$E_F = -U^{opt} - Q < 0 \quad (3.18)$$

biçiminde verilir ve fiziksel olmayan E_F değerine karşılık gelen l sayılı kısmî tesir kesitlerinin katkısı üzerine bir sınırlama gösterilmektedir (Broeders ve diğerleri, 2006; Yiğit, 2008).

3.1.2. Denge öncesi durumda alfa yayınlanması

Reaksiyona neden olan nükleon için denge öncesi α parçacık yayınlanma spektrumu knock-out ve pick-up mekanizmalarına karşılık gelen terimlerin toplamı olarak aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_\alpha} = \frac{d\sigma^{pick-up}}{d\varepsilon_\alpha} + \frac{d\sigma^{knock-out}}{d\varepsilon_\alpha} \quad (3.19)$$

α parçacık spektrumuna pick-up mekanizmasının katkısı, Hibrid Eksiton model ile birleşik pick-up modeli yardımı ile hesaplanır.

$$\frac{d\sigma^{pick-up}}{d\varepsilon_\alpha} = \sigma_{non}(E_p) \sum_{n=n_0} \sum_{k+m=4} F_{k,m}(\varepsilon_\alpha) \frac{\omega(p-k,h,U)}{\omega(p,h,E)} \frac{\lambda_a^e(\varepsilon_\alpha)}{\lambda_a^e(\varepsilon_\alpha) + \lambda_x^+(\varepsilon_\alpha)} g_\alpha D_n \quad (3.20)$$

Bu eşitlikte, E_p kinetik enerjisindeki bir çekirdek ile birincil parçacığın elastik olmayan etkileşme tesir kesiti, σ_{non} ile verilir. Ayrıca, $F_{k,m}(\varepsilon_\alpha)$ terimi, Fermi seviyesinin üzerindeki k parçacık ve Fermi seviyesinin altındaki m parçacıktan oluşan α parçacığının olasılığına eşit olan α oluşum faktörüdür. λ_a^e terimi a parçacığının yayınlanma hızını gösterir (Broeders ve diğerleri, 2006).

Çekirdek içindeki a parçacığının soğurulmasına karşılık gelen intranükleer geçiş hızı λ_x^+ ile gösterilir. g_α terimi α parçacığı için tek parçacık durumlarının intranükleer yoğunluğudur. Kalan uyarılma enerjisi

$$U = E - Q_\alpha - \varepsilon_\alpha \quad (3.21)$$

şeklinde ifade edilir (Broeders ve diğerleri, 2006).

a parçacığının yayınlanma hızı λ_a^e

$$\lambda_{\alpha}^e = \frac{(2S_{\alpha} + 1) \mu_{\alpha} \varepsilon_{\alpha} \sigma_{\alpha}^{ters}(\varepsilon_{\alpha})}{\pi^2 \hbar^3 g_{\alpha}} \quad (3.22)$$

şeklinde gösterilir. Yukarıdaki eşitlikte, S çıkan α parçacığının spini ve μ indirgenmiş kütesidir. α parçacıkları için ters reaksiyon tesir kesiti $\sigma_{\alpha}^{ters}(\varepsilon_{\alpha})$ olup optik model tarafından hesaplanır.

α parçacıklarının soğrulma hızı,

$$\lambda_{\alpha}^+ = 2W_{\alpha}^{opt} / \hbar \quad (3.23)$$

biçiminde tanımlanır. W_{α}^{opt} terimi α parçacıkları için optik potansiyelin sanal kısmını gösterir (Broeders ve diğerleri, 2006).

α parçacık spektrumuna knock-out mekanizmasının katkısı

$$\frac{d\sigma^{knock-out}}{d\varepsilon_{\alpha}} = \sigma_{non}(E_p) \sum_{n=n_0} \varphi_{\alpha} \frac{g}{g_{\alpha}p} \frac{\omega(p-1, h, U)}{\omega(p, h, E)} \frac{\lambda_{\alpha}^e(\varepsilon_{\alpha})}{\lambda_{\alpha}^e(\varepsilon_{\alpha}) + \lambda_x^+(\varepsilon_{\alpha})} g_{\alpha} D_n \quad (3.24)$$

şeklinde verilir. Burada $g/(g_{\alpha}p)$ terimi, tek bileşenli durum yoğunluğu ile üç bileşenli sistem (nötron, proton ve α parçacığı) için seviye yoğunluğunun değişimini gösterir. Çekirdek içindeki uyarılmayla oluşan oluşum öncesi α demetleri ile gelen parçacığın etkileşme olasılığı φ_{α} ile gösterilir. Nötron ve protonların denge öncesi çıkışları ile oluşan denge öncesi α yayınlanması da (çoklu denge öncesi yayınlanma) dikkate alınmıştır (Broeders ve diğerleri, 2006; Yiğit, 2008).

3.2. Denge Model Hesaplamaları

Bir nükleer reaksiyon mekanizması gelen parçacığın enerjisine bağlıdır. 10 MeV'lik gelme enerjisinin altında gelen parçacıklarla oluşan reaksiyonlarda bileşik nükleer süreçler baskındır. Reaksiyonların denge parçacık yayınlanması açısal momentumu ihmal eden Weisskopf-Ewing modele göre hesaplanabilir (Weisskopf

ve Ewing, 1940). Süreçte temel parametreler, ters reaksiyon tesir kesiti, bağlanma enerjisi, çiftlenim ve seviye yoğunluğu parametresidir.

Mermi a ve çıkan parçacık b olmak üzere reaksiyon tesir kesiti;

$$\sigma_{ab}^{WE} = \sigma_{ab}(E_{gel}) \frac{\Gamma_b}{\sum_{b'} \Gamma_{b'}} \quad (3.25)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu durumda gelme enerjisi E_{gel} ile gösterilmek üzere

$$\Gamma_b = \frac{2s_b+1}{\pi^2 \hbar^2} \mu_b \int d\epsilon \sigma_b^{inv}(\epsilon) \epsilon \frac{\omega_1(U)}{\omega_1(E)} \quad (3.26)$$

biçiminde verilir ve toplam tek parçacık durum yoğunluğu;

$$\omega_1(E) = \frac{1}{\sqrt{48}} \frac{\exp[2\sqrt{\alpha(E-D)}]}{E-D} \quad (3.27)$$

ile gösterilir. Burada E bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi, σ_b^{inv} ters reaksiyon tesir kesiti, g tek parçacık durum yoğunluğu, D çiftlenim enerjisi, s_b , b parçacığının spini, μ_b indirgenmiş kütle, $\omega_1(E)$ toplam uyarılmış tek parçacık durum yoğunluğu ve,

$$\alpha = \frac{6}{\pi^2} g \quad (3.28)$$

şeklinde gösterilir (Weisskopf ve Ewing, 1940).

3.2.1. Nükleer seviye yoğunluğu

Nükleer seviye yoğunluğu, birim enerji başına düşen nükleer enerji seviyelerinin sayısı olarak tanımlanır. Bir nükleer reaksiyonun denge durumu için seviye yoğunluğu aşağıdaki yaklaşımlardan biri kullanılarak hesap edilebilir.

✓ Enerjiye bağımlı seviye yoğunluğu parametresine sahip Fermi gaz modelinde:

Bu modelde nükleer seviye yoğunluğu,

$$p(U) \propto (U - \delta)^{-5/4} \exp(2\sqrt{a(U - \delta)}) \quad (3.29)$$

biçiminde verilir. Bu eşitlikte seviye yoğunluk parametresi a ile simgelenir ve aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$a = A/y \quad (3.30)$$

Bu eşitlikte y bir sabittir. δ çiftlenim düzeltmesi MP girdi parametresinde çeşitli şekillerde değerlendirilebilir. MP girdi parametresi olarak, 'standart' kayma (MP=3) ve 'geri' kayma (MP=1) aşağıdaki gibidir.

'standart' kayma (MP=3)

$$\begin{aligned} \text{çift-çift çekirdekler için;} & \quad \delta = 11A^{1/2} \\ \text{tek } A'lı \text{ çekirdekler için;} & \quad \delta = 0 \\ \text{tek-tek çekirdekler için;} & \quad \delta = -11 A^{1/2} \end{aligned}$$

'geri' kayma (MP=1)

$$\begin{aligned} \text{çift-çift çekirdekler için;} & \quad \delta = 0 \\ \text{tek } A'lı \text{ çekirdekler için;} & \quad \delta = -11 A^{1/2} \\ \text{tek-tek çekirdekler için;} & \quad \delta = -22 A^{1/2} \end{aligned}$$

Seviye yoğunluğu, 2 MeV'in altındaki uyarılma enerjilerinde sabit sıcaklık modeli tarafından hesaplanır (Broeders ve diğerleri, 2006).

✓ Enerji bağımlı seviye yoğunluğu parametresine sahip Ignatyuk, Smirenkin, Tishin'in Fermi gaz modelinde:

Bu durumda nükleer seviye yoğunluğu ifadesi,

$$p(U) \propto a^{-1/4}(U - \delta)^{-5/4} \exp(2\sqrt{a(U - \delta)}) \quad (3.31)$$

biçiminde tanımlanır. “ a ” nükleer seviye yoğunluk parametresi,

$$a(U) = \tilde{a}(1 + f(U)\delta W/U) \quad (3.32)$$

şeklinde hesaplanır. δW parametresi kabuk düzeltmesidir (Broeders ve diğerleri, 2006).

Ayrıca $f(U) = 1 - \exp(-\gamma U)$, $\tilde{a} = A(a + \beta A)$, $a = 0,154$, $\beta = -6,3 * 10^{-5}$, $\gamma = 0,054 \text{ MeV}^{-1}$ değerlerine sahiptir.

Çiftlenim düzeltmesi:

çift-çift çekirdekler için; $\delta = 24A^{1/2}$

tek A 'lı çekirdekler için; $\delta = 12A^{1/2}$

tek-tek çekirdekler için; $\delta = 0$

Seviye yoğunluğu, 2 MeV'in altındaki uyarılma enerjilerinde sabit sıcaklık yaklaşımı ile hesaplanır.

✓ Süper akışkan nükleer modeli:

Nükleer seviye yoğunluğu, genelleştirilmiş süper akışkan modeline göre,

$$\rho(U) = \rho_{qb}(U')K_{tit}(U')K_{dön}(U') \quad (3.33)$$

biçiminde hesaplanır. Burada $\rho_{qb}(U')$ terimi quasi-parçacık nükleer uyarılma yoğunluğudur. $K_{dön}(U')$ ve $K_{tit}(U')$ terimleri ise U etkin uyarılma enerjisindeki dönme ve titreşim artırma çarpanlarıdır (Broeders ve diğerleri, 2006).

Nükleer seviye yoğunluğu parametreleri aşağıdaki ifadelere göre hesaplanmaktadır.

$$a(U) = \begin{cases} \tilde{a}(1 + \delta W \varphi(U' - E_{yoğ}) / (U' - E_{yoğ})), & U' > U_{kr} \\ a(U_{kr}), & U' \leq U_{kr} \end{cases} \quad (3.34)$$

Bu ifadede δW terimi, sıvı damlası modelinden hesaplanan ve deneysel kütle eksikliği arasındaki farka eşit olan kabuk düzeltmesidir. Aynı zamanda burada $\varphi(U) = 1 - \exp(-\gamma U)$ ve $\gamma = 0,4/A^{1/3}$ MeV⁻¹ şeklinde gösterilir (Broeders ve diğerleri, 2006).

Nükleer seviye yoğunluk parametresinin asimptotik değeri,

$$\tilde{a} = A(0,073 + 0,115A^{-1/3}) \quad (3.35)$$

şeklinde hesaplanır.

Diğer taraftan U_{kr} faz geçişi kritik enerjisi, U' etkin uyarılma enerjisi ve $E_{yoğ}$ yoğunlaşma enerjisi,

$$U' = U - n\Delta_0 \quad (3.36)$$

$$U_{kr} = 0,472a(U_{kr})\Delta_0^2 - n\Delta_0 \quad (3.37)$$

$$E_{yoğ} = 0,152a(U_{kr})\Delta_0^2 - n\Delta_0 \quad (3.38)$$

şeklinde hesap edilir.

çift-çift çekirdekler için; $n = 0$

tek A'lı çekirdekler için; $n = 1$

tek-tek çekirdekler için; $n = 2$

Δ_0 korelasyon fonksiyonu terimi,

$$\Delta_0 = 12A^{-1/2} \quad (3.39)$$

biçiminde ifade edilir (Broeders ve diğeri, 2006; Yiğit, 2008).

4. NÜKLEER REAKSİYON TESİR KESİTİ FORMÜLLERİ

Daha önceki bölümlerde değindiğimiz üzere, Bohr nükleer reaksiyonların, bileşik çekirdeğin oluşumu ve bileşik çekirdeğin ürün çekirdek ve çıkan parçacığa parçalanması olmak üzere iki aşamada oluştuğunu varsaymıştır. Bu durumda, nükleer reaksiyon tesir kesiti şu şekilde açıklanabilir. $X(a, b)Y$ şeklinde bir nükleer reaksiyon düşünürsek; X hedef çekirdeği, a nükleer parçacığı ile bombardıman edilir ve daha sonra bileşik çekirdek Y ürün çekirdeğini oluşturarak b parçacığı yayınlanır. Bu durumda nükleer tesir kesiti,

$$\sigma(a, b) = \sigma_a(\varepsilon)n_b(E) \quad (4.1)$$

biçiminde verilebilir.

Burada, $\sigma_a(\varepsilon)$, ε enerjili gelen a parçacığı tarafından oluşturulan birleşik durumun tesir kesitidir. n_b terimi ise $Y + a$ bileşik çekirdeği tarafından b parçacığının göreceli yayınlanma olasılığıdır. a parçacığının bağlanma enerjisi E_a ile gösterilir. $E = \varepsilon + E_a$ uyarılma enerjisi olmak üzere ve E_a , $Y + a$ bileşik çekirdeğini Y ve a 'ya ayırmak için gereken enerji olarak ifade edilir (Yalçınar, 2008).

4.1. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitleri İçin Sistemantikler

Değerlendirilmiş nükleer reaksiyon tesir kesiti verileri farklı enerji aralıklarında uyarılmış nükleer durumların özelliklerini, nükleer yapıyı ve bağlanma enerjisi sistemantiklerinin anlaşılmasında önemlidir. Aynı zamanda bu veriler nükleer reaksiyon mekanizmalarını anlamak için ve daha fazla nükleer reaksiyon modelinin geliştirilmesi açısından da gereklidir. Nükleer reaksiyon mekanizmaları özellikle deneysel zorluklardan dolayı oluşan tesir kesiti ölçümlerindeki sıkıntılarda reaksiyon tesir kesitlerinin tahminini sağlamak için çoğunlukla kullanılabilir. Bazı enerji aralıklarında deneysel veriler olmadığından benzer karakteristiklere sahip çekirdeklerin tesir kesiti davranışlarındaki sistemantiklere ihtiyaç duyulur. Aynı zamanda nükleer reaksiyon sistemantikleri, deneyleri ve teorik modeller tarafından yapılan hesaplamaları test etmek amacıyla da gereksinim duyulan bir yöntemdir.

Literatürde farklı parametrelerle ifade edilen birçok deneysel ve yarı deneysel tesir kesiti formülü önerilmiştir (Levkovskii, 1964; Kumabe ve Fukuda, 1987; Ait-Tahar, 1987; Belgaid ve Asghar, 1998; Habbani ve Osman, 2001; Korovin ve Konobeyev, 1995; Broeders ve Konobeyev, 2007; Manokhin, Odano ve Hasegawa, 2001).

Önceden elde edilen deneysel ve yarı deneysel sistematik sonuçlarına göre birçok çekirdek için tesir kesiti önemli derecede hedef çekirdeğin “A” kütle sayısı “N” nötron sayısı ve “Z” proton sayısı ile değişir. Ayrıca nükleer reaksiyon tesir kesitlerinde çekirdeklerin $s = (N - Z)/A$ asimetri parametresine dayandırılan etkiler gözlemlenmiştir. Tel, Aydın ve Tanır, 14-15 MeV’de yeni deneysel veriler kullanarak (n,p) reaksiyonlarının tesir kesitleri için yeni bir deneysel formül türetmişlerdir (Tel, Aydın ve Tanır, 2007). Ayrıca ilerleyen yıllarda (n,2n), (n,α), (n,d) ve (n,t) reaksiyonları için bu formülleri kullanarak yeni katsayılar elde edilmişlerdir.

Deneysel veriler kullanılarak nötronlar ve protonlar ile oluşturulan nükleer reaksiyonların tesir kesitleri için birçok deneysel formül literatürde mevcut olmasına rağmen döteronla oluşturulan reaksiyonlar için deneysel formüller mevcut değildir. Araştırmalar gösteriyor ki nötronla oluşturulan reaksiyonların tesir kesitleri o reaksiyonun Q değerine güçlü bir şekilde bağlıdır. Verilen bir çekirdek için kütle sayısının artışı ile Q değeri düzgün bir şekilde azalır ve ayrıca tesir kesiti de düzgün bir şekilde azalır. Q değeri güçlü bir şekilde $s = (N - Z)/A$ bağımlılığına sahiptir. Bu davranış Q değerine göre açıklanabilir ve deneysel formüller bileşik çekirdek reaksiyon teorisinden türetilebilir (Yalçiner, 2008). Bu çalışmada benzer ilişki döteronla oluşturulan (d,n), (d,2n), (d,p) ve (d,α) nükleer reaksiyonlarının tesir kesitleri içinde beklenmektedir.

Deneysel verilerle en iyi uyum,

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_i^N \left(\frac{\sigma_{exp}^i - \sigma_{cal}^i}{\Delta \sigma_{exp}^i} \right)^2 \quad (4.2)$$

eşitliğinin en küçük değerini sağlayan yeni serbest parametreler ile elde edilebilir. Burada σ_{cal}^i ve σ_{exp}^i terimleri sırasıyla hesaplanmış ve deneysel tesir kesitlerini

göstermektedir. $\Delta\sigma_{exp}^i$ terimi ise deneysel nükleer reaksiyon tesir kesitindeki hata miktarını gösterir. Ayrıca N , deneysel verilerin sayısını belirtmektedir. Daha önceden de ifade ettiğimiz gibi nötronlar ile gerçekleştirilen nükleer reaksiyonlar için deneysel ve yarı deneysel tesir kesiti formüllerinin $s = (N - Z)/A$ asimetri parametresine bağlı oldukları birçok araştırmacı tarafından da gösterilmiştir.

Önceki çalışmalardan (Levkovskii, 1964; Kumabe ve Fukuda, 1987; Ait-Tahar, 1987) bilindiği üzere hızlı nötronlar tarafından üretilen reaksiyonların deneysel reaksiyon tesir kesitleri yaklaşık olarak,

$$\sigma(n, x) = C\sigma_{in}e^{as} \quad (4.3)$$

biçiminde ifade edilir. Burada x reaksiyonun çıkan parçacığını temsil eder; C ve a katsayıları ise, farklı reaksiyonlar için en küçük kareler metodu ile bulunan parametrelerdir. σ_{in} terimi ise inelastik tesir kesitidir ve

$$\sigma_{in} = \pi r_0^2 (A^{1/3} + 1)^2 \quad (4.4)$$

şeklinde gösterilir. İnelastik nükleer reaksiyon tesir kesiti birçok çekirdek için MeV mertebesinde ölçülmüştür. İnelastik nötron tesir kesiti πR^2 ile verilir, burada R nükleer yarıçaptır. Ayrıca Eş. 4.3, nükleer reaksiyonların istatistiksel modeli düşünülerek dikkate alınan iki faktörün çarpımını gösterir. Bu ifadede üstel terim, nükleer reaksiyon ürünlerinin bileşik çekirdekten yayınlanmasını ifade eder. Dahası Eş. 4.3'de güçlü bir $s = (N - Z)/A$ bağımlılığı vardır.

Nükleer reaksiyon tesir kesitinin belirlenebilmesi için Levkovskii formülü,

$$\begin{aligned} \sigma_{n,p} &\approx \sigma_n \exp[-33(N - Z)/A] \\ \sigma_{n,\alpha} &\approx \sigma_\alpha \exp[-33(N - Z)/A] \end{aligned} \quad (4.5)$$

şeklinde verilmektedir (Levkovskii, 1964). Yukarıdaki Eşitliklerde,

$\sigma_{\alpha} = 0,4\pi r_0^2 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2$ ve $r_0 = 1,2 \times 10^{-13}$ cm değerlerine sahiptir.

14-15 MeV enerji aralığında, (n,p) ve (n, α) nükleer reaksiyonlarının tesir kesiti için katsayılarla birlikte Levkovskii formülleri;

$$\sigma_{n,p}(mb) = 45,2 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-33(N - Z)/A] \quad (4.6)$$

$$\sigma_{n,\alpha}(mb) = 18,1 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-33(N - Z)/A] \quad (4.7)$$

biçiminde gösterilir.

Deneysel (n,p) reaksiyon tesir kesitleri, elementin Q değerine bağlı olarak kütle numarasının artışı ile yavaşça azalır. Ancak deneysel (n, α) reaksiyon tesir kesitlerinin teorik hesaplamalarının ortalama Q değeri,

$$Q_{av.} = (Q_t - Q_e)/2 \quad (4.8)$$

kullanılarak hesaplanırsa deneysel değerlere yaklaşır. Burada Q_e ve Q_t sırasıyla etkin ve gerçek Q değerleridir.

10 MeV gelme enerjisinin üzerindeki enerjilerde hafif mermi parçacıklarla oluşturulan nükleer reaksiyonlarda denge öncesi mekanizması oldukça önemlidir. Denge öncesi nükleer reaksiyon etkileri asimetri parametresine güçlü şekilde bağımlılık gösterir. Özellikle (n,p) reaksiyonu için $A = 40 \sim 62$ arasında bileşik çekirdek reaksiyonu baskın bir durumdayken, $A = 90 \sim 160$ arasında denge öncesi süreç daha baskındır. Diğer taraftan orta bölge olan $A = 63 \sim 89$ arasında ise bu nükleer reaksiyon için her iki süreç de olasıdır (Yalçiner, 2008).

Kumabe ve Fukuda (1987) bu etkileri dikkate alarak Levkovskii'nin formülünü yeniden düzenlemişlerdir. Bu düzenleme sonucu oluşan eşitlik şu şekildedir,

$$\sigma = aA^b \exp[-c(N - Z)/A] \quad (4.9)$$

ve her üç bölge için ayrı ayrıdır. Burada a , b , c katsayıları en küçük kare metodu ile hesaplanır. Eş. 4.9'da $(A^{1/3} + 1)^2$ ve A^b ($b > 2/3$) katsayıları yer değiştirerek deneysel verilerle daha benzer hale gelir. Fakat Eş. 4.9 inelastik nötron tesir kesitlerinin (σ_n ve σ_α) fiziksel anlamını dikkate almamaktadır (Yalçiner, 2008).

Diğer taraftan $(n,2n)$ ve (n,np) nükleer reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonlarının maksimumlarındaki tesir kesitini belirlemek için Manokhin, Odano ve Hasegawa (2001) tarafından bazı ampirik sistematikler geliştirilmiştir. Ayrıca Ait-Tahar (n,α) tesir kesitlerinin $(N - Z + 1)/A$ parametresine bağımlı olduğunu gösterdi (Ait-Tahar, 1987). Belgaid ve Asghar ise beş parametre içeren ve (n,α) ve (n,p) nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin $(2Z - 1)/A$ parametresi ile güçlü bir bağıllığının olduğunu ilk kez gösteren yarı-ampirik bir formül elde ettiler (Belgaid ve Asghar, 1998). Trofimov ise uyarılma fonksiyonlarının maksimumunda (n,p) nükleer reaksiyonlarının tesir kesitlerinin değerlendirilmesi için ve maksimuma uygun nötron enerjisini belirlemek için bağıntılar önerdi (Yalçiner, 2008).

5. HESAPLAMALAR

${}^6\text{Li}(d,n){}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$, ${}^{47}\text{Ti}(d,n){}^{48}\text{V}$, ${}^{50}\text{Cr}(d,n){}^{51}\text{Mn}$, ${}^{58}\text{Ni}(d,n){}^{59}\text{Cu}$, ${}^{60}\text{Ni}(d,n){}^{61}\text{Cu}$,
 ${}^{61}\text{Ni}(d,n){}^{62}\text{Cu}$, ${}^{64}\text{Zn}(d,n){}^{65}\text{Ga}$, ${}^{66}\text{Zn}(d,n){}^{67}\text{Ga}$, ${}^7\text{Li}(d,2n){}^7\text{Be}$, ${}^{45}\text{Sc}(d,2n){}^{45}\text{Ti}$,
 ${}^{47}\text{Ti}(d,2n){}^{47}\text{V}$, ${}^{48}\text{Ti}(d,2n){}^{48}\text{V}$, ${}^{48}\text{Ca}(d,2n){}^{48}\text{Sc}$, ${}^{64}\text{Zn}(d,2n){}^{64}\text{Ga}$, ${}^{66}\text{Zn}(d,2n){}^{66}\text{Ga}$,
 ${}^{89}\text{Y}(d,2n){}^{89}\text{Zr}$, ${}^{90}\text{Zr}(d,2n){}^{90}\text{Nb}$, ${}^7\text{Li}(d,p){}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$, ${}^{27}\text{Al}(d,p){}^{28}\text{Al}$, ${}^{50}\text{Cr}(d,p){}^{51}\text{Cr}$,
 ${}^{54}\text{Cr}(d,p){}^{55}\text{Cr}$, ${}^{55}\text{Mn}(d,p){}^{56}\text{Mn}$, ${}^{58}\text{Fe}(d,p){}^{59}\text{Fe}$, ${}^{59}\text{Co}(d,p){}^{60}\text{Co}$, ${}^{64}\text{Ni}(d,p){}^{65}\text{Ni}$,
 ${}^{96}\text{Zr}(d,p){}^{97}\text{Zr}$, ${}^{109}\text{Ag}(d,p){}^{110}\text{Ag}$, ${}^{180}\text{Hf}(d,p){}^{181}\text{Hf}$, ${}^{181}\text{Ta}(d,p){}^{182}\text{Ta}$, ${}^{184}\text{W}(d,p){}^{185}\text{W}$,
 ${}^{186}\text{W}(d,p){}^{187}\text{W}$, ${}^{27}\text{Al}(d,2p){}^{27}\text{Mg}$, ${}^{47}\text{Ti}(d,2p){}^{47}\text{Sc}$, ${}^{52}\text{Cr}(d,2p){}^{52}\text{V}$, ${}^{58}\text{Ni}(d,2p){}^{58}\text{Co}$,
 ${}^{59}\text{Co}(d,2p){}^{59}\text{Fe}$, ${}^{64}\text{Zn}(d,2p){}^{64}\text{Cu}$, ${}^{65}\text{Cu}(d,2p){}^{65}\text{Ni}$, ${}^{67}\text{Zn}(d,2p){}^{67}\text{Cu}$, ${}^6\text{Li}(d,t){}^5\text{Li}$,
 ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}(d,t){}^8\text{Be}$, ${}^{19}\text{F}(d,t){}^{18}\text{F}$, ${}^{50}\text{Cr}(d,t){}^{49}\text{Cr}$, ${}^{54}\text{Fe}(d,t){}^{53}\text{Fe}$, ${}^{58}\text{Ni}(d,t){}^{57}\text{Ni}$,
 ${}^{75}\text{As}(d,t){}^{74}\text{As}$, ${}^{89}\text{Y}(d,t){}^{88}\text{Y}$, ${}^{90}\text{Zr}(d,t){}^{89}\text{Zr}$, ${}^{107}\text{Ag}(d,t){}^{106}\text{Ag}$, ${}^{197}\text{Au}(d,t){}^{196}\text{Au}$,
 ${}^{24}\text{Mg}(d,\alpha){}^{22}\text{Na}$, ${}^{46}\text{Ti}(d,\alpha){}^{44}\text{Sc}$, ${}^{48}\text{Ti}(d,\alpha){}^{46}\text{Sc}$, ${}^{56}\text{Fe}(d,\alpha){}^{54}\text{Mn}$, ${}^{66}\text{Zn}(d,\alpha){}^{64}\text{Cu}$,
 ${}^{70}\text{Ge}(d,\alpha){}^{68}\text{Ga}$, ${}^{78}\text{Kr}(d,\alpha){}^{76}\text{Br}$, ${}^{92}\text{Zr}(d,\alpha){}^{90}\text{Y}$ nükleer reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonlarının hesaplamaları denge ve denge öncesi reaksiyon mekanizmaları dikkate alınarak elde edilmiştir. Hesaplamalar 50 MeV'e kadar gelme enerjisine sahip döteronlar ile oluşturulan nükleer reaksiyonları içerir. Bu hesaplamalarda denge durumu için Weisskopf-Ewing model (Weisskopf ve Ewing, 1940) ve denge öncesi durum için Hibrid ve GDH modeller (Blann, 1971; Blann ve Vonach, 1983) kullanılmıştır. Denge öncesi GDH model hesaplamalarında eksiton sayısı ve seviye yoğunluk parametresinin değişiminin hesaplanan tesir kesitleri üzerine etkisi araştırılmıştır. Diğer taraftan bu çalışmada, (d,n), (d,2n), (d,p) ve (d, α) döteron reaksiyonları için ampirik tesir kesiti formülleri türetilmiştir. Ayrıca (d,2n) ve (d,p) nükleer reaksiyonları için çekirdeklerin çiftlenim özellikleri dikkate alınarak yarı-ampirik sistematipler türetilmiştir. Şekil 5.1-5.30 ve Çizelge 5.1-5.16 döteronla gerçekleştirilen bu reaksiyonların tesir kesitlerini elde etmek için türetilen formüllerle ilişkilidir. Ayrıca tüm bu nükleer reaksiyonlar için teorik olarak elde edilen tesir kesitleri, TALYS tabanlı TENDL-2012 (Koning ve diğerleri, 2012) kütüphane verileri ve mevcut deneysel nükleer reaksiyon tesir kesiti verileri ile karşılaştırılmıştır. (d,n), (d,2n), (d,p), (d,2p), (d,t) ve (d, α) nükleer reaksiyon kanalları için teorik ve deneysel tesir kesitleri döteron enerjisinin bir fonksiyonu olarak Şekil 5.31-5.91'de sunulmuştur. Tüm model hesaplamaları ALICE-ASH bilgisayar programı ile yapılmıştır.

5.1. ALICE-ASH Hesaplamaları

ALICE-ASH bilgisayar programı denge ve denge öncesi nükleer reaksiyon tesir kesitlerini hesaplamak için kullanılabilir. Bu uyarılma fonksiyonlarını hesaplariken denge ve denge öncesi reaksiyon mekanizmaları, farklı modeller ve yaklaşımları dikkate alır. Bu kod denge öncesi Hibrid ve GDH modeller ile denge Weisskopf-Ewing modelleri üzerine temellendirilmiştir. Bu çalışmada, Weisskopf-Ewing modeli dikkate alarak yapılan denge hesaplamalarında seviye yoğunluk parametresi $a=A/8$ olarak kabul edilmiştir. Ayrıca denge öncesi durum için hem Hibrid hem de GDH model hesaplamaları yapılmıştır. Hibrid model hesaplamalarında eksiton sayısı dört (üç parçacık bir deşik) ve seviye yoğunluk parametresi yine $a=A/8$ olarak alınmıştır. GDH model hesaplamalarında ise eksiton sayısı dört (üç parçacık bir deşik) ve altı (dört parçacık iki deşik) olarak alınmış ve uyarılma fonksiyonunun yapısının üzerindeki etkisine bakılmıştır. Ayrıca $n_0=4$ ve $n_0=6$ eksiton durumları için GDH model hesaplamalarında seviye yoğunluk parametresi $a=A/5$, $A/8$ ve $A/11$ olmak üzere üç farklı değerde ele alınmış ve tesir kesitleri üzerine etkisi araştırılmıştır. Eksiton sayısı $n_0=4$ alınarak yapılan hesaplamalarda başlangıç uyarılmış nötron sayısı $EX1=1,1$ ve başlangıç uyarılmış proton sayısı $EX2=1,9$ olarak alınmıştır. Yine eksiton sayısı $n_0=6$ alınarak yapılan denge öncesi hesaplamalarda başlangıç uyarılmış nötron sayısı $EX1=2,1$ ve başlangıç uyarılmış proton sayısı $EX2=1,9$ olarak alınmıştır.

5.2. TENDL-2012 Kütüphanesi

TALYS nükleer model kodu üzerine temellendirilen ve bir nükleer veri kütüphanesi olan TENDL, ENDF formatında TALYS kodunun çıktıları içerir. TENDL-2012 kütüphanesi TENDL kütüphane verilerinin beşinci versiyonudur. TENDL-2012 kütüphanesi 10^{-5} eV'dan 200 MeV'e kadar gelme enerjisine sahip foton, proton, nötron, döteron, triton, ^3He ve ^4He parçacıkları için alt kütüphaneleri içerir. Bu çalışmada döteronla gerçekleştirilen nükleer reaksiyonların tesir kesitlerini elde etmek için TALYS tabanlı TENDL-2012 kütüphane verileri kullanılmıştır (Koning ve diğerleri, 2012).

5.3. Döteronla Oluşturulan Reaksiyonlar için Ampirik ve Yarı-Ampirik Tesir Kesiti Formülleri

Çalışmanın bu kısmında, bir döteronla hedef çekirdeğin etkileşmesinde uyarılma fonksiyonunun maksimuma ulaştığı bölgeyi içeren döteron enerjilerine karşılık gelen deneysel tesir kesiti verileri, ampirik ve yarı-ampirik sistematipler türetmek için kullanılmıştır. Bu sistematipleri elde ederken Levkovskii formülleri (Levkovskii, 1964) ile Tel ve diğerlerinin (2010) tesir kesiti formülleri dikkate alınmıştır. Bu bağlamda döteronlarla oluşturulan nükleer reaksiyonlar için ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri elde edilmiştir.

5.3.1. (d,n) reaksiyonu için ampirik tesir kesiti formülleri

Daha önceki çalışmalar gösteriyor ki nötronla oluşturulan tesir kesitleri kuvvetli bir şekilde asimetri parametresi ile ilişkilidir. Bu ilişki Şekil 5.1-5.4'den de görüldüğü gibi döteronla oluşturulan reaksiyonlar için de geçerlidir. Şekil 5.1. gösteriyor ki asimetri parametresi hedef çekirdeğin kütle numarasının artışı ile artma eğilimine sahiptir. Yine Şekil 5.2-5.4' den görüldüğü üzere asimetri parametresinin artışı ile reaksiyonun uyarılma fonksiyonu azalma eğilimine sahiptir. Dolayısıyla döteronla oluşturulan bu soyma reaksiyonu için deneysel tesir kesiti formüllerimiz güçlü bir şekilde asimetri bağımlı olarak düşünülebilir.

Bu bağlamda öncelikle, döteronlarla gerçekleştirilen nükleer reaksiyonların ampirik tesir kesitlerini oluşturmak için aşağıdaki yaklaşımlar düşünülmüştür.

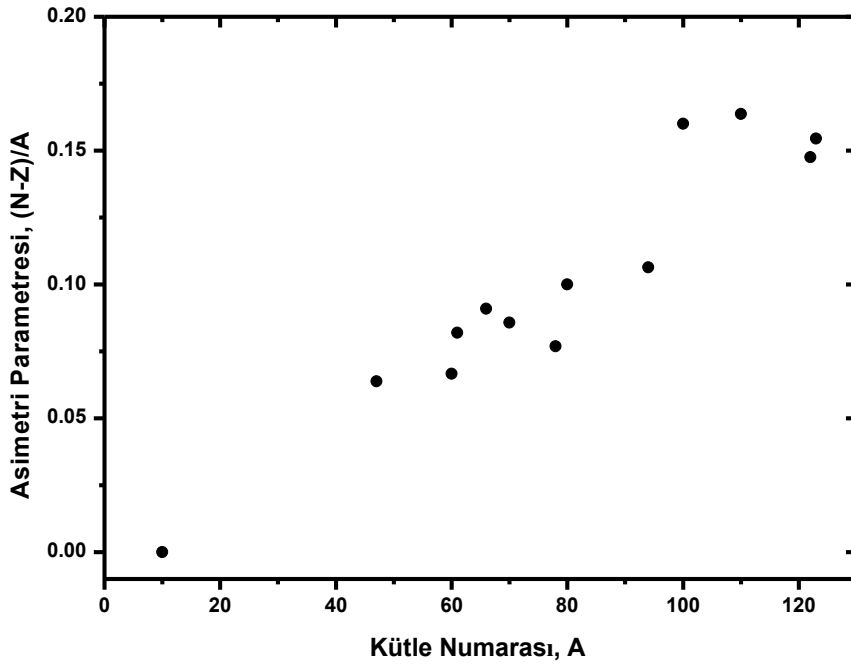
✓ Birinci yaklaşım: Döteronlarla gerçekleştirilen nükleer reaksiyonların inelastik etkiyi içeren ampirik tesir kesitlerinin

$$\sigma(d, x) = C \sigma_{din} e^{as} \quad (5.1)$$

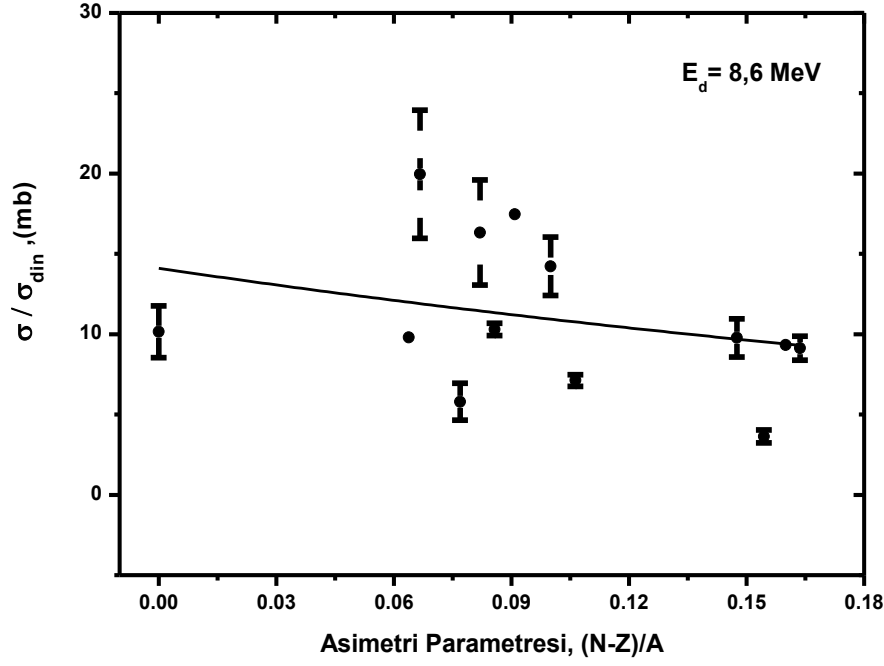
biçiminde hesaplanabileceği varsayılmıştır. σ_{din} terimi inelastik döteron tesir kesitidir. İnelastik döteron tesir kesiti

$$\sigma_{din} = \pi r_0^2 (A^{1/3} + 1)^2$$

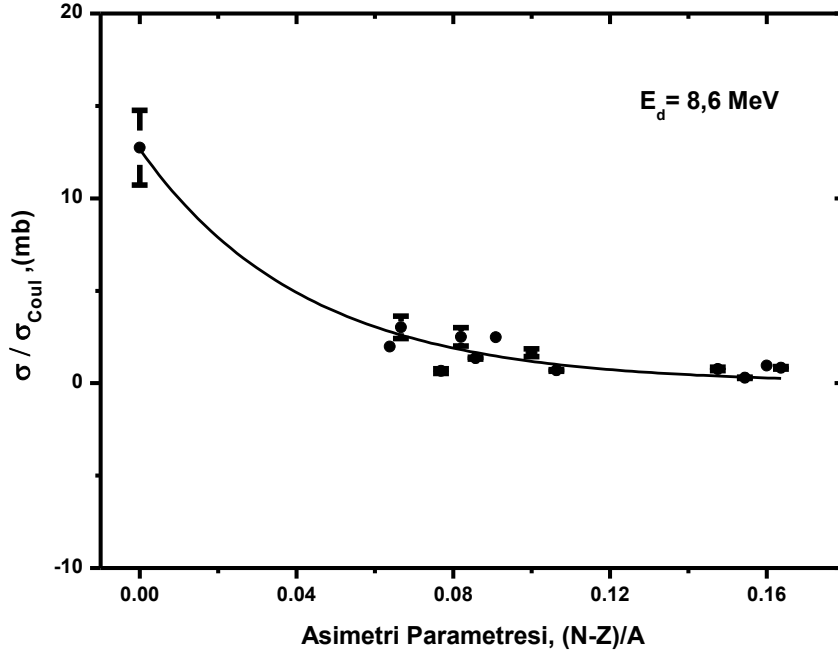
şeklinde ifade edilmiştir. x terimi döteron reaksiyonu sonucu açığa çıkan parçacığı simgeler. C ve a terimleri ise en küçük kare metodu kullanılarak belirlenen fit parametreleridir. (d,n) nükleer reaksiyonu için asimetri parametresine bağlı olan bu parametreler deneysel formüllerle belirlenmiştir.



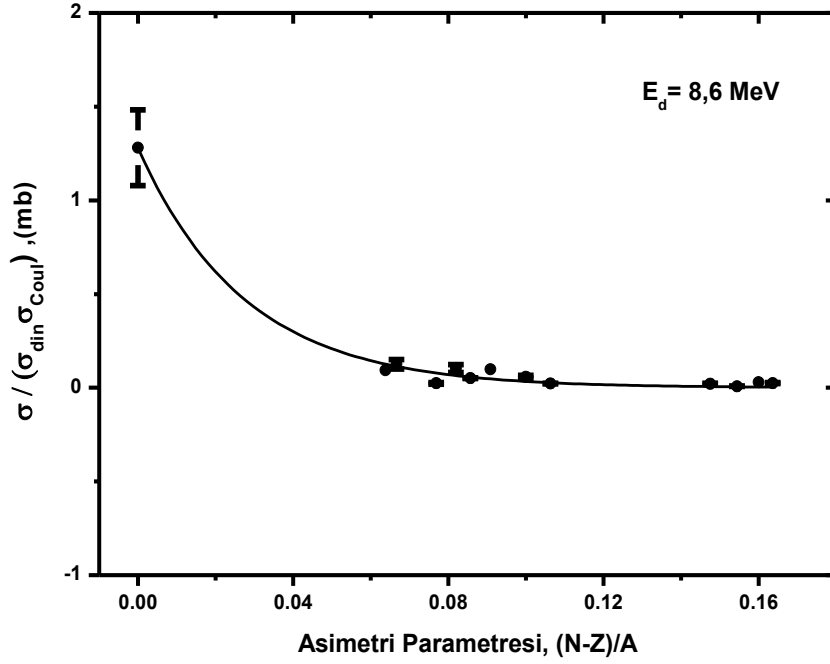
Şekil 5.1. (d,n) nükleer reaksiyon hesaplamalarında kullanılan çekirdeklerin A kütle numarası ile asimetri parametresinin değişimi



Şekil 5.2. 8,6 MeV'lik enerjide (d,n) nükleer reaksiyonlarının inelastik etkiyi içeren amprik tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağımlılığı



Şekil 5.3. 8,6 MeV'lik enerjide (d,n) nükleer reaksiyonlarının Coulomb etkisini içeren amprik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



Şekil 5.4. 8,6 MeV'lik enerjide (d,n) nükleer reaksiyonlarının inelastik ve Coulomb etkilerini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı

✓ İkinci yaklaşım: Döteronlarla gerçekleştirilen nükleer reaksiyonların Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitleri

$$V_{Coul} \approx \frac{Z^2}{R} \approx \frac{Z^2}{(A^{1/3} + 1)}$$

$$\sigma(d, x) = C \sigma_{Coul} e^{as} \quad (5.2)$$

biçiminde ifade edilmiştir. Burada

$$\sigma_{Coul} \approx \frac{Z^2}{(A^{1/3} + 1)}$$

şeklinde gösterilir. σ_{Coul} terimi döteron Coulomb etkisini içeren tesir kesitini göstermektedir. C ve a terimleri düşünülen (d,n) reaksiyonunda hedef konumundaki çekirdekler için deneysel formüllerle hesaplanmıştır.

✓ Üçüncü yaklaşım: Bu yaklaşımda, inelastik ve Coulomb etkilerini içeren tesir kesitlerini birlikte ele alarak ampirik tesir kesiti formülü

$$\sigma(d, x) = C \sigma_{din} \sigma_{Coul} e^{as} \quad (5.3)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Burada $\sigma_{din} \sigma_{Coul}$ inelastik ve Coulomb etkilerinin tesir kesitidir ve

$$\sigma_{din} \sigma_{Coul} \approx Z^2 (A^{1/3} + 1)$$

ile verilir. C ve a terimleri düşünülen (d,n) reaksiyonları için deneysel formüllerle belirlenmiştir.

Literatürde (d,n) reaksiyonları için ölçülen deneysel tesir kesiti değerleri $8,6 \pm 1,3$ MeV enerji aralığında maksimuma ulaşmaktadır. (d,n) nükleer reaksiyonu için döteron enerjisi 8,6 MeV'e indirgenmiştir. Aynı zamanda (d,n) reaksiyonu için hedef çekirdeğin proton sayısı 5'den 52'ye ve kütle numarası 10'dan 123'e değişen 13 deneysel tesir kesiti değeri kullanılmıştır. 8,6 MeV gelme enerjisinde inelastik etki, Coulomb etkisi ve her iki etkiyi birlikte düşünerek elde edilen (d,n) nükleer reaksiyon tesir kesiti verileri asimetri parametresinin bir fonksiyonu olarak Şekil 5.2-5.4' de sunulmuştur. Bu enerjide (d,n) reaksiyonu için üç yaklaşıma ait korelasyon katsayıları belirlenmiş ve Çizelge 5.2-5.4'de sunulmuştur. Çizelge 5.1'den görüldüğü üzere ampirik formüller deneysel reaksiyon tesir kesiti verilerini tahmin etme adına oldukça başarılıdır. İlk yaklaşımda Eş. 5.1 kullanılarak yapılan hesaplamalar sonucu elde edilen korelasyon katsayısı $R^2=0,09$, ikinci yaklaşımda Eş. 5.2 kullanılarak yapılan hesaplamalar sonucu elde edilen korelasyon katsayısı $R^2=0,95$ ve Eş. 5.3 kullanılarak elde edilen korelasyon katsayısı $R^2=0,99$ olarak bulunmuştur. Hesaplamalardan görüldüğü ki hem Coulomb etkisi hem de inelastik etki, döteron tesir kesitlerini belirlemede etkin bir karakteristik yapıya sahip.

Çizelge 5.1. 8,6 MeV'lik enerjide (d,n) nükleer reaksiyonları için deneysel ve teorik tesir kesitlerin karşılaştırılması

Hedef	σ (deneysel) (mb)	Yazarlar	1. yaklaşım σ (ampirik) (mb)	2. yaklaşım σ (ampirik) (mb)	3. yaklaşım σ (ampirik) (mb)
¹⁰ B	101 ± 16	Anders ve diğerleri (1981)	140,30	100,26	100,15
⁴⁷ Ti	208	Chen ve Miller (1964)	254,68	292,47	279,23
⁶⁰ Ni	482,22 ± 96,444	Cogneau ve diğerleri (1967)	287,54	415,35	435,14
⁶¹ Ni	397,92 ± 79,584	Cogneau ve diğerleri (1967)	279,02	287,72	250,81
⁶⁶ Zn	444	Williams ve Irvine (1963)	284,45	261,63	212,53
⁷⁰ Ge	270 ± 10	Otozai ve diğerleri (1968)	297,46	331,44	296,63
⁷⁸ Kr	161 ± 32	Sholten ve diğerleri (1997)	322,42	501,86	531,81
⁸⁰ Kr	401 ± 51	Doczi ve diğerleri (2000)	308,26	288,39	231,70
⁹⁴ Mo	219 ± 11	Aleksandrov ve diğerleri (1975)	331,10	322,93	261,36
¹⁰⁰ Mo	297	Randa (1976)	298,90	89,05	37,96
¹¹⁰ Pd	306 ± 25	Hermanne ve diğerleri (2004)	312,09	95,46	40,96
¹²² Te	347 ± 42	Takacs ve diğerleri (1999)	344,28	173,63	96,62
¹²³ Te	129,7 ± 14,1	Scholten ve diğerleri (1997)	339,81	146,99	75,30

Çizelge 5.2. 8,6 MeV'lik enerjide (d,n) nükleer reaksiyonları için inelastik etkiyi içeren ampirik tesir kesiti formülü

Z	N	C	a	$\sigma(d,n) = C\sigma_{din}exp[as]$	R ²
Tüm Çekirdekler		14,1	-2,54	$\sigma(d,n) = 14,1(A^{1/3} + 1)^2 exp[-2,54s]$	0,09

Çizelge 5.3. 8,6 MeV'lik enerjide (d,n) nükleer reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesiti formülü

Z	N	C	a	$\sigma(d,n) = C\sigma_{coul}exp[as]$	R ²
Tüm Çekirdekler		12,65	-23,71	$\sigma(d,n) = 12,65\left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1}\right)exp[-23,71s]$	0,95

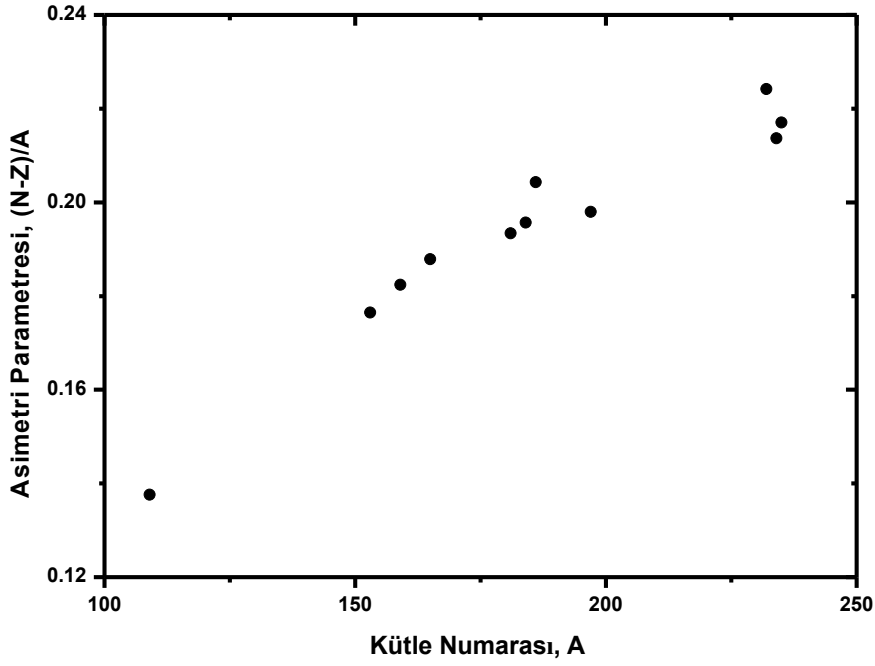
Çizelge 5.4. 8,6 MeV'lik enerjide (d,n) nükleer reaksiyonları için inelastik ve Coulomb etkilerini içeren ampirik tesir kesiti formülü

Z	N	C	a	$\sigma(d,n) = C\sigma_{din}\sigma_{coul}exp[as]$	R ²
Tüm Çekirdekler		1,27	-36,3	$\sigma(d,n) = 1,27Z^2(A^{1/3} + 1)exp[-36,3s]$	0,99

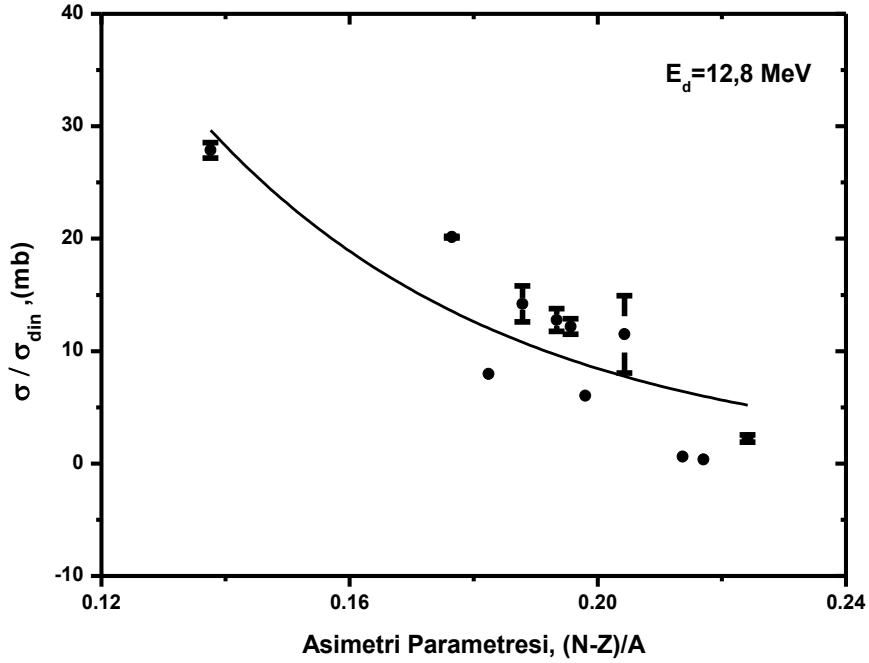
5.3.2. (d,2n) reaksiyonu için ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Şekil 5.5-5.8'den de görüldüğü gibi döteronla oluşturulan (d,n) reaksiyonlarında olduğu gibi (d,2n) nükleer reaksiyonları için de tesir kesitleri kuvvetli bir şekilde asimetri parametresi ile orantılı olarak değişmektedir. Dolayısıyla döteronla oluşturulan (d,2n) nükleer reaksiyonları için de ampirik tesir kesiti formülleri güçlü bir şekilde asimetri bağımlı olarak düşünülebilir. Bu bağlamda döteronlarla gerçekleştirilen (d,2n) nükleer reaksiyonlarının ampirik tesir kesitlerini oluşturmak için de daha önceki üç yaklaşım uygulanmıştır. Ayrıca tek-çift çekirdekler yakın büyüklükteki çift-çift çekirdeklere oranla daha yüksek tesir kesitlerine sahiptirler. Çünkü tek-çift çekirdekler çift-çift çekirdeklere oranla daha kararsız yapıdadırlar.

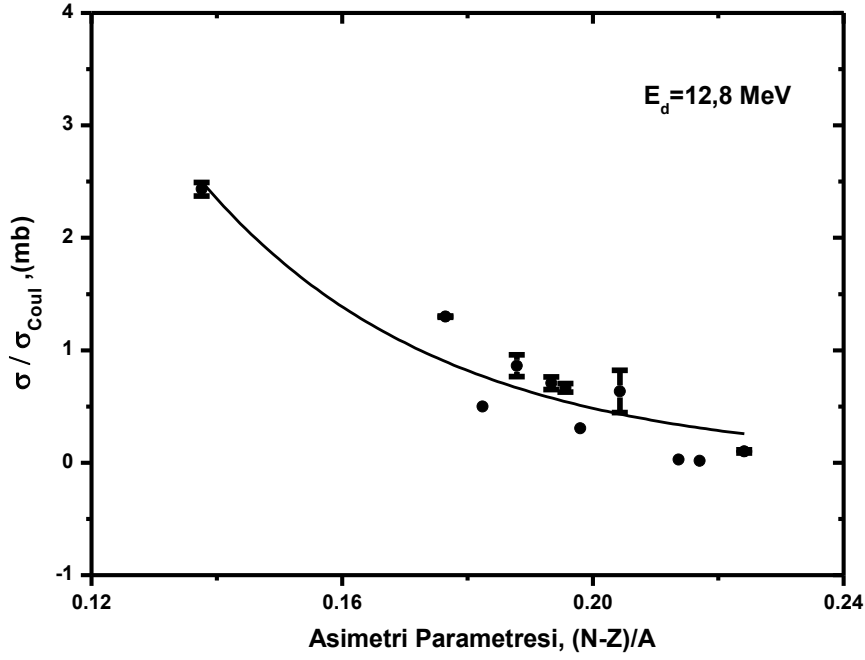
Hedef çekirdeğin proton sayısının artışı ile Q değerindeki artış küçüktür. Dolayısıyla proton sayısının artışı ile tek-çift etkiler yavaş yavaş azalır ve ağır çekirdekler için kaybolur. Şekil 5.9.'dan görüldüğü gibi, artan asimetri parametresi ile nükleer tesir kesitleri tek-çift özelliğine bağlı olarak birbirlerinden ayrılırlar. Dolayısıyla $(d,2n)$ nükleer reaksiyonu için hedef çekirdekler çift-çift ve tek-çift özelliklerine göre sınıflandırılmış ve üç yaklaşım ayrı ayrı uygulanmıştır. Literatürde $(d,2n)$ nükleer reaksiyonları için ölçülen deneysel tesir kesiti değerleri $12,8 \pm 0,8$ MeV enerji aralığında maksimuma ulaşmaktadır. Gelen döteron parçacıklarının enerjileri $(d,2n)$ reaksiyonu için 12,8 MeV'e indirgenmiştir. Bununla birlikte $(d,2n)$ reaksiyonu için hedef çekirdeğin proton sayısı 47'den 92'ye ve kütle numarası 109'dan 235'e değişen 11 deneysel tesir kesiti değeri kullanılmıştır. Öncelikle 12,8 MeV'lik enerjide inelastik etki, Coulomb etkisi ve her iki etkiyi birlikte düşünerek elde edilen $(d,2n)$ reaksiyon tesir kesiti verileri asimetri parametresinin bir fonksiyonu olarak Şekil 5.6-5.8' de gösterilmiştir. Daha sonra bu enerjide $(d,2n)$ reaksiyonu hedef çekirdeğin tek-çift özelliklerine göre sınıflandırılmış ve Şekil 5.10-5.15.'de sunulmuştur. Bu üç yaklaşım ve tek-çift özellikler dikkate alınarak belirlenen korelasyon katsayıları ile birlikte ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri Çizelge 5.6-5.8.'de sunulmuştur. Ayrıca bu sistematiklerden elde edilen ve deneysel tesir kesitlerinin karşılaştırılması Çizelge 5.5'de sunulmuştur. Öncelikle birinci yaklaşımda Eş. 5.1 kullanılarak yapılan hesaplamalar sonucu elde edilen korelasyon katsayısı $R^2=0,73$, ikinci yaklaşımda Eş. 5.2 ile yapılan hesaplamalar sonucu elde edilen korelasyon katsayısı $R^2=0,87$ ve Eş.5.3 kullanılarak elde edilen korelasyon katsayısı $R^2=0,92$ olarak bulunmuştur. Coulomb etkisi ve inelastik etkiyi içeren üçüncü yaklaşım yüksek korelasyon katsayısına sahiptir. Ayrıca, Coulomb etkisi ve inelastik etkiyi içeren üçüncü yaklaşım ile beraber nükleer kabuk modelindeki çiftlenim etkisi de dikkate alındığında elde edilen korelasyon katsayıları Çizelge 5.8.'den de görüleceği üzere çift-çift çekirdekler için $R^2=0,74$ ve tek çift çekirdekler için $R^2=0,93$ olarak bulunmuştur. Sonuçta, hedef çekirdeklerin tek-çift karakteristiklerine göre yapılan sınıflandırma sonucu elde edilen sonuçlar oldukça başarılıdır.



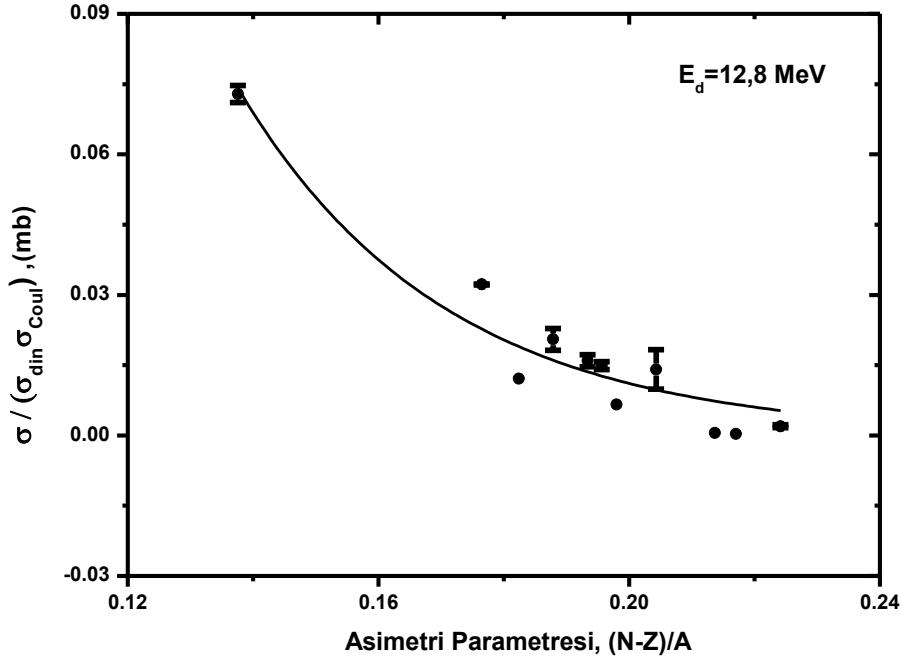
Şekil 5.5. (d,2n) nükleer reaksiyon hesaplamalarında kullanılan çekirdeklerin A kütle numarası ile asimetri parametresinin değişimi



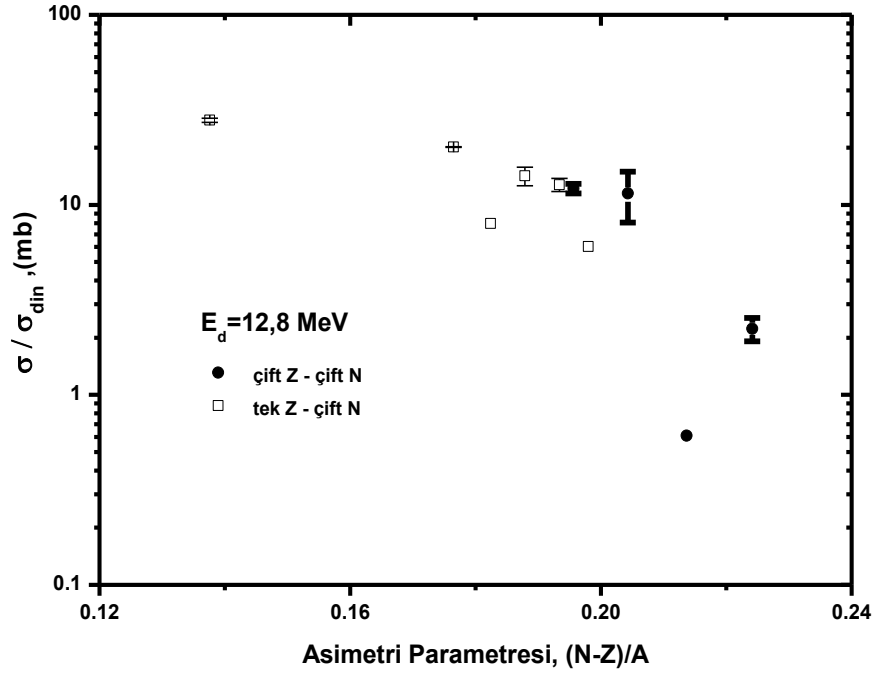
Şekil 5.6. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonlarının inelastik etkiyi içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



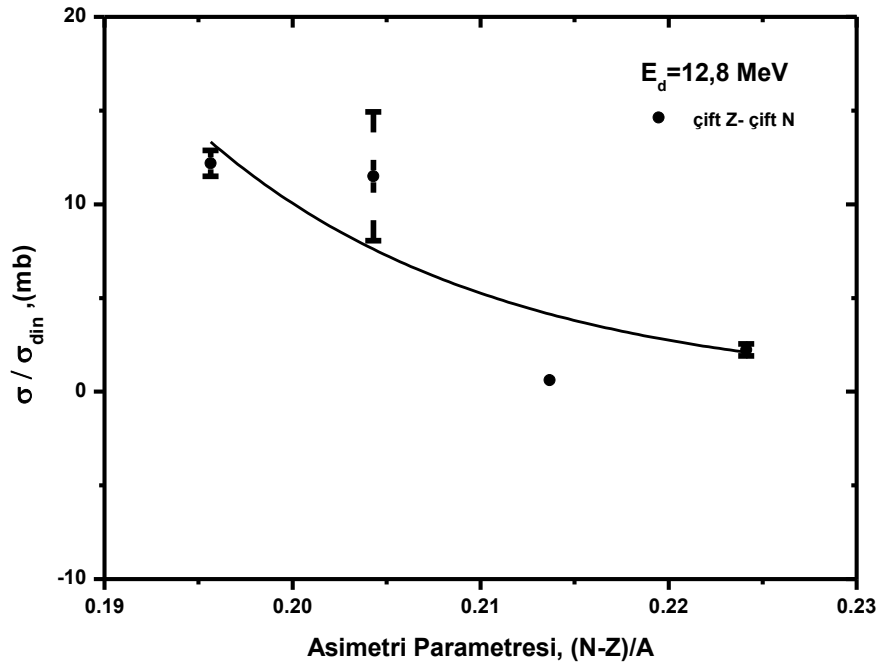
Şekil 5.7. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonlarının Coulomb etkisini içeren amprik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



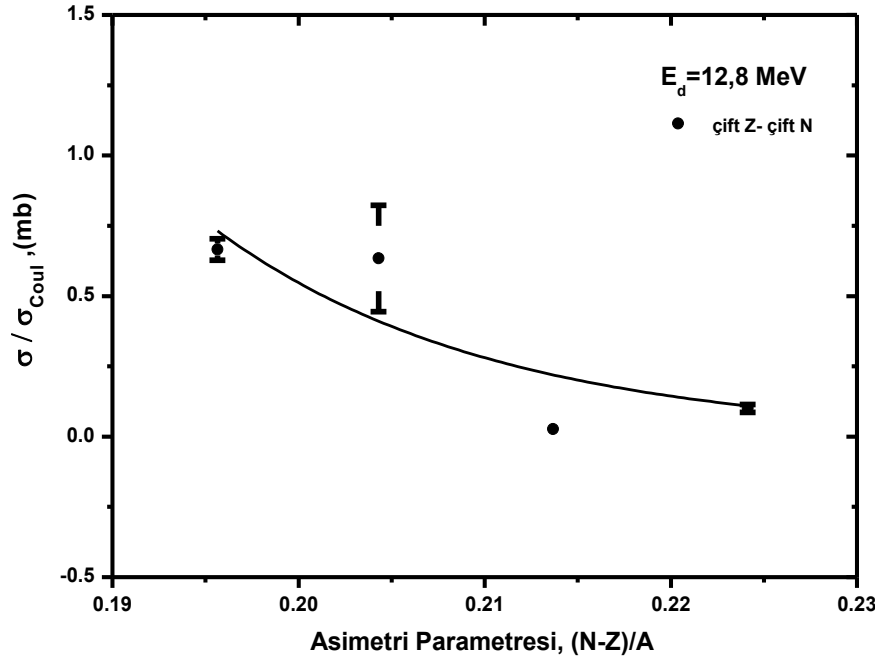
Şekil 5.8. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonlarının inelastik ve Coulomb etkilerini içeren amprik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



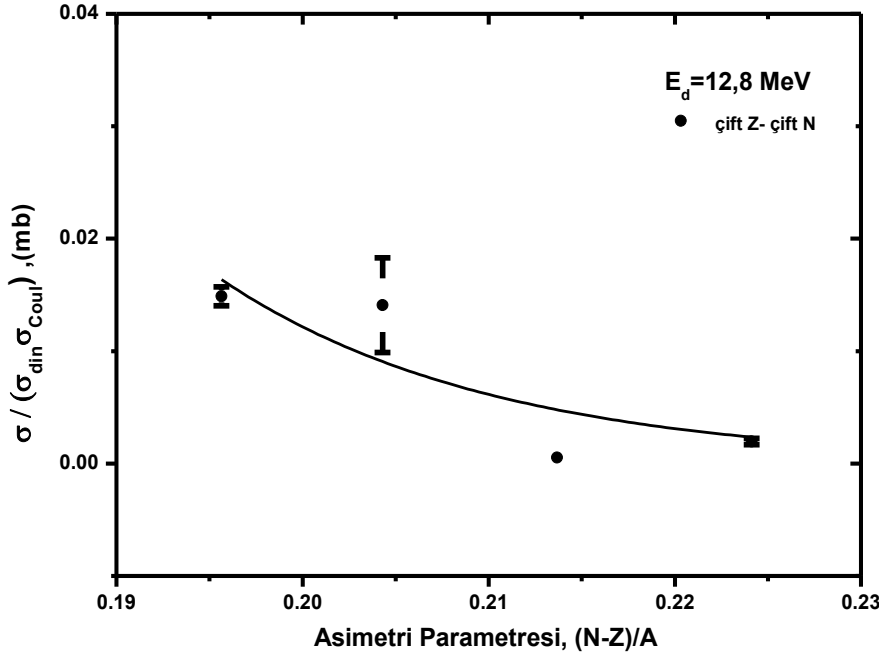
Şekil 5.9. 12,8 MeV'lik enerjide asimetri parametresine bağlı olarak çekirdeklerin tek-çift özelliklerine göre ayrılması



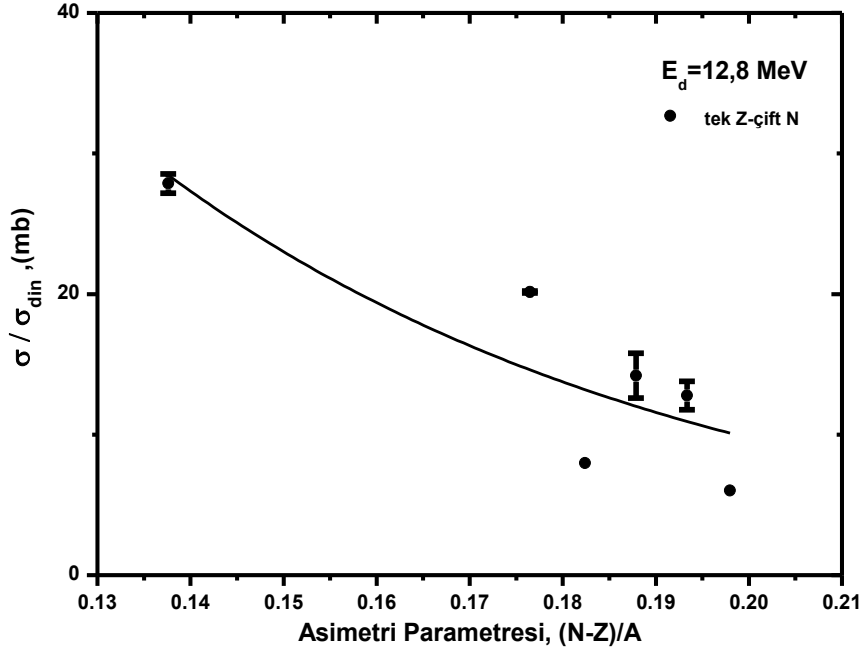
Şekil 5.10. 12,8 MeV'lik enerjide çift-çift çekirdekler için inelastik etkiyi içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



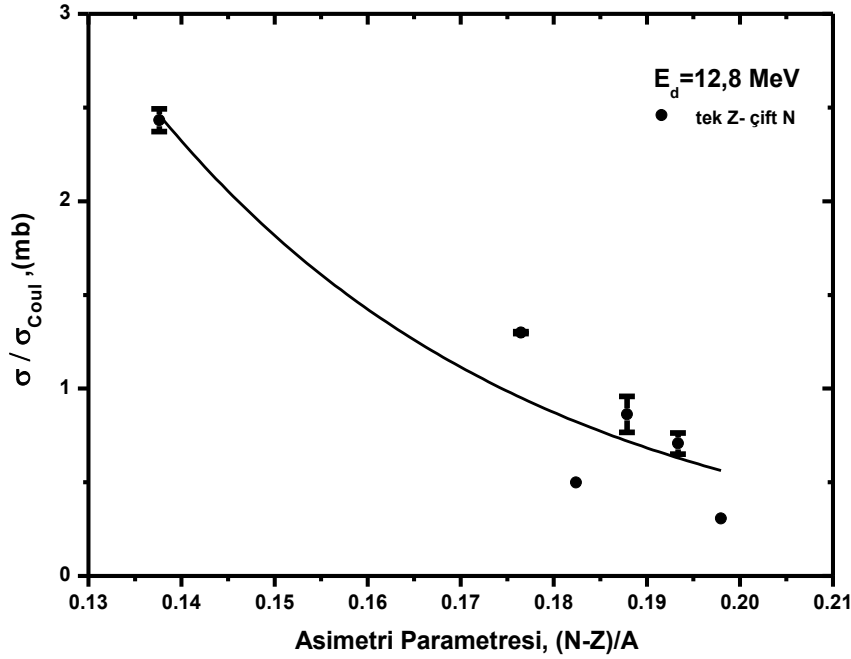
Şekil 5.11. 12,8 MeV'lik enerjide çift-çift çekirdekler için Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



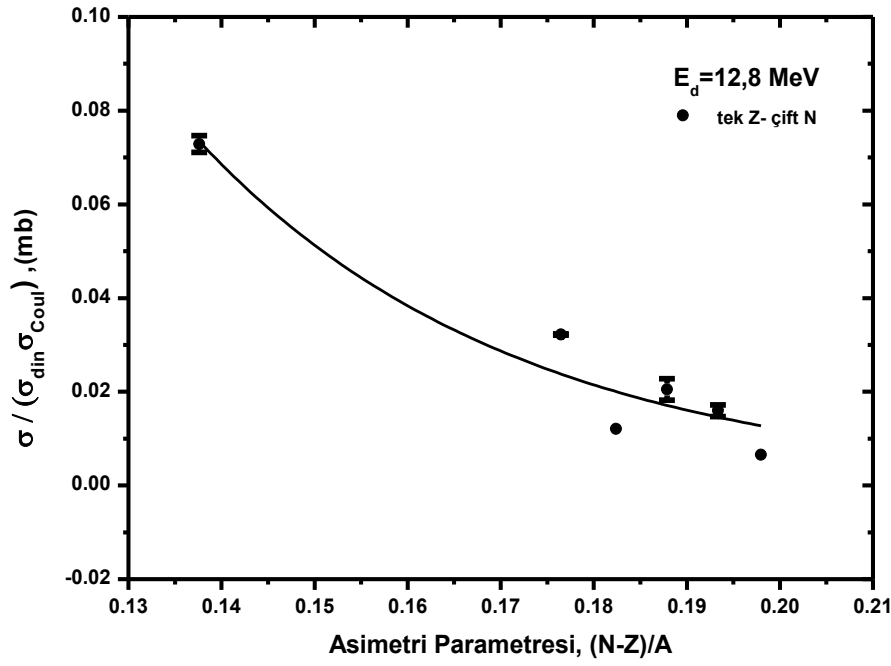
Şekil 5.12. 12,8 MeV'lik enerjide çift-çift çekirdekler için inelastik ve Coulomb etkilerini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



Şekil 5.13. 12,8 MeV'lik enerjide tek-çift çekirdekler için inelastik etkiyi içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



Şekil 5.14. 12,8 MeV'lik enerjide tek-çift çekirdekler için Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



Şekil 5.15. 12,8 MeV'lik enerjide tek-çift çekirdekler için inelastik ve Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı

Çizelge 5.5. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonları için deneysel ve teorik tesir kesitlerinin karşılaştırılması

Hedef	σ (deneysel) (mb)	Yazarlar	1. yaklaşım σ (ampirik) (mb)	2. yaklaşım σ (ampirik) (mb)	3. yaklaşım σ (ampirik) (mb)	1. yaklaşım σ (yarı-ampirik) (mb)	2. yaklaşım σ (yarı-ampirik) (mb)	3. yaklaşım σ (yarı-ampirik) (mb)
¹⁰⁹ Ag	930 ± 23	Roehm ve diğerleri (1970)	989,66	956,42	947,43	950,88	946,58	937,51
¹⁵³ Eu	812 ± 3	West ve diğerleri (1989)	546,92	562,79	574,13	589,76	599,68	599,65
¹⁵⁹ Tb	328	Duc ve diğerleri (1968)	496,13	507,21	516,07	544,48	546,57	543,46
¹⁶⁵ Ho	597 ± 67	Tarkanyi ve diğerleri (2008)	453,62	461,62	468,91	506,01	502,65	497,58
¹⁸¹ Ta	566 ± 45	Hermann e ve diğerleri (2009)	427,99	462,06	483,56	485,27	508,42	517,06
¹⁸⁴ W	545 ± 31	Zhenlan ve diğerleri (1981)	412,61	445,07	465,76	596,49	604,90	600,19
¹⁸⁶ W	517,288 ± 154,401	Ishioka ve diğerleri (2002)	348,84	353,44	359,18	342,51	338,70	333,77
¹⁹⁷ Au	280	Chevarier ve diğerleri (1971)	409,37	468,09	504,40	470,55	519,57	542,79
²³² Th	113,84 ± 16,045	Rao ve diğerleri (1986)	265,48	291,33	309,60	107,33	125,27	135,92
²³⁴ U	31,3	Lessler ve diğerleri (1966)	329,30	399,87	445,76	212,59	262,39	290,63
²³⁵ U	18,5	Lessler ve diğerleri (1966)	308,61	365,74	403,14	-	-	-

Çizelge 5.6. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonları için inelastik etkiyi içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(d, 2n) = C\sigma_{din}exp[as]$	R ²
Tüm Çekirdekler		472,7	-20,12	$\sigma(d, 2n) = 472,7(A^{1/3} + 1)^2 exp[-20,12s]$	0,73
Çift	Çift	4319060	-64,85	$\sigma(d, 2n) = 4319060(A^{1/3} + 1)^2 exp[-64,85s]$	0,73
Tek	Çift	301,8	-17,15	$\sigma(d, 2n) = 301,8(A^{1/3} + 1)^2 exp[-17,15s]$	0,74

Çizelge 5.7. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(d, 2n) = C\sigma_{Coul}exp[as]$	R ²
Tüm Çekirdekler		93,32	-26,3	$\sigma(d, 2n) = 93,32\left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1}\right)exp[-26,3s]$	0,87
Çift	Çift	343585,8	-66,7	$\sigma(d, 2n) = 343585,8\left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1}\right)exp[-66,7s]$	0,73
Tek	Çift	71,11	-24,4	$\sigma(d, 2n) = 71,11\left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1}\right)exp[-24,4s]$	0,89

Çizelge 5.8. 12,8 MeV'lik enerjide (d,2n) nükleer reaksiyonları için inelastik ve Coulomb etkilerini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

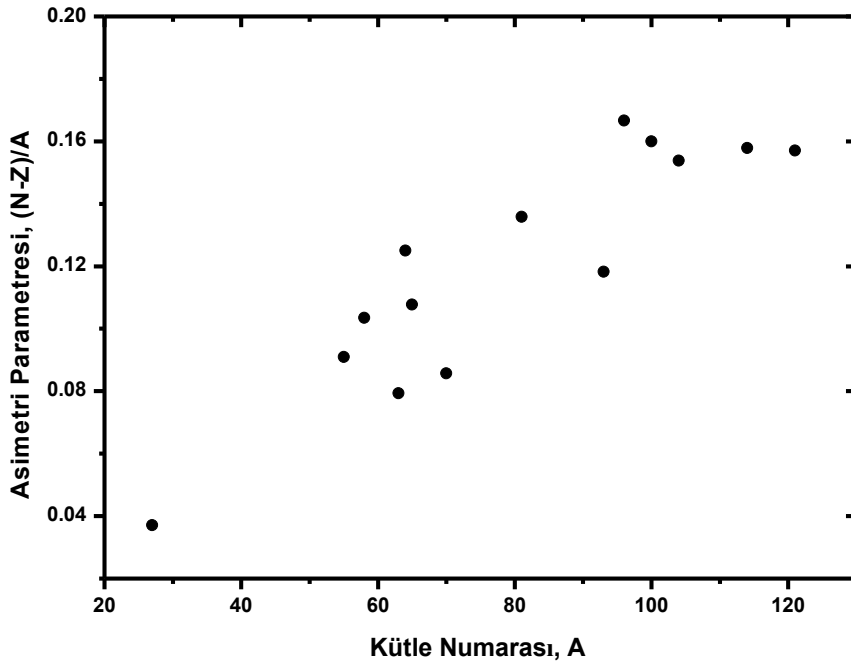
Z	N	C	a	$\sigma(d, 2n) = C\sigma_{din}\sigma_{Coul}exp[as]$	R ²
Tüm Çekirdekler		4,87	-30,4	$\sigma(d, 2n) = 4,87Z^2(A^{1/3} + 1)exp[-30,4s]$	0,92
Çift	Çift	10222,02	-68,2	$\sigma(d, 2n) = 10222,02Z^2(A^{1/3} + 1)exp[-68,2s]$	0,74
Tek	Çift	3,98	-29,01	$\sigma(d, 2n) = 3,98Z^2(A^{1/3} + 1)exp[-29,01s]$	0,93

5.3.3. (d,p) reaksiyonu için ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

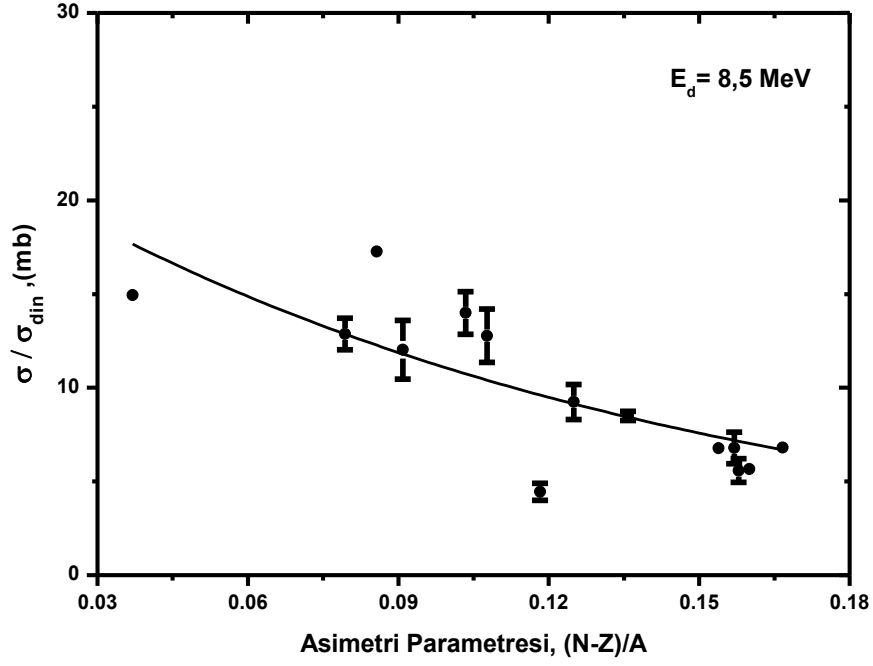
Döteronlarla gerçekleştirilen (d,p) reaksiyonları için de (d,n) ve (d,2n) reaksiyonlarında olduğu gibi tesir kesitleri kuvvetli bir şekilde asimetri parametresi ile ilişkilidir. Bu ilişki Şekil 5.16-5.19'da görülmektedir. (d,p) nükleer reaksiyonlarının ampirik ve yarı-ampirik tesir kesitlerini oluşturmak için (d,2n) reaksiyonları için yapılan hedef çekirdeklerin çift-çift ve tek-çift sınıflandırmalarıyla birlikte üç yaklaşımda uygulanmıştır. Bu üç yaklaşım ve tek-çift özellikler düşünülerek belirlenen korelasyon katsayıları ile birlikte ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri Çizelge 5.10-5.12.'de sunulmuştur. Ayrıca bu formüllerden elde edilen tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması Çizelge 5.9'da gösterilmiştir.

Literatürde (d,p) nükleer reaksiyonları için ölçülen tesir kesitleri $8,5 \pm 1,4$ MeV enerji aralığında maksimum değere ulaşmaktadır. Gelen döteron parçacıklarının enerjileri (d,p) reaksiyonu için 8,5 MeV'e indirgenmiş ve bu enerjide ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri türetilmiştir. Bu bağlamda (d,p) nükleer reaksiyonu için hedef çekirdeğin proton sayısı 13'den 51'e ve kütle numarası 27'den 121'e değişen 14 deneysel tesir kesiti kullanılmıştır. 8,5 MeV'lik gelme enerjisinde inelastik etki, Coulomb etkisi ve her iki etkiyi birlikte düşünerek elde edilen (d,p) nükleer reaksiyon tesir kesiti verileri asimetri parametresinin bir fonksiyonu olarak Şekil 5.17-5.19'da sunulmuştur. İlk yaklaşımda Eş. 5.1 ile yapılan hesaplamalarda elde edilen korelasyon katsayısı $R^2=0,62$, ikinci yaklaşımda Eş. 5.2 ile yapılan hesaplamalar sonucu elde edilen korelasyon katsayısı $R^2=0,91$ ve Eş. 5.3 kullanılarak elde edilen son yaklaşımda korelasyon katsayısı $R^2=0,94$ olarak belirlenmiştir. Aynı zamanda 8,5 MeV'lik gelme enerjisinde (d,p) nükleer reaksiyonu için hedef çekirdeklerin tek-çift özellikleri dikkate alınarak bir sınıflandırma yapılmış ve Şekil 5.20-5.26.'da sunulmuştur. İnelastik etki dahilinde yapılan hesaplamalarda elde edilen 0,62'lük korelasyon katsayısı çekirdeğin çiftlenme özelliklerini de dikkate aldığımızda çift-çift çekirdekler için 0,97 gibi yüksek bir değere ulaşmıştır. Coulomb etkisini dikkate alan ikinci yaklaşıma nükleer kabuk modelindeki çiftlenme etkisinde ilave edilmesiyle tek-çift çekirdekler için korelasyon katsayısı 0,91'den 0,93'e çıkmaktadır. Ayrıca Coulomb

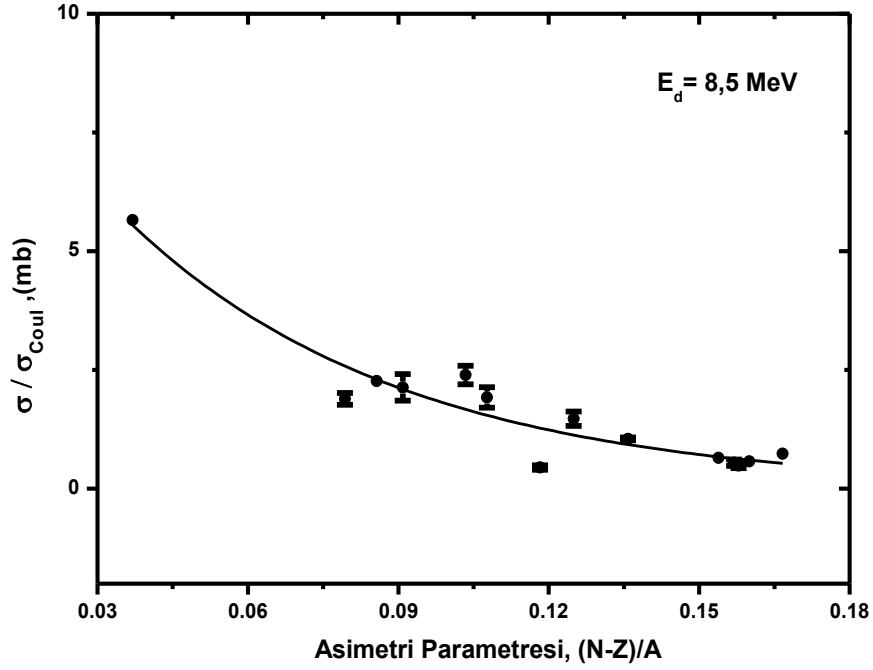
etkisi ve inelastik etkiyi içeren üçüncü yaklaşıma nükleer kabuk modelindeki çiftlenim etkisinin dahil edilmesi ile Çizelge 5.12.'den de görüleceği üzere tek-çift çekirdekler için korelasyon katsayısı $R^2=0,96$ olarak bulunmuştur. Çizelge 5.9. incelendiğinde şu açıkça görülüyor ki düşünülen hedef çekirdeklerden yola çıkarak elde edilen tesir kesiti sistematiği deneysel değerlerle oldukça başarılı bir benzerlik göstermektedir. Sonuçta tesir kesitini çabuk elde etmek adına döteronlarla gerçekleştirilen bu tür reaksiyon kanalları için bu sistematiği kullanmanın oldukça yararlı olduğu görünmektedir.



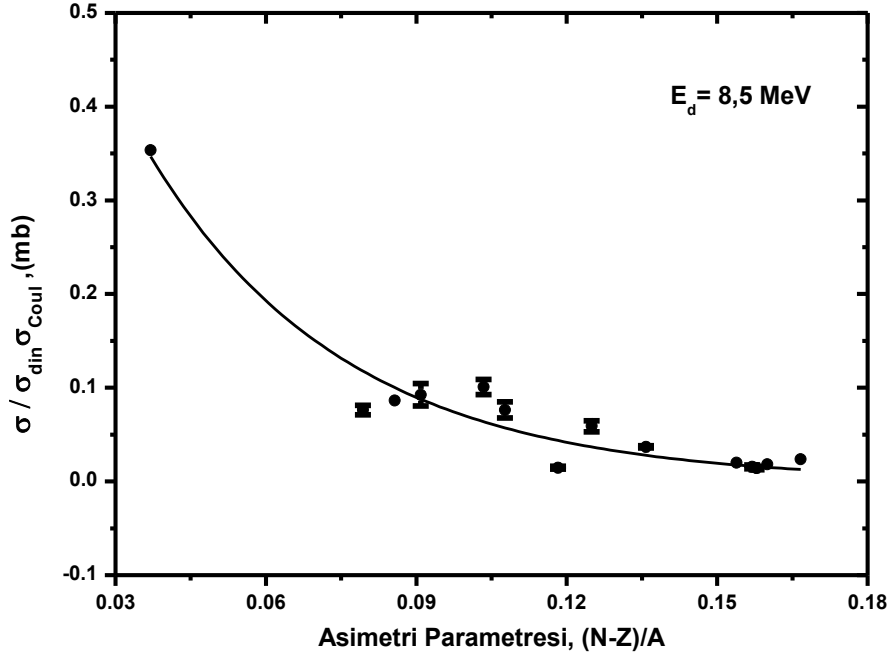
Şekil 5.16. (d,p) nükleer reaksiyon hesaplamalarında kullanılan çekirdeklerin A kütle numarası ile asimetri parametresinin değişimi



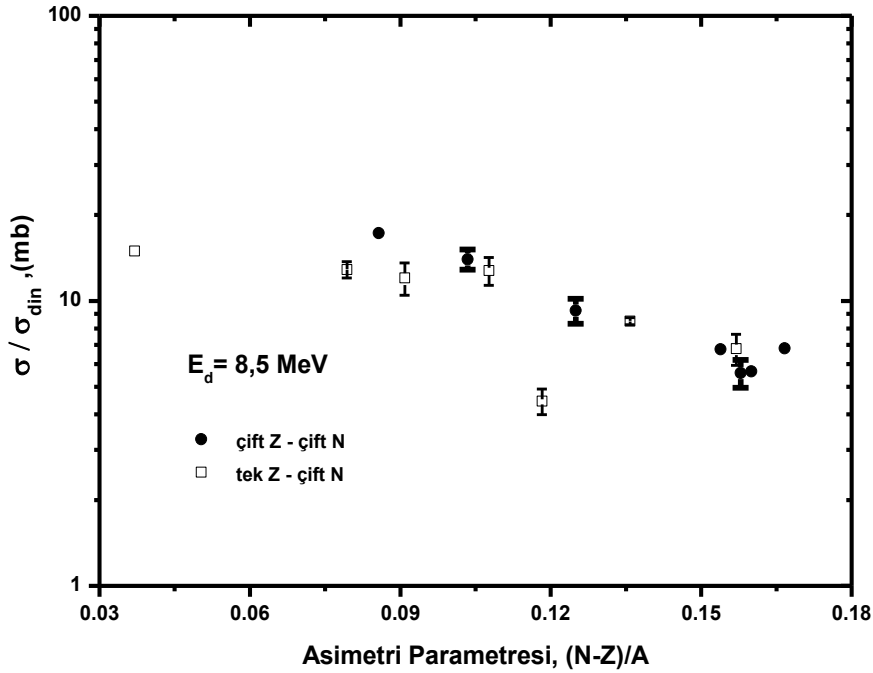
Şekil 5.17. 8,5 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonlarının inelastik etkiyi içeren amprik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



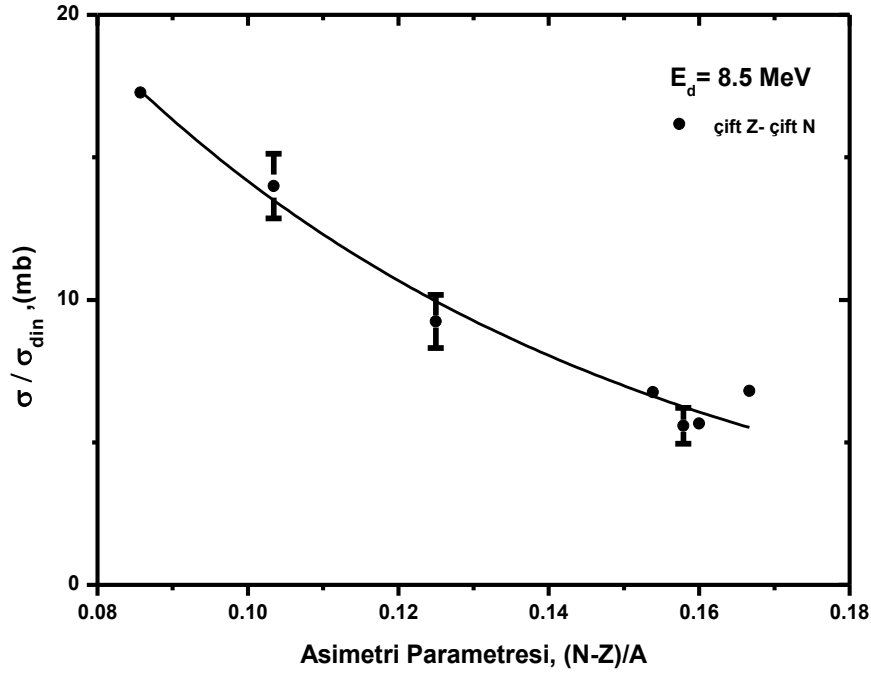
Şekil 5.18. 8,5 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonlarının Coulomb etkisini içeren amprik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



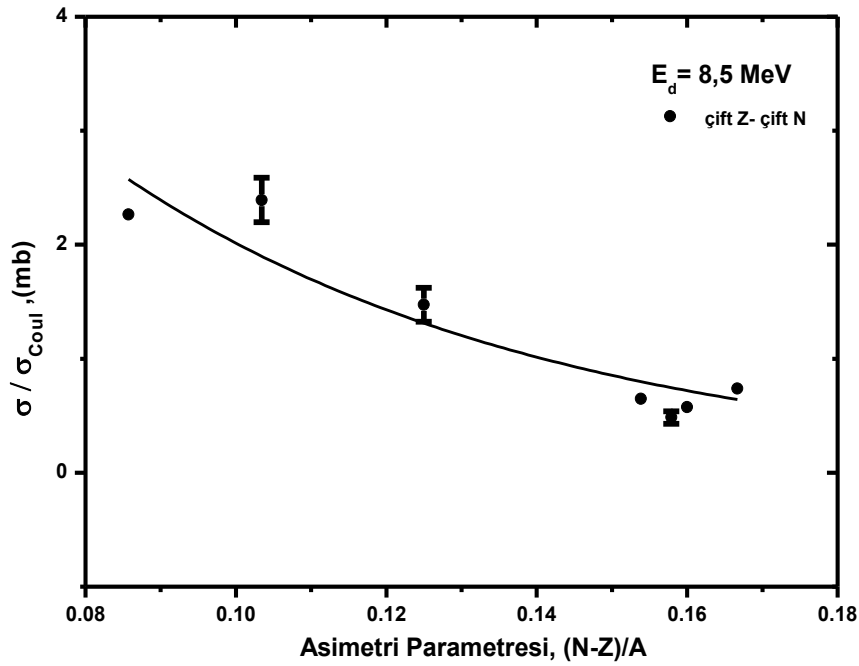
Şekil 5.19. 8,5 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonlarının inelastik ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



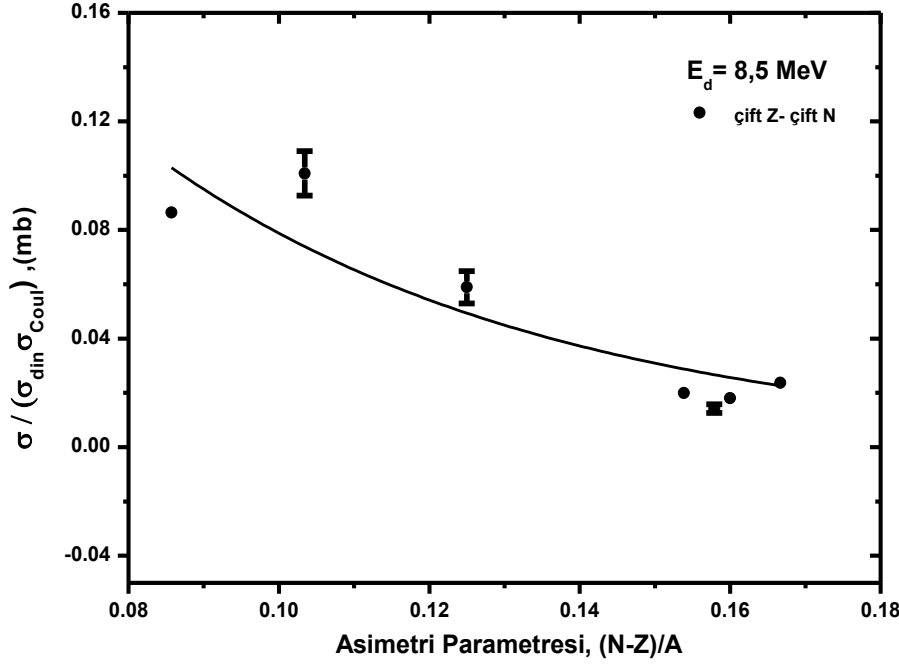
Şekil 5.20. 8,5 MeV'lik enerjide asimetri parametresine bağlı olarak çekirdeklerin tek-çift özelliklerine göre ayrılması



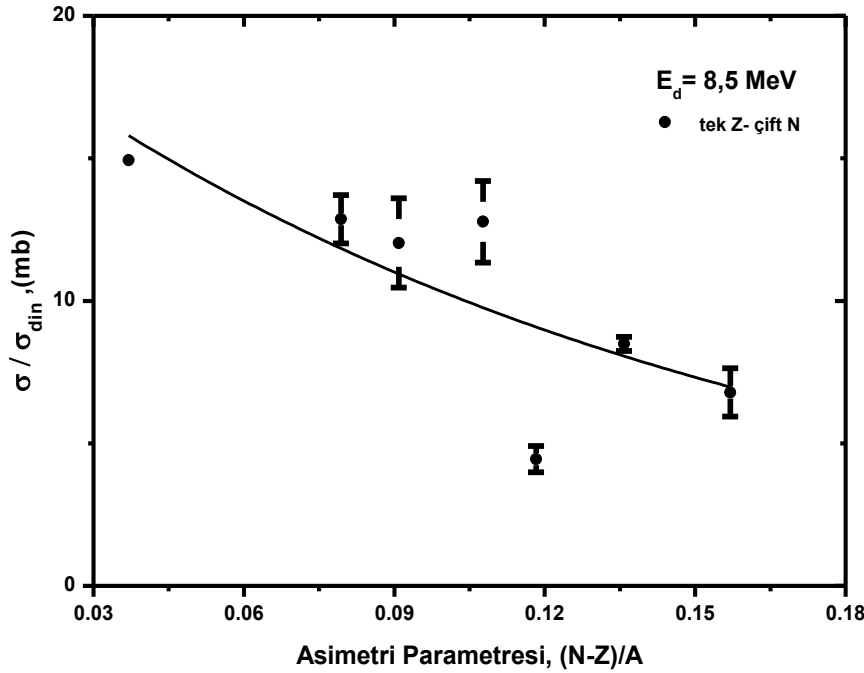
Şekil 5.21. 8,5 MeV'lik enerjide çift-çift çekirdekler için inelastik etkiyi içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



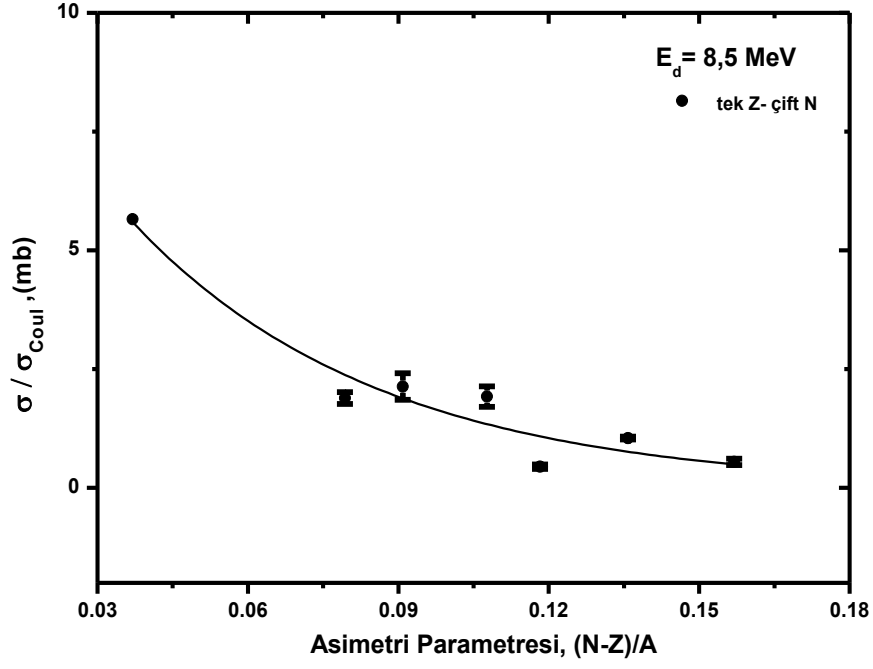
Şekil 5.22. 8,5 MeV'lik enerjide çift-çift çekirdekler için Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



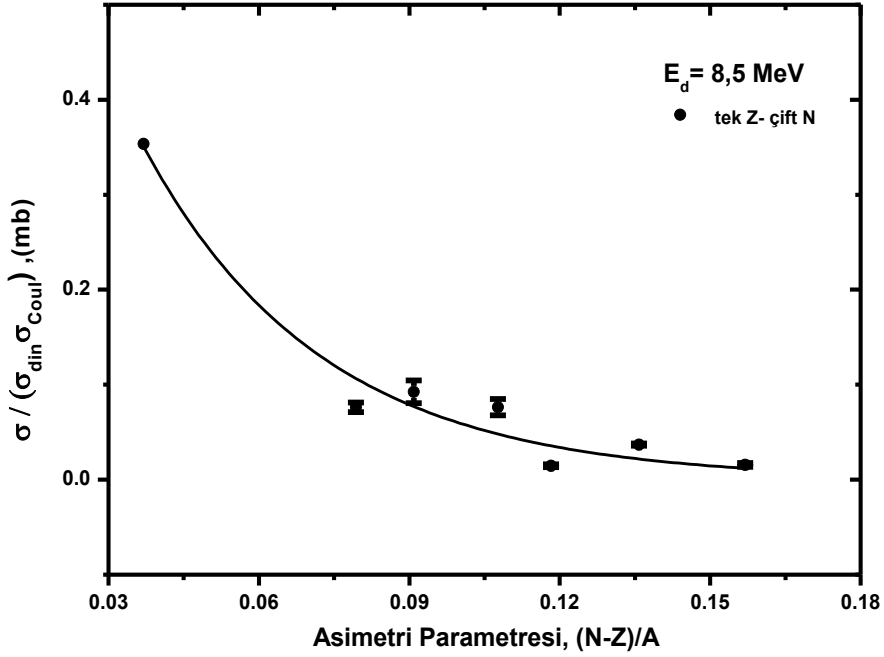
Şekil 5.23. 8,5 MeV'lik enerjide çift-çift çekirdekler için inelastik ve Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



Şekil 5.24. 8,5 MeV'lik enerjide tek-çift çekirdekler için inelastik etkiyi içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



Şekil 5.25. 8,5 MeV'lik enerjide tek-çift çekirdekler için Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı



Şekil 5.26. 8,5 MeV'lik enerjide tek-çift çekirdekler için inelastik ve Coulomb etkisini içeren yarı-ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı

Çizelge 5.9. 8,5 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonları için deneysel ve teorik tesir kesitlerinin karşılaştırılması

Hedef	σ (deneysel) (mb)	Yazarlar	1. yaklaşım σ (ampirik) (mb)	2. yaklaşım σ (ampirik) (mb)	3. yaklaşım σ (ampirik) (mb)	1. yaklaşım σ (yarı- ampirik) (mb)	2. yaklaşım σ (yarı- ampirik) (mb)	3. yaklaşım σ (yarı- ampirik) (mb)
²⁷ Al	239	Flores (1962)	282,61	234,36	233,97	252,64	236,33	236,11
⁵⁵ Mn	277,5 ± 36,1	Ditroi ve diğerleri (2011)	272,17	272,39	263,03	252,39	245,17	230,36
⁵⁸ Fe	332 ± 27	Zavorka ve diğerleri (2011)	254,83	231,55	209,55	320,40	263,67	242,66
⁶⁴ Ni	231 ± 23,3	Daraban ve diğerleri (2009)	228,49	177,14	143,99	248,98	205,85	193,06
⁶³ Cu	319 ± 21	Okamura ve diğerleri (1971)	318,91	435,67	492,49	293,42	401,81	444,63
⁶⁵ Cu	322 ± 36	Simecko va ve diğerleri (2011)	262,28	258,81	241,16	246,01	224,85	202,10
⁷⁰ Ge	453	Otozai ve diğerleri (1968)	321,72	459,78	524,6	455,05	514,91	538,44
⁸¹ Br	241 ± 7	West ve diğerleri (1993)	239,18	213,69	181,99	228,67	174,96	141,64
⁹⁶ Zr	211,8	Bock (1961)	208,20	152,48	113,31	172,04	184,26	201,69
⁹³ Nb	136 ± 14	Avrigean u ve diğerleri (2013)	294,00	387,76	405,36	277,75	329,43	330,36
¹⁰⁰ Mo	180	Randa ve diğerleri (1977)	223,81	187,54	149,75	193,31	225,22	254,72
¹⁰⁴ Ru	220	Mito ve diğerleri (1969)	239,47	227,61	194,35	215,46	271,75	317,05
¹¹⁴ Cd	191 ± 21,5	Tarkanyi ve diğerleri (2005)	244,38	245,45	213,95	214,04	294,18	358,76
¹²¹ Sb	240 ± 30	Batij ve diğerleri (1984)	254,23	276,88	251,06	246,59	216,76	184,79

Çizelge 5.10. 8,5 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonları için inelastik etkiyi içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(d,p) = C\sigma_{din}exp[as]$	R ²
Tüm Çekirdekler		23,31	-7,49	$\sigma(d,p) = 23,31 \left(A^{1/3} + 1\right)^2 exp[-7,49s]$	0,62
Çift	Çift	58,25	-14,13	$\sigma(d,p) = 58,25 \left(A^{1/3} + 1\right)^2 exp[-14,13s]$	0,97
Tek	Çift	20,32	-6,81	$\sigma(d,p) = 20,32 \left(A^{1/3} + 1\right)^2 exp[-6,81s]$	0,61

Çizelge 5.11. 8,6 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(d,p) = C\sigma_{coul}exp[as]$	R ²
Tüm Çekirdekler		10,84	-18,09	$\sigma(d,p) = 10,84 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1}\right) exp[-18,09s]$	0,91
Çift	Çift	11,2	-17,15	$\sigma(d,p) = 11,2 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1}\right) exp[-17,15s]$	0,87
Tek	Çift	11,82	-20,2	$\sigma(d,p) = 11,82 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1}\right) exp[-20,2s]$	0,93

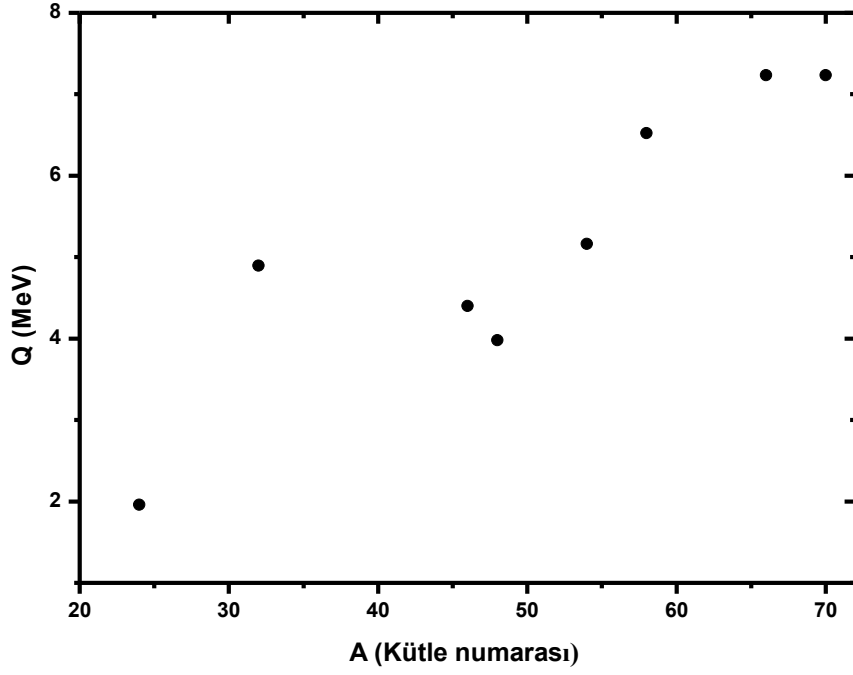
Çizelge 5.12. 8,6 MeV'lik enerjide (d,p) nükleer reaksiyonları için inelastik ve Coulomb etkilerini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(d,p) = C\sigma_{din}\sigma_{coul}exp[as]$	R ²
Tüm Çekirdekler		0,89	-25,5	$\sigma(d,p) = 0,89Z^2 \left(A^{1/3} + 1\right) exp[-25,5s]$	0,94
Çift	Çift	0,51	-18,7	$\sigma(d,p) = 0,51Z^2 \left(A^{1/3} + 1\right) exp[-18,7s]$	0,82
Tek	Çift	0,99	-28,13	$\sigma(d,p) = 0,99Z^2 \left(A^{1/3} + 1\right) exp[-28,13s]$	0,96

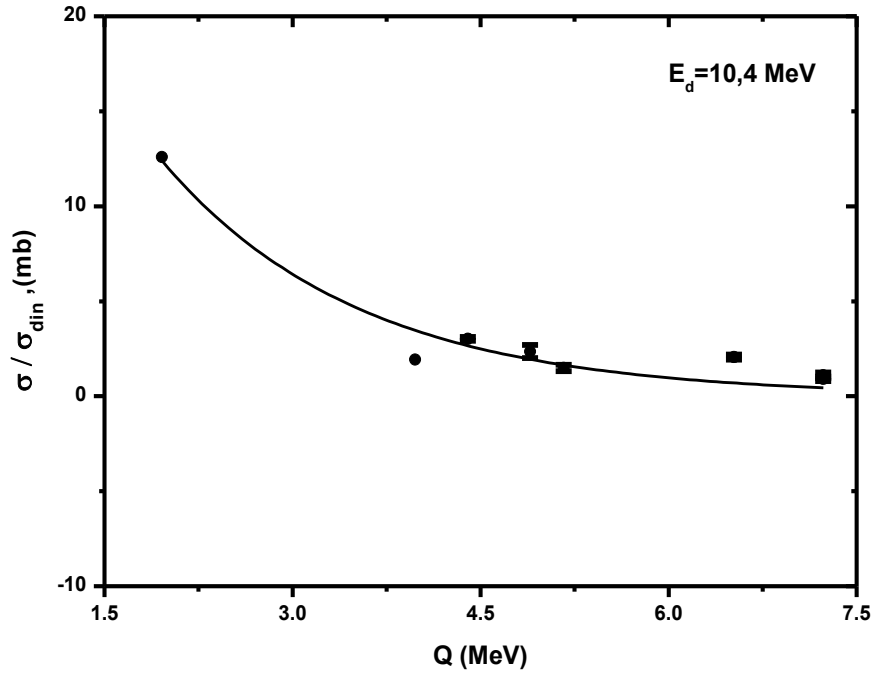
5.3.4. (d, α) reaksiyonu için ampirik tesir kesiti formülleri

Nükleer reaksiyonların Q-değeri güçlü bir şekilde asimetri parametresine bağlıdır. Şekil 5.27. gösteriyor ki Q-değeri hedef çekirdeğin kütle numarasının artışı ile artma eğilimine sahiptir. Aynı zamanda Şekil 5.28-5.30' den görüldüğü üzere reaksiyonun Q-değerinin artışı ile uyarılma fonksiyonu azalma eğilimine sahiptir. Sonuç olarak döteronla oluşturulan (d, α) reaksiyon kanalı için ampirik tesir kesiti formüllerimiz güçlü bir şekilde Q-değerine bağlı olarak düşünülebilir. Dolayısıyla düşünülen (d, α) reaksiyonları için daha önceki hesaplamalar için kullanılan üç yaklaşımda da hedef çekirdeklerin asimetri parametrisi yerine Q-değerleri kullanılmıştır.

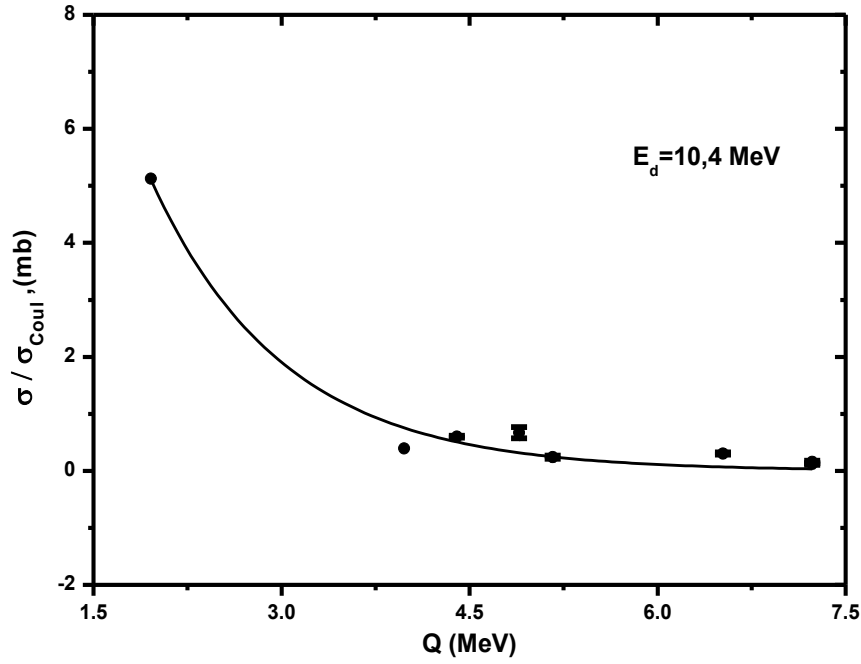
(d, α) reaksiyonları için literatürde ölçülen deneysel tesir kesiti değerleri $10,4 \pm 1,7$ MeV enerji aralığında maksimuma ulaşmaktadır. Gelen döteron parçacığının enerjileri (d, α) nükleer reaksiyonu için 10,4 MeV'e indirgenmiştir. (d, α) reaksiyonu için hedef çekirdeğin proton sayısı 12'den 32'ye ve kütle numarası 24'den 70'e değişen 8 deneysel tesir kesiti değeri kullanılmıştır. 10,4 MeV gelme enerjisinde inelastik etki, Coulomb etkisi ve her iki etkiyi birlikte düşünerek elde edilen (d, α) nükleer reaksiyon tesir kesiti verileri asimetri parametresinin bir fonksiyonu olarak Şekil 5.28-5.30'da gösterilmiştir. 10,4 MeV gelme enerjisinde (d, α) reaksiyonu için üç yaklaşıma ait korelasyon katsayıları belirlenmiş ve Çizelge 5.14-5.16'da sunulmuştur. Bu döteron reaksiyonları için reaksiyon tesir kesiti formüllerinden elde edilen sonuçlarla deneysel değerlerin karşılaştırılması Çizelge 5.13' de verilmektedir. İlk yaklaşımda inelastik etkiyi içeren $\sigma(d, \alpha) = C \sigma_{din} \exp[aQ]$ formülü kullanılarak elde edilen korelasyon katsayısı $R^2=0,94$, ikinci yaklaşımda Coulomb etkisini içeren $\sigma(d, \alpha) = C \sigma_{Coul} \exp[aQ]$ ampirik formülü ile yapılan hesaplamalar sonucu elde edilen korelasyon katsayısı $R^2=0,983$ ve her iki etkiyi birlikte düşünerek $\sigma(d, \alpha) = C \sigma_{din} \sigma_{Coul} \exp[aQ]$ ampirik formülü kullanılarak elde edilen korelasyon katsayısı $R^2=0,987$ olarak bulunmuştur. Açıkça görüldüğü gibi tesir kesitlerini belirlemede reaksiyonun Q-değeri, elastik etki ve Coulomb etkisi etkin bir rol oynamaktadır.



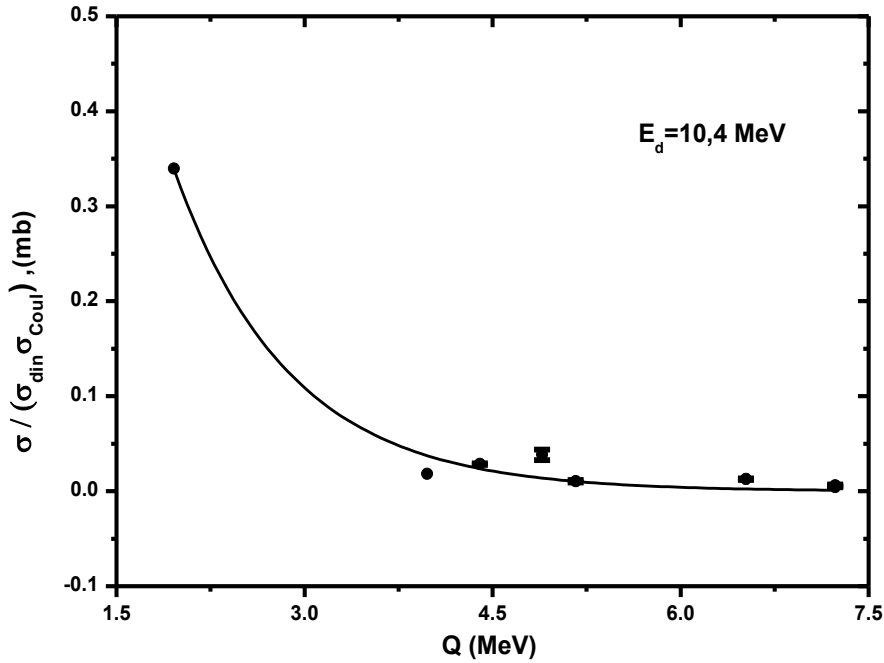
Şekil 5.27. (d, α) nükleer reaksiyon hesaplamalarında kullanılan çekirdeklerin A kütle numarası ile Q-değerinin değişimi



Şekil 5.28. 10,4 MeV'lik enerjide (d, α) nükleer reaksiyonlarının inelastik etkiyi içeren ampirik tesir kesitinin Q-değerine bağımlılığı



Şekil 5.29. 10,4 MeV'lik enerjide (d,α) nükleer reaksiyonlarının Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin Q-değerine bağımlılığı



Şekil 5.30. 10,4 MeV'lik enerjide (d,α) nükleer reaksiyonlarının inelastik ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağımlılığı

Çizelge 5.13. 10,4 MeV'lik enerjide (d, α) nükleer reaksiyonları için deneysel ve teorik tesir kesitlerinin karşılaştırılması

Hedef	Q-değeri (MeV)	σ (deneysel) (mb)	Yazarlar	1. yaklaşım σ (ampirik) (mb)	2. yaklaşım σ (ampirik) (mb)	3. yaklaşım σ (ampirik) (mb)
^{24}Mg	1,958	190	Roehm ve diğerleri (1969)	187,27	191,60	193,06
^{32}S	4,895	41 \mp 6	Qaim ve diğerleri (1982)	34,00	20,04	15,46
^{46}Ti	4,399	63,4 \mp 2	West ve diğerleri (1993)	56,01	55,02	54,84
^{48}Ti	3,979	41,2	Chen ve Miller (1964)	74,61	80,76	87,27
^{54}Fe	5,163	34 \mp 4	Zaman ve diğerleri (2003)	37,64	35,93	35,00
^{58}Ni	6,522	49 \mp 3,2	Fuying ve diğerleri (1983)	16,61	11,40	9,53
^{66}Zn	7,235	28 \mp 4	Hilgers ve diğerleri (2004)	11,35	6,47	5,24
^{70}Ge	7,234	24 \mp 3	Otozai ve diğerleri (1968)	11,72	7,25	6,07

Çizelge 5.14. 10,4 MeV'lik enerjide (d, α) nükleer reaksiyonları için inelastik etkiyi içeren ampirik tesir kesiti formülü

Z	N	C	a	$\sigma(d, \alpha) = C\sigma_{din} \exp[aQ]$	R ²
Tüm Çekirdekler		42,61	-0,63	$\sigma(d, \alpha) = 42,61 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-0,63Q]$	0,94

Çizelge 5.15. 10,4 MeV'lik enerjide (d,α) nükleer reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesiti formülü

Z	N	C	a	$\sigma(d, \alpha) = C\sigma_{Coul}exp[aQ]$	R ²
Tüm Çekirdekler		32,56	-0,94	$\sigma(d, \alpha) = 32,56 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \right) exp[-0,94Q]$	0,983

Çizelge 5.16. 10,4 MeV'lik enerjide (d,α) nükleer reaksiyonları için inelastik ve Coulomb etkilerini içeren ampirik tesir kesiti formülü

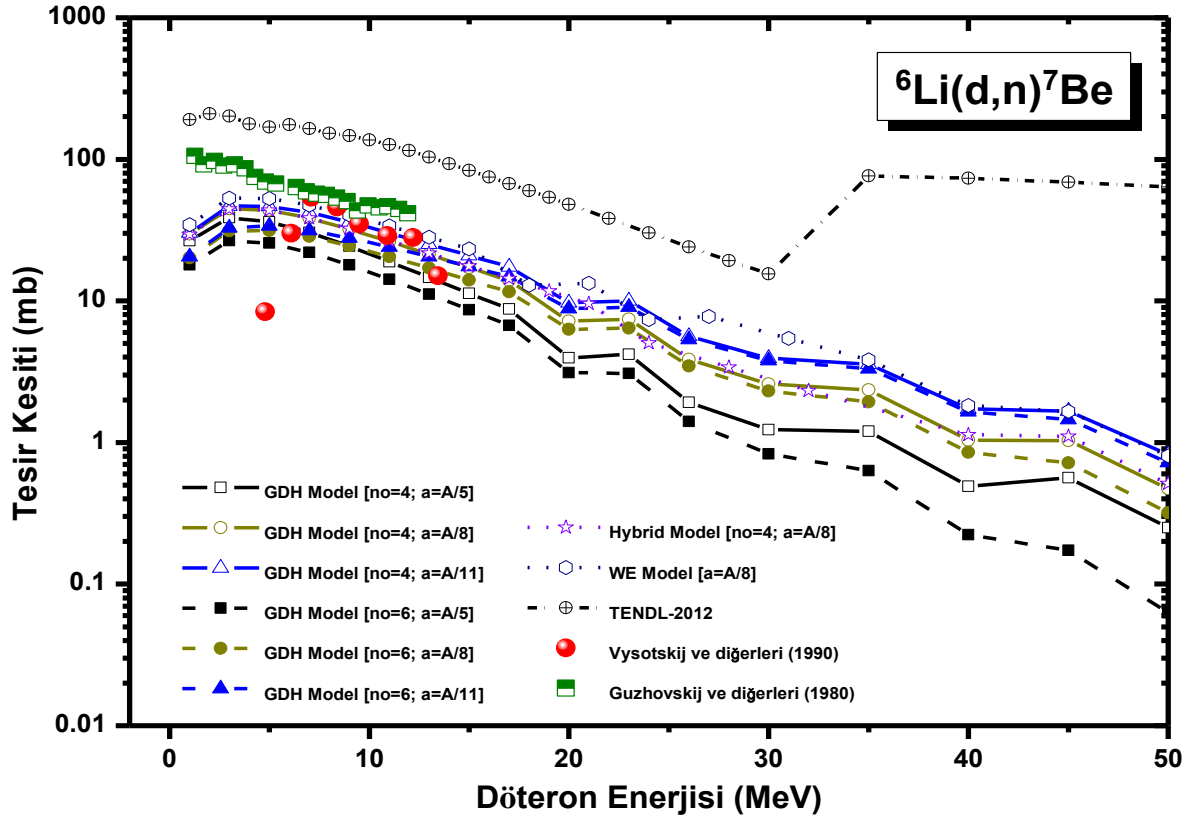
Z	N	C	a	$\sigma(d, \alpha) = C\sigma_{din}\sigma_{Coul}exp[aQ]$	R ²
Tüm Çekirdekler		2,86	-1,08	$\sigma(d, \alpha) = 2,86Z^2 (A^{1/3} + 1) exp[-1,08Q]$	0,987

5.4. ^{6,7}Li, ⁴⁷Ti, ⁵⁰Cr, ^{58,60,61}Ni, ^{64,66}Zn Hedef Çekirdekleri için (d,n) Nükleer Reaksiyonları

5.4.1. ⁶Li(d,n)⁷Be nükleer reaksiyonu

⁶Li hedef çekirdeği gelen döteron parçacıklarının bombardımanı aracılığıyla ⁷Be çekirdeğini üretmek için kullanılabilir. Şekil 5.31. ⁶Li(d,n)⁷Be nükleer reaksiyonu için ALICE-ASH bilgisayar kodu tarafından elde edilen veriler, TENDL-2012 kütüphane verileri ve mevcut deneysel verileri göstermektedir. Tartışılan reaksiyon için Vysotskij ve diğerleri (1990) ile Guzhovskij ve diğerleri (1980) tarafından bildirilen deneysel tesir kesitleri TALYS tabanlı TENDL verilerinden daha düşük sonuçlar vermiştir. Diğer taraftan araştırılan enerji bölgesinde TENDL verileri ve ALICE-ASH hesaplamaları arasında oldukça fazla büyüklük farkı vardır. Mevcut reaksiyon için ALICE-ASH hesaplamaları özellikle Vysotskij ve diğerleri (1990) tarafından yapılan tesir kesiti ölçümleri ile benzer büyüklükler sergilemektedir. Bu reaksiyon için seviye yoğunluk parametresi ve eksiton sayısının değişimi hesaplanan uyarılma fonksiyonları üzerine küçük değişiklikler yapmıştır. ALICE-

ASH ile yapılan tesir kesiti hesaplamaları sonucu şu görülmektedir ki, uyarılma fonksiyonu 3-5 MeV enerji aralığının da 53,1 mb'lık bir maksimum verdikten sonra artan enerji ile azalma eğilimindedir.

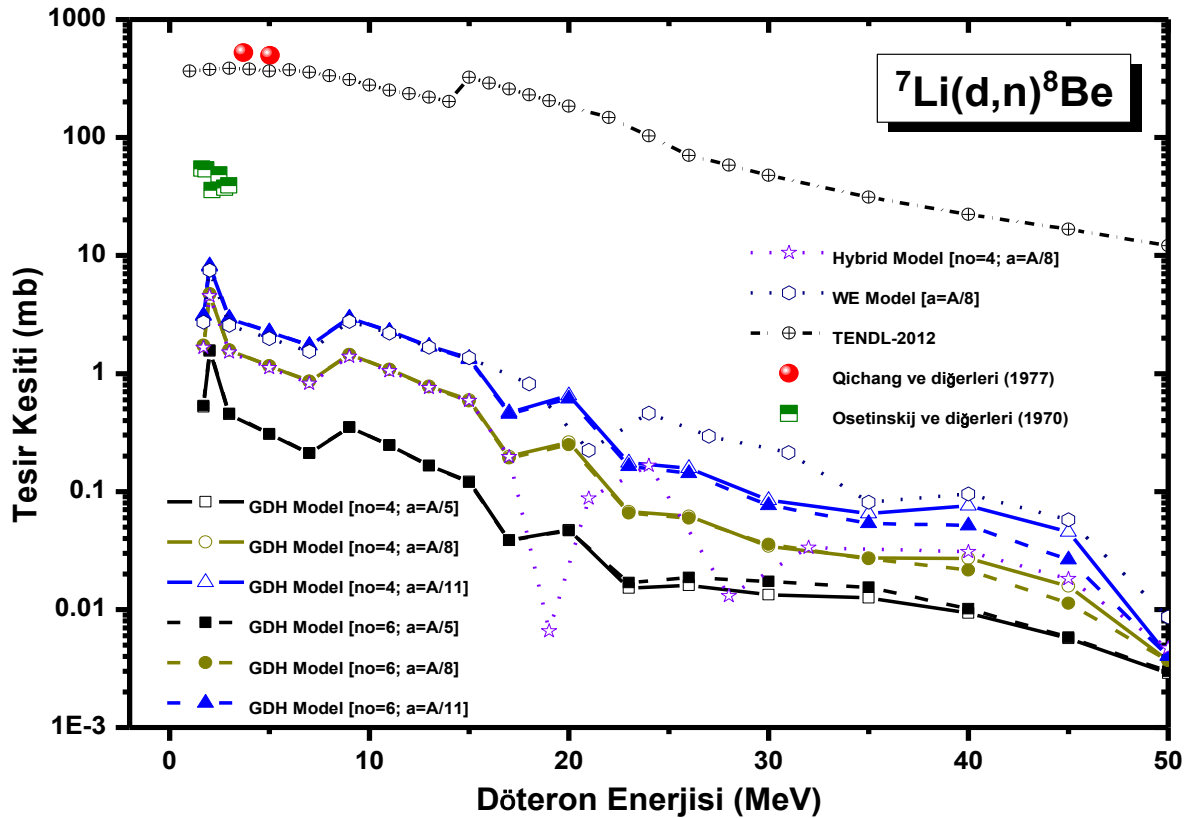


Şekil 5.31. ${}^6\text{Li}(d,n){}^7\text{Be}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.4.2. ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ nükleer reaksiyonu

Düşünülen (d,n) nükleer reaksiyonu için ALICE-ASH kodu ile denge ve denge öncesi tesir kesiti hesaplamaları, TALYS tabanlı TENDL-2012 tesir kesitleri ve mevcut deneysel veriler grafiksel olarak Şekil 5.32.'de sunulmuştur. Bu reaksiyon için yapılan hesaplamalar gösteriyor ki genel olarak artan enerji ile tesir kesitleri azalma eğilimindedir. Çok açık bir şekilde görüldüğü üzere TENDL kütüphane verileri, ALICE-ASH kodu ile yapılan model hesaplamalarından oldukça büyük tesir kesitleri vermiştir. Hesaplamalar arasındaki bu uyumsuzluğa paralel olarak Qichang ve diğerleri (1977) ile Osetinskij ve diğerleri (1970) tarafından yapılan deneysel çalışmalar da fazlasıyla birbirleri ile uyumsuz tesir kesiti verilerine

sahiptir. Yalnızca Qichang ve diğerleri (1977) tarafından bildirilen 3,7 ve 5,03 MeV'lik enerjilere karşılık gelen tesir kesitleri TENDL verileri ile büyüklük olarak daha kabul edilebilir benzerlik göstermektedir. İncelenen döteron reaksiyonu için eksiton sayısının değişimi ile hemen hemen hesaplanan tesir kesitlerinde bir büyüklük farkı olmamakla birlikte seviye yoğunluk parametresinin azalışı ile nispeten daha büyük tesir kesitleri elde edilmiştir.

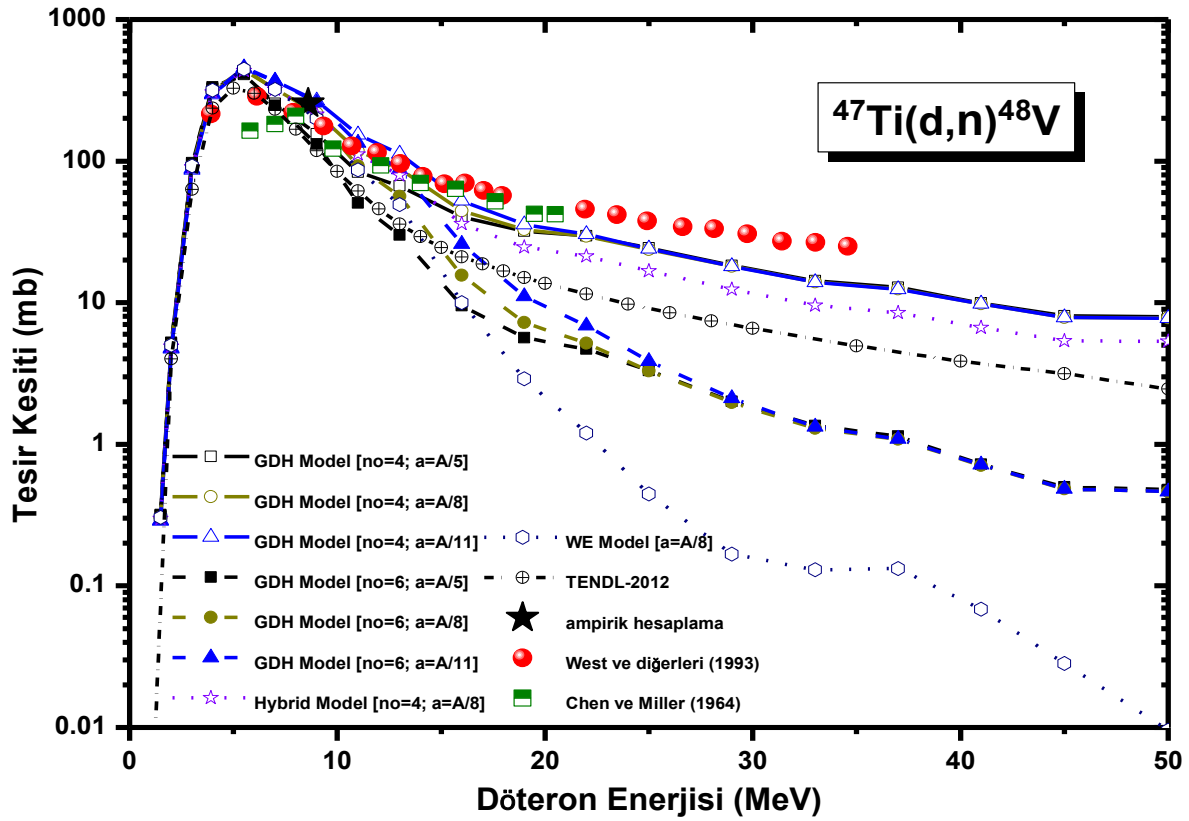


Şekil 5.32. ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.4.3. ${}^{47}\text{Ti}(d,n){}^{48}\text{V}$ nükleer reaksiyonu

${}^{47}\text{Ti}(d,n){}^{48}\text{V}$ reaksiyonu için teorik olarak hesaplanan tesir kesitleri ve deneysel sonuçlar gelen döteron enerjisinin bir fonksiyonu olarak Şekil 5.33.'de çizilmiştir. Bu reaksiyon için tüm tesir kesitleri 5-9 MeV aralığında maksimum değere ulaşmaktadır. Daha sonra enerjinin artışı ile hesaplanan tesir kesitleri ile Chen ve Miller (1964) ve West ve diğerleri (1993) tarafından ölçülen deneysel veriler azalma eğilimine sahiptir. Özellikle Weisskopf-Ewing model hesaplamaları artan enerji ile oldukça küçük değerler vermekte ve deneysel verilerle uyumu

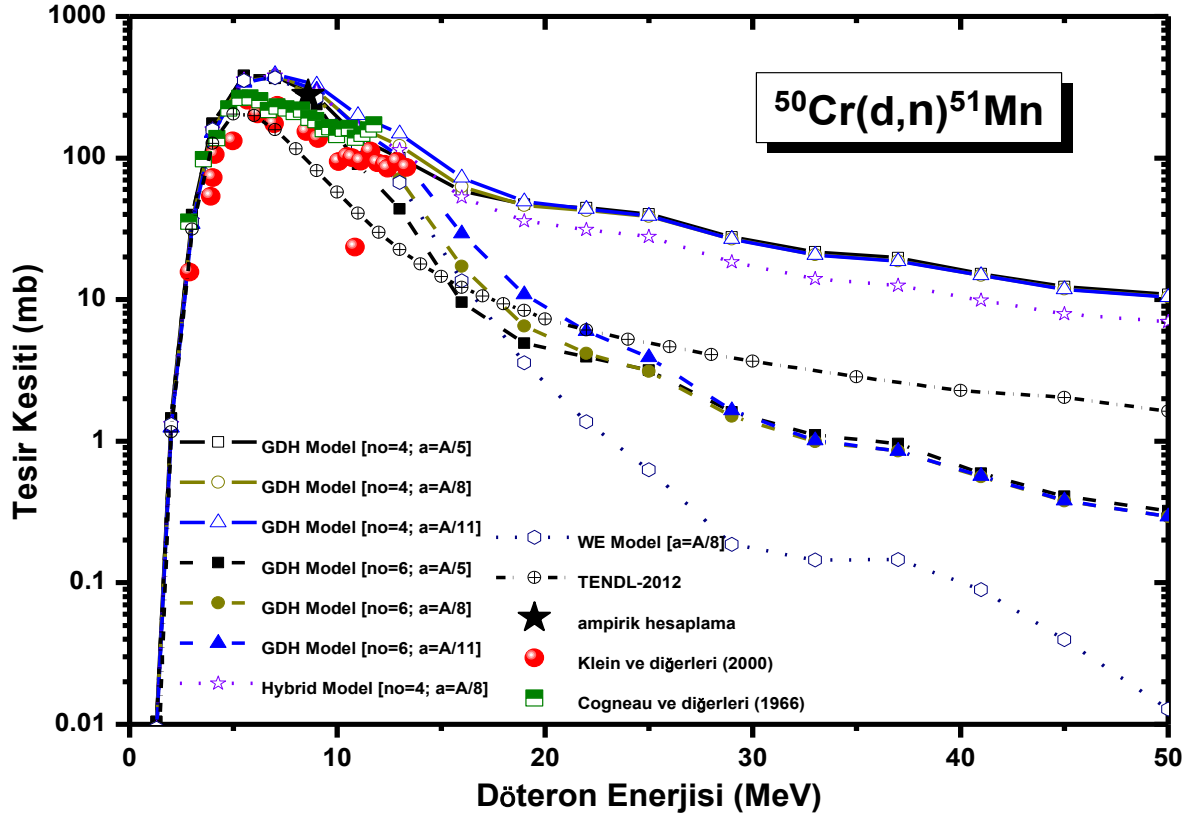
azalmaktadır. Bu durum göstermektedir ki artan enerji ile denge Weisskopf-Ewing modelinin tutarlılığı azalmaktadır. ALICE kodu aracılığıyla seviye yoğunluk parametresinin değişimi ile yapılan hesaplamalar neredeyse aynı sonuçları vermektedir. Diğer taraftan eksiton sayısının artışı ile hesaplanan tesir kesitleri azalmaktadır. Hesaplanan enerji aralığında tüm uyarılma fonksiyonları benzer spektrumlara sahiptir. Genel olarak başlangıç eksiton sayısı $n_0=4$ durumu özellikle 10 MeV'lik gelme enerjisinin üzerinde diğer hesaplamalara göre deneysel değerlere daha yakındır. Bu çalışmada elde edilen amipirik formül hesaplama sonuçlarına göre 8,6 MeV'de 254,68 mb'lık bir tesir kesiti değerine ulaşılır ki bu değer deneysel değerler ve model hesaplamaları ile aynı tesir kesiti bölgesine tekabül eder.



Şekil 5.33. $^{47}\text{Ti}(d,n)^{48}\text{V}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.4.4. $^{50}\text{Cr}(d,n)^{51}\text{Mn}$ nükleer reaksiyonu

Araştırılan reaksiyon için Klein ve diğerleri (2000) ile Cogneau ve diğerleri (1966)'nin bildirdikleri deneysel uyarılma eğrileri ile teorik sonuçlar Şekil 5.34.'de sunulmuştur. Şekil 5.34.'e göre Hibrid model ile yüzey etkilerini dikkate alan GDH model hesaplamaları arasındaki fark oldukça düşüktür. Artan döteron enerjisi ile ALICE-ASH kodu denge model tesir kesiti hesaplamaları oldukça düşmektedir. Hesaplanan ve deneysel uyarılma fonksiyonları 5-9 MeV enerji aralığında maksimum tesir kesiti değerlerine sahiptir.



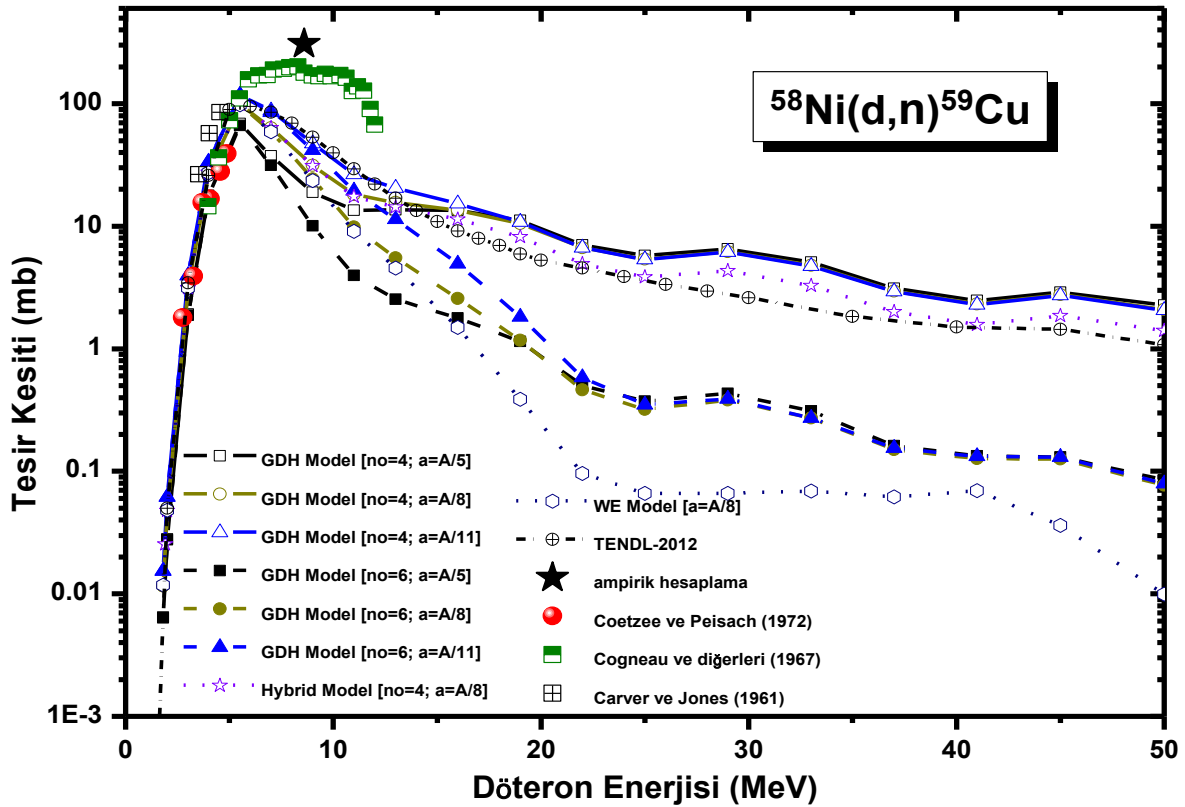
Şekil 5.34. $^{50}\text{Cr}(d,n)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

ALICE-ASH kodu kullanılarak elde edilen uyarılma fonksiyonlarına göre maksimum tesir kesiti 7 MeV'lik döteron enerjisinde 391,2 mb'dır. Özellikle artan enerjilerde eksiton sayısının artışı ile hesaplanan tesir kesitleri azalma eğilimindedir. Buna karşın bu reaksiyon için seviye yoğunluk parametresinin değişimi hesaplamalar üzerine çok etki etmemektedir. 0-14 MeV enerji aralığında mevcut deneysel sonuçlar ile hesaplanan tesir kesitleri kabul edilebilir bir uyuma

sahiptir. (d,n) reaksiyonları için tesir kesiti sistematik çalışması sonucunda 8,6 MeV enerjide 279,4 mb'lık bir tesir kesiti değerine ulaşılmıştır. Bu değer gösteriyor ki elde edilen tesir kesiti formülü doğru sonuca ulaşmakta oldukça başarılıdır.

5.4.5. $^{58}\text{Ni}(d,n)^{59}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu

$^{58}\text{Ni}(d,n)^{59}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu için tüm uyarılma fonksiyonları Şekil 5.35.'de verilmiştir. Bu reaksiyon için Coetzee ve Peisach (1972), Cogneau ve diğerleri (1967) ve Carver ve Jones (1961) tarafından yapılan üç farklı deneysel çalışma literatürde mevcuttur. Yapılan teorik model hesaplamalarından görünüyör ki hesaplanan tesir kesitleri 5,5 MeV'de yaklaşık 117,8 mb'lık tesir kesiti ile maksimum değere ulaşmaktadır. Hesaplamalar bu tesir kesiti değerine ulaşana kadar deneysel değerlerle uyumlu görünmektedir. 5,5 MeV'den daha yüksek gelme enerjileri için gerçekleştirilen bu reaksiyon için yalnızca Cogneau ve diğerleri (1967) tarafından yapılan deneysel çalışma mevcuttur.

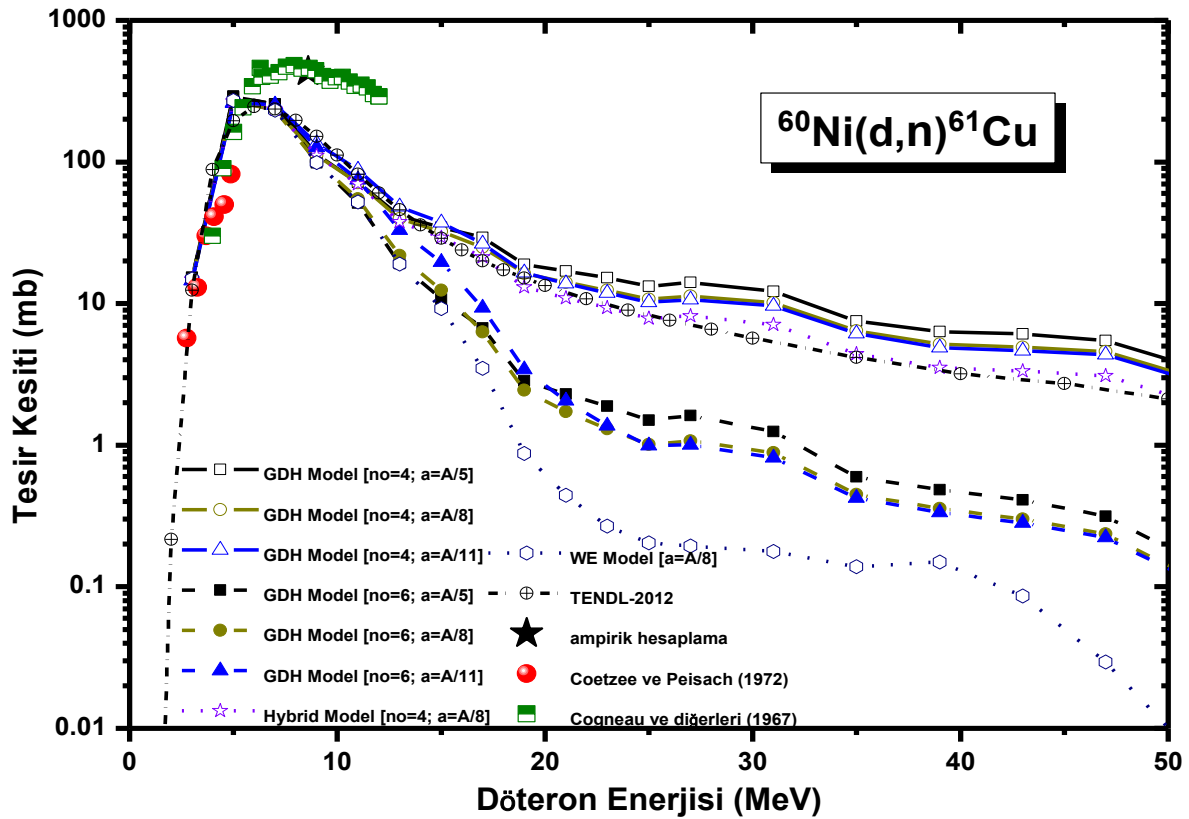


Şekil 5.35. $^{58}\text{Ni}(d,n)^{59}\text{Cu}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Bu deneysel çalışmaya göre yaklaşık 5,5-12 MeV'lik bölgede deneysel tesir kesitleri, model hesaplamalarının oldukça üzerinde yer almaktadır. Diğer taraftan 15-50 MeV'lik enerji bölgesinde en düşük tesir kesiti değerlerini denge durumu Weisskopf-Ewing model hesaplamaları vermektedir. 10 MeV'in üzerinde $n_0=4$ eksiton sayısını kullanarak yapılan hesaplamalar diğer hesaplamalara göre daha yüksek sonuçlar vermektedir. TALYS tabanlı TENDL ve Hibrid model sonuçları birbirlerine yakın tesir kesitlerine sahiptir. 8,6 MeV'lik enerjide 306,8 mb'lık değeri ile ampirik formül sonuçları, 178,71 mb'lık deneysel sonuçların üzerinde kalmaktadır.

5.4.6. $^{60}\text{Ni}(d,n)^{61}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu

İncelenen reaksiyonunun nükleer model hesaplamaları, ampirik formül hesaplaması, Coetzee ve Peisach (1972) ve Cogneau ve diğerleri (1967) tarafından ölçülen deneysel veriler Şekil 5.36.'da verilmiştir.

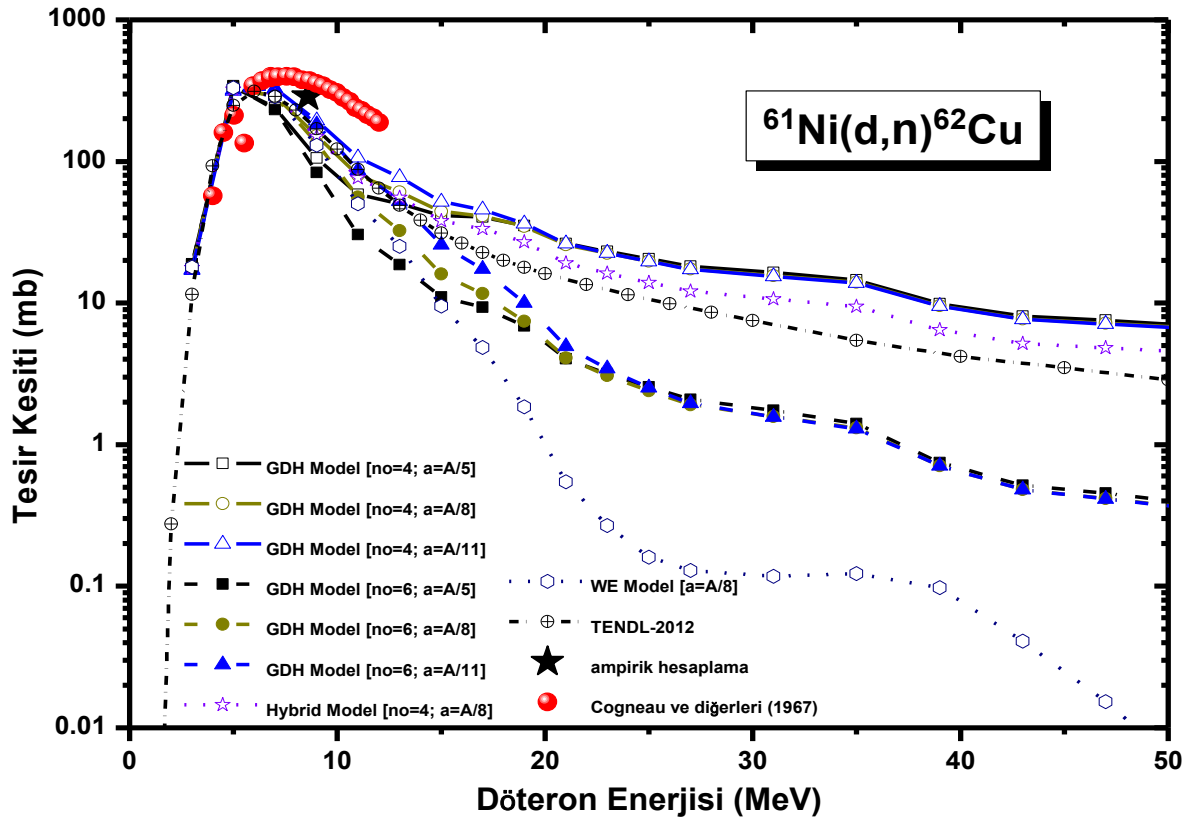


Şekil 5.36. $^{60}\text{Ni}(d,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Araştırılan enerji aralığında $^{60}\text{Ni}(d,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonu için ALICE-ASH kodu ve TALYS tabanlı TENDL verilerine göre ^{60}Ni hedef çekirdeğinden ^{61}Cu çekirdeğini üretmek için döteron enerjisinin en uygun aralığı 5-9 MeV'dir. Öyle ki maksimum tesir kesiti ALICE-ASH hesaplamalarına göre 5 MeV'de 292,1 mb ve TENDL kütüphane verilerine göre 6 MeV'de 245,1 mb'dır. Genel olarak bu maksimum bölgede Cogneau ve diğerleri (1967) nın deneysel sonuçları, model hesaplamalarının üzerinde tesir kesiti vermektedir. Şekil 5.36.'dan görünüyor ki seviye yoğunluk parametresinin değişimi sonuçlar üzerine hissedilir bir etki yapmamaktadır. TALYS tabanlı TENDL kütüphane verileri eksiton sayısını dört ($n_0=4$) alarak yaptığımız sonuçlara ve Hibrid model hesaplamalarına büyük oranda yakındır. 8,6 MeV'lik enerjide 435,14 mb'lık değeri ile ampirik formül sonucu, 461,9 mb'lık deneysel değer sonuçları ile oldukça uyumludur.

5.4.7. $^{61}\text{Ni}(d,n)^{62}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu

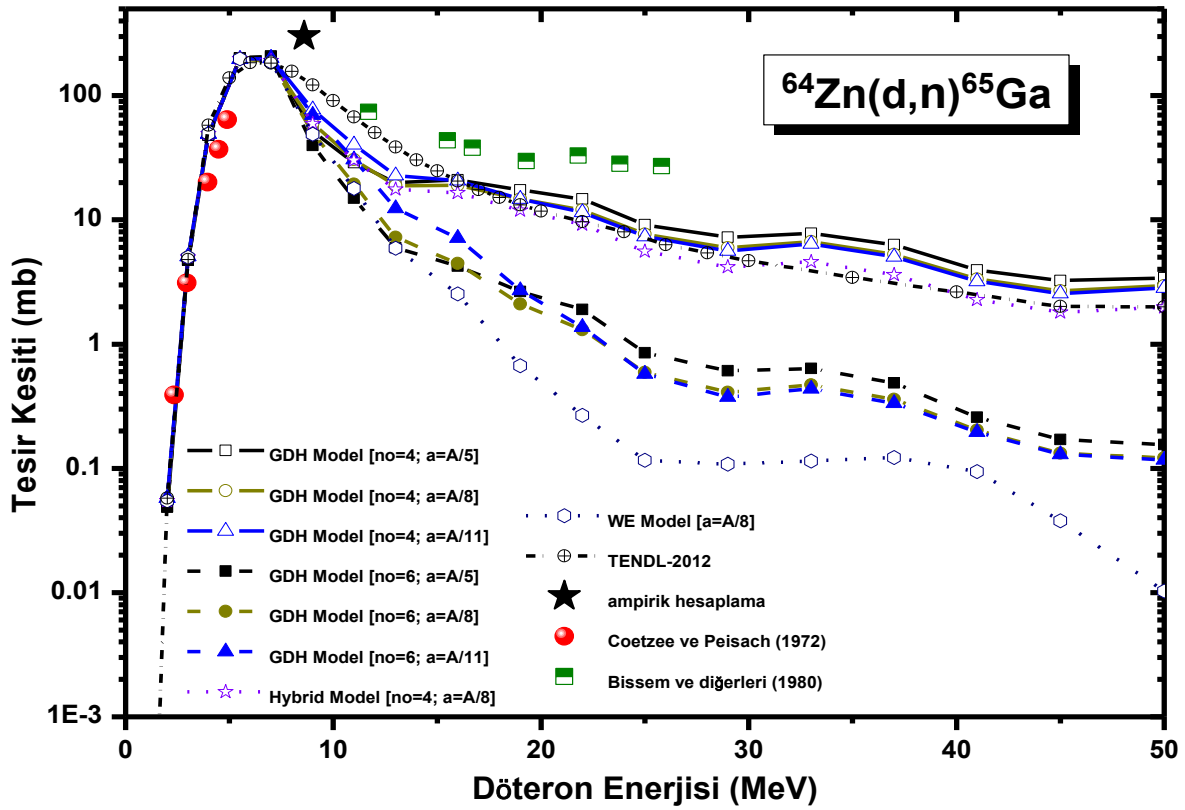
^{61}Ni çekirdeği üzerine gelen döteronlarla oluşturulan (d,n) reaksiyonun uyarılma fonksiyonları Şekil 5.37.'de gösterilmektedir. Hesaplamaların sonuçları gösteriyor ki bu (d,n) reaksiyonunun oluşması için enerjinin en iyi aralığı 5 MeV'den 9 MeV'e kadardır. Bu enerji aralığından daha yüksek enerjilere doğru gittikçe Cogneau ve diğerleri (1967)'nin deneysel sonuçları ile model hesaplamaları arasındaki benzerlik azalmaktadır. Şekil 5.37'den görüldüğü üzere daha yüksek enerjilere doğru gittikçe Weisskopf-Ewing denge durumu hesaplama sonuçları daha düşük tesir kesitleri vermektedir. Düşünülen (d,n) reaksiyonu için seviye yoğunluk parametresinin değişimi, tesir kesiti sonuçlarının üzerinde büyük değişikliklere neden olmazken eksiton sayısının değişimi ile özellikle yüksek enerjilerde tesir kesitlerinde farklılıklar oluşmaktadır. Bu nükleer reaksiyon için ampirik formül hesaplamaları (8,6 MeV'de 287,7 mb) deneysel değerler ve model hesaplamalarına oldukça yakın sonuçlar vermektedir.



Şekil 5.37. $^{61}\text{Ni}(d,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.4.8. $^{64}\text{Zn}(d,n)^{65}\text{Ga}$ nükleer reaksiyonu

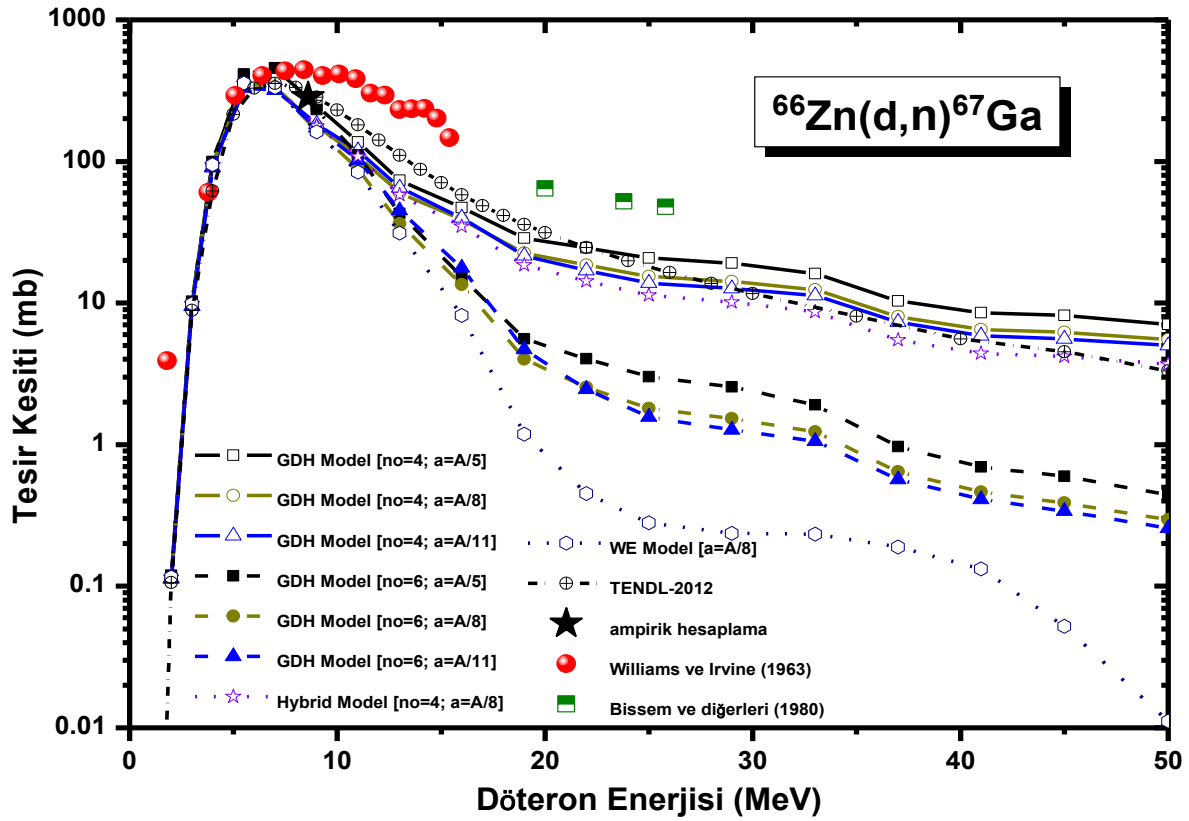
$^{64}\text{Zn}(d,n)^{65}\text{Ga}$ reaksiyonu ürün ^{65}Ga çekirdeğini oluşturmak için kullanılmıştır. Şekil 5.38. deneysel ve hesaplanan uyarılma eğrilerini göstermektedir. Bu reaksiyon için literatürde iki deneysel çalışma vardır. Bunlar 2,345-4,894 MeV aralığında Coetzee ve Peisach (1972) ile 11,7-25,8 MeV enerji aralığında Bissem ve diğerleri (1980) tarafından bildirilmiştir. Bu enerji aralıklarında Coetzee ve Peisach (1972) tarafından ölçülen değerler yaklaşık olarak hesaplamalarla aynı olmakla birlikte Bissem ve diğerleri (1980)'nin ölçtükleri tesisir kesiti değerleri hesaplamaların üzerinde yer almaktadır. Bu reaksiyon için ALICE-ASH kodu ile denge öncesi GDH ve Hibrid model ($n_0=4$; $a=A/8$) hesaplama sonuçları neredeyse aynı sonuçları vermiştir. Hesaplamalara göre gelme enerjisinin en iyi enerji aralığı 5-9 MeV'dir ki bu aralıkta model hesaplamaları pik vermektedir. 8,6 MeV'lik döteron enerjisinde sistematik hesaplama sonucu 300,7 mb'dır. Bu değer model hesaplamalarının oldukça üzerinde yer almaktadır.



Şekil 5.38. $^{64}\text{Zn}(d,n)^{65}\text{Ga}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.4.9. $^{66}\text{Zn}(d,n)^{67}\text{Ga}$ nükleer reaksiyonu

Şekil 5.39.'da deneysel ve teorik hesaplamalar karşılaştırılmıştır. Uyarılma fonksiyonları 5-9 MeV enerji aralığında maksimum değere ulaşmaktadır. Nükleer model hesaplamaları ile Williams ve Irvine (1963)'in deneysel sonuçları arasında uyarılma fonksiyonları maksimum verene kadar kabul edilebilir derecede uyum gözlenmektedir. Enerjinin artışı ile hesaplanan tesisir kesitleri deneysel verilere göre daha hızlı azalma eğilimindedir. Bissem ve diğerleri (1980)'nin deneysel sonuçları hesaplamaların üzerinde yer almaktadır. Hibrid model, GDH model ($n_0=4$) ve TENDL verileri birbirlerine yakın spektral bir yapı göstermektedir. 10 MeV'in ötesinde denge hesaplaması diğer hesaplamalara göre deneysel değerlerden daha da uzaklaşmakta ve çok küçük tesisir kesitleri gözlenmektedir. Ampirik formül ile yapılan hesaplama sonucunda 8,6 MeV'de 284,45mb'lık tesisir kesiti değerine ulaşılmıştır ve bu değer TENDL verileri ile oldukça uyumlu görünmektedir.

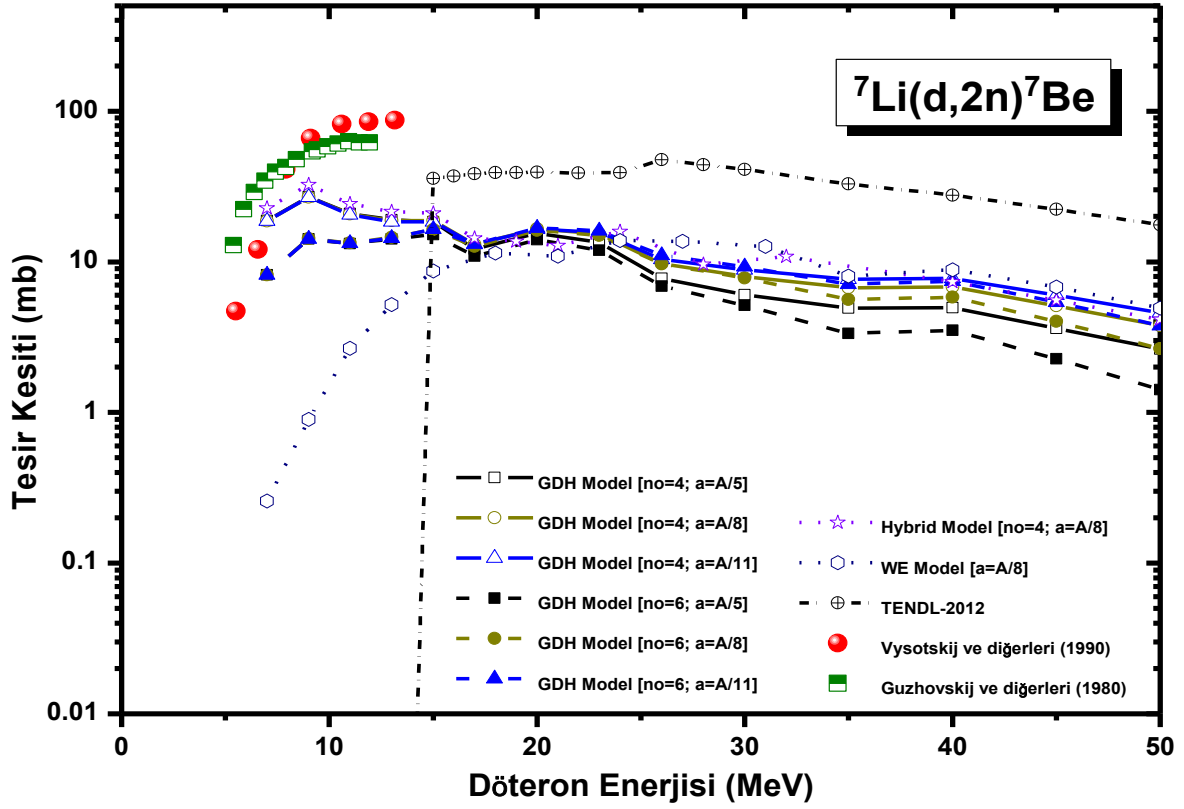


Şekil 5.39. $^{66}\text{Zn}(d,n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.5. ^7Li , ^{45}Sc , $^{47,48}\text{Ti}$, ^{48}Ca , $^{64,66}\text{Zn}$, ^{89}Y , ^{90}Zr Hedef Çekirdekleri için (d,2n) Nükleer Reaksiyonları

5.5.1. $^7\text{Li}(d,2n)^7\text{Be}$ nükleer reaksiyonu

^7Li hedef çekirdeği gelen döteron parçacıkları ile (d,2n) reaksiyonu aracılığıyla ^7Be çekirdeğini üretmek için kullanılabilir. $^7\text{Li}(d,2n)^7\text{Be}$ reaksiyonu için Vysotskij ve diğerleri (1990) ile Guzhovskij ve diğerleri (1980) tarafından iki farklı deney ve model hesaplamaları Şekil 5.40.'da sunulmuştur. Genel olarak deneysel değerler model hesaplamalarından daha yüksek tesisir kesitlerine sahiptir. Ölçülen tesisir kesitlerinin yaklaşık olarak 13 MeV'e kadar olduğu ve bu değerlerin belirgin bir pik vermediği Şekil 5.40.'da görülmektedir. Zira bu (d,2n) reaksiyonu için nükleer model hesaplamalarının sonuçlarına göre de bir maksimumdan bahsedemeyiz.



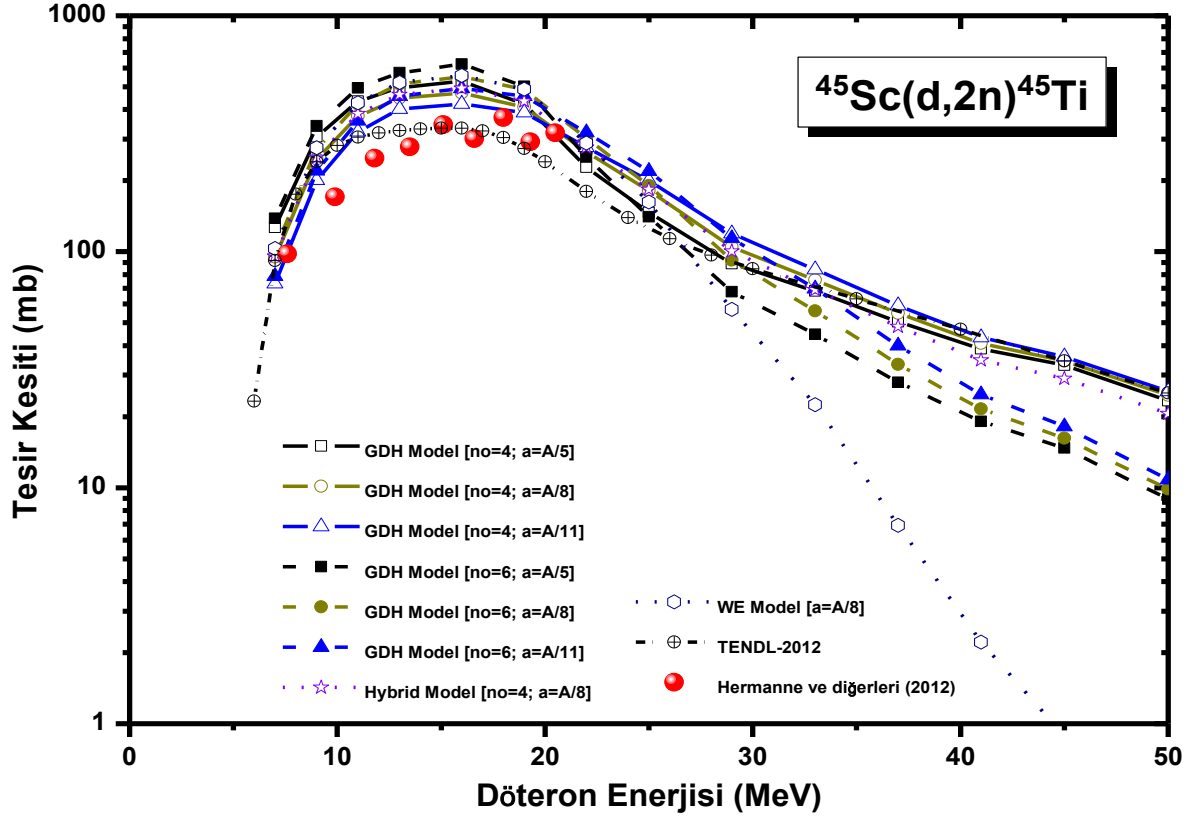
Şekil 5.40. ${}^7\text{Li}(d,2n){}^7\text{Be}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Denge öncesi model hesaplamalarına (Hibrid ve GDH) göre artan enerjile hemen hemen sabit bir uyarılma fonksiyonu gözlenmektedir. TALYS tabanlı TENDL kütüphane verileri, ALICE-ASH kodu ile yapılan hesaplamaların oldukça üzerinde tesir kesitleri vermektedir.

5.5.2. ${}^{45}\text{Sc}(d,2n){}^{45}\text{Ti}$ nükleer reaksiyonu

Araştırılan (d,2n) reaksiyonu için tüm uyarılma eğrileri Şekil 5.41'de verilmiştir. Hermanne ve diğerleri (2012)'nin gerçekleştirdiği deneyin sonuçları ile ALICE-ASH hesaplamaları arasında kabul edilebilir bir uyum gözlenmektedir. Bu uyum deneysel değerler ile TALYS tabanlı TENDL tesir kesiti verileri arasında daha baskındır. Denge ve denge öncesi model hesaplamaları (Hibrid, GDH ve Weisskopf-Ewing) 7 MeV'lik döteron enerjisinden itibaren uyarılma fonksiyonu vermeye başlamakta ve 50 MeV'e kadar devam etmektedir. Bu reaksiyon için özellikle düşük enerjilerde seviye yoğunluk parametresi ve eksiton sayısının

değişimi hesaplanan uyarılma eğrilerinin üzerinde hissedilir bir etkiye sahip değildir. 13-18 MeV enerji aralığında uyarılma fonksiyonları maksimum değere sahiptir.

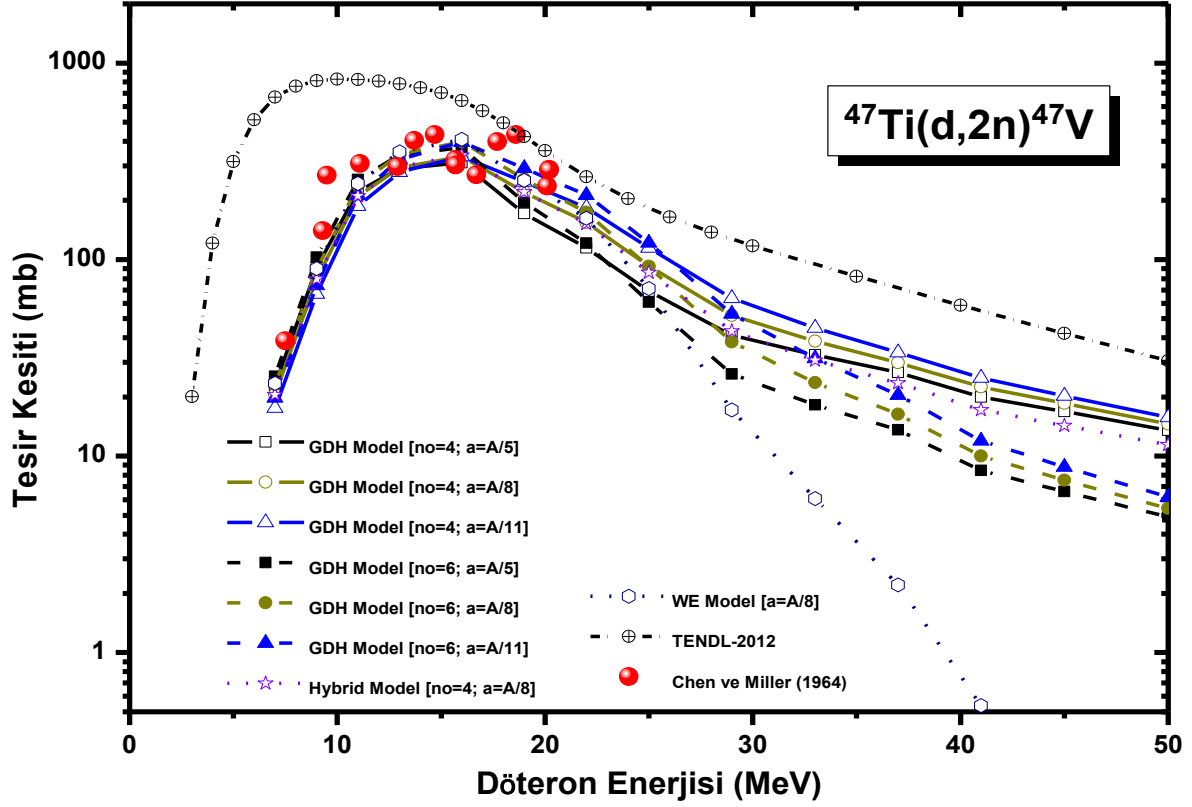


Şekil 5.41. $^{45}\text{Sc}(d,2n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.5.3. $^{47}\text{Ti}(d,2n)^{47}\text{V}$ nükleer reaksiyonu

Chen ve Miller (1964) tarafından sunulan deneysel sonuçlarla TENDL ve ALICE-ASH hesaplama sonuçlarının uyarılma fonksiyonları Şekil 5.42.'de grafiksel olarak verilmektedir. Deneysel veriler ve ALICE-ASH kodu kullanılarak elde edilen sonuçlar yaklaşık olarak aynı tesir kesiti bölgesine karşılık gelmektedir. Diğer taraftan TENDL verileri daha büyük tesir kesiti değerlerine sahiptir. Teorik uyarılma fonksiyonları yaklaşık olarak aynı spektral yapıya sahiptirler. Denge ve denge öncesi model hesaplamalarının (Hibrid, GDH ve Weisskopf-Ewing) 16 MeV civarında bir pike sahip olduğu görünmekte, oysa Chen ve Miller (1964) tarafından bildirilen tesir kesitlerinin dağınık yapısı böyle bir gözlemin yapılmasına engel

olmaktadır. Bu reaksiyon kanalı için 408,9 mb'lık tesir kesiti ile ALICE hesaplamaları (Weisskopf-Ewing model) maksimum vermektedir.



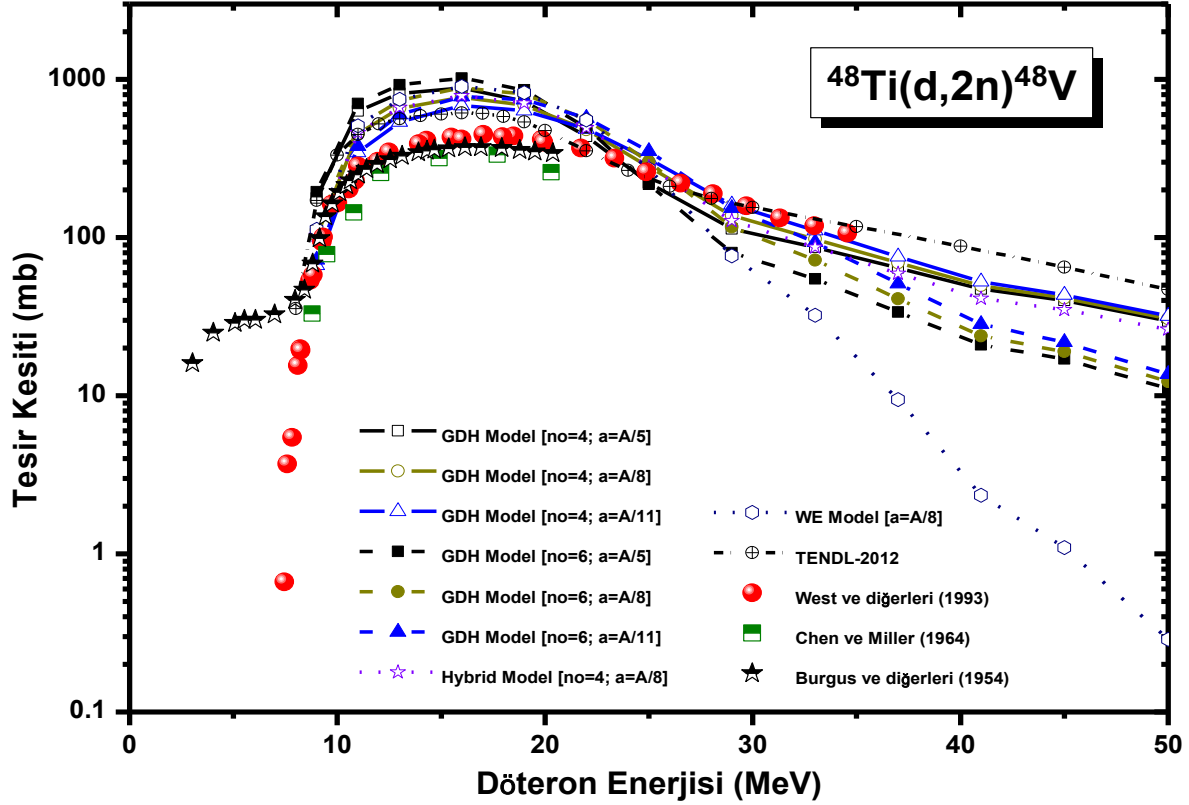
Şekil 5.42. $^{47}\text{Ti}(d,2n)^{47}\text{V}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Bu reaksiyon için 25 MeV'in üzerinde Weisskopf-Ewing hesaplamaları oldukça düşük sonuçlar vermektedir. Yüksek enerjilerde eksiton sayısının artışı ile tesir kesitlerinde bir miktar azalma olmaktadır. Düşünülen reaksiyon için denge öncesi Hibrid ve GDH model hesaplama sonuçları benzer büyüklükte tesir kesiti değerleri vermektedir.

5.5.4. $^{48}\text{Ti}(d,2n)^{48}\text{V}$ nükleer reaksiyonu

$^{48}\text{Ti}(d,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonu için uyarılma fonksiyonları Şekil 5.43'de verilmiştir. Bu nükleer reaksiyon için 8-20 MeV enerji aralığında West ve diğerleri (1993), Chen ve Miller (1964) ile Burgus ve diğerleri (1954) tarafından bildirilen tesir kesitleri, birbirlerine benzer sonuçlar vermekte, teorik sonuçların ise bir parça altında

kalmaktadır. ALICE-ASH kodu ile yapılan model hesaplamaları 9 MeV'in altında TALYS tabanlı TENDL ise 8 MeV'in altında tesir kesiti vermemektedir. 13-19 MeV enerji aralığı teorik sonuçların en yüksek noktaya ulaştığı bölge olarak görünmektedir.



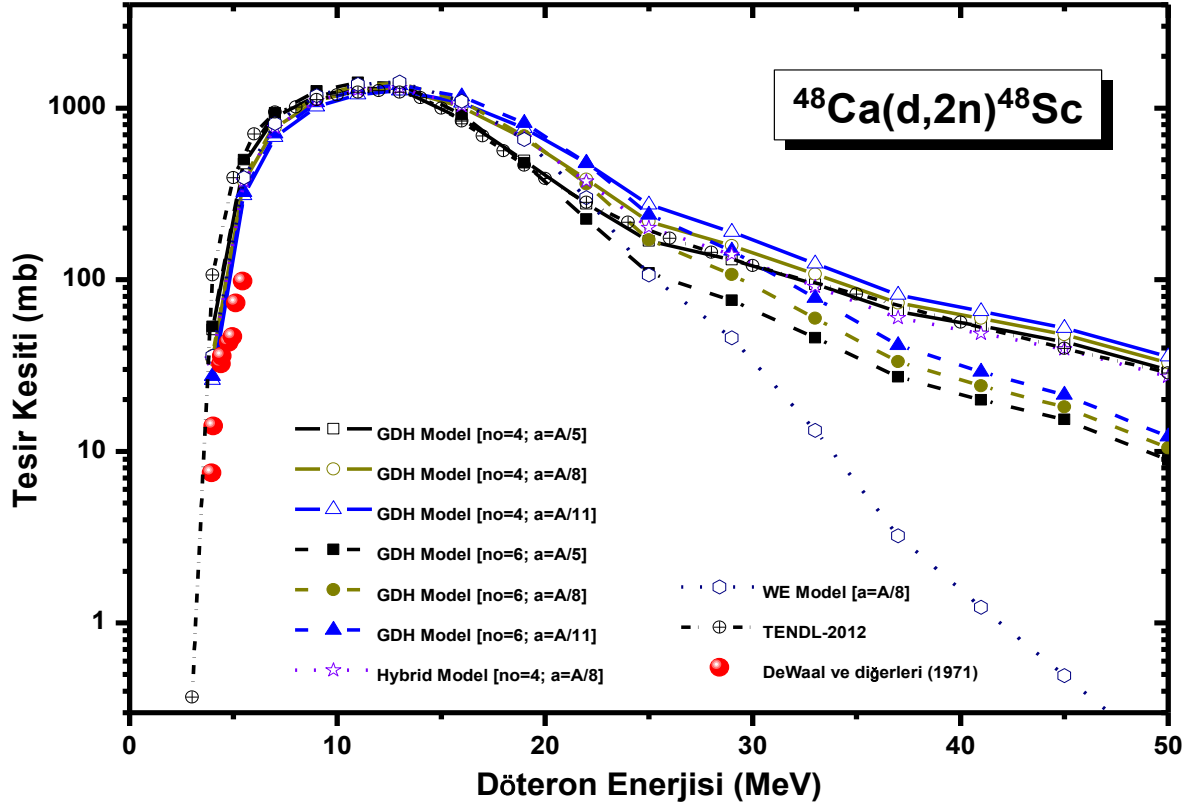
Şekil 5.43. $^{48}\text{Ti}(d,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Bu bölgede GDH model ($n_0=6$; $a=A/5$) hesaplamalarına göre tesir kesiti 1019,31 mb değerine kadar ulaşmaktadır. Yaklaşık olarak 20 MeV'den 35 MeV'e kadarlık gelme enerjisini kapsayan bölgede West ve diğerleri (1993)'nin ölçümleri ile TENDL verileri ve denge öncesi model hesaplamaları ($n_0=4$) uyumlu sonuçlar vermektedir. Şekil 5.43'den açıkça görüldüğü üzere 20 MeV ötesinde denge hesaplamaları diğer sonuçlara göre çok düşüktür.

5.5.5. $^{48}\text{Ca}(d,2n)^{48}\text{Sc}$ nükleer reaksiyonu

Düşünülen nükleer reaksiyon için deneysel ve teorik sonuçlar Şekil 5.44.'de sunulmuştur. ^{48}Ca çekirdeği üzerine döteron parçacıkları ile oluşturulan

reaksiyonların deneysel çalışmaları nadirdir. ^{48}Ca çekirdeği ile döteronların bombardımanı suretiyle oluşturulan $^{48}\text{Ca}(d,2n)^{48}\text{Sc}$ reaksiyonları için yalnızca bir çalışma DeWaal ve diğerleri (1971) tarafından gerçekleştirilmiştir.

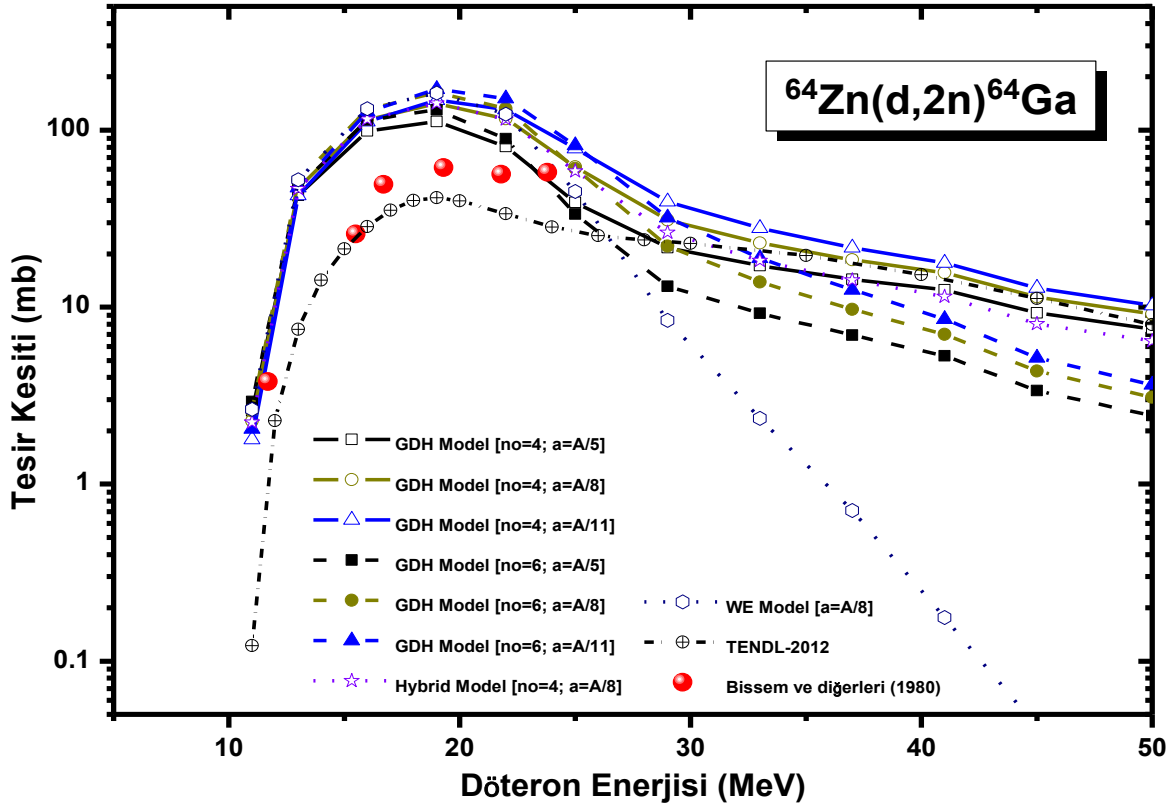


Şekil 5.44. $^{48}\text{Ca}(d,2n)^{48}\text{Sc}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Bu çalışma 3,95-5,456 MeV'lik düşük enerji bölgesini kapsamaktadır. Bu bölgede ölçülen değerler hesaplamaların küçük oranda altında kalmaktadır. Özellikle düşük enerjileri düşününldüğünde farklı eksiton sayısı ve seviye yoğunluğu parametresi kullanımı uyarılma eğrilerinin yapısında büyük oranda değişime neden olmamıştır. Denge öncesi Hibrid ve GDH model hesaplamaları benzer spektral yapı ve büyüklüğe sahip görünmektedir. Diğer taraftan yüksek enerjilerde denge Weisskopf-Ewing model hesaplamaları oldukça düşük tesir kesiti sonuçlarına sahiptir. Hesaplamalar gösteriyor ki uyarılma fonksiyonları 8-16 MeV gibi geniş bir enerji aralığında maksimum vermektedir. Bu aralıkta gözlenen en büyük tesir kesiti değeri 1414,8 mb'dır.

5.5.6. $^{64}\text{Zn}(d,2n)^{64}\text{Ga}$ nükleer reaksiyonu

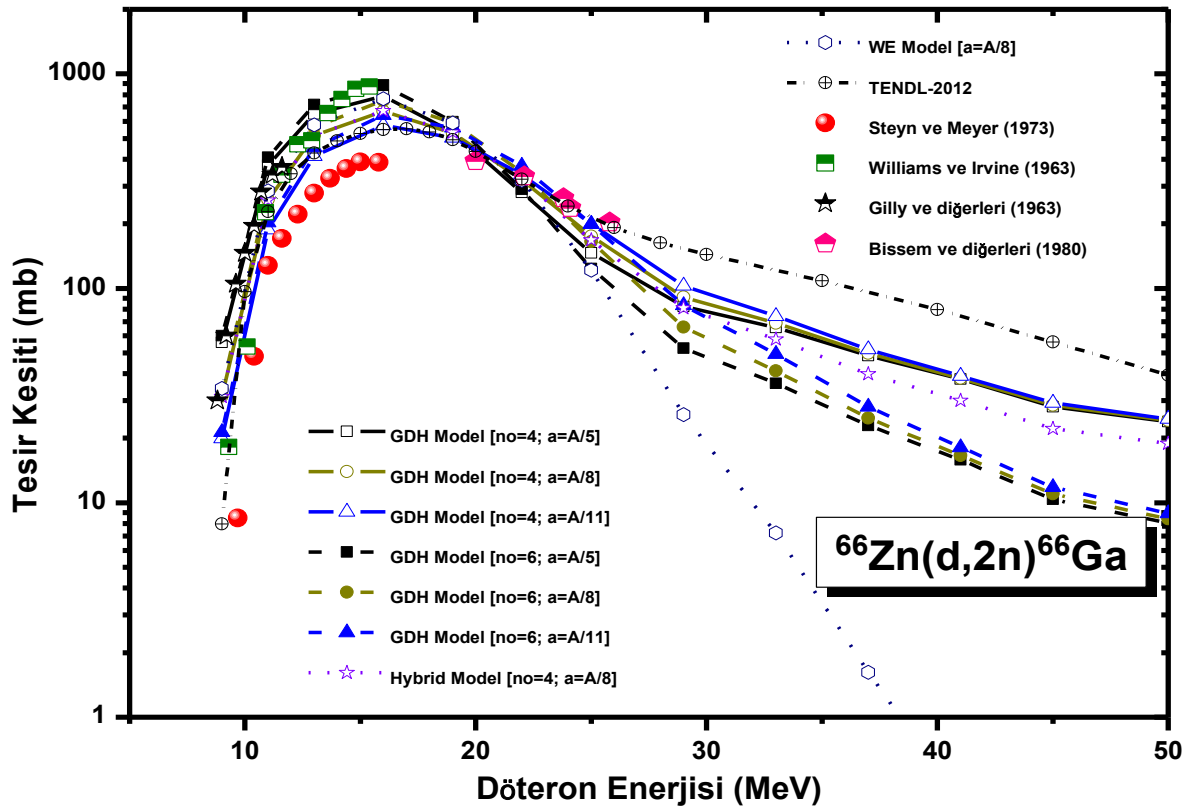
İncelenen $^{64}\text{Zn}(d,2n)^{64}\text{Ga}$ reaksiyonu için teorik ve deneysel tesir kesiti değerleri arasında bir karşılaştırma Şekil 5.45.'de sunulmaktadır. Bu düşünülen reaksiyonla ilgili deneysel nükleer veriler Bissem ve diğerleri (1980) tarafından bildirilmiştir. Bu deneysel tesir kesitleri 11,7-23,8 MeV'lik enerji bölgesi için uygulanmıştır ve genel olarak bu veriler ALICE-ASH koduyla yapılan denge ve denge öncesi model hesaplamalarından elde edilen uyarılma eğrilerinin altında kalmaktadır. 11 MeV'e kadarki enerji bölgesi için hesaplamalar bir uyarılma fonksiyonu vermemektedir. Düşünülen reaksiyon için 30 MeV gelme enerjisine kadar oluşan $^{64}\text{Zn}(d,2n)$ reaksiyonu için TENDL hesaplamaları daha düşük tesir kesitleri verirken daha yüksek enerjilere doğru gidildikçe denge Weisskopf-Ewing model hesaplamaları oldukça küçük uyarılma fonksiyonuna sahiptir. En büyük tesir kesiti değeri denge öncesi GDH model ($n_0=6$, $a=A/11$) hesaplamaları ile 19 MeV'de 170,6 mb'lık büyüklüğe sahiptir.



Şekil 5.45. $^{64}\text{Zn}(d,2n)^{64}\text{Ga}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.5.7. $^{66}\text{Zn}(d,2n)^{66}\text{Ga}$ nükleer reaksiyonu

^{66}Zn hedefinin üzerine döteron gönderilerek oluşturulan ve ^{66}Ga çekirdeğinin oluşumuna neden olan $^{66}\text{Zn}(d,2n)$ reaksiyonu için deneysel tesir kesiti verileri Steyn ve Meyer (1973), Williams ve Irvine (1963), Gilly ve diğerleri (1963) ile Bissem ve diğerleri (1980) tarafından farklı enerji bölgeleri için gerçekleştirilmiştir. Bu ölçülen ve hesaplanan tesir kesitleri Şekil 5.46.'da enerjinin bir fonksiyonu olarak sunulmuştur. Bu reaksiyon yaklaşık olarak 8-9 MeV'in üzerindeki gelme enerjilerinde gerçekleşmeye başlar ve ulaşılabilir maksimum tesir kesiti değeri denge öncesi GDH model ($n_0=6$, $a=A/5$) hesaplamaları ile 16 MeV'de 887,9 mb büyüklüğe sahiptir. Yaklaşık olarak 22 MeV'in üzerindeki enerjilerde oluşan $^{66}\text{Zn}(d,2n)$ reaksiyonu için en yüksek tesir kesitlerine TALYS tabanlı TENDL ile ve en düşük verilere ise denge Weisskopf-Ewing model ile ulaşılır.

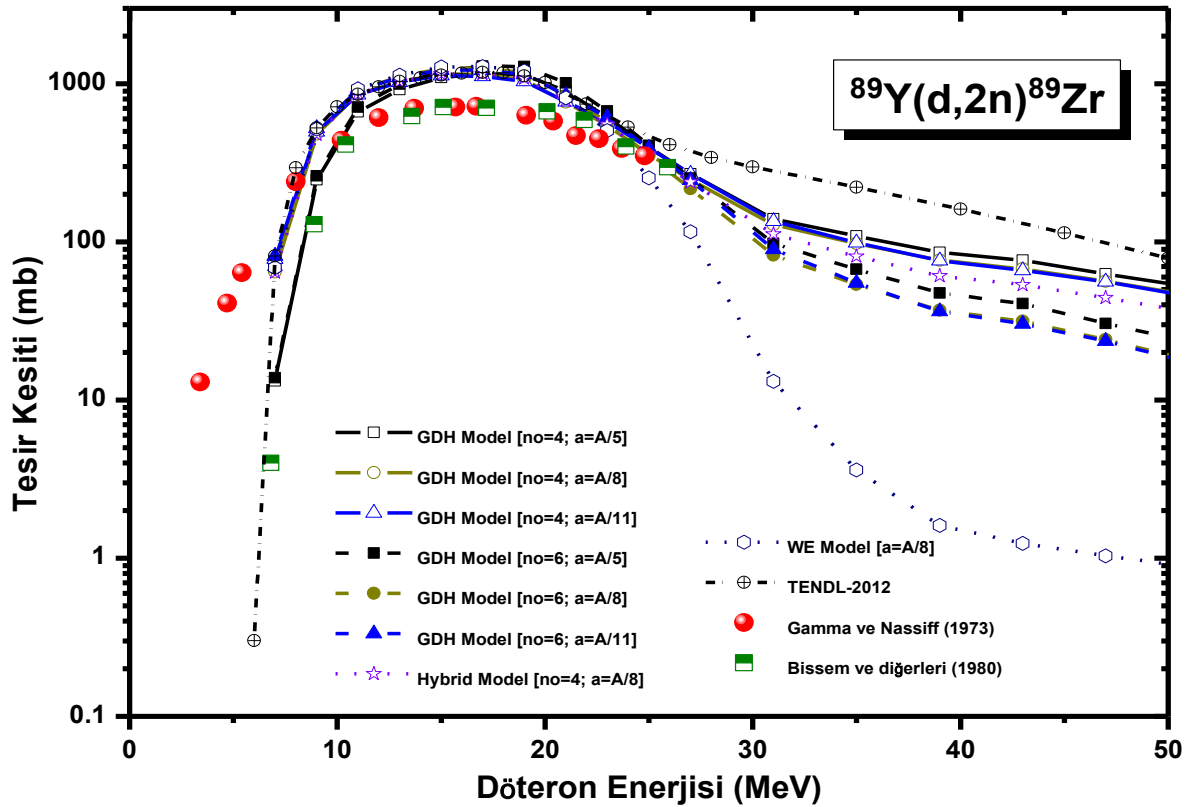


Şekil 5.46. $^{66}\text{Zn}(d,2n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Düşünülen döteron reaksiyonu için Steyn ve Meyer (1973) tarafından gerçekleştirilen tesir kesiti ölçümleri bir parça hesaplamaların altında yer almasına rağmen diğer üç deneysel uyarılma fonksiyonları teorik hesaplamalar ile uyumlu görünmektedir. Seviye yoğunluk parametresinin değişiminin hesaplamalar üzerine fazla bir etki yaratmadığı gözlenmiştir.

5.5.8. $^{89}\text{Y}(d,2n)^{89}\text{Zr}$ nükleer reaksiyonu

$^{89}\text{Y}(d,2n)^{89}\text{Zr}$ reaksiyonu için tüm uyarılma fonksiyonları (deneysel ve teorik) Şekil 5.47' de belirtilmiştir. Düşünülen bu reaksiyon için Gamma ve Nassiff (1973) ile Bissem ve diğerleri (1980) tarafından gerçekleştirilen ölçümler birbirleri ile yaklaşık olarak 10-24 MeV' lik enerji bölgesinde oldukça uyumlu görünmektedir. Ancak bu bölgede model hesaplamalarının ulaştığı tesir kesiti değerlerinin çok az altında kalmaktadırlar. Bu bölge ile 50 MeV'lik enerji dilimi arasında denge Weisskopf-Ewing model hesaplamaları oldukça düşük uyarılma fonksiyonuna sahiptir.

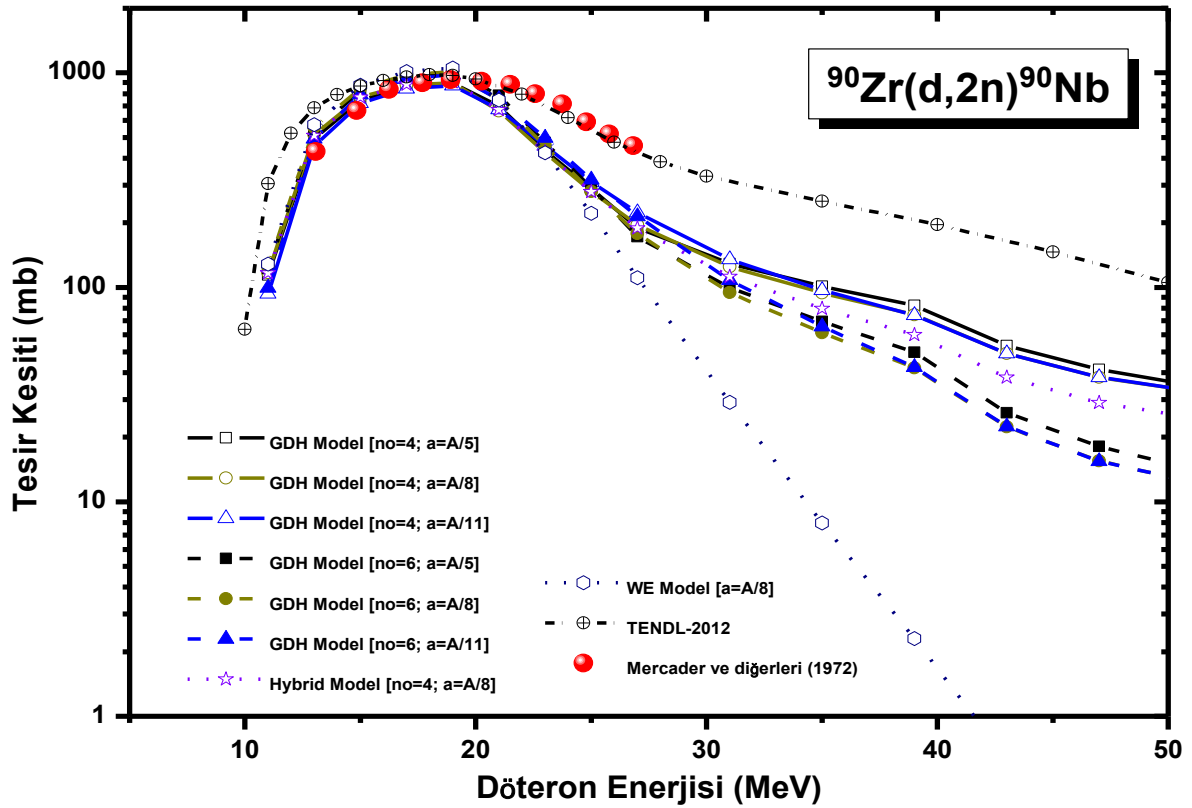


Şekil 5.47. $^{89}\text{Y}(d,2n)^{89}\text{Zr}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Şekil 5.47'den görüldüğü üzere bu reaksiyon için seviye yoğunluk parametresi ve eksiton sayısının değişimi hesaplanan tesir kesitleri üzerine çok az etki etmektedir. Hem deneysel hem de teorik tesir kesitleri 13-19 MeV aralığında maksimuma ulaşmaktadır. Bu bölgede pik yapan tesir kesitleri için en büyük değere GDH model ($n_0=6$, $a=A/5$) hesaplaması ile ulaşılır. Bu GDH model hesaplamalarının sonucunda pik noktası 17 MeV'lik gelme enerjisine sahip döteron ile oluşan ve 1289,95 mb değerine sahip tesir kesiti değeridir.

5.5.9. $^{90}\text{Zr}(d,2n)^{90}\text{Nb}$ nükleer reaksiyonu

Araştırılan $^{90}\text{Zr}(d,2n)$ reaksiyonu için teorik ve deneysel uyarılma eğrileri Şekil 5.48' de verilmiştir. ALICE-ASH nükleer kodu ile denge ve denge öncesi model hesaplamaları 11 MeV'lik ve TENDL kütüphane verileri 10 MeV'lik gelme enerjilerinin üzerinde tesir kesitleri vermektedir.



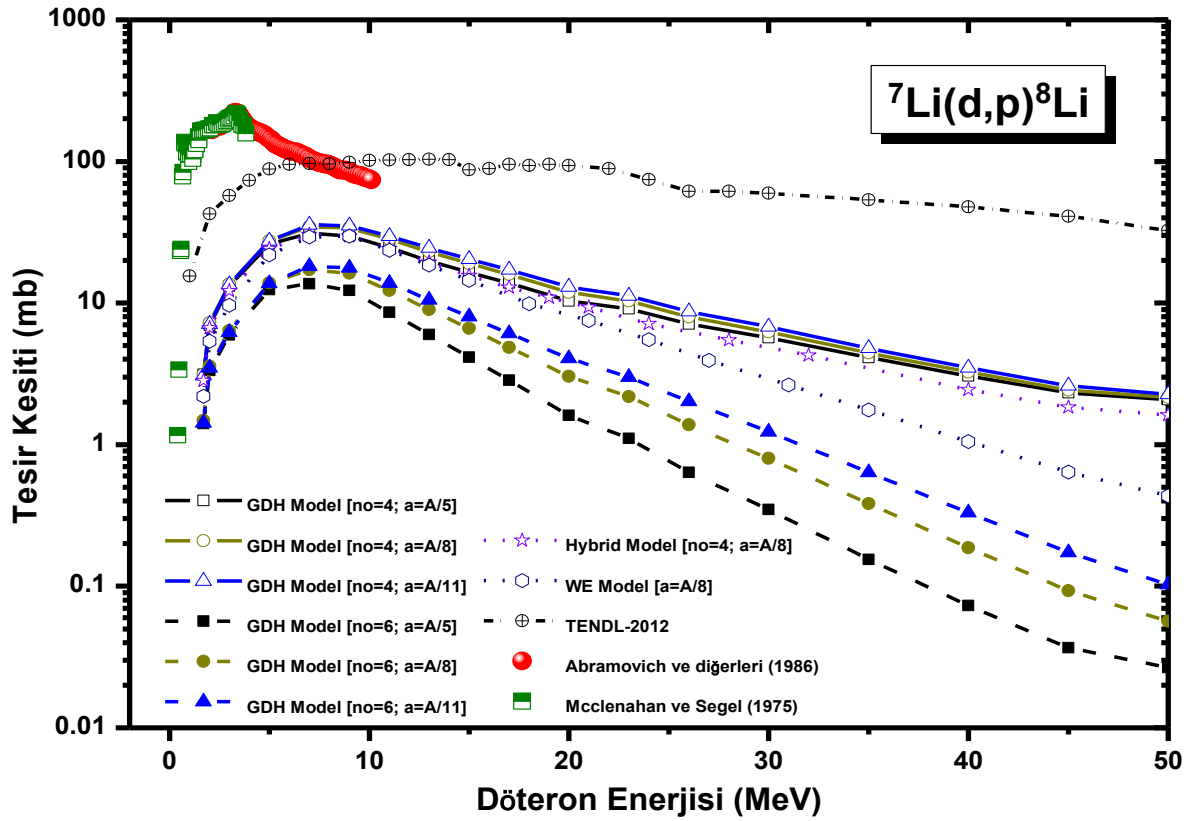
Şekil 5.48. $^{90}\text{Zr}(d,2n)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Diğer taraftan bu reaksiyon için Mercader ve diğerleri (1972)'nin bildirdikleri tesir kesiti değerleri 13,08-26,82 MeV'lik enerji aralığında ölçülmüştür. Araştırılan reaksiyon için 16-20 MeV enerji aralığında tüm uyarılma fonksiyonları (deneysel ve teorik) maksimum değere ulaşmaktadır. Maksimum tesir kesiti denge Weisskopf-Ewing model hesaplaması ile 19 MeV'lik döteron enerjisinde elde edilmektedir ve 1051,55 mb değerine sahiptir. Maksimum bölgede ALICE-ASH ile yapılan model hesaplamaları ile Mercader ve diğerleri (1972)'nin bildirdikleri tesir kesiti değerleri oldukça uyumlu iken daha yüksek enerjilere doğru çıkıldıkça bu uyum azalmakta ve deney ile TENDL verilerinin uyumu gözlenmektedir. Artan enerji ile denge Weisskopf-Ewing model hesaplamalarından elde edilen tesir kesiti değerleri oldukça düşmektedir.

5.6. ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{50,54}\text{Cr}$, ${}^{55}\text{Mn}$, ${}^{58}\text{Fe}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{64}\text{Ni}$, ${}^{96}\text{Zr}$, ${}^{109}\text{Ag}$, ${}^{180}\text{Hf}$, ${}^{181}\text{Ta}$, ${}^{184,186}\text{W}$ Hedef Çekirdekleri için (d,p) Nükleer Reaksiyonları

5.6.1. ${}^7\text{Li}(d,p){}^8\text{Li}$ nükleer reaksiyonu

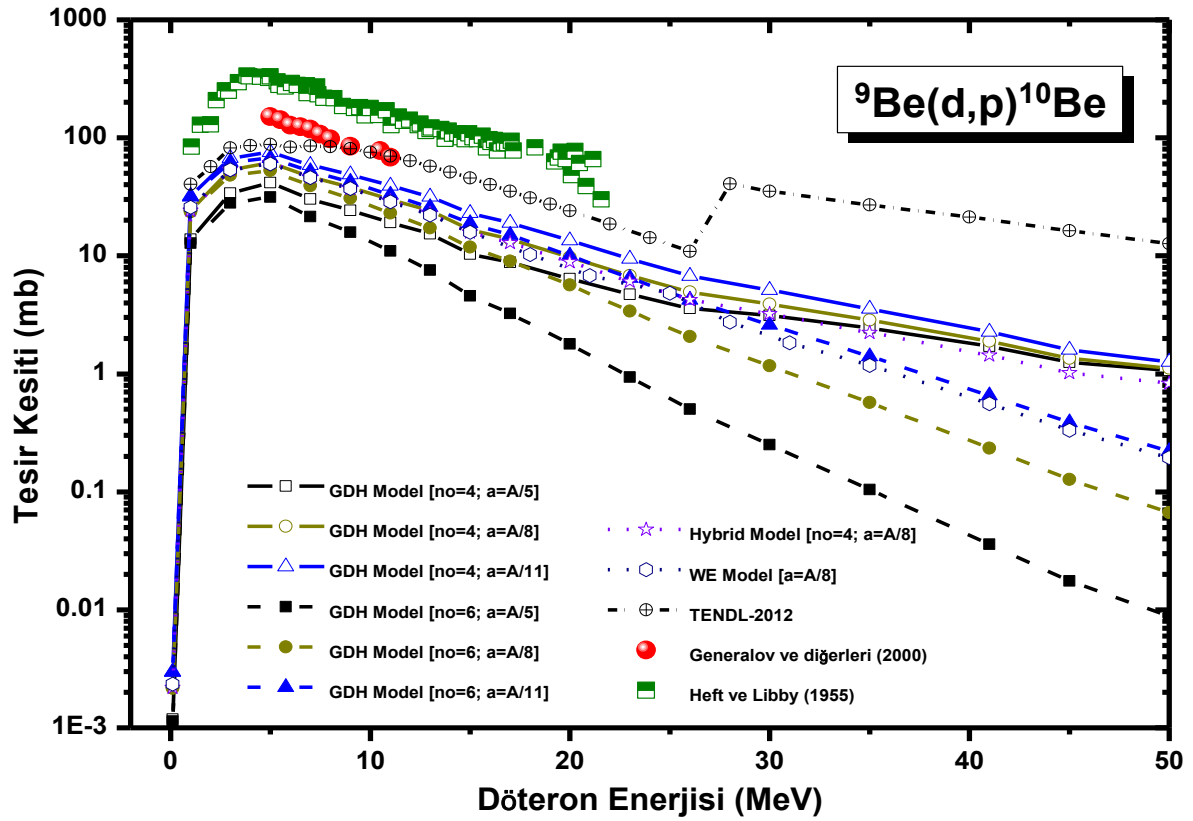
ALICE-ASH kodu tarafından denge ve denge öncesi modeller kullanılarak hesaplanan reaksiyon tesir kesitleri ve TENDL kütüphane verileri Abramovich ve diğerleri (1986) ile Mcclenahan ve Segel (1975) tarafından bildirilen deneysel sonuçlarla Şekil 5.49.'da karşılaştırılmıştır. Tartışılan reaksiyon için ALICE-ASH ile yapılan model hesaplamaları hem bu iki deney hem de TENDL verilerinden daha düşük sonuçlar vermektedir. ALICE-ASH kodu ile eksiton sayısı $n_0=4$ kullanarak yapılan GDH model hesaplamaları $n_0=6$ kullanarak yapılan model hesaplamalarına göre daha yüksek sonuçlar vermektedir. Denge durumu Hibrid model hesaplamaları ($n_0=4$) ile GDH model hesaplamaları ($n_0=4$) arasında fark oldukça azdır. Şunu ifade etmek gerekir ki bu reaksiyon için mevcut deneysel veriler oldukça dar bir enerji aralığında ölçülmüştür ve dolayısıyla deneysel değerlere bakarak maksimum tesir kesitini kestirmek olası değildir. Ayrıca TENDL tesir kesiti verileri de 4 MeV ötesinde neredeyse sabit devam etmektedir. Diğer taraftan ALICE-ASH model hesaplamalarına göre bu reaksiyonun oluşması için en olası döteron enerji aralığı 5-11 MeV olarak görünmektedir.



Şekil 5.49. ${}^7\text{Li}(d,p){}^8\text{Li}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.6.2. ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ nükleer reaksiyonu

${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ nükleer reaksiyonu için hem deneysel hem de teorik uyarılma eğrileri Şekil 5.50.'de karakterize edilmiştir. Şu açıkça görülüyor ki Generalov ve diğerleri (2000) tarafından 5-11 MeV enerji aralığında ölçülen ve sürekli azalma eğiliminde olan tesis kesitleri, Heft ve Libby (1955) tarafından 1,05-21,56 MeV enerji aralığında belirlenen deneysel verilerin altında yer almaktadır. ALICE-ASH kodu ile yapılan denge ve denge öncesi model hesaplamaları ise en düşük sonuçları vermektedir. Bu hesaplamalarda seviye yoğunluğu parametresi ve eksiton sayısı arttıkça hesaplanan tesis kesitleri azalmaktadır. TALYS tabanlı TENDL kütüphane verileri ise deneysel verilerle ALICE-ASH hesaplamalarının arasındaki bölgeye karşılık gelmektedir. Hem deneysel hem de teorik sonuçlara göre düşünülen (d,p) reaksiyonu için maksimum uyarılma fonksiyonu 3-7 MeV enerji aralığındadır.

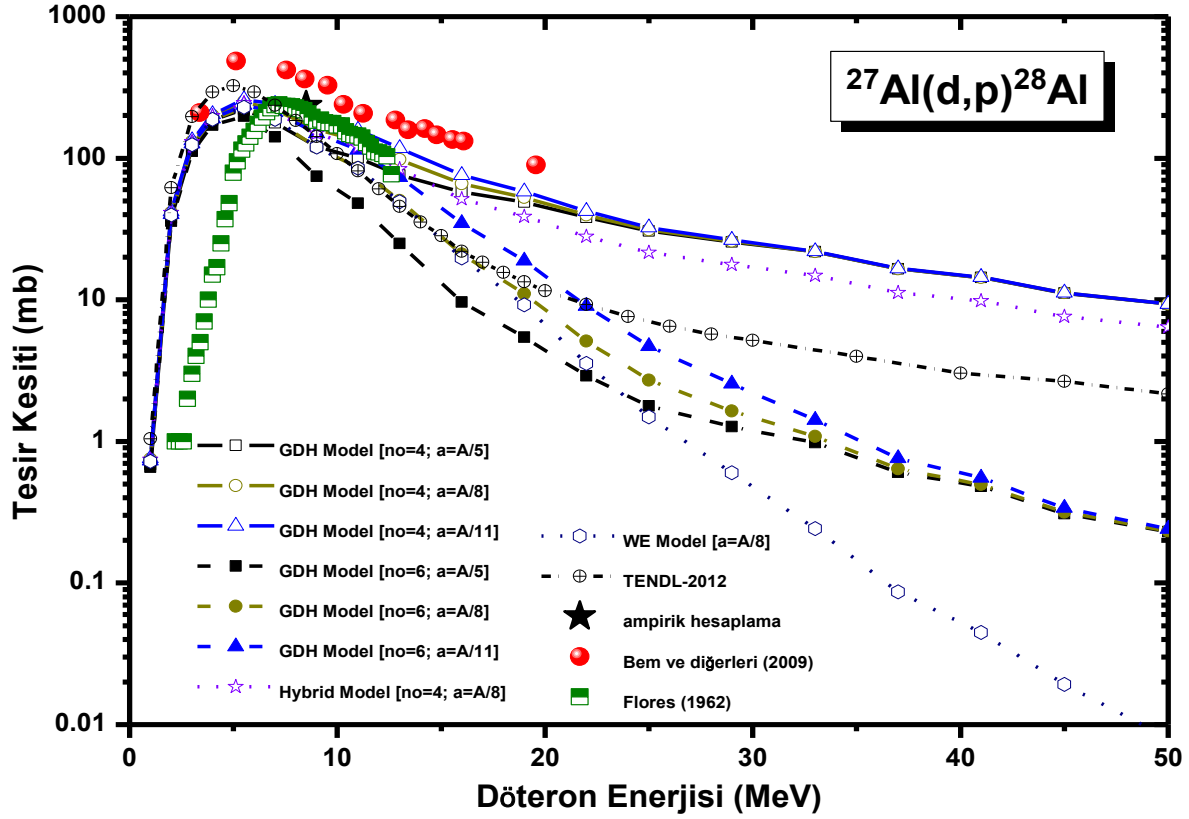


Şekil 5.50. ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.6.3. ${}^{27}\text{Al}(d,p){}^{28}\text{Al}$ nükleer reaksiyonu

Düşünülen ${}^{27}\text{Al}(d,p)$ reaksiyonu için Bem ve diğerleri (2009) ile Flores (1962) tarafından elde edilen uyarılma fonksiyonları ile teorik sonuçlar Şekil 5.51.'de sunulmuştur. Bu reaksiyon için Bem ve diğerleri (2009) yaklaşık olarak 5-20 MeV enerji aralığında en yüksek tesis kesiti verilerine sahiptir. Araştırılan reaksiyon için Flores (1962) tarafından ölçülen uyarılma fonksiyonu 7,2 MeV de 239 mb'lık bir maksimuma ulaşmaktadır. Bu deneysel veri bu enerji bölgesine kadar en düşük tesis kesiti değerlerine sahipken bu noktadan sonra 12,6 MeV'lik enerjiye değin $n_0=4$ eksiton sayısı kullanılarak yapılan denge öncesi Hibrid ve GDH model sonuçları ile oldukça tutarlılık göstermektedir. Bahsedilen bu enerji bölgesinde $n_0=6$ eksiton sayısı kullanılarak yapılan GDH model hesaplamaları, denge Weisskopf-Ewing model tesis kesitleri ve TENDL verileri daha düşük sonuçlar verir. 8,5 MeV'lik enerjide yapılan ampirik formül sonucunda 233,97 mb'lık tesis kesiti değerine ulaşılmıştır. Bu sistematik çalışma sonucu elde edilen tesis kesiti

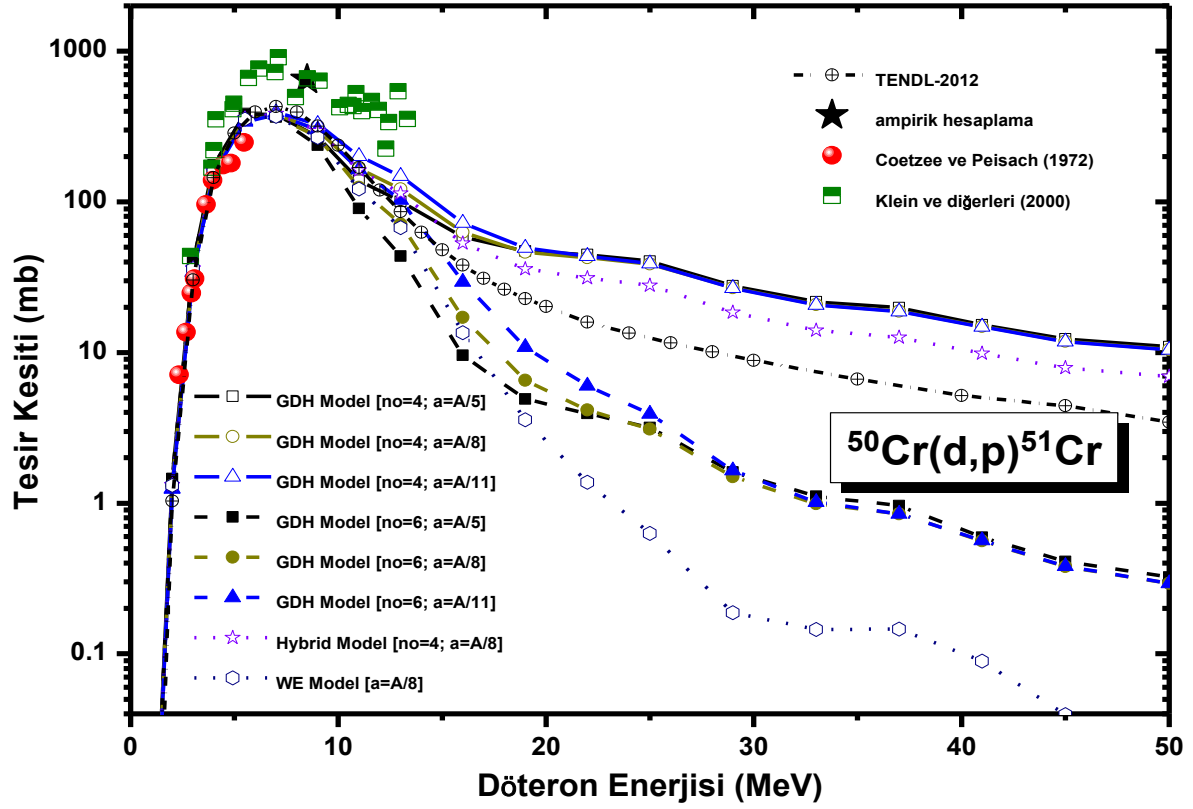
değeri Flores (1962) tarafından yapılan deney sonucu ile yakın bir sonuç vermektedir.



Şekil 5.51. $^{27}\text{Al}(d,p)^{28}\text{Al}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.6.4. $^{50}\text{Cr}(d,p)^{51}\text{Cr}$ nükleer reaksiyonu

$^{50}\text{Cr}(d,p)^{51}\text{Cr}$ nükleer reaksiyonu için tüm uyarılma eğrileri Şekil 5.52.'de karakterize edilmiştir. Bu reaksiyon için 2,349-5,468 MeV enerji aralığında Coetzee ve Peisach (1972) tarafından belirlenen tesisir kesitleri yapılan teorik sonuçlarla uyumludur. Düşünülen reaksiyon için Klein ve diğerleri (2000) tarafından uygulanan deneysel çalışmanın sonuçları en yüksek tesisir kesitlerini vermektedir ki bu veriler oldukça dağınık bir yapıya sahiptir. Ayrıca Klein ve diğerleri (2000) tarafından ölçülen tesisir kesiti değeri (8,51 MeV'de 659,3 mb), bu çalışmada elde edilen ampirik formül sonucu ile (8,5 MeV'de 646,5 mb) oldukça uyumlu görünmektedir. İncelenen reaksiyon için 5-9 MeV enerji aralığında hesaplanan tüm uyarılma fonksiyonları bir maksimum vermektedir.

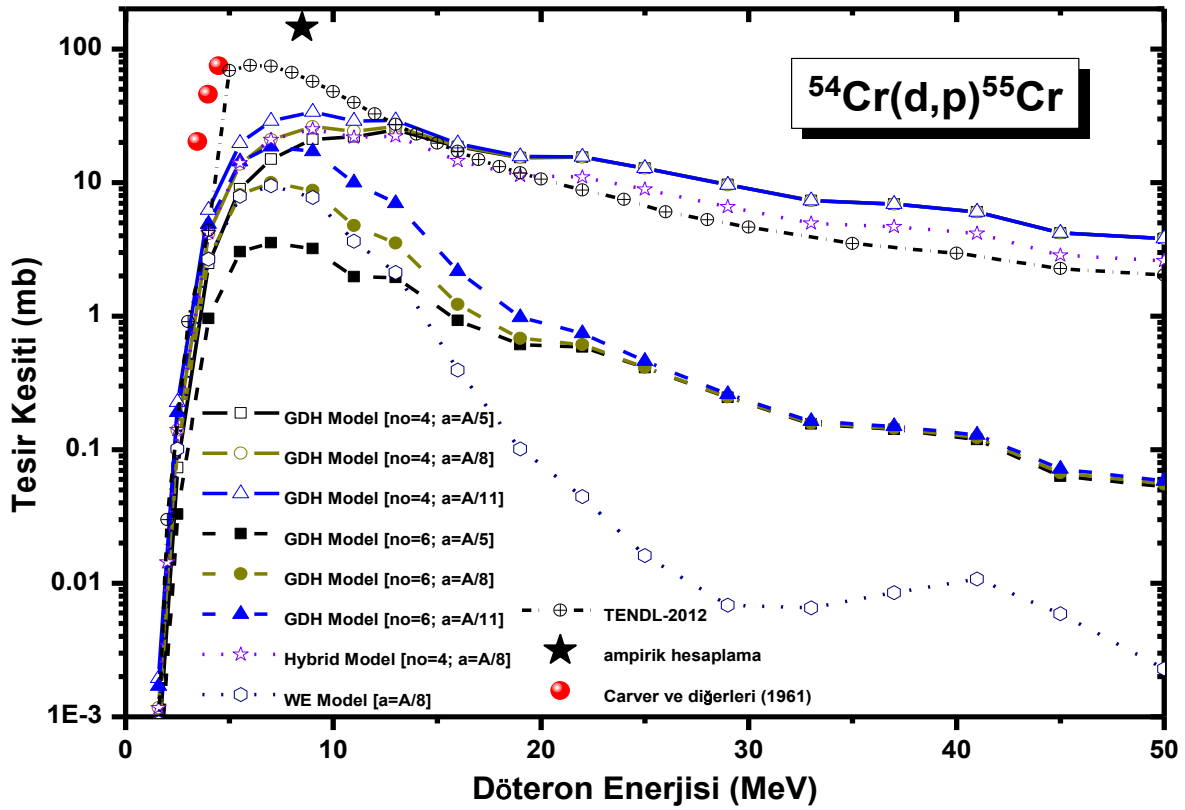


Şekil 5.52. $^{50}\text{Cr}(d,p)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Yaklaşık olarak 15 MeV'lik gelme enerjisinin üzerindeki dötronlarla oluşturulan bu reaksiyon için hesaplanan uyarılma fonksiyonları oldukça dağınık bir büyüklüğe sahiptir. Bu enerji bölgesi için Şekil 5.52.'den görüldüğü üzere denge öncesi modelde eksiton sayısının değişimi hesaplanan uyarılma fonksiyonunu oldukça değiştirmektedir. Ayrıca aynı enerji bölgesi için denge Weisskopf-Ewing model hesaplamaları ve TENDL kütüphanesinden alınan verilerde oldukça farklıdır.

5.6.5. $^{54}\text{Cr}(d,p)^{55}\text{Cr}$ nükleer reaksiyonu

$^{54}\text{Cr}(d,p)^{55}\text{Cr}$ nükleer reaksiyonu için tüm uyarılma eğrileri Şekil 5.53.'de analiz edilmiştir. Carver ve diğerleri (1961) tarafından belirlenen düşük enerji bölgesindeki üç deneysel tesis kesiti değeri, TALYS tabanlı TENDL kütüphanesinden alınan veriler ile diğer teorik sonuçlara göre daha uyumludur. Özellikle 10 MeV'lik gelme enerjisinin üzerinde seviye yoğunluk parametresinin değişimi sonuçları çok etkilememesine rağmen eksiton sayısının değişimi sonuçları oldukça farklılaştırmaktadır.



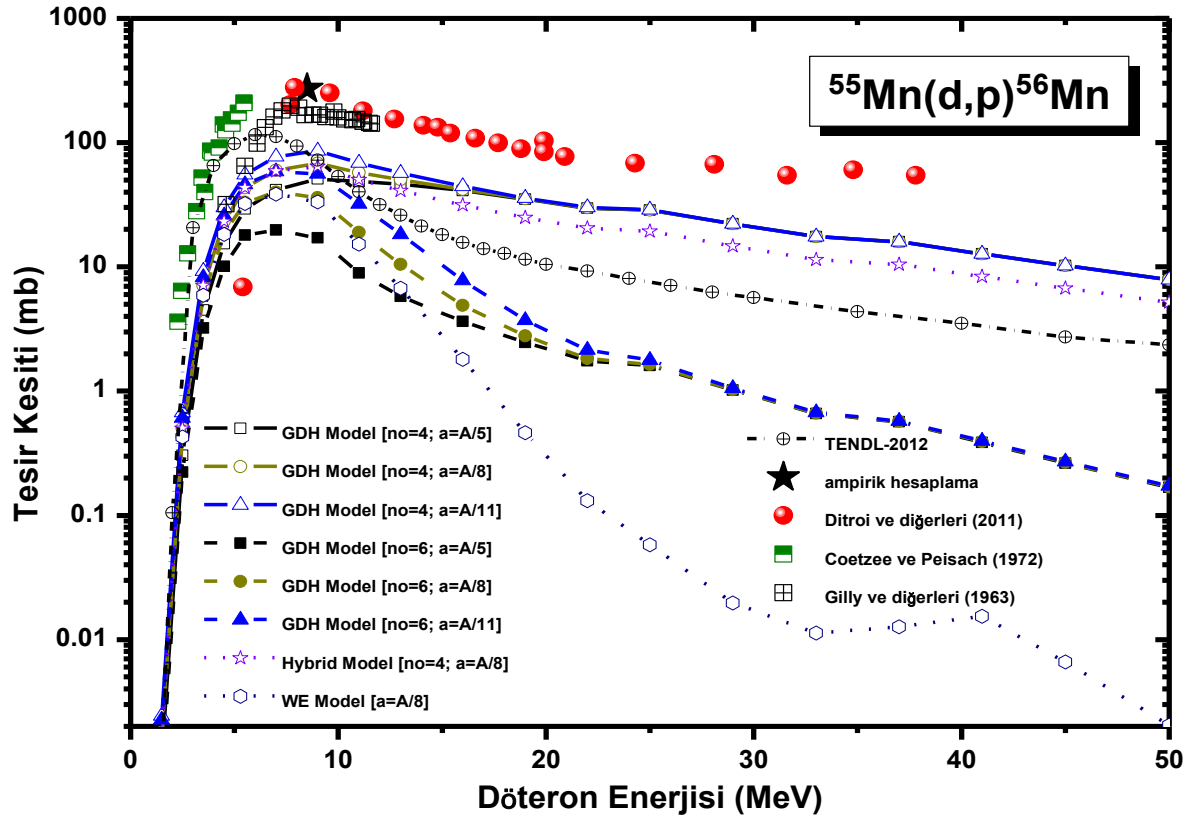
Şekil 5.53. $^{54}\text{Cr}(d,p)^{55}\text{Cr}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Bu enerjinin üzerinde oluşan reaksiyon için eksiton sayısını daha düşük tutmak hesaplanan tesir kesiti değerlerini artırmaktadır. Bu enerji bölgesinde $n_0=4$ eksiton sayısı kullanılarak yapılan GDH ve Hibrid model hesaplamaları ile TENDL verileri yaklaşık uyarılma fonksiyonları vermektedir. Denge durumu Weisskopf-Ewing model hesaplamaları ise en düşük sonuçları verir. Ayrıca düşünülen bu döteron reaksiyonu için 6-13 MeV enerji aralığı uyarılma fonksiyonunun maksimum verdiği bölge olarak tanımlanabilir. Ayrıca bu reaksiyon için ampirik formül sonuçları TENDL verilerine daha yakındır.

5.6.6. $^{55}\text{Mn}(d,p)^{56}\text{Mn}$ nükleer reaksiyonu

Düşünülen $^{55}\text{Mn}(d,p)$ reaksiyonu için mevcut deneysel uyarılma fonksiyonları ile teorik sonuçlar Şekil 5.54.'de gösterilmiştir. Ditroi ve diğerleri (2011), Coetzee ve Peisach (1972) ile Gilly ve diğerleri (1963) tarafından gerçekleştirilen deneylerden elde edilen tesir kesiti verileri, genel olarak ALICE hesaplamalarının üzerinde yer

almaktadır. Düşünülen reaksiyon için ALICE-ASH ile gerçekleştirilen Hibrid ve GDH model hesaplamaları ($n_0=4$) arasındaki fark oldukça azdır. Ayrıca Weisskopf-Ewing modeli dikkate alan denge durumu hesaplamaları 16 MeV'in üzerinde diğer hesaplamalar ve deneysel verilere göre oldukça düşük sonuçlar verir. 10 MeV'in üzerinde eksiton sayısının değişimi tesir kesitlerinin büyüklüğünde değişime neden olmaktadır. Gerçekleştirilen bu reaksiyon için 6-11 MeV enerji aralığı uyarılma eğrisinin maksimum olduğu bölgeyi verir. Ayrıca ampirik tesir kesiti formülü ile yapılan hesaplama sonucuna göre 8,5 MeV'de 272,39 mb olarak elde edilen tesir kesiti, 7,9 MeV'de 277,5 mb'lık tesir kesiti değeri ile Ditroi ve diğerleri (2011) tarafından ölçülen sonuçlara oldukça yakındır.

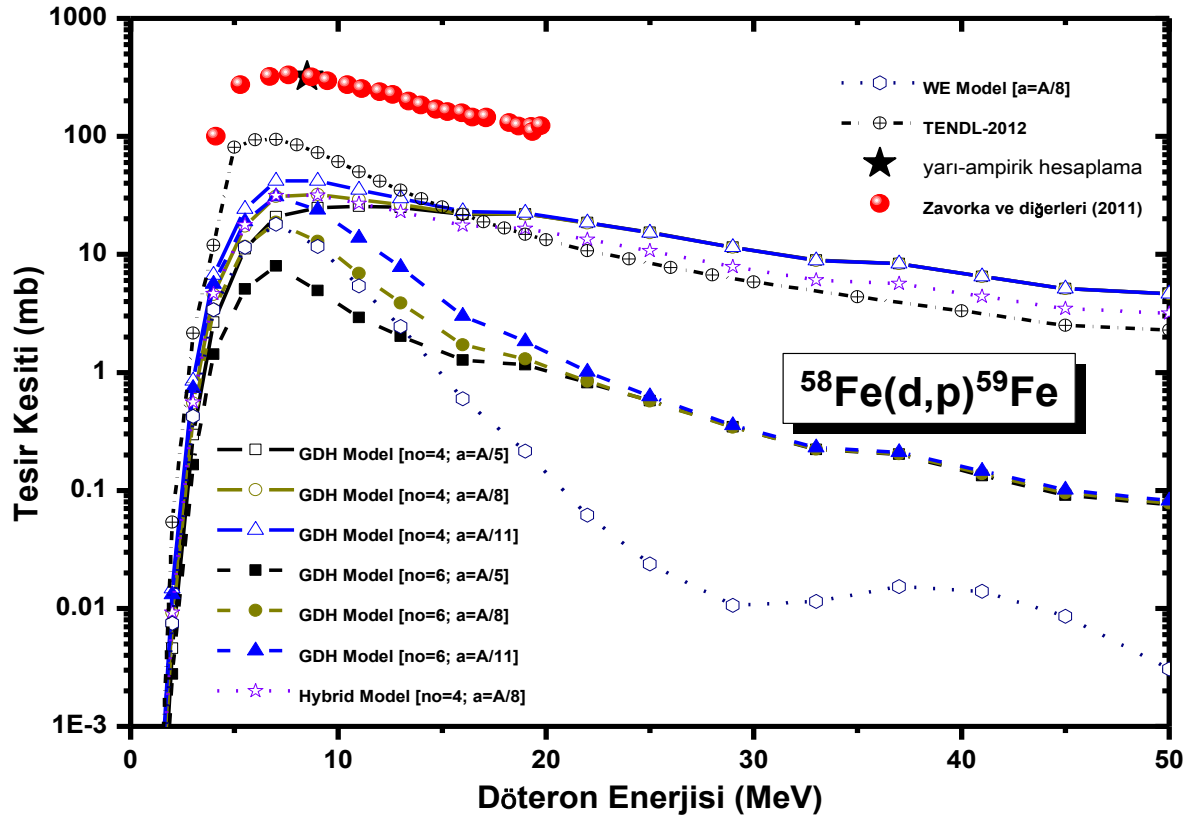


Şekil 5.54. $^{55}\text{Mn}(d,p)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.6.7. $^{58}\text{Fe}(d,p)^{59}\text{Fe}$ nükleer reaksiyonu

Araştırılan (d,p) reaksiyonu için tüm uyarılma eğrileri Şekil 5.55'de gösterilmiştir. Zavorka ve diğerleri (2011)'nin gerçekleştirdiği deneyin sonuçları ile ALICE-ASH hesaplamaları arasında oldukça büyük tesir kesiti farkları gözlenmektedir. Bu fark

düşük enerji bölgesinde deneysel değerler ile TALYS tabanlı TENDL tesir kesiti verileri arasında daha azdır. 6-11 MeV enerji aralığında hesaplanan tüm uyarılma fonksiyonları bir maksimum vermektedir. Şekil 5.55.'den görüldüğü üzere yüksek enerjilere doğru çıkıldıkça denge öncesi modelde eksiton sayısının değişimi hesaplanan uyarılma fonksiyonunu oldukça değiştirmektedir. Eksiton sayısının artması hesaplanan tesir kesiti değerlerini azaltmaktadır. Dahası yüksek enerji bölgesinde denge Weisskopf-Ewing model hesaplamaları oldukça düşük uyarılma fonksiyonuna sahiptir. İncelenen reaksiyon için 8,5 MeV döteron enerjisinde 320,4 mb'lık yarı-ampirik hesaplama sonucu deneysel değerlerle hemen hemen aynı sonucu vermektedir.

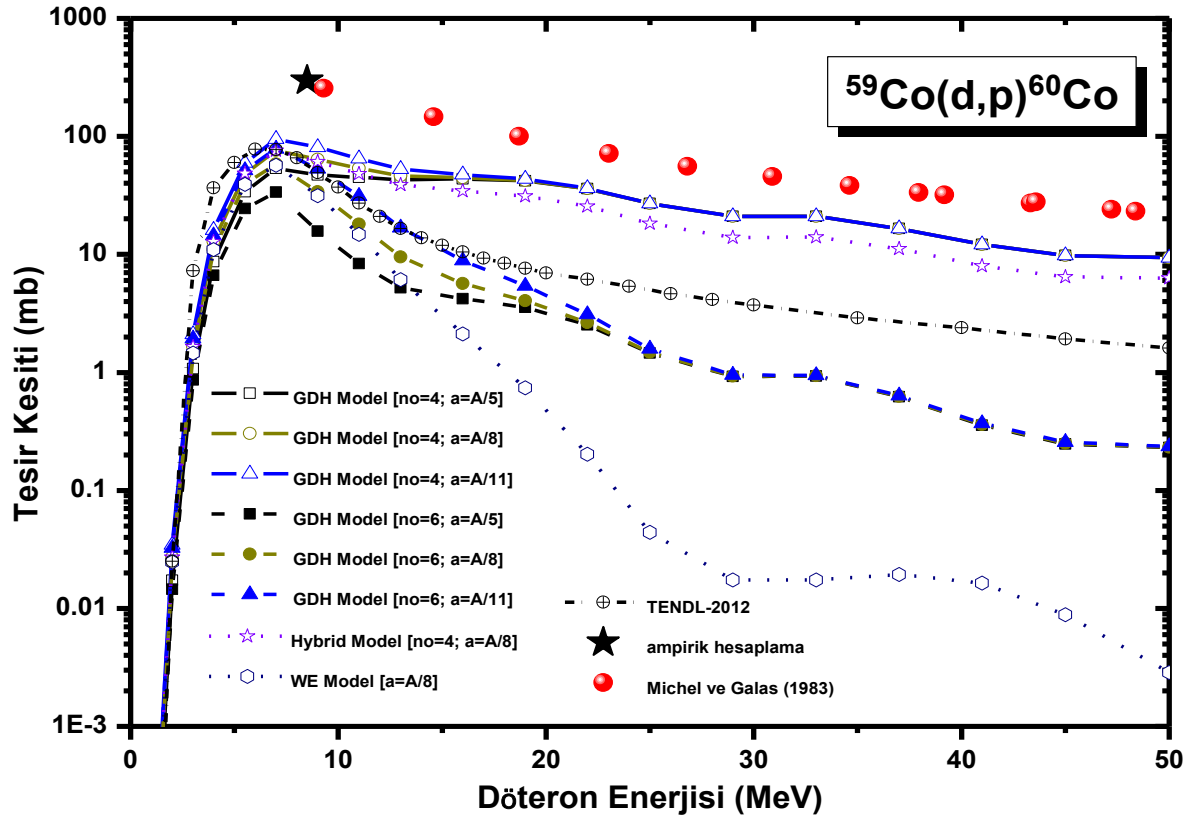


Şekil 5.55. $^{58}\text{Fe}(d,p)^{59}\text{Fe}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.6.8. $^{59}\text{Co}(d,p)^{60}\text{Co}$ nükleer reaksiyonu

$^{59}\text{Co}(d,p)^{60}\text{Co}$ nükleer reaksiyonu için hem deneysel hem de teorik uyarılma eğrileri Şekil 5.56.'da karakterize edilmiştir. Şu açıkça görülüyor ki Michel ve Galas

(1983) tarafından ölçülen deneysel tesir kesitleri sürekli azalma eğiliminde ve farklı modellerle yapılan hesaplamaların üzerinde yer almaktadır. Hem deneysel hem de teorik sonuçlara göre düşünülen (d,p) reaksiyonu için maksimum uyarılma fonksiyonu 7-9 MeV aralığındadır. Bu maksimum tesir kesitinin elde edildiği bölgede hesaplanan tesir kesitleri arasındaki oran yüksek enerjili bölgelere göre daha düşüktür. Yani yüksek enerjili bölgelerde TALYS tabanlı TENDL kütüphane verileri ile denge ve denge öncesi uyarılma fonksiyonu hesaplamaları birbirinden çok farklı sonuçlar vermektedir. Aynı zamanda eksiton sayısı arttıkça hesaplanan tesir kesitleri azalmaktadır. Ampirik formülden elde edilen tesir kesiti sonucu deneysel değerle oldukça uyumlu görünmektedir.

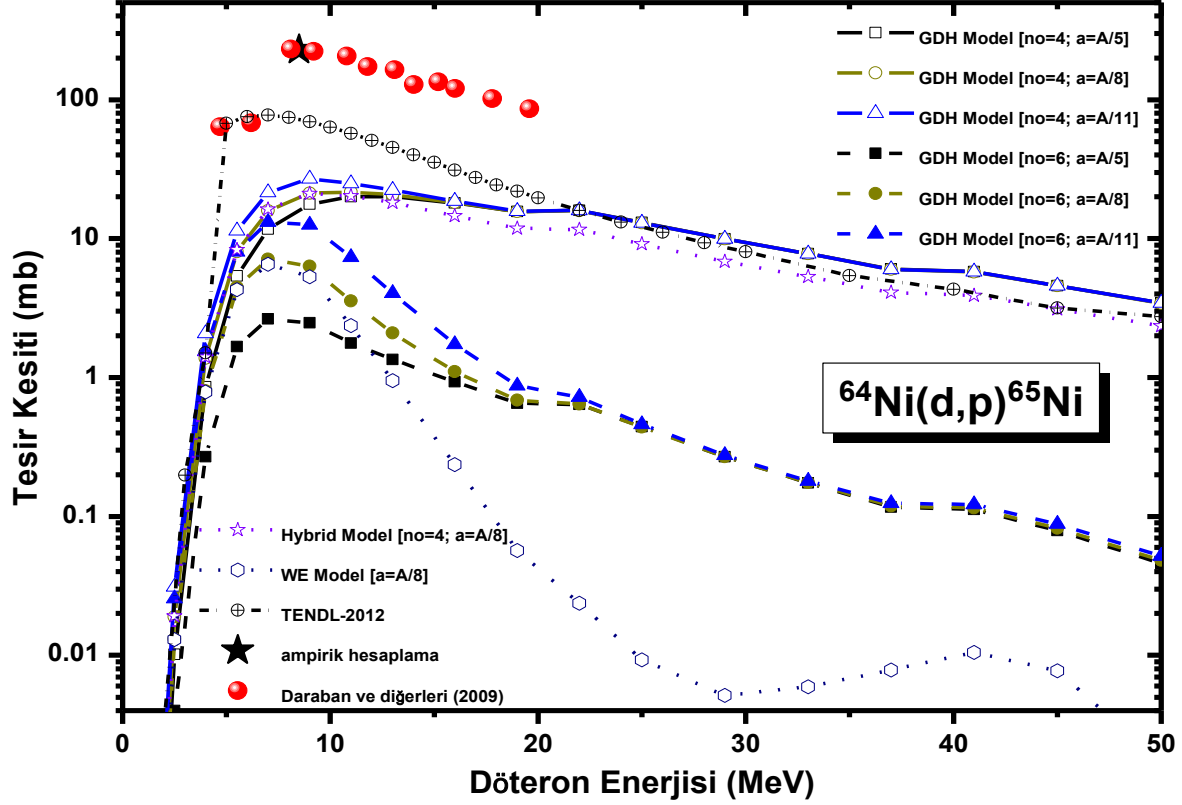


Şekil 5.56. $^{59}\text{Co}(d,p)^{60}\text{Co}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.6.9. $^{64}\text{Ni}(d,p)^{65}\text{Ni}$ nükleer reaksiyonu

Düşünülen bu döteron reaksiyonu için ALICE-ASH kodu ile denge ve denge öncesi tesir kesiti hesaplamaları, ampirik formül tesir kesiti sonucu, TALYS tabanlı

TENDL-2012 tesir kesitleri ve mevcut deneysel veriler grafiksel olarak Şekil 5.57.'de sunulmuştur.



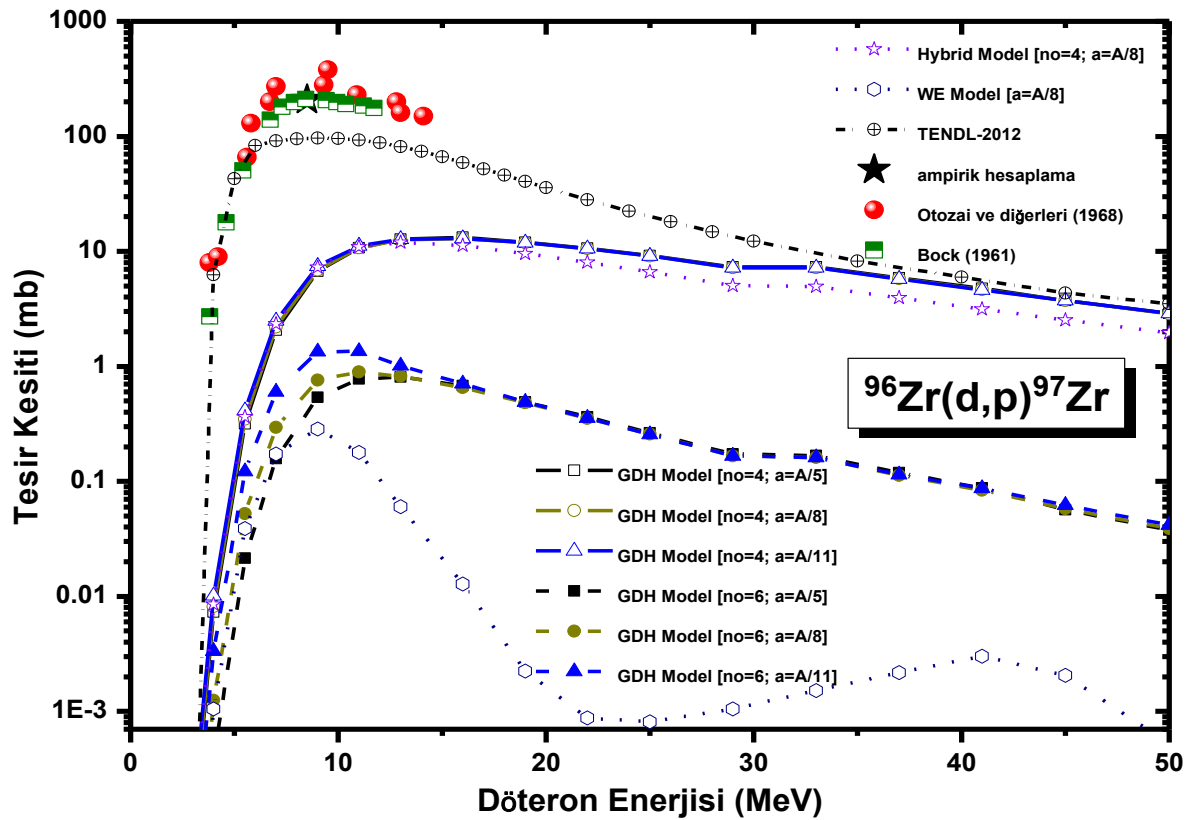
Şekil 5.57. $^{64}\text{Ni}(d,p)^{65}\text{Ni}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Çok açık bir şekilde görüldüğü üzere Daraban ve diğerleri (2009) tarafından elde edilen deneysel veriler, TENDL-2012 tesir kesitleri ile denge ve denge öncesi model hesaplamalardan oldukça büyük uyarılma eğrisi vermiştir. Yalnızca Daraban ve diğerleri (2009) tarafından elde edilen 4,7 ve 6,2 MeV'lik döteron enerjilerine karşılık gelen deneysel tesir kesiti verileri TENDL verileri ile daha kabul edilebilir uyum göstermektedir. Ayrıca ALICE-ASH nükleer kodu ile yapılan Hibrid ve GDH model hesaplamaları ($n_0=4$) arasındaki fark oldukça azdır. Diğer taraftan Weisskopf-Ewing modeli dikkate alan denge durumu hesaplamaları 16 MeV'in üzerinde diğer hesaplamalar ve deneysel verilere göre oldukça düşük sonuçlar verir. Maksimum tesir kesiti bölgesinde seviye yoğunluk parametresinin değişiminin tesir kesiti üzerine etkisi, diğer enerji bölgelerine nazaran daha fazladır. Artan enerjilerde eksiton sayısının değişimi uyarılma fonksiyonu üzerine

oldukça etki etmektedir. Ampirik formül hesaplama sonucunda 8,5 MeV'de 228,49 mb'lık tesir kesiti elde edilmiştir. Bu değer Daraban ve diğerleri (2009)'nin deneysel değerleri ile mükemmel bir benzerliğe sahiptir.

5.6.10. $^{96}\text{Zr}(d,p)^{97}\text{Zr}$ nükleer reaksiyonu

^{96}Zr hedef çekirdeği (d,p) reaksiyonu aracılığıyla ^{97}Zr çekirdeğini üretmek için kullanılabilir.



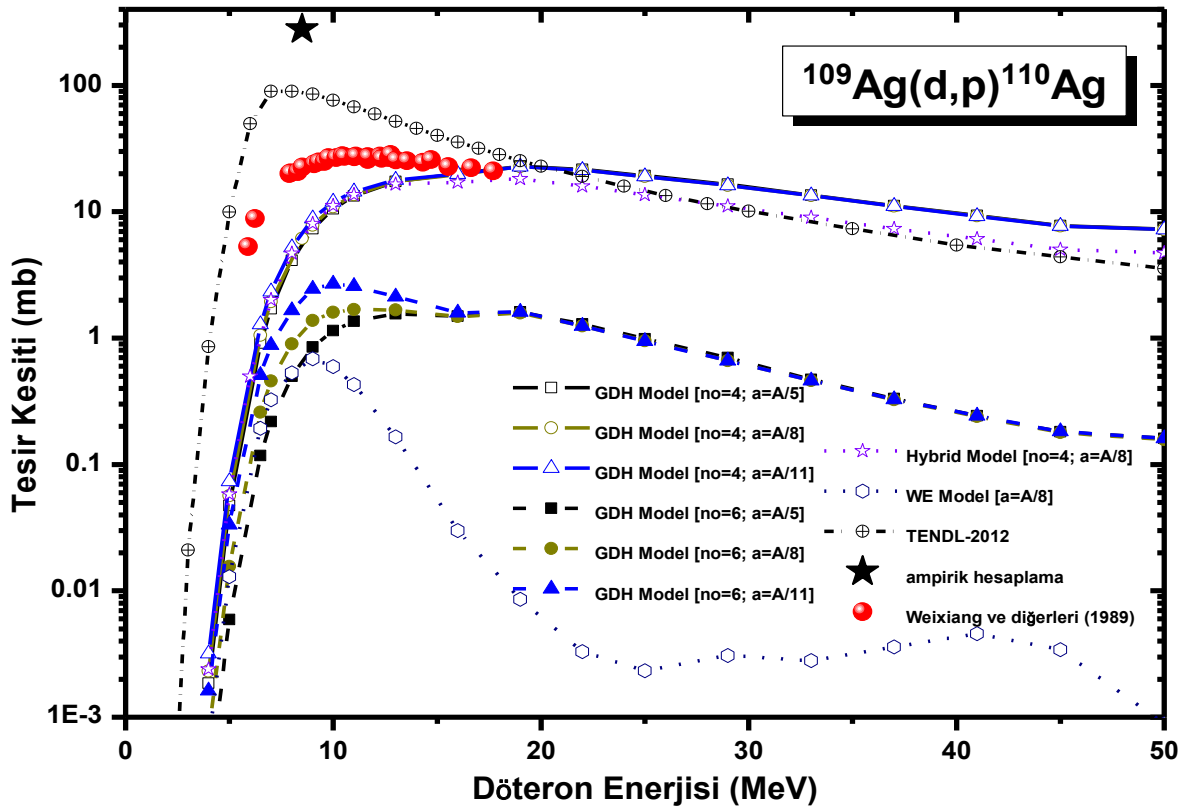
Şekil 5.58. $^{96}\text{Zr}(d,p)^{97}\text{Zr}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Şekil 5.58. $^{96}\text{Zr}(d,p)^{97}\text{Zr}$ nükleer reaksiyonu için ALICE-ASH kodu tarafından elde edilen veriler, sistematik çalışma sonucu elde edilen tesir kesiti, TENDL-2012 kütüphane verileri ve mevcut deneysel verileri gösteriyor. Araştırılan (d,p) reaksiyonu için Otozai ve diğerleri (1968) ve Bock (1961) tarafından bildirilen deneysel tesir kesiti verileri ALICE-ASH hesaplamalarından oldukça yüksek sonuçlar vermiştir. TALYS tabanlı TENDL verileri ve ALICE-ASH hesaplamaları arasında oldukça fazla büyüklük farkı vardır. Diğer hesaplamalara göre TENDL-

2012 kütüphane verileri deneysel verilerle daha benzer büyüklükler sergilemektedir. Seviye yoğunluk parametresinin değişimi hesaplamalar üzerine fazla etki etmezken eksiton sayısının değişimi hesaplanan uyarılma fonksiyonlarını oldukça değiştirmektedir. Ampirik formül ile yapılan hesaplama sonucunda 8,5 MeV'de 208,2 mb'lık tesir kesiti değerine ulaşılmıştır. Bu değer 8,44 MeV'de 211,8 mb'lık değeri ile Otozai ve diğerleri (1968) tarafından bildirilen deneysel değerlerle çok iyi bir benzerlik göstermektedir.

5.6.11. $^{109}\text{Ag}(d,p)^{110}\text{Ag}$ nükleer reaksiyonu

Weixiang ve diğerleri (1989) tarafından sunulan deneysel sonuçlarla, ampirik formül sonucu, TENDL verileri ve ALICE-ASH hesaplama sonuçlarının uyarılma eğrileri Şekil 5.59.'da grafiksel olarak gösterilmiştir.

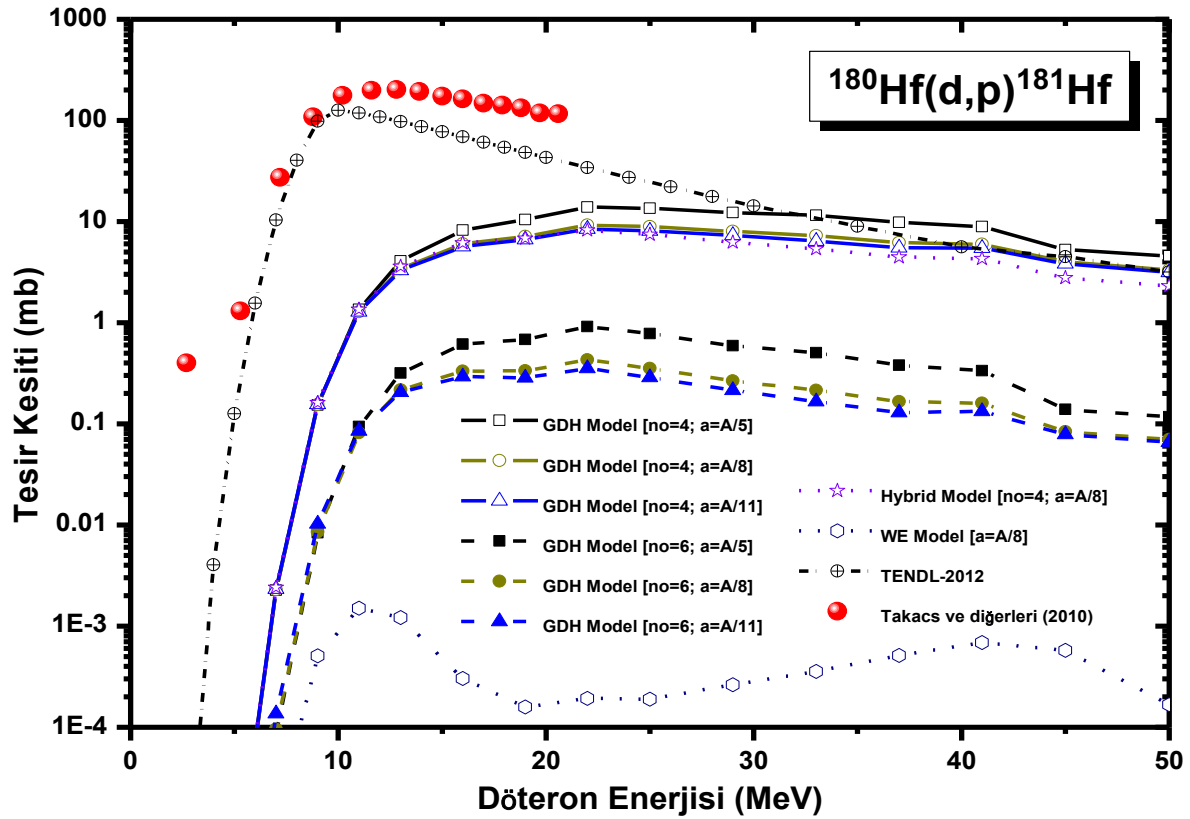


Şekil 5.59. $^{109}\text{Ag}(d,p)^{110}\text{Ag}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Mevcut deneysel verilerin ölçüldüğü 5,91-17,71 MeV'lik döteron enerji bölgesinde TENDL verileri, ALICE-ASH hesaplamalarına göre daha yüksek tesir kesiti verilerine sahiptir. Bu reaksiyon için ALICE-ASH kodu ile Weisskopf-Ewing hesaplamaları oldukça düşük sonuçlar vermektedir. Eksiton sayısı arttıkça elde edilen uyarılma fonksiyonlarının yapısı değişmemekte ancak büyüklük olarak deneysel değerlerle uyum azalmaktadır. ALICE-ASH ile yapılan denge öncesi Hibrid ve GDH model hesaplamaları oldukça benzer büyüklüklere sahiptir. Bu reaksiyon için ampirik formül kullanılarak elde edilen 278,7 mb'lık tesir kesiti değeri deneysel değerlerin oldukça üzerinde yer almaktadır.

5.6.12. $^{180}\text{Hf}(d,p)^{181}\text{Hf}$ nükleer reaksiyonu

$^{180}\text{Hf}(d,p)^{181}\text{Hf}$ nükleer reaksiyonu için tüm uyarılma eğrileri Şekil 5.60.'da karakterize edilmiştir.

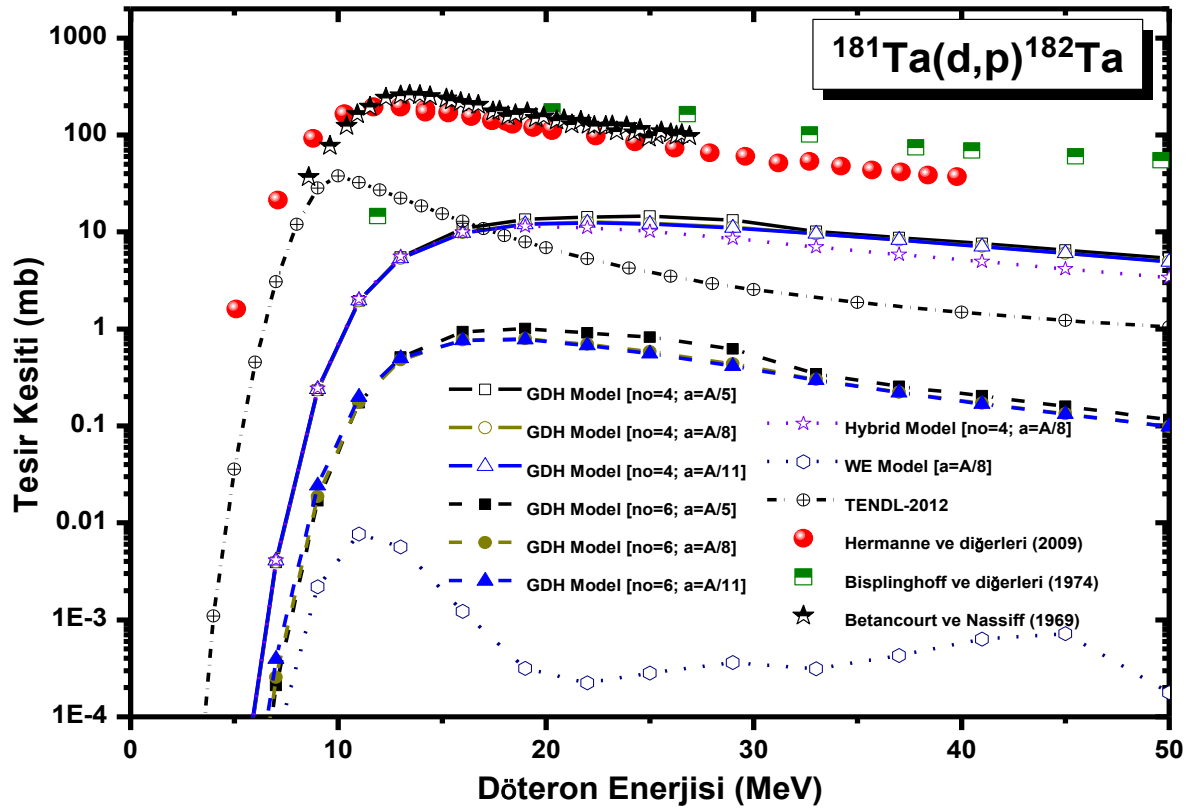


Şekil 5.60. $^{180}\text{Hf}(d,p)^{181}\text{Hf}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

İncelenen (d,p) reaksiyonu için Takacs ve diğeri (2010) tarafından elde edilen deneysel tesir kesiti verileri ALICE-ASH kodu ile denge ve denge öncesi model hesaplamalarından (Hibrid, GDH ve Weisskopf-Ewing) oldukça yüksek sonuçlar vermiştir. Diğer taraftan TENDL kütüphane verileri deneysel verilerle daha benzer büyüklükler sergilemektedir. Bu reaksiyon için ALICE-ASH kodu ile denge durumu Weisskopf-Ewing hesaplamaları en düşük sonuçları vermektedir. Seviye yoğunluk parametresinin değişimi tesir kesiti sonuçlarını çok az değiştirmektedir. Eksiton sayısı arttıkça elde edilen uyarılma fonksiyonunun yapısı değişmemekte ancak büyüklük olarak deneysel değerlerle uyum azalmaktadır. Şekil 5.60'dan da görüneceği üzere uyarılma eğrileri oldukça büyük bir maksimum bölgesine sahiptir.

5.6.13. $^{181}\text{Ta}(d,p)^{182}\text{Ta}$ nükleer reaksiyonu

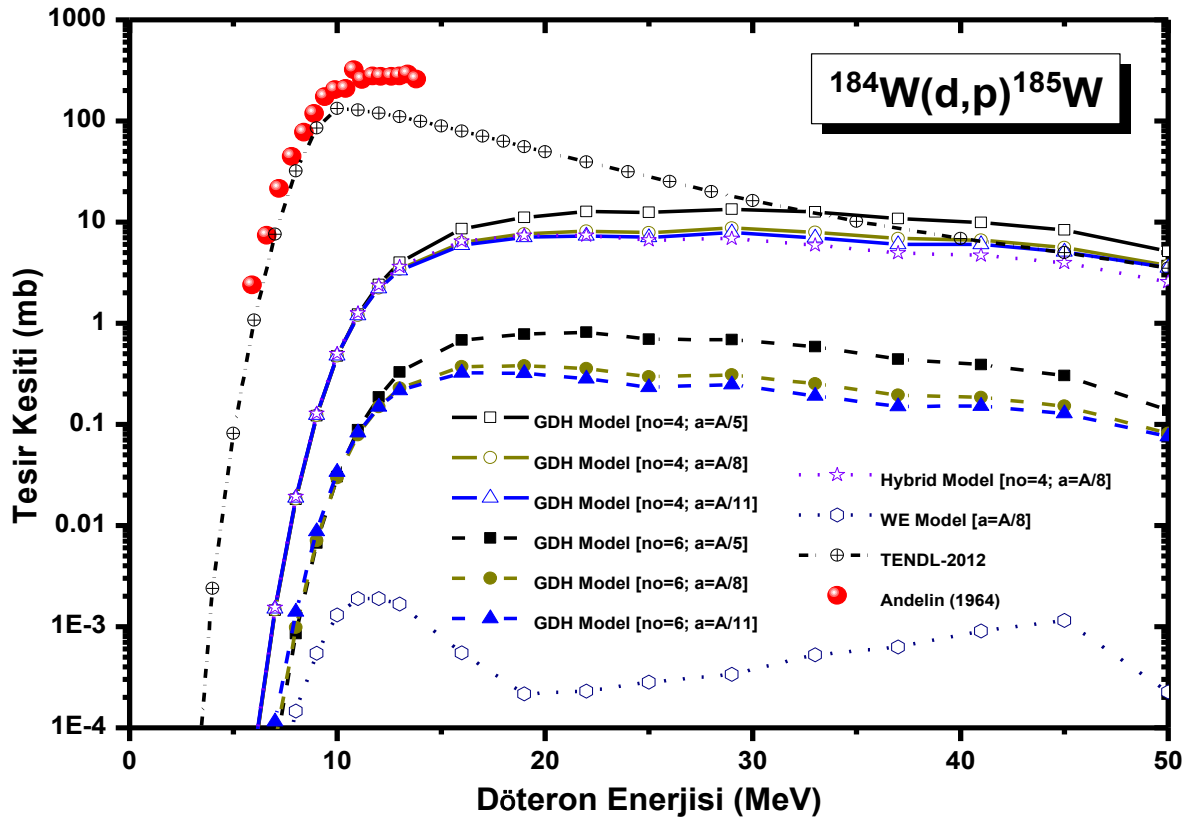
Araştırılan reaksiyon için teorik ve deneysel uyarılma eğrileri Şekil 5.61.'te sunulmuştur. ALICE-ASH hesaplamaları 5,5 MeV'lik döteron enerjisinden sonra tesir kesitleri vermektedir. Şekil 5.61'e göre Hibrid model ile yüzey etkilerini düşünen GDH model hesaplamaları ($n_0=4$) arasındaki fark oldukça düşüktür. Bu reaksiyon için üç farklı deneysel çalışma literatürde mevcuttur. Hermanne ve diğeri (2009), Bisplinghoff ve diğeri (1974) ile Betancourt ve Nassiff (1969) tarafından farklı enerji bölgelerinde gerçekleştirilen bu deneysel çalışmalardan elde edilen tesir kesitleri birbirleri ile oldukça tutarlılık göstermektedir. Ayrıca bu deneysel sonuçlar diğer hesaplamaların üzerinde yer almaktadır. Yapılan teorik incelemeden görünüyor ki hesaplanan tesir kesitleri 9-19 MeV gibi geniş bir enerji aralığında maksimum tesir kesitlerine sahiptir. Bu enerji aralığının ötesinde uyarılma fonksiyonları neredeyse sabit devam etmektedir. ALICE-ASH nükleer kodu ile denge hesaplamaları (Weisskopf-Ewing model) en düşük uyarılma eğrisini vermektedir. Düşünülen döteron reaksiyonu için TALYS tabanlı TENDL verileri düşük enerjilerde ALICE koduna göre deneysel değerlerle nispeten daha yakın büyüklüğe sahiptir.



Şekil 5.61. $^{181}\text{Ta}(d,p)^{182}\text{Ta}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.6.14. $^{184}\text{W}(d,p)^{185}\text{W}$ nükleer reaksiyonu

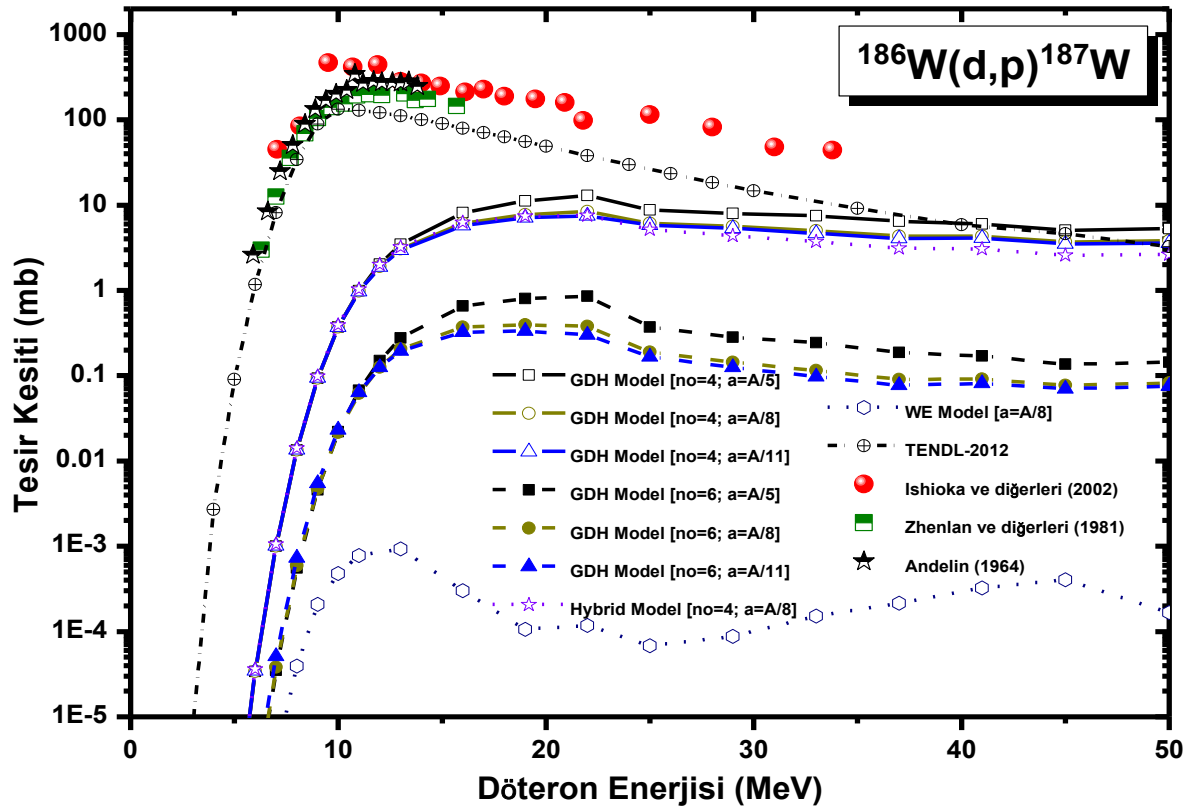
Düşünülen $^{184}\text{W}(d,p)$ reaksiyonu için mevcut deneysel tesis kesitleri ile teorik sonuçlar Şekil 5.62.'de gösterilmiştir. Araştırılan (d,p) reaksiyonu için Andelin (1964) tarafından ölçülen deneysel tesis kesiti verileri ALICE-ASH kodu ile denge ve denge öncesi (Hibrid, GDH ve Weisskopf-Ewing) hesaplamalarından elde edilen uyarılma fonksiyonlarının oldukça üzerinde yer almaktadır. TALYS tabanlı TENDL kütüphane verileri Andelin (1964) tarafından ölçülen deneysel tesis kesiti verileri ile daha benzer büyüklüklere sahiptir. Bu (d,p) reaksiyonu için ALICE-ASH kodu ile denge durumu Weisskopf-Ewing model hesaplamaları en düşük sonuçları vermektedir. Diğer taraftan eksiton sayısı arttıkça elde edilen uyarılma eğrilerinin yapısı değişmemekte ancak büyüklük olarak deneysel değerlerle uyum azalmaktadır. Seviye yoğunluk parametresinin değişimi ise tesis kesiti sonuçlarını çok az değiştirmektedir.



Şekil 5.62. $^{184}\text{W}(d,p)^{185}\text{W}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.6.15. $^{186}\text{W}(d,p)^{187}\text{W}$ nükleer reaksiyonu

Tartışılan bu $^{186}\text{W}(d,p)^{187}\text{W}$ nükleer reaksiyonu için mevcut deneysel ve teorik uyarılma eğrileri Şekil 5.63.'de sunulmuştur. Bu reaksiyon için Ishioka ve diğerleri (2002), Zhenlan ve diğerleri (1981) ile Andelin (1964) tarafından elde edilen tesir kesitleri ALICE-ASH kodu ile denge ve denge öncesi model hesaplamalarının oldukça üzerinde yer almaktadır. Özellikle düşük enerjilerde TALYS tabanlı TENDL kütüphane verileri deneysel uyarılma fonksiyonları ile hem büyüklük hem de yapı olarak daha benzerdir. Diğer (d,p) nükleer reaksiyonlarında olduğu gibi ALICE-ASH kodu ile denge durumu Weisskopf-Ewing model tesir kesiti hesaplamaları çok düşük büyüklüklere sahiptir. Ayrıca eksiton sayısı ve seviye yoğunluk parametresinin değişiminin elde edilen uyarılma fonksiyonunun yapısında oluşturduğu değişiklik $^{184}\text{W}(d,p)$ nükleer reaksiyonu ile benzer bir çizgiye sahiptir.



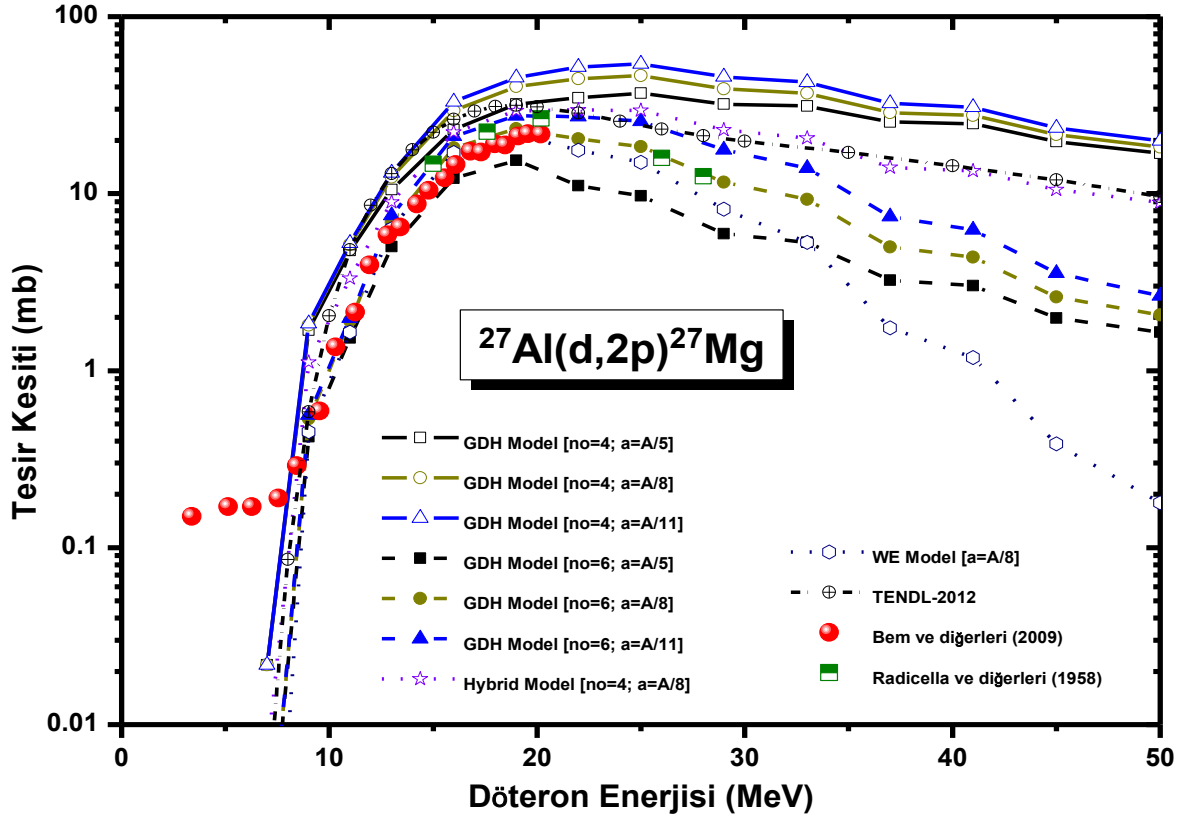
Şekil 5.63. $^{186}\text{W}(d,p)^{187}\text{W}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.7. ^{27}Al , ^{47}Ti , ^{52}Cr , ^{58}Ni , ^{59}Co , $^{64,67}\text{Zn}$, ^{65}Cu Hedef Çekirdekleri için (d,2p) Nükleer Reaksiyonları

5.7.1. $^{27}\text{Al}(d,2p)^{27}\text{Mg}$ nükleer reaksiyonu

$^{27}\text{Al}(d,2p)^{27}\text{Mg}$ nükleer reaksiyonu için teorik olarak hesaplanan tesis kesitleri ve deneysel sonuçlar gelen döteron enerjisinin bir fonksiyonu olarak Şekil 5.64.'de çizilmiştir. Bu reaksiyon için deneysel uyarılma fonksiyonları Bem ve diğerleri (2009) ile Radicella ve diğerleri (1958) tarafından elde edilmiştir. Deneysel ve hesaplanan tesis kesiti değerleri kabul edilebilir bir benzerliğe sahiptir. ALICE kodu ile yapılan hesaplamalar 7 MeV'e kadar tesis kesiti vermemektedir. Bu reaksiyon için tüm teorik tesis kesitleri 19-25 MeV aralığında maksimum değere ulaşmaktadırlar. Daha sonra enerjinin artışı ile hesaplanan veriler hemen hemen sabit ya da çok düşük azalma eğilimine sahiptir. Ayrıca $n_0=4$ eksiton sayısı kullanılarak yapılan GDH model hesaplamaları en yüksek uyarılma fonksiyonlarına

sahiptir. TENDL verileri ile Hibrid model sonuçları oldukça benzer büyüklükler vermektedir.

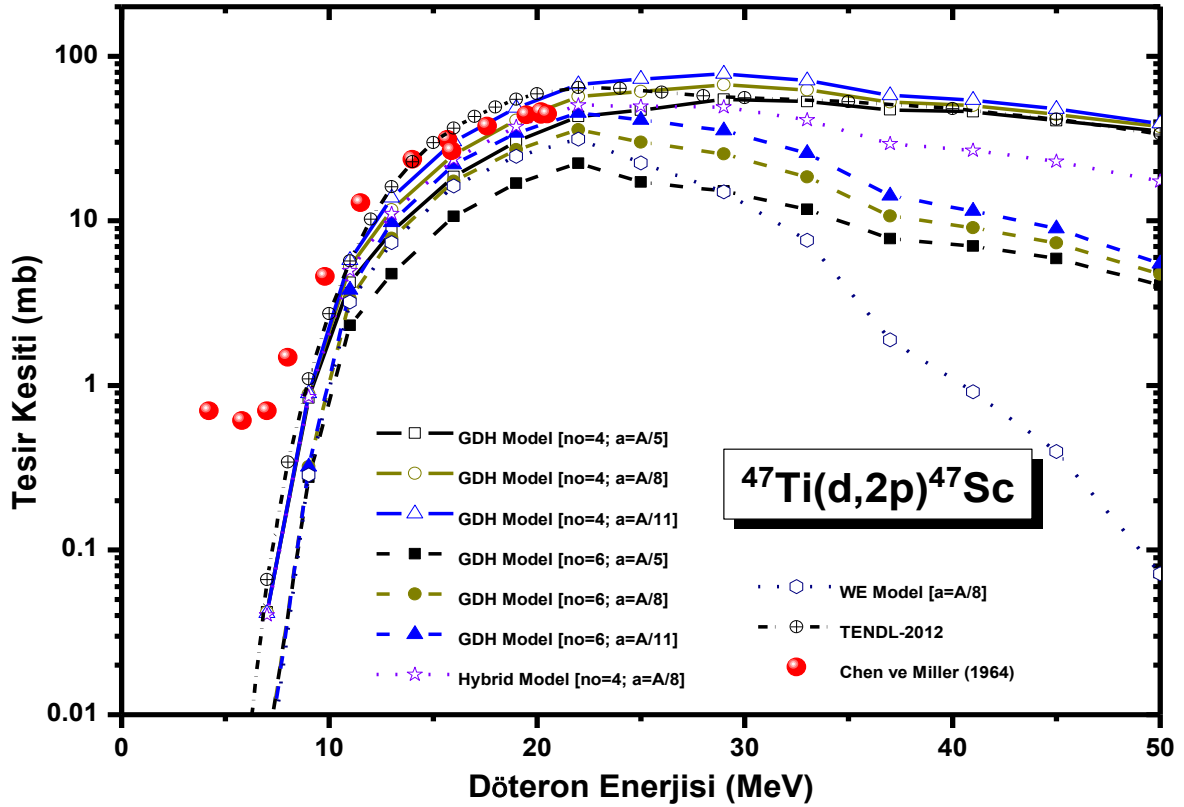


Şekil 5.64. $^{27}\text{Al}(d,2p)^{27}\text{Mg}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.7.2. $^{47}\text{Ti}(d,2p)^{47}\text{Sc}$ nükleer reaksiyonu

Araştırılan (d,2p) reaksiyonu için tüm uyarılma eğrileri Şekil 5.65'de verilmiştir. Bu reaksiyon için denge ve denge öncesi model hesaplamaları (Hibrid, GDH ve Weisskopf-Ewing) 7 MeV'lik döteron enerjisinden itibaren uyarılma fonksiyonu vermeye başlamakta ve 50 MeV'e kadar devam etmektedir. Chen ve Miller (1964)'in gerçekleştirdiği deneyin sonuçları ile ALICE-ASH (Hibrid ve GDH model $n_0=4$) hesaplamaları ve TALYS tabanlı TENDL tesir kesiti verileri arasında kabul edilebilir bir uyum gözlenmektedir. Bu (d,2p) reaksiyonu için özellikle düşük enerjilerde seviye yoğunluk parametresi ve eksiton sayısının değişimi hesaplanan uyarılma eğrilerinin üzerinde hissedilir bir etkiye sahip değildir. İncelenen bu reaksiyon için ALICE-ASH (Hibrid ve GDH model $n_0=4$) ve TALYS tabanlı TENDL

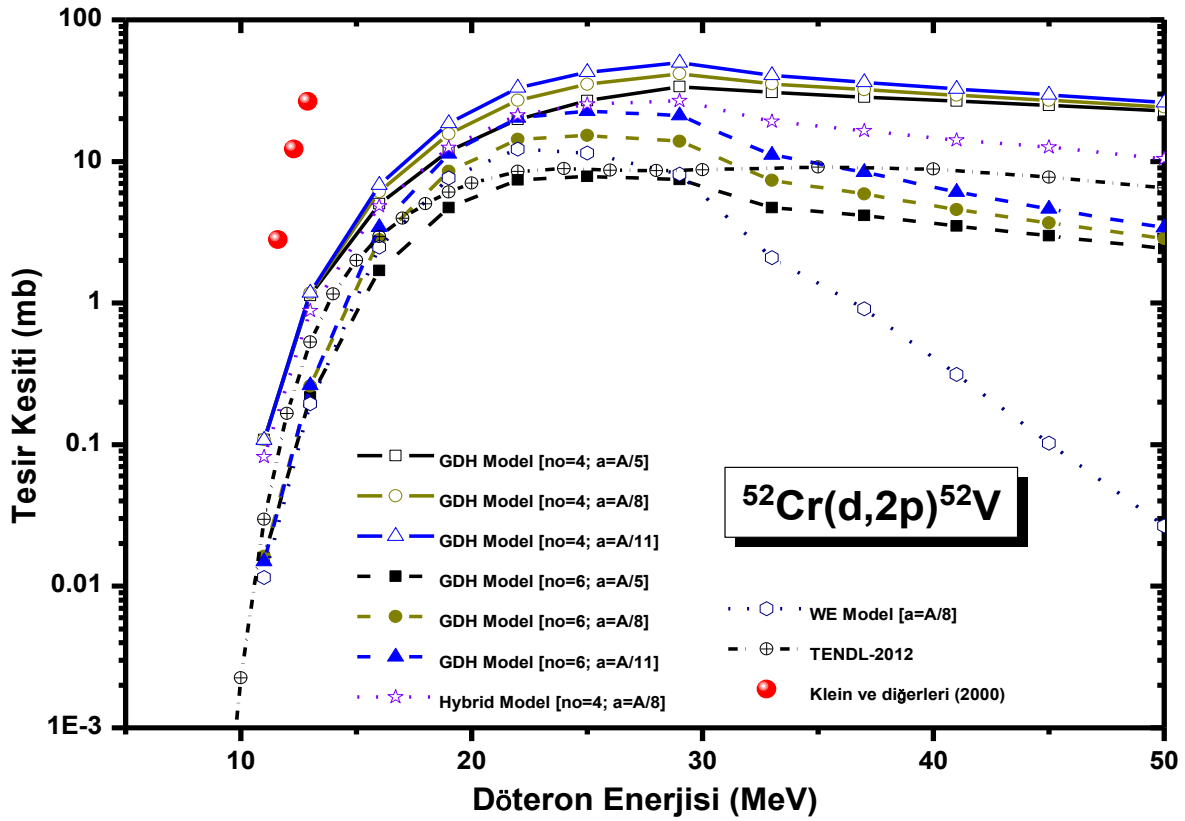
tesir kesiti verileri 22-29 MeV enerji aralığında maksimuma ulaştıktan sonra neredeyse sabit tesir kesitleri vermektedir. Diğer model hesaplamaları ile elde edilen uyarılma fonksiyonları ise daha çok azalma eğilimindedir.



Şekil 5.65. $^{47}\text{Ti}(d,2p)^{47}\text{Sc}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.7.3. $^{52}\text{Cr}(d,2p)^{52}\text{V}$ nükleer reaksiyonu

Düşünülen bu (d,2p) reaksiyonu için deneysel ve teorik sonuçlar Şekil 5.66.'da sunulmuştur. İncelenen ^{52}Cr çekirdeği üzerine döteronla gerçekleştirilen reaksiyonların deneysel çalışmaları nadirdir. ^{52}Cr çekirdeği ile döteronların bombardımanı aracılığıyla oluşturulan $^{52}\text{Cr}(d,2p)^{52}\text{V}$ reaksiyonu için yalnızca bir deneysel çalışma Klein ve diğerleri (2000) tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu çalışma 11,61-12,89 MeV'lik dar bir enerji bölgesini kapsamaktadır. Ayrıca bu bölgede üç farklı enerji değerine karşılık gelen bu ölçülen tesir kesitleri hesaplamaların oldukça üzerindedir. Yüksek enerjilere doğru çıkıldıkça denge durumu Weisskopf-Ewing model hesaplamaları belirli bir maksimumdan sonra azalma eğilimine sahiptir.



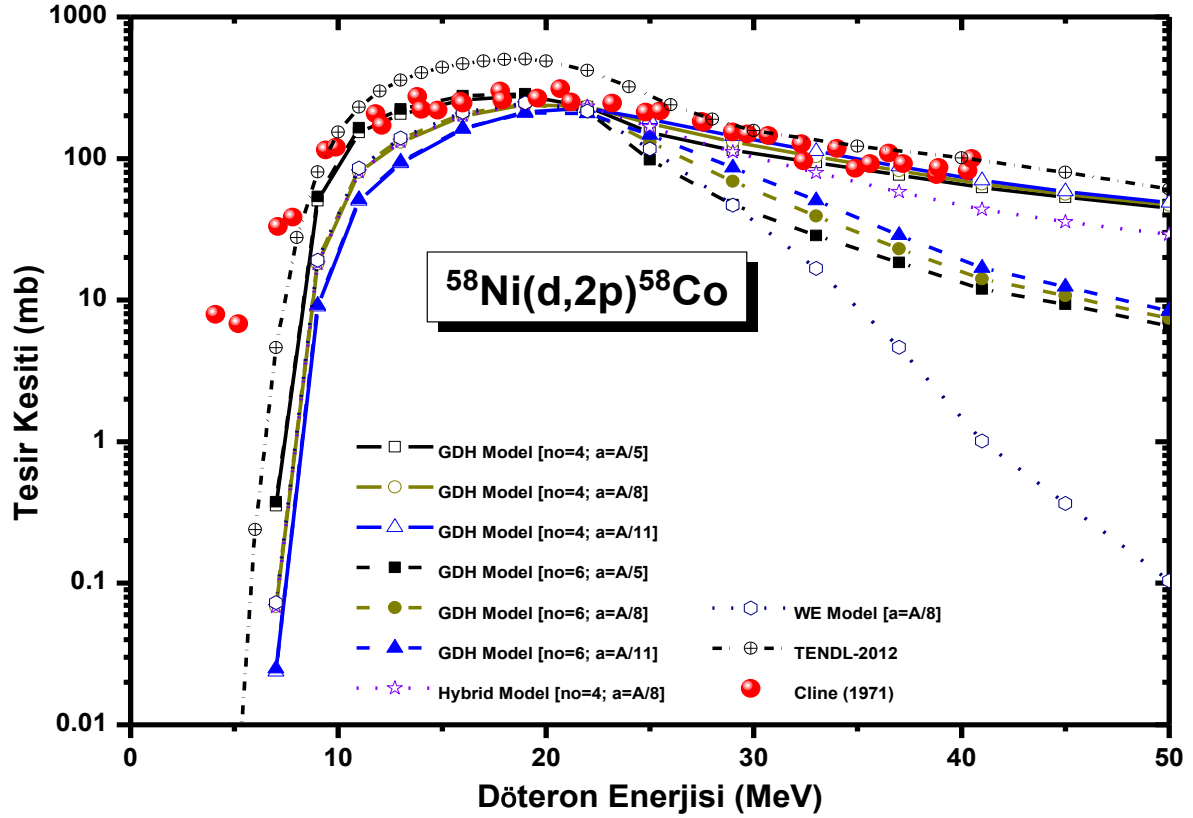
Şekil 5.66. $^{52}\text{Cr}(d,2p)^{52}\text{V}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Bu durum diğer hesaplamalar için söz konusu değildir. Denge öncesi hesaplamaları ve TENDL tesir kesiti verileri maksimum değerden sonra neredeyse sabit olarak değişmektedir. Diğer taraftan $n_0=4$ eksiton sayısı kullanılarak yapılan GDH model hesaplamaları en yüksek tesir kesitlerini vermektedir. Ayrıca seviye yoğunluk parametresinin değişimi hesaplamalar üzerine oldukça az etki etmektedir.

5.7.4. $^{58}\text{Ni}(d,2p)^{58}\text{Co}$ nükleer reaksiyonu

$^{58}\text{Ni}(d,2p)^{58}\text{Co}$ nükleer reaksiyonu için teorik olarak hesaplanan tesir kesitleri ve Cline (1971)'in gerçekleştirdiği deneysel sonuçlar gelen döteron enerjisinin bir fonksiyonu olarak Şekil 5.67.'de sunulmuştur. Bu reaksiyon için tüm tesir kesitleri 16-22 MeV enerji aralığında maksimum değere ulaşmaktadırlar. Maksimuma ulaşılan bölgede TALYS tabanlı TENDL-2012 tesir kesitleri en yüksek sonuçları vermektedir. Maksimuma ulaşılan enerji bölgesinden sonra Weisskopf Ewing

model hesaplamaları oldukça küçük değerler vermekte ve deneysel verilerle uyumu azalmaktadır. Yani yaklaşık olarak 20 MeV'lik enerjinin ötesinde denge durumu hesaplamaları tesir kesiti tahmininde geçerliliğini yitirirken, denge öncesi hesaplamaları daha doğru tespitlere sahiptir.



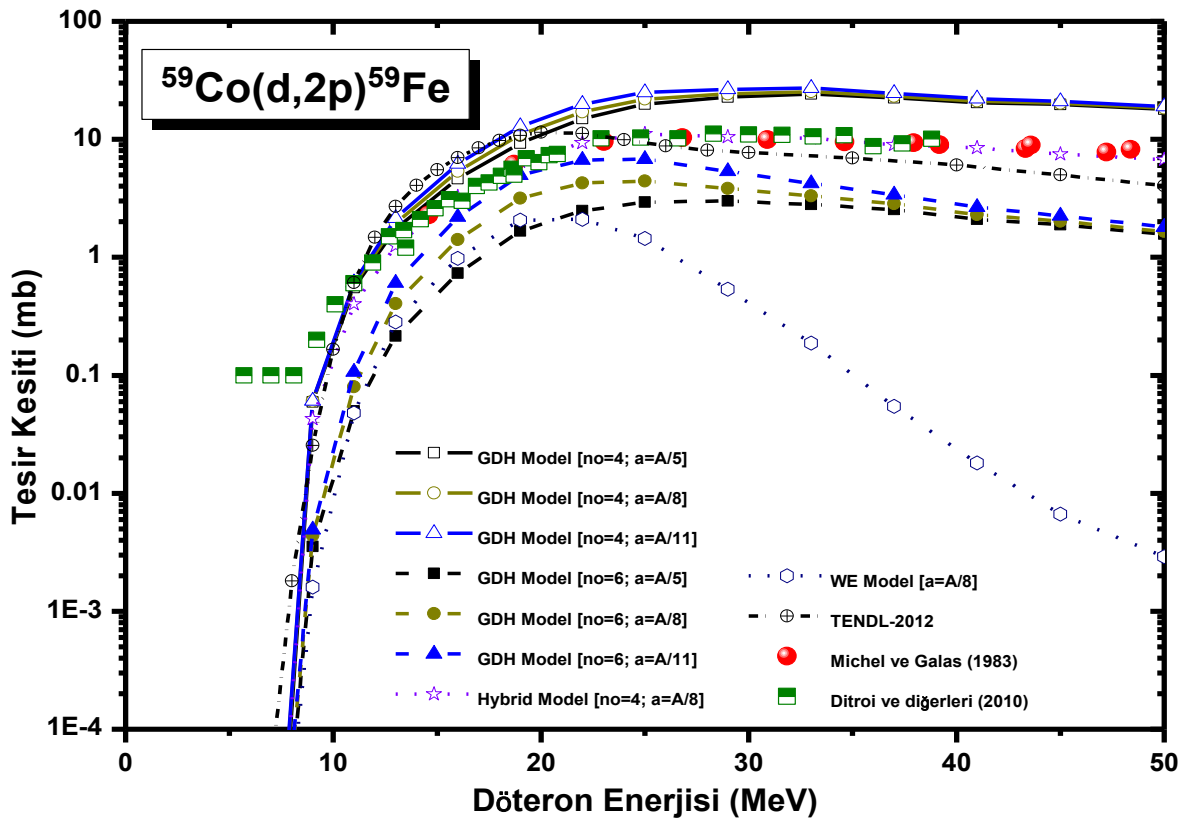
Şekil 5.67. $^{58}\text{Ni}(d,2p)^{58}\text{Co}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

ALICE-ASH kodu aracılığıyla seviye yoğunluk parametresinin değişimi ile yapılan hesaplamalar neredeyse aynı sonuçları verirken eksiton sayısının artışı ile hesaplanan tesir kesitleri küçük farklılıklar göstermektedir. Genel olarak başlangıç eksiton sayısı $n_0=4$ durumu özellikle 10 MeV'lik gelme enerjisinin üzerinde diğer hesaplamalara göre deneysel tesir kesitleri ile daha uyumludur.

5.7.5. $^{59}\text{Co}(d,2p)^{59}\text{Fe}$ nükleer reaksiyonu

Düşünülen $^{59}\text{Co}(d,2p)$ reaksiyonu için Michel ve Galas (1983) ile Ditroi ve diğerleri (2010) tarafından elde edilen uyarılma fonksiyonları ile teorik sonuçlar Şekil 5.68.'de sunulmuştur. Bu reaksiyon için Hibrid model ($n_0=4$) hesaplamaları hem

Michel ve Galas (1983) hem de Ditroi ve diğeri (2010) tarafından ölçülen uyarılma fonksiyonları ile uyumlu görünmektedir. Ayrıca ölçülen bu değerler ve Hibrid model ($n_0=4$) hesaplamaları 20-29 MeV enerji aralığında yaklaşık 11,16 mb'lik bir maksimuma ulaşmaktadır. $n_0=4$ eksiton sayısı kullanılarak yapılan denge öncesi GDH model hesaplamaları $n_0=6$ eksiton sayısı kullanılarak yapılan hesaplamaların üzerinde tesir kesitleri vermektedir. Diğer taraftan özellikle yüksek enerjilere doğru çıktıkça denge Weisskopf-Ewing model tesir kesitleri daha düşük sonuçlar verir.

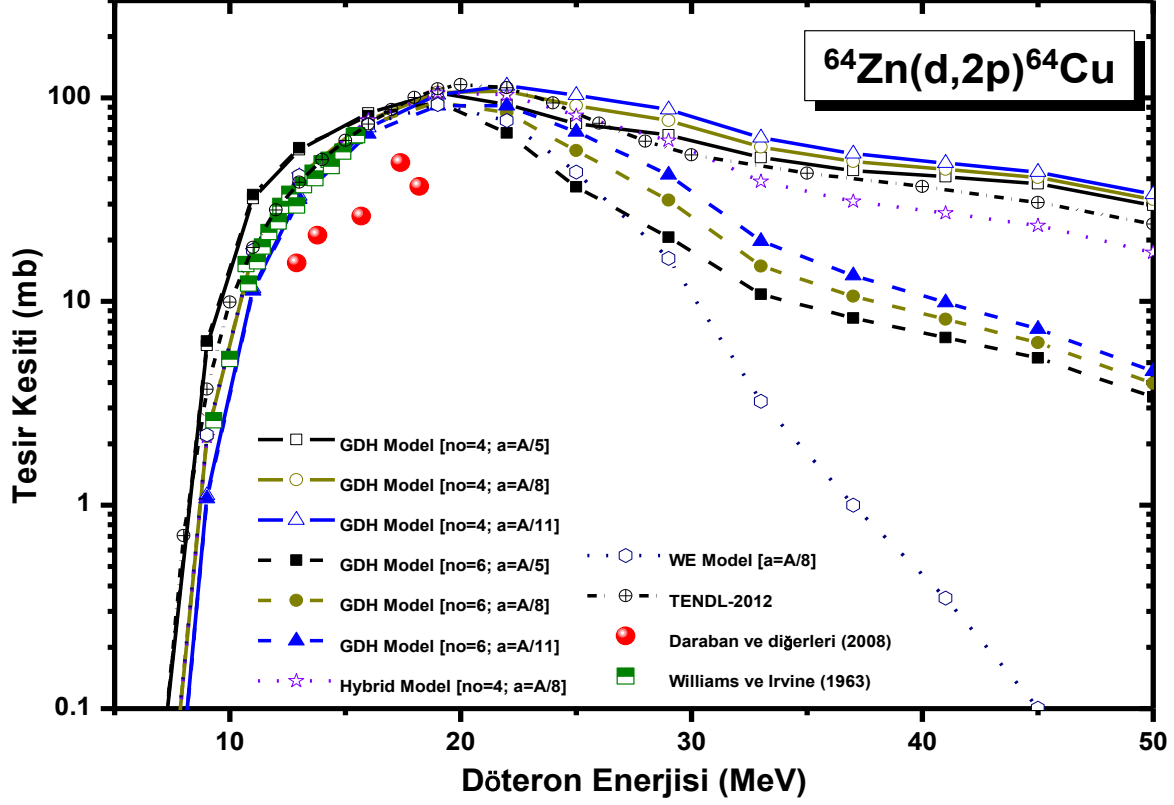


Şekil 5.68. $^{59}\text{Co}(d,2p)^{59}\text{Fe}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.7.6. $^{64}\text{Zn}(d,2p)^{64}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu

$^{64}\text{Zn}(d,2p)^{64}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu için tüm uyarılma fonksiyonları Şekil 5.69.' da belirtilmiştir. Düşünülen bu reaksiyon için 12,9-18,2 MeV enerji aralığında Daraban ve diğeri (2008) ile 9,3-15,5 MeV enerji aralığında Williams ve Irvine (1963)

tarafından gerçekleştirilen ölçümler artan enerji ile artmaktadır ve dolayısıyla bir maksimumdan söz etmek olası değildir.

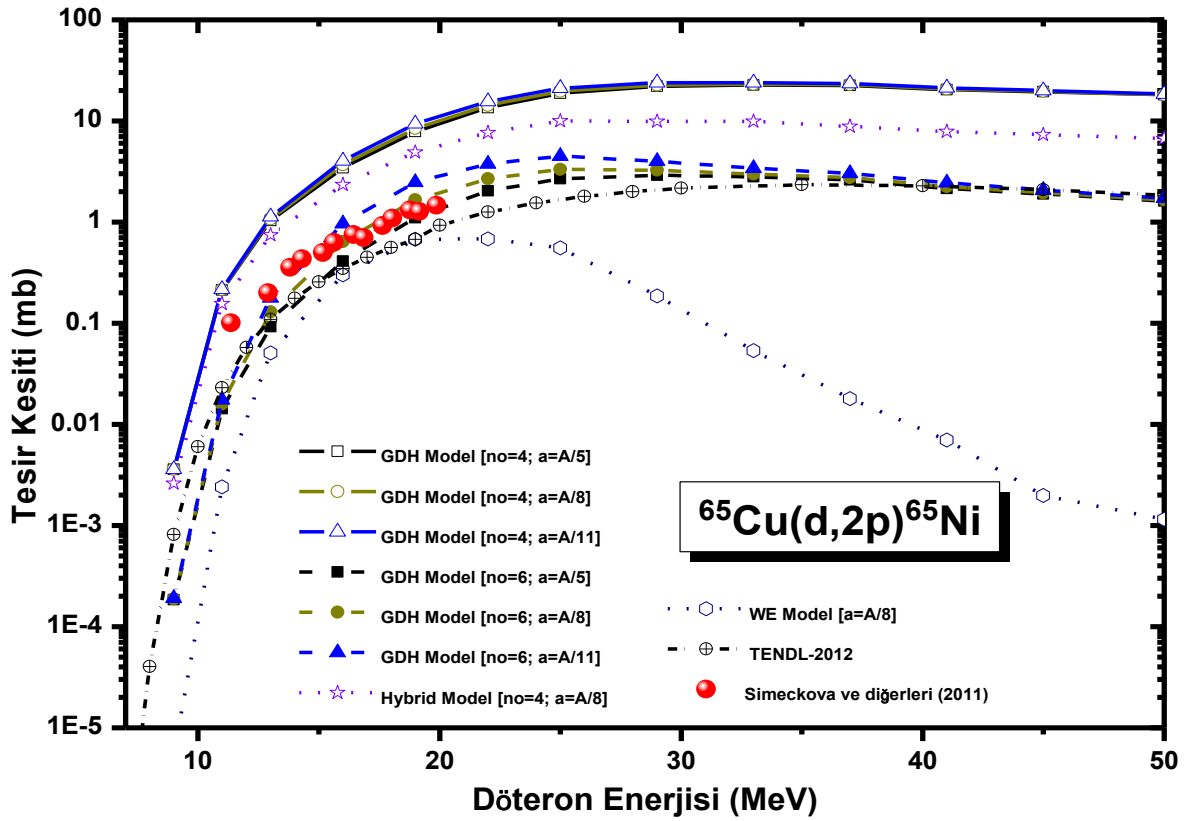


Şekil 5.69. $^{64}\text{Zn}(d,2p)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Bu enerji bölgesinde Williams ve Irvine (1963) tarafından gerçekleştirilen tesir kesiti ölçümleri denge ve denge öncesi model hesaplamalarının sonuçları ile oldukça iyi bir benzerlik gösterirken Daraban ve diğerleri (2008)'nin sonuçlandığı tesir kesitleri bu bölgede daha düşük değerlere sahiptir. Ayrıca Williams ve Irvine (1963)'nin bildirdikleri sonuçlar TENDL verileri ile de oldukça uyumludur. Şekil 5.69'dan görüldüğü üzere incelenen reaksiyon için seviye yoğunluk parametresinin değişimi tesir kesitleri üzerine çok az etki etmektedir.

5.7.7. $^{65}\text{Cu}(d,2p)^{65}\text{Ni}$ nükleer reaksiyonu

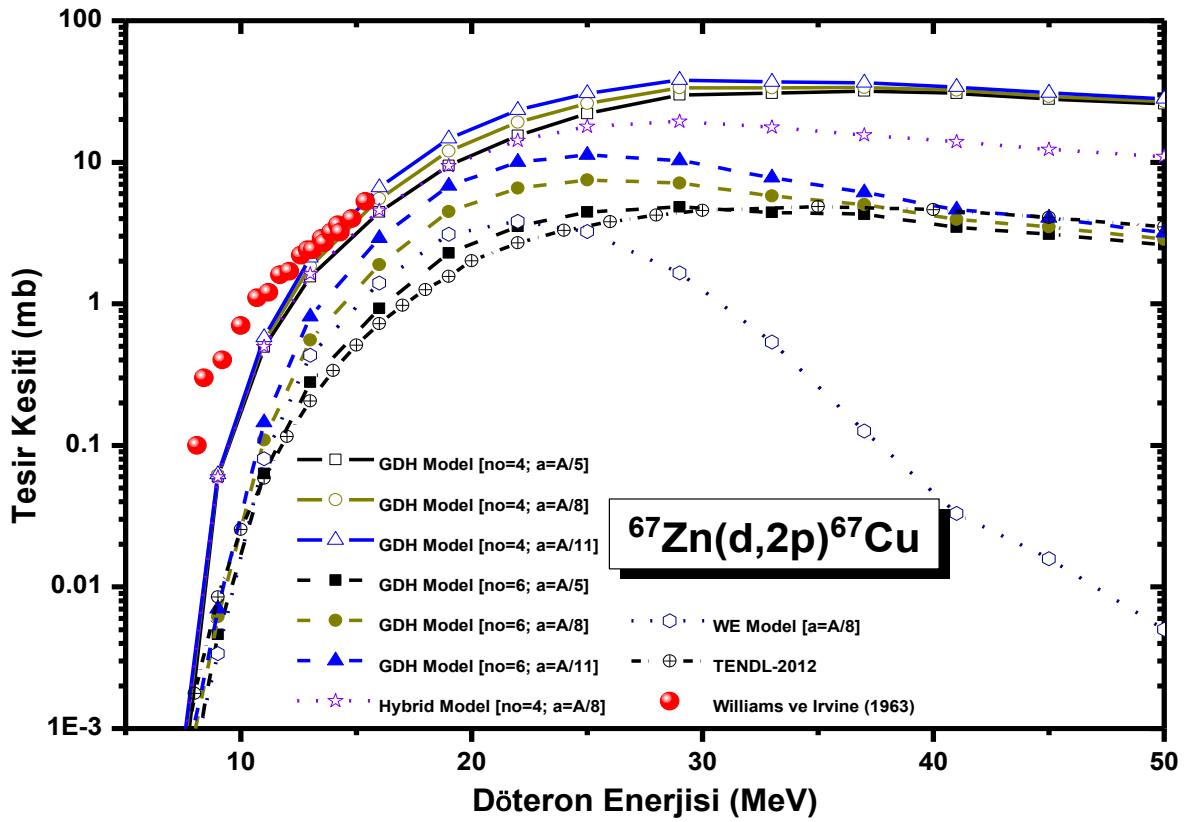
$^{65}\text{Cu}(d,2p)^{65}\text{Ni}$ nükleer reaksiyonu için Simeckova ve diğerleri (2011) tarafından sunulan deneysel sonuçlarla TENDL ve ALICE-ASH hesaplama sonuçlarının uyarılma eğrileri Şekil 5.70.'de grafik üzerinde gösterilmiştir.



Şekil 5.70. $^{65}\text{Cu}(d,2p)^{65}\text{Ni}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Bu (d,2p) reaksiyonu için mevcut deneysel verilerin ölçüldüğü 11,36-19,88 MeV'lik döteron enerji bölgesinde denge öncesi GDH model hesaplamaları ($n_0=6$) deneysel değerlerle kabul edilebilir bir uyuma sahiptir. Genel olarak $n_0=4$ eksiton sayısı kullanılarak yapılan denge öncesi Hibrid ve GDH model hesaplamaları en yüksek uyarılma eğrisine sahipken denge durumu Weisskopf-Ewing hesaplamaları en düşük sonuçları vermektedir. Düşünülen döteron reaksiyonu için uyarılma fonksiyonu 20-35 MeV gibi geniş bir aralıkta maksimum vermektedir. Ayrıca denge durumu Weisskopf-Ewing model ile yapılan hesaplama sonuçları haricinde 20 MeV'in ötesinde tesir kesitlerindeki değişim oldukça azdır. TENDL-2012 verileri (TALYS tabanlı), ALICE-ASH kodu ile $n_0=6$ eksiton sayısı kullanılarak yapılan denge öncesi tesir kesiti hesaplamaları ile kabul edilebilir bir uyuma sahiptir. Şekil 5.70.'den görüldüğü üzere eksiton sayısı arttıkça elde edilen uyarılma fonksiyonunun yapısı değişmemekte ancak büyüklük olarak daha düşük tesir kesiti değerleri elde edilmektedir.

5.7.8. $^{67}\text{Zn}(d,2p)^{67}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu

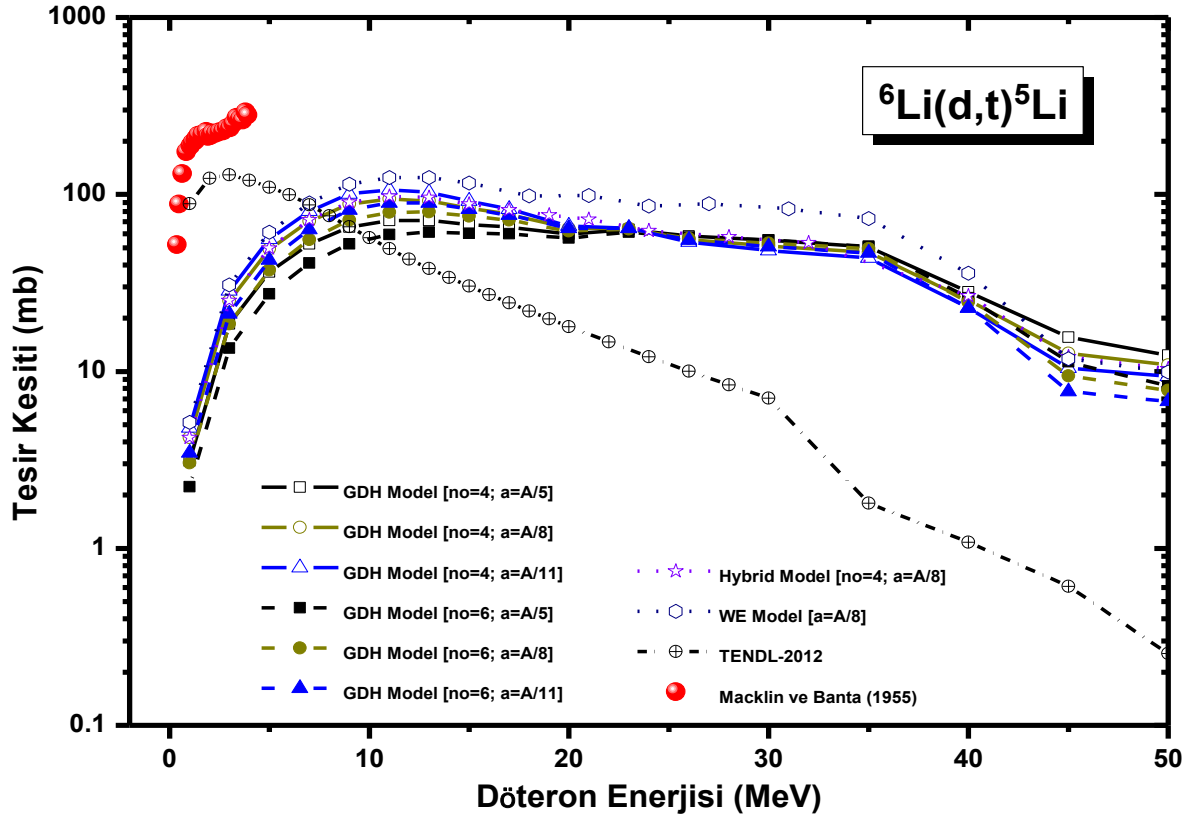


Şekil 5.71. $^{67}\text{Zn}(d,2p)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Araştırılan döteron reaksiyonu için deneysel ve teorik sonuçlar Şekil 5.71.'de sunulmuştur. ^{67}Zn çekirdeği üzerine döteronla oluşturulan (d,2p) nükleer reaksiyonlarının deneysel çalışmaları nadirdir. ^{67}Zn çekirdeği ile döteronların bombardımanı ile oluşturulan $^{67}\text{Zn}(d,2p)^{67}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu için 8,1-15,4 MeV enerji aralığında Williams ve Irvine (1963) tarafından gerçekleştirilen deneysel çalışma, denge öncesi GDH model hesaplamalarına ($n_0=4$) yakın sonuçlar vermektedir. Düşünülen döteron reaksiyonu için hesaplamalar gösteriyor ki uyarılma fonksiyonları 22-37 MeV gibi geniş bir enerji aralığında maksimum vermektedir. Bu maksimumdan sonra artan enerji ile Weisskopf-Ewing model hesaplamalarından elde edilen tesisir kesitleri hızla azalırken diğer hesaplama sonuçları neredeyse sabit devam etmektedir. Bu aralıkta gözlenen en büyük tesisir kesiti değeri 36,9 mb'dır.

5.8. ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{50}\text{Cr}$, ${}^{54}\text{Fe}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{75}\text{As}$, ${}^{89}\text{Y}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{107}\text{Ag}$, ${}^{197}\text{Au}$ Hedef Çekirdekleri için (d,t) Nükleer Reaksiyonları

5.8.1. ${}^6\text{Li}(d,t){}^5\text{Li}$ nükleer reaksiyonu



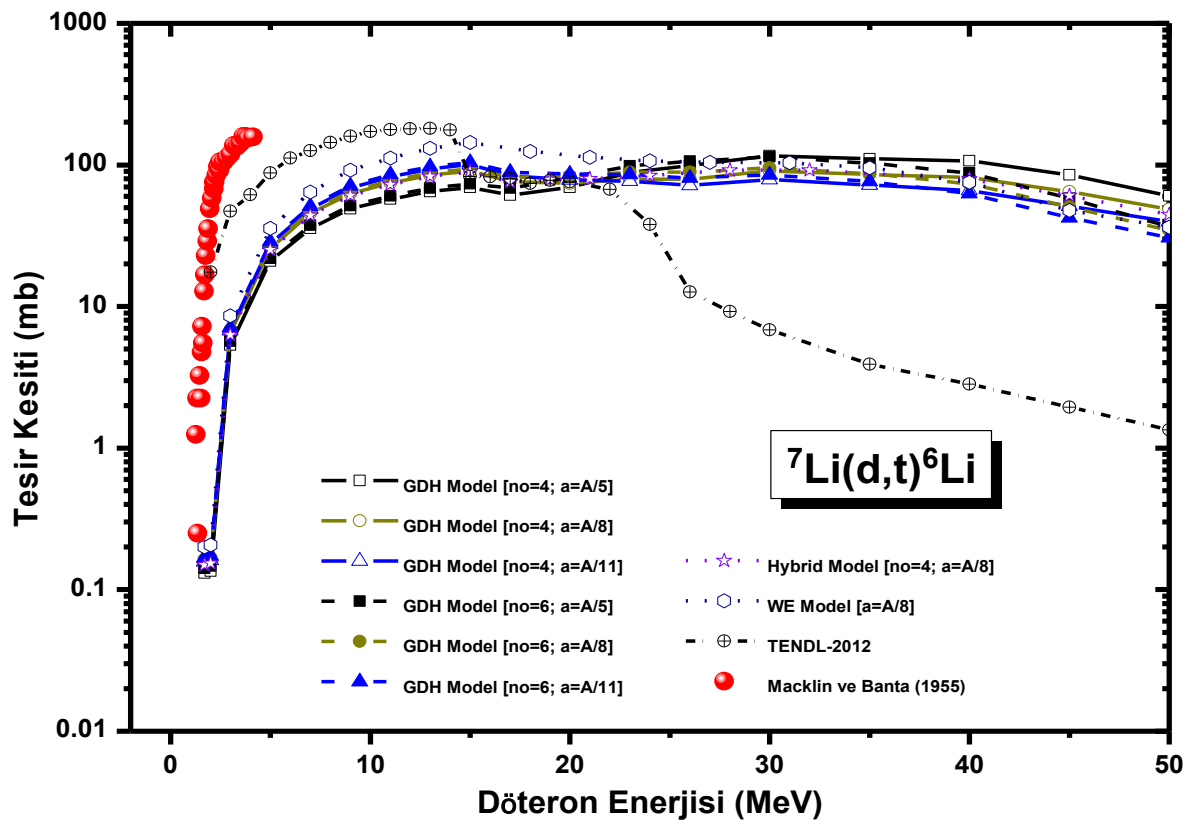
Şekil 5.72. ${}^6\text{Li}(d,t){}^5\text{Li}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Araştırılan (d,t) nükleer reaksiyonu için tüm uyarılma eğrileri Şekil 5.72'de gösterilmiştir. Bu reaksiyon için 0,375-3,92 MeV'lik düşük enerji aralığında Macklin ve Banta (1955)'nin gerçekleştirdiği deneyin sonuçları ile ALICE-ASH hesaplamaları arasında oldukça büyük tesir kesiti farkları belirlenmiştir. Bu tesir kesiti farkı deneysel değerler ile TALYS tabanlı TENDL tesir kesiti verileri arasında daha azdır. Bu reaksiyon için Macklin ve Banta (1955) tarafından bildirilen deneysel veriler en yüksek tesir kesiti sonuçlarını verir. Tartışılan reaksiyon için TENDL kütüphane verileri ve ALICE-ASH kodu kullanılarak elde edilen uyarılma eğrileri çok farklı spektrumlara sahiptir. Ayrıca eksiton sayısı ve seviye yoğunluk parametresinin değişimi ile hesaplanan uyarılma eğrileri arasında oldukça az

büyükölük farkı vardır. Genel olarak Weisskopf-Ewing model hesaplamaları ise denge öncesi hesaplamalarının bir parça üzerinde tesir kesiti değerleri vermektedir.

5.8.2. ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ nükleer reaksiyonu

${}^7\text{Li}$ hedef çekirdeği gelen döteron parçacığı aracılığıyla ${}^6\text{Li}$ çekirdeğini elde etmek için kullanılabilir.



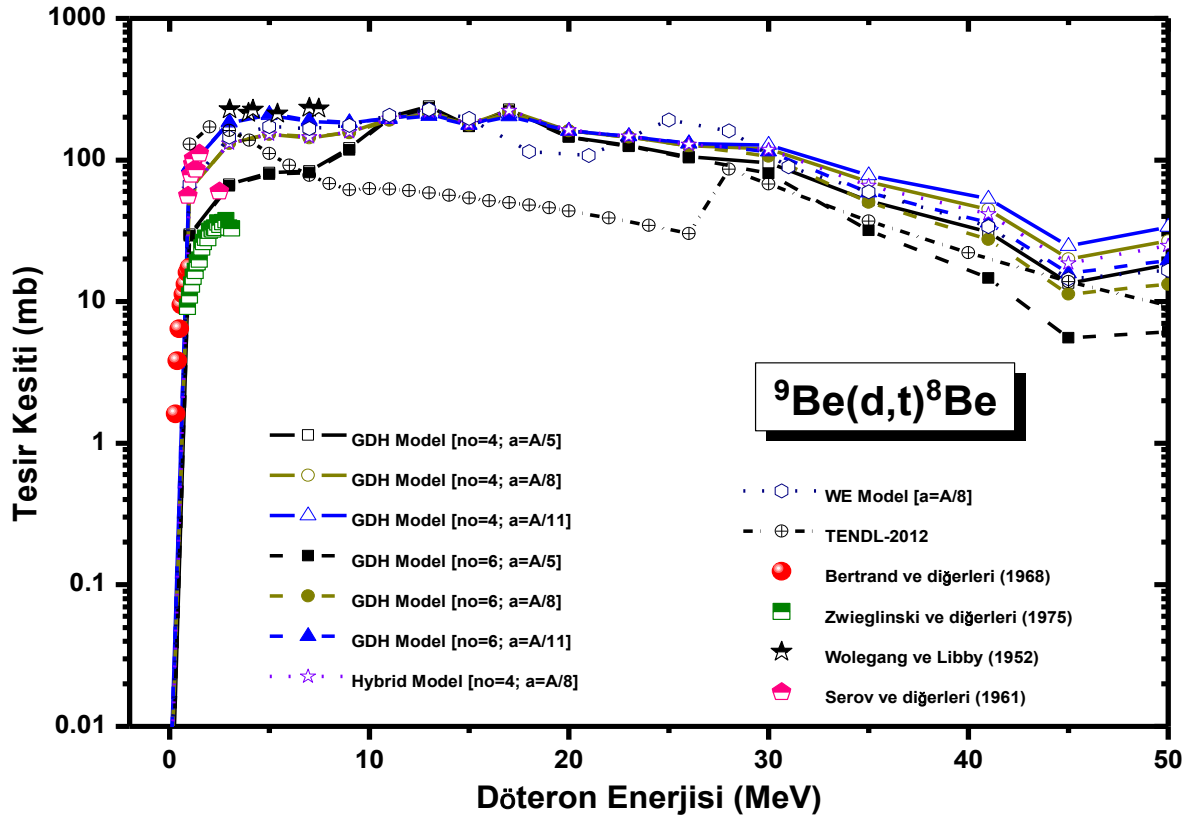
Şekil 5.73. ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Tartışılan döteron reaksiyonu için ALICE-ASH kodu ile elde edilen uyarılma eğrileri, TENDL-2012 verileri ve Macklin ve Banta (1955)'nin deneysel verilerinin arasındaki karşılaştırma Şekil 5.73'de sunulmaktadır. Şekil 5.73'e göre Macklin ve Banta (1955)'nin deneysel sonuçları teorik değerlerden daha yüksek sonuçlar vermiştir. Genel olarak ALICE-ASH kullanılarak yapılan denge ve denge öncesi model hesaplamaları bir maksimum tesir kesiti verdikten sonra sabit olarak devam etmektedir. 20 MeV'lik döteron enerjisinin üzerindeki gelme enerjilerinde

gerçekleşen bu reaksiyon için TALYS tabanlı TENDL verileri en düşük tesir kesiti değerlerine sahiptir. Farklı eksiton sayısı ve seviye yoğunluk parametresi kullanımı uyarılma eğrilerinin yapısında büyük oranda değişime neden olmamıştır.

5.8.3. ${}^9\text{Be}(d,t){}^8\text{Be}$ nükleer reaksiyonu

${}^9\text{Be}(d,t){}^8\text{Be}$ nükleer reaksiyonu için ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonları Şekil 5.74'de incelenmiştir. Çok açık bir şekilde görüldüğü üzere farklı eksiton sayısı ve seviye yoğunluk parametresi kullanımı uyarılma fonksiyonlarının yapısını ve büyüklüğünü etkilememiştir.



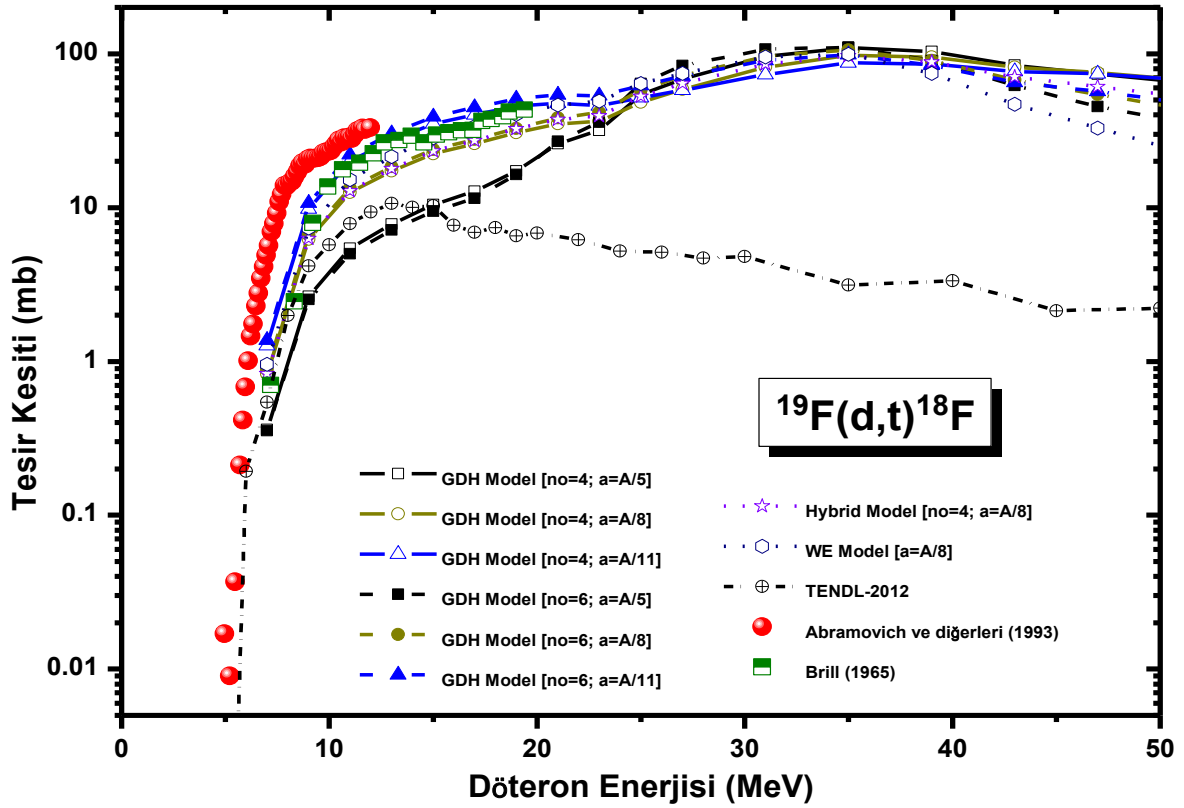
Şekil 5.74. ${}^9\text{Be}(d,t){}^8\text{Be}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Bu döteron reaksiyonu için Bertrand ve diğerleri (1968), Zwieglinski ve diğerleri (1975), Wolegang ve Libby (1952) ile Serov ve diğerleri (1961)'nin gerçekleştirdiği deneylerin tesir kesiti sonuçları ALICE-ASH kodu ile denge ve denge öncesi model hesaplamalarının sonuçları ile kabul edilebilir büyüklüklere sahiptir. Denge

Weisskopf-Ewing model hesaplamaları diğer ALICE hesaplamaları ile yakın tesir kesiti sonuçları vermektedir. İncelenen (d,t) reaksiyonu için deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonlarının maksimum pozisyonu çok açık değildir.

5.8.4. $^{19}\text{F}(d,t)^{18}\text{F}$ nükleer reaksiyonu

$^{19}\text{F}(d,t)^{18}\text{F}$ nükleer reaksiyonu için uyarılma fonksiyonları Şekil 5.75’de verilmiştir. Bu döteron reaksiyonu için 4,958-11,977 MeV enerji aralığında Abramovich ve diğerleri (1993) ile 7,187-19,4 MeV enerji aralığında Brill (1965) tarafından bildirilen tesir kesitleri artan enerji ile artan tesir kesitleri vermektedir.



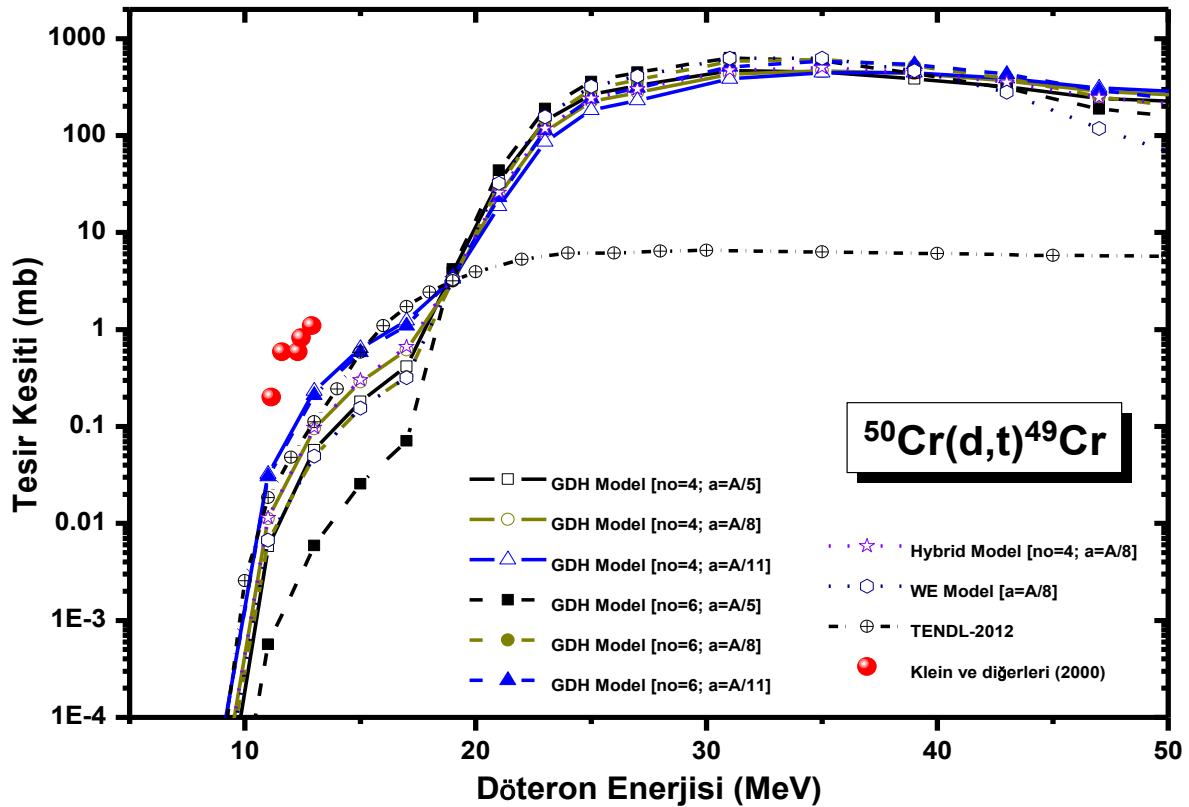
Şekil 5.75. $^{19}\text{F}(d,t)^{18}\text{F}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Şekil 5.75’den görüldüğü üzere ALICE-ASH kod ile yapılan denge ve denge öncesi model hesaplamaları içinde belirgin bir maksimumdan bahsedilemez. Diğer taraftan TALYS tabanlı TENDL verileri 12-15 MeV civarında 10,66 mb’lık bir maksimuma ulaşmaktadır. Abramovich ve diğerleri (1993)’nin bildirdikleri tesir kesitleri teorik sonuçların biraz üzerinde tesir kesitleri verirken Brill (1965)

tarafından bildirilen sonuçlar ALICE-ASH hesaplamaları ile uyumlu büyüklüklere sahiptir. Ayrıca bu reaksiyon için denge öncesi hibrid ve GDH model hesaplamaları ile denge Weisskopf-Ewing model sonuçları arasında hissedilir bir büyüklük farkı yoktur.

5.8.5. $^{50}\text{Cr}(d,t)^{49}\text{Cr}$ nükleer reaksiyonu

Şekil 5.76. $^{50}\text{Cr}(d,t)$ nükleer reaksiyonu için nükleer modellerden elde edilen veriler, TENDL-2012 kütüphane verileri ve Klein ve diğerleri (2000)'nin bildirdikleri deneysel verileri gösteriyor.



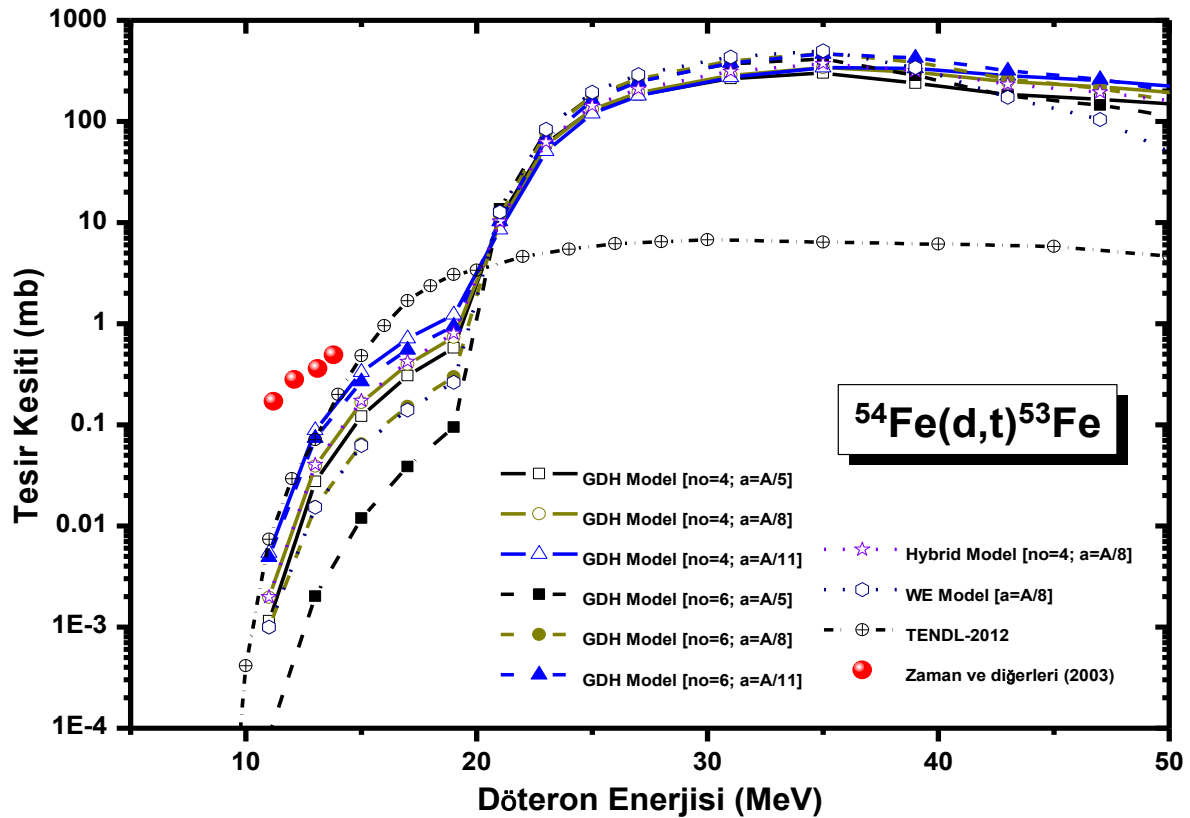
Şekil 5.76. $^{50}\text{Cr}(d,t)^{49}\text{Cr}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

ALICE-ASH kodu ile denge ve denge öncesi uyarılma fonksiyonu hesaplamaları 9 MeV'lik ve TENDL kütüphane verileri 8 MeV'lik döteron enerjisinin üzerinde tesir kesitleri vermektedir. Düşünülen (d,t) nükleer reaksiyonu için Klein ve diğerleri (2000)'nin 11,14-12,89 MeV aralığında ölçtükleri uyarılma fonksiyonları ALICE-

ASH hesaplamaları ve TENDL verilerinden oldukça yüksek sonuçlar vermiştir. Ayrıca 21 MeV'in üzerinde TENDL verileri ve ALICE-ASH hesaplamaları arasında oldukça fazla büyüklük farkı vardır. Bu reaksiyon için farklı eksiton sayısı ve seviye yoğunluk parametresi kullanımı ile yapılan uyarılma fonksiyonu hesaplamaları neredeyse aynı sonuçları vermiştir.

5.8.6. $^{54}\text{Fe}(d,t)^{53}\text{Fe}$ nükleer reaksiyonu

^{54}Fe hedef çekirdeği (d,t) reaksiyonu aracılığıyla ^{53}Fe çekirdeğini üretmekte kullanılabilir. Düşünülen bu (d,t) nükleer reaksiyonu için deneysel ve teorik sonuçlar Şekil 5.77.'de sunulmuştur. İncelenen ^{54}Fe çekirdeği üzerine döteron parçacığı yollanarak oluşturulan nükleer reaksiyonların deneysel çalışmaları nadirdir.



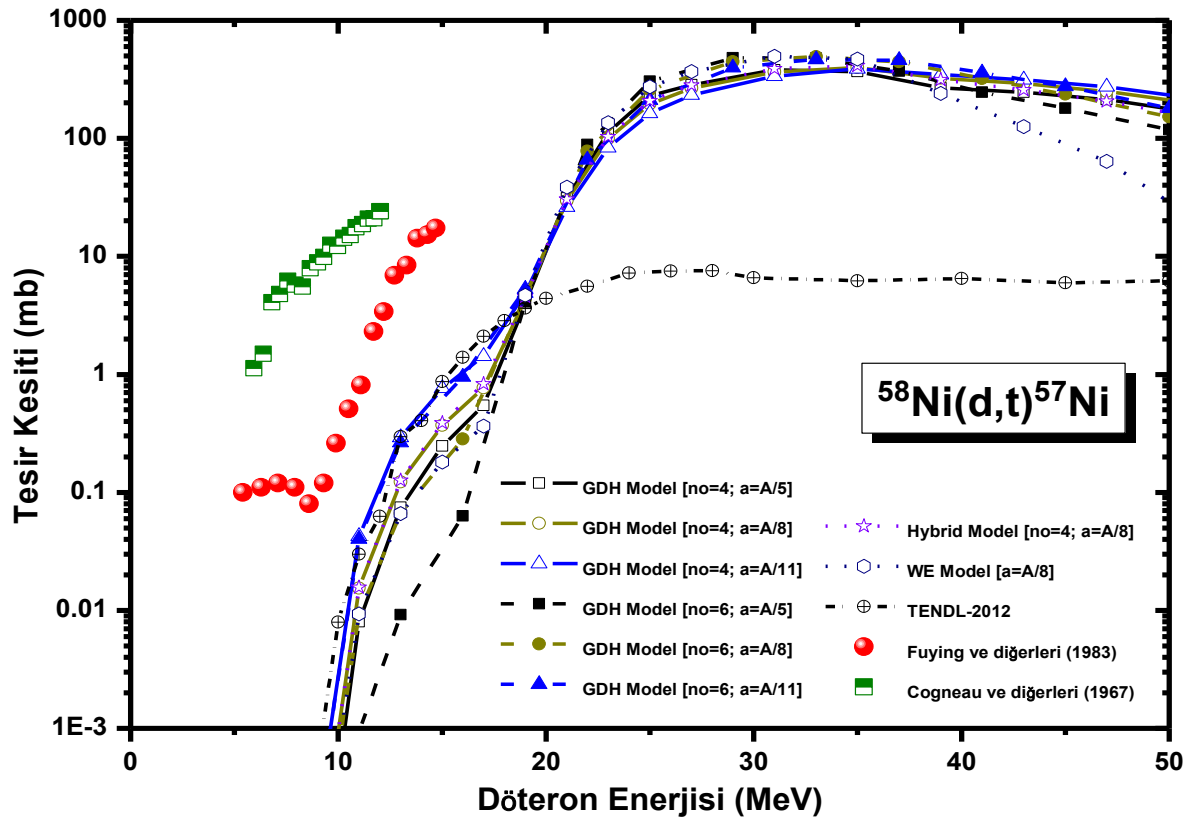
Şekil 5.77. $^{54}\text{Fe}(d,t)^{53}\text{Fe}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Araştırılan enerji aralığında ^{54}Fe çekirdeği ile döteronların bombardımanı aracılığıyla oluşturulan $^{54}\text{Fe}(d,t)^{53}\text{Fe}$ reaksiyonu için mevcut deneysel çalışma

Zaman ve diğerleri (2003) tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu deneysel çalışma 11,2-13,8 MeV lik dar bir enerji bölgesinde oluşmuştur. Şekil 5.77.'den görüldüğü üzere bu enerji bölgesinde de dört farklı enerji değerine karşılık gelen bu ölçülen tesir kesitleri teorik sonuçların üzerindedir. Bu reaksiyon için ALICE-ASH ile yapılan denge ve denge öncesi model hesaplamaları arasında da gerek büyüklük gerekse yapı bakımından pek fark yoktur. TENDL kütüphane verileri belirli bir maksimumdan sonra neredeyse sabit sonuçlar vermektedir. Ayrıca 20 MeV'lik enerjinin üzerinde TENDL verileri ile ALICE-ASH hesaplamaları arasında oldukça fazla büyüklük farkı vardır. ALICE-ASH ile yapılan hesaplamalara göre en yüksek tesir kesiti değeri 35 MeV'lik döteron enerjisinde 498,2 mb olarak bulunmuştur.

5.8.7. $^{58}\text{Ni}(d,t)^{57}\text{Ni}$ nükleer reaksiyonu

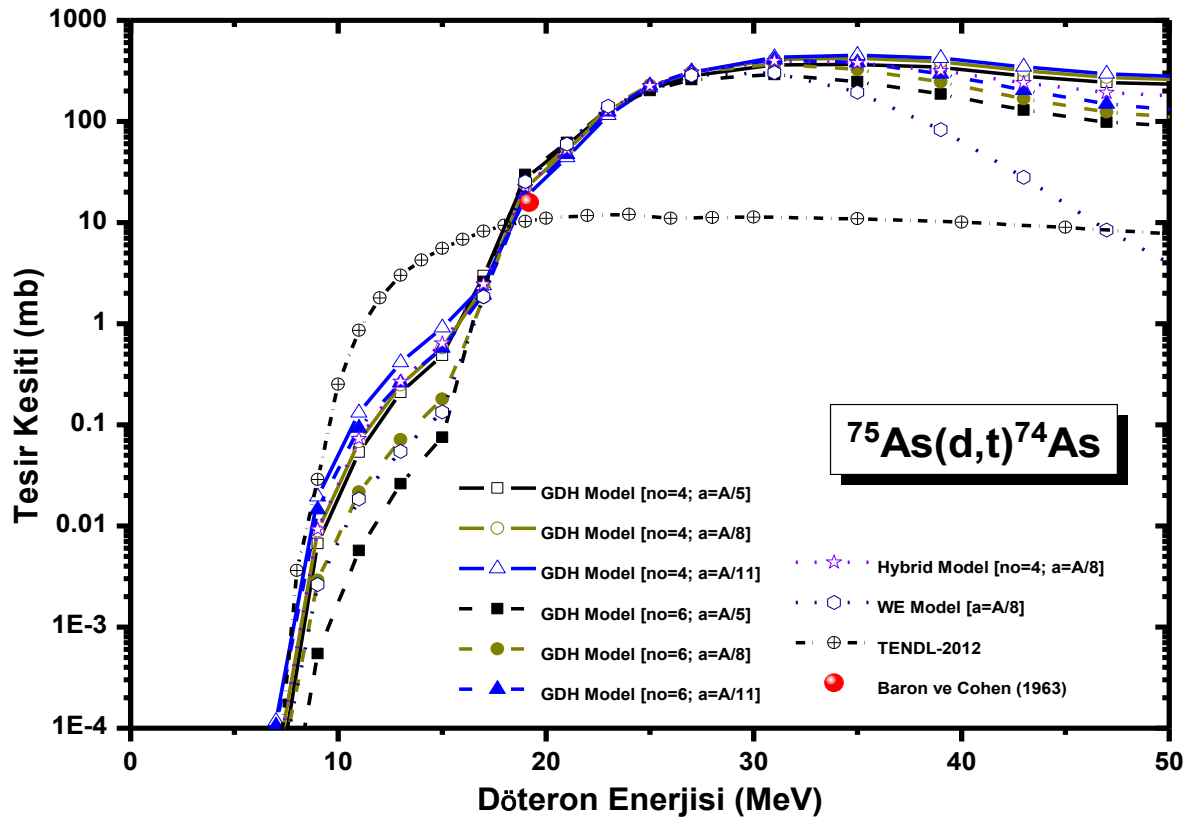
İncelenen (d,t) reaksiyonunun teorik hesaplamaları ve deneysel veriler Şekil 5.78.'de verilmiştir.



Şekil 5.78. $^{58}\text{Ni}(d,t)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Özellikle yüksek enerjilere doğru ALICE-ASH ile elde edilen uyarılma fonksiyonları ile TENDL verileri oldukça farklı sonuçlar vermektedir. Düşünülen bu reaksiyon için 5,4-14,7 MeV bölgesinde Fuying ve diğerleri (1983) ile 5,94-12,03 MeV bölgesinde Cogneau ve diğerleri (1967)'nin deneysel sonuçları birbirlerinden oldukça farklı uyarılma eğrilerine sahipler. $^{58}\text{Ni}(d,t)^{57}\text{Ni}$ nükleer reaksiyonu için gerçekleştirilen bu deneysel değerler teorik hesaplamalarla da oldukça farklı sonuçlar vermektedir. TENDL kütüphane verileri ve ALICE-ASH hesaplamaları 25-35 MeV civarında bir maksimum verdikten sonra yaklaşık olarak sabit uyarılma fonksiyonları vermektedirler. Araştırılan (d,t) reaksiyonu için farklı eksiton sayısı ve seviye yoğunluk parametresi kullanılarak yapılan uyarılma fonksiyonu hesaplamaları hemen hemen aynı sonuçları vermiştir.

5.8.8. $^{75}\text{As}(d,t)^{74}\text{As}$ nükleer reaksiyonu



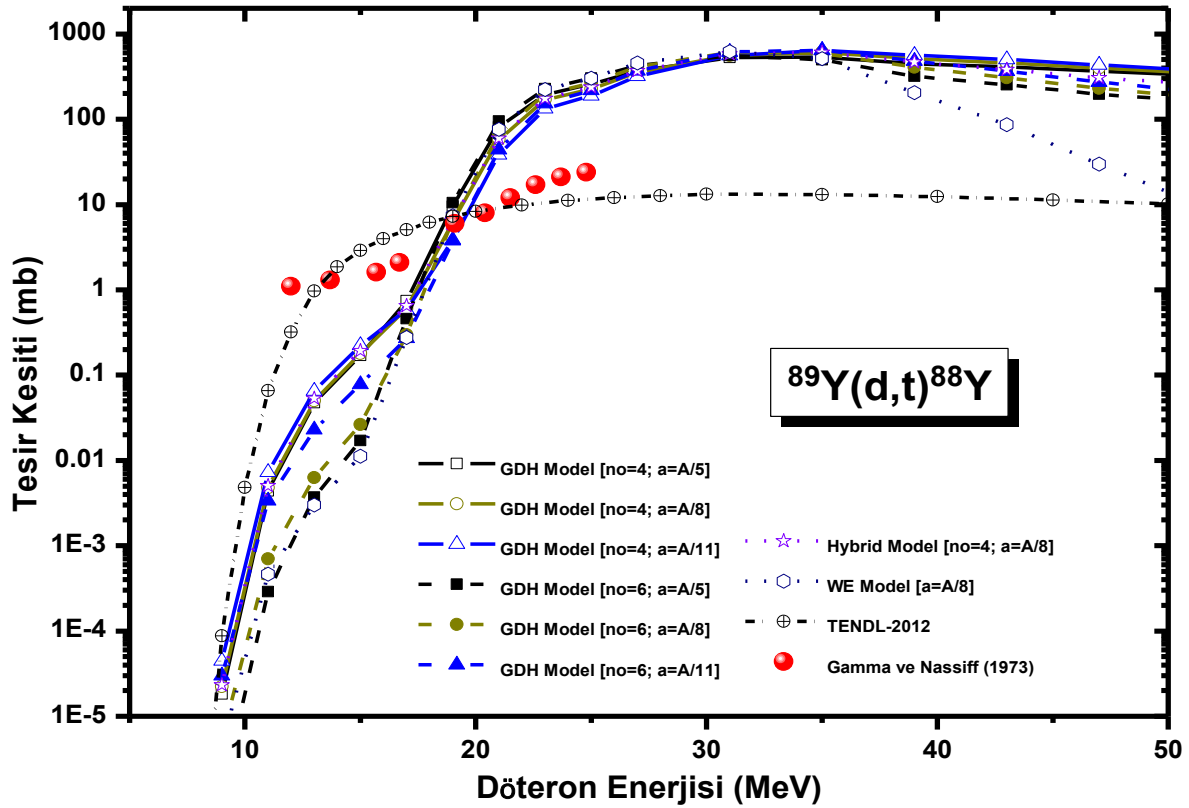
Şekil 5.79. $^{75}\text{As}(d,t)^{74}\text{As}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Düşünülen bu döteron reaksiyon için ALICE-ASH kodu ile denge ve denge öncesi tesir kesiti hesaplamaları, TALYS tabanlı TENDL-2012 tesir kesitleri ile Baron ve

Cohen (1963) tarafından bildirilen deneysel veriler grafiksel olarak Şekil 5.79.'da gösterilmiştir. Bu (d,t) reaksiyonu için Baron ve Cohen (1963) tarafından 19,2 MeV'lik tek enerji değerinde ölçülen tesir kesiti teorik hesaplamalara yakın tesir kesiti vermektedir. Bu reaksiyon için yapılan hesaplama sonuçları 20-35 MeV enerji aralığında geniş bir maksimum vermiştir. Ayrıca TENDL kütüphane verileri ALICE-ASH kodu hesaplamalarından oldukça farklı tesir kesitleri vermiştir. ALICE kodu ile denge ve denge öncesi model hesaplama sonuçları hemen hemen aynı spektruma sahiptir. Ayrıca Hibrid model ile çekirdeğin yüzey etkilerini içeren GDH model sonuçları birbirlerine oldukça yakındır.

5.8.9. $^{89}\text{Y}(d,t)^{88}\text{Y}$ nükleer reaksiyonu

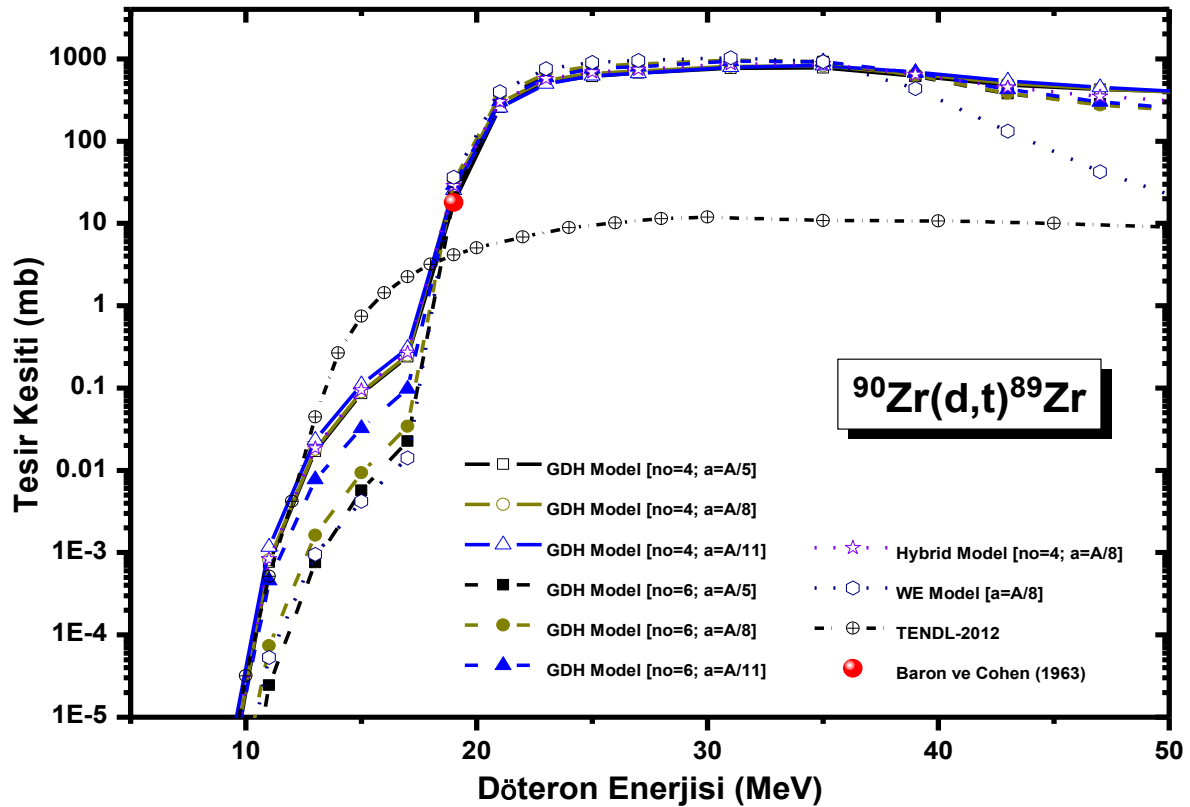
İncelenen $^{89}\text{Y}(d,t)^{88}\text{Y}$ nükleer reaksiyonu için mevcut deneysel tesir kesitleri ile teorik sonuçlar Şekil 5.80.'de sunulmuştur.



Şekil 5.80. $^{89}\text{Y}(d,t)^{88}\text{Y}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Araştırılan (d,t) reaksiyonu için Gamma ve Nassiff (1973) tarafından 12-24,8 MeV aralığında ölçülen deneysel tesir kesiti verileri TALYS tabanlı TENDL kütüphane verileri ile yakın büyüklüklere sahiptir. Bu reaksiyon için elde edilen uyarılma eğrileri yaklaşık olarak 27-35 MeV civarında maksimuma sahiptir. Bu maksimumla birlikte artan enerji ile hesaplanan tesir kesitlerindeki büyüklük değişimi oldukça azdır. Uyarılma fonksiyonunun maksimuma ulaştığı bölgede ALICE-ASH kodu ile denge ve denge öncesi (Hibrid, GDH ve Weisskopf-Ewing) hesaplamalardan elde edilen tesir kesitleri hemen hemen aynı sonuçları vermektedir. Bunun yanı sıra denge öncesi hesaplamalarında eksiton sayısı ile seviye yoğunluk parametrelerindeki değişimler uyarılma eğrilerinin spektral özelliklerini çok fazla değiştirmemektedir.

5.8.10. $^{90}\text{Zr}(d,t)^{89}\text{Zr}$ nükleer reaksiyonu



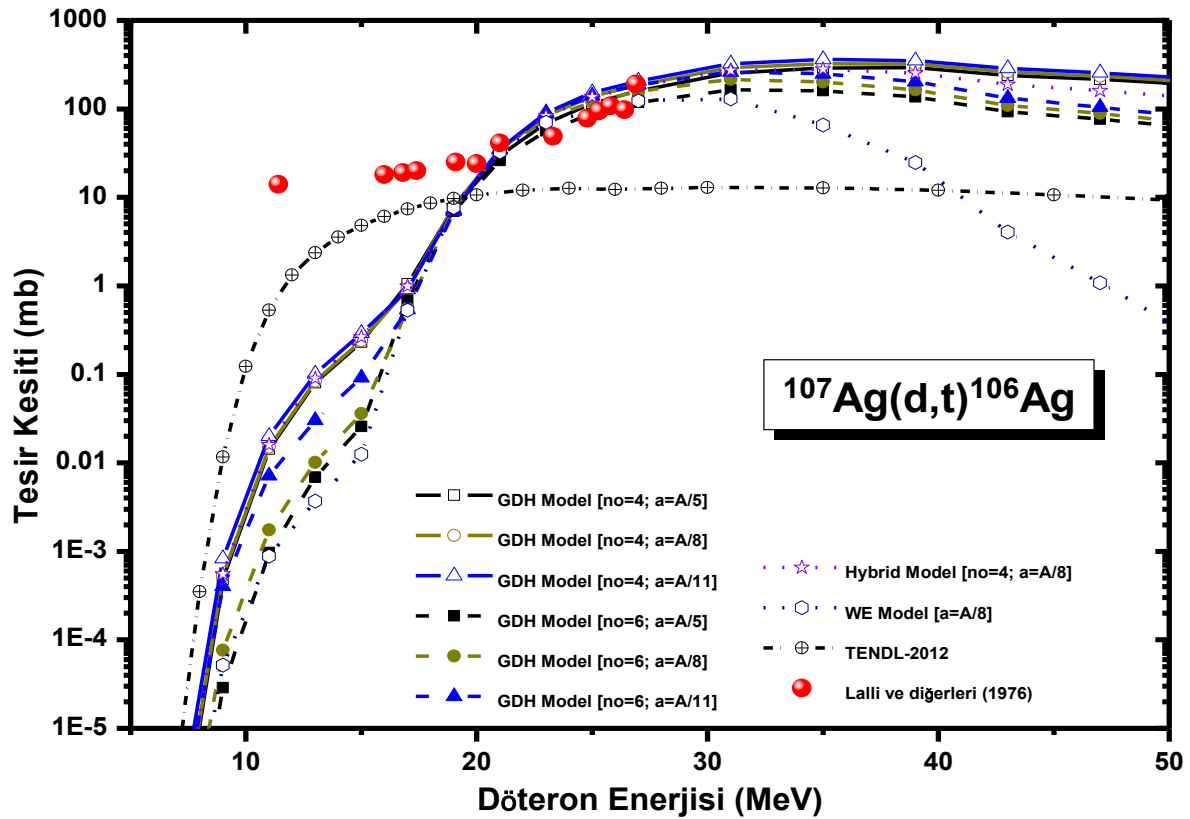
Şekil 5.81. $^{90}\text{Zr}(d,t)^{89}\text{Zr}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Bu reaksiyon için ALICE-ASH uyarılma fonksiyonu hesaplamaları, TALYS tabanlı TENDL-2012 verileri ve 19 MeV'de Baron ve Cohen (1963) tarafından ölçülen

veriler grafiksel olarak Şekil 5.81.'de sunulmuştur. Düşünülen (d,t) reaksiyonu için Baron ve Cohen (1963) tarafından 19 MeV'lik enerjide ölçülen 17,9 mb'lık tesir kesiti değeri hesaplanan uyarılma fonksiyonları ile uyumludur. Bu reaksiyon için TALYS tabanlı TENDL kütüphane verileri, ALICE-ASH hesaplamalarından farklı uyarılma eğrilerine sahipler. Düşünülen nükleer reaksiyon için yapılan hesaplama sonuçlarından elde edilen uyarılma fonksiyonlarının maksimuma ulaştığı enerji aralığı 28-35 MeV'dir. Tesir kesiti bu maksimum bölgeye ulaşana kadar artan enerji ile çok hızlı artarken maksimum bölge ve ötesinde daha sabit bir görüntüye sahiptir.

5.8.11. $^{107}\text{Ag}(d,t)^{106}\text{Ag}$ nükleer reaksiyonu

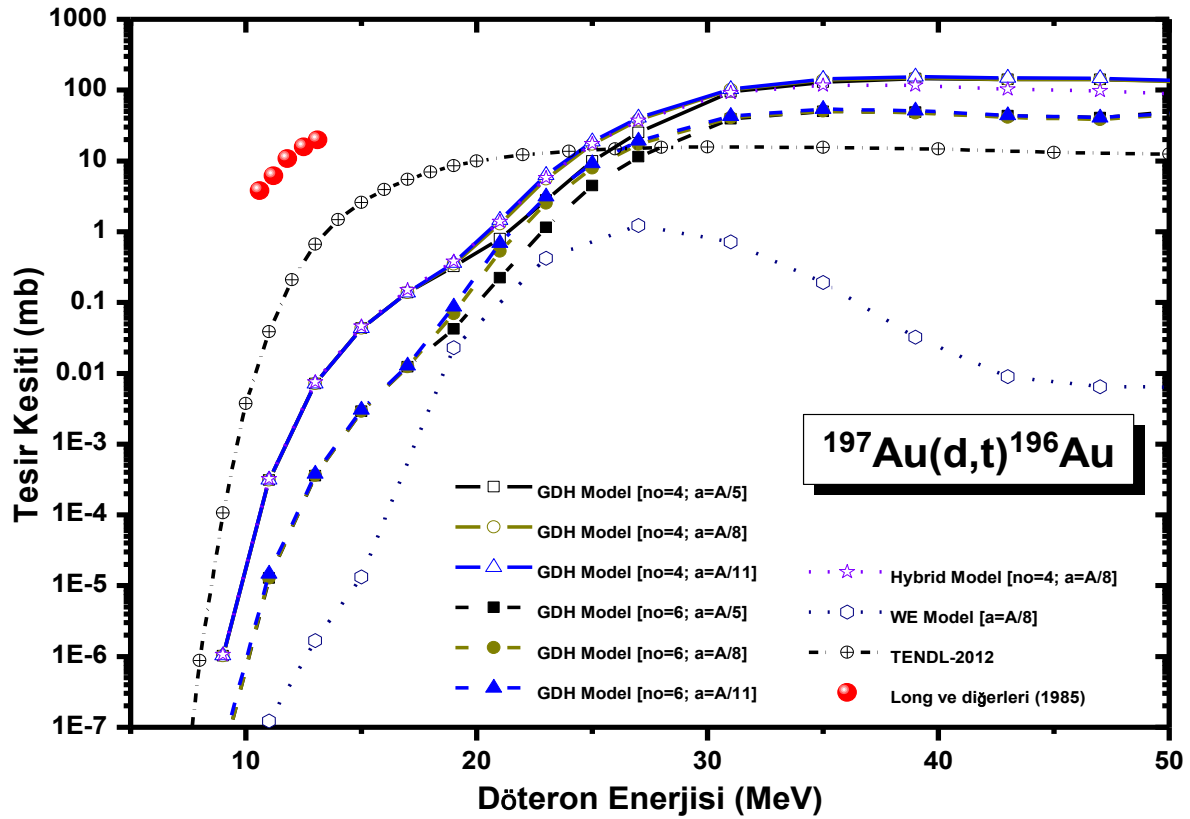
Şekil 5.82. $^{107}\text{Ag}(d,t)^{106}\text{Ag}$ reaksiyonu için nükleer modellerden elde edilen uyarılma eğrileri, TENDL-2012 kütüphane verileri ve Lalli ve diğerleri (1976)'nin ölçtükleri deneysel verileri gösteriyor.



Şekil 5.82. $^{107}\text{Ag}(d,t)^{106}\text{Ag}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

ALICE-ASH ile yapılan model hesaplamaları 7 MeV'lik ve TENDL kütüphane verileri 6 MeV'lik gelen döteron enerjisinin üzerinde tesir kesitleri vermektedir. İncelenen (d,t) nükleer reaksiyonu için Lalli ve diğerleri (1976)'nin 11,4-26,9 MeV aralığında bildirdikleri tesir kesitleri artan enerji ile çok az artan bir eğilime sahiptir ve 20 MeV'in ötesinde ALICE-ASH hesaplamaları ile benzer büyüklüklere sahiptir. ALICE-ASH kullanarak yapılan denge Weisskopf-Ewing model hesaplamaları 31-50 MeV enerji aralığında hızla azalan bir yapıya sahiptir. ALICE-ASH denge öncesi hesaplamaları ve TALYS tabanlı TENDL tesir kesiti verileri maksimuma ulaştıktan sonra neredeyse sabit sonuçlar vermektedir. Özellikle uyarılma fonksiyonunun maksimuma eriştiği bölgede eksiton sayısı ile seviye yoğunluk parametrelerinin değişimi tesir kesitlerinin büyüklüğünde fazla bir etkiye neden olmamaktadır.

5.8.12. $^{197}\text{Au}(d,t)^{196}\text{Au}$ nükleer reaksiyonu



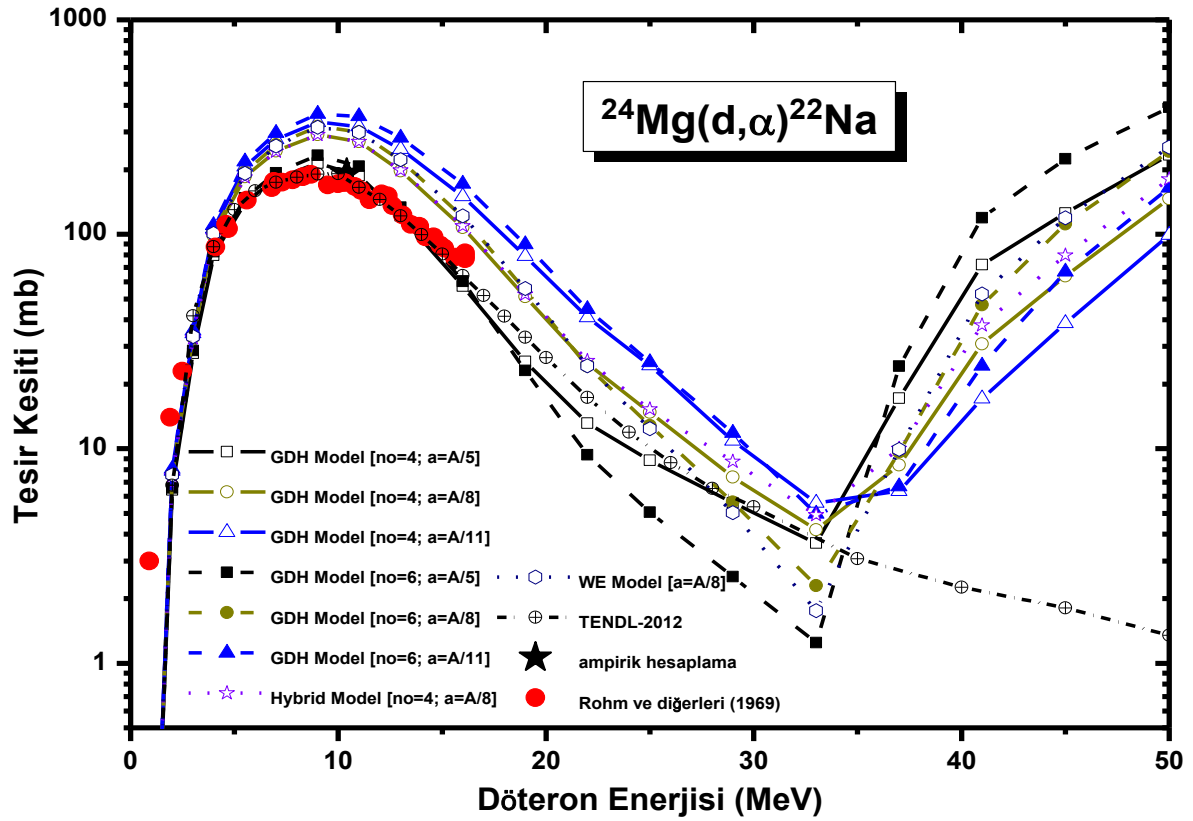
Şekil 5.83. $^{197}\text{Au}(d,t)^{196}\text{Au}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

Bu nükleer reaksiyon için tüm uyarılma eğrileri Şekil 5.83' de sunulmuştur. 1985 yılında Long ve diğerleri (1985)'nin 10,6-13,1 MeV'lik gelen döteron enerji aralığında gerçekleştirdiği deney sonuçları hesaplanan uyarılma fonksiyonları ile TALYS tabanlı TENDL verilerinin oldukça üzerinde yer almaktadır. ALICE-ASH kod ile yapılan denge öncesi Hibrid ve GDH model hesaplamaları birbirine yakın uyarılma eğrileri göstermiştir. Araştırılan enerji bölgesinde en düşük tesir kesiti değerleri denge durumu Weisskopf-Ewing model ile elde edilmiştir. Araştırılan (d,t) reaksiyonu için ulaşılabilir maksimum tesir kesiti denge öncesi GDH model ($n_0=4$, $a=A/11$) hesaplamaları ile 39 MeV'de 155,3 mb büyüklüğe sahiptir.

5.9. ^{24}Mg , $^{46,48}\text{Ti}$, ^{56}Fe , ^{66}Zn , ^{70}Ge , ^{78}Kr , ^{92}Zr Hedef Çekirdekleri için (d, α) Nükleer Reaksiyonları

5.9.1. $^{24}\text{Mg}(d,\alpha)^{22}\text{Na}$ nükleer reaksiyonu

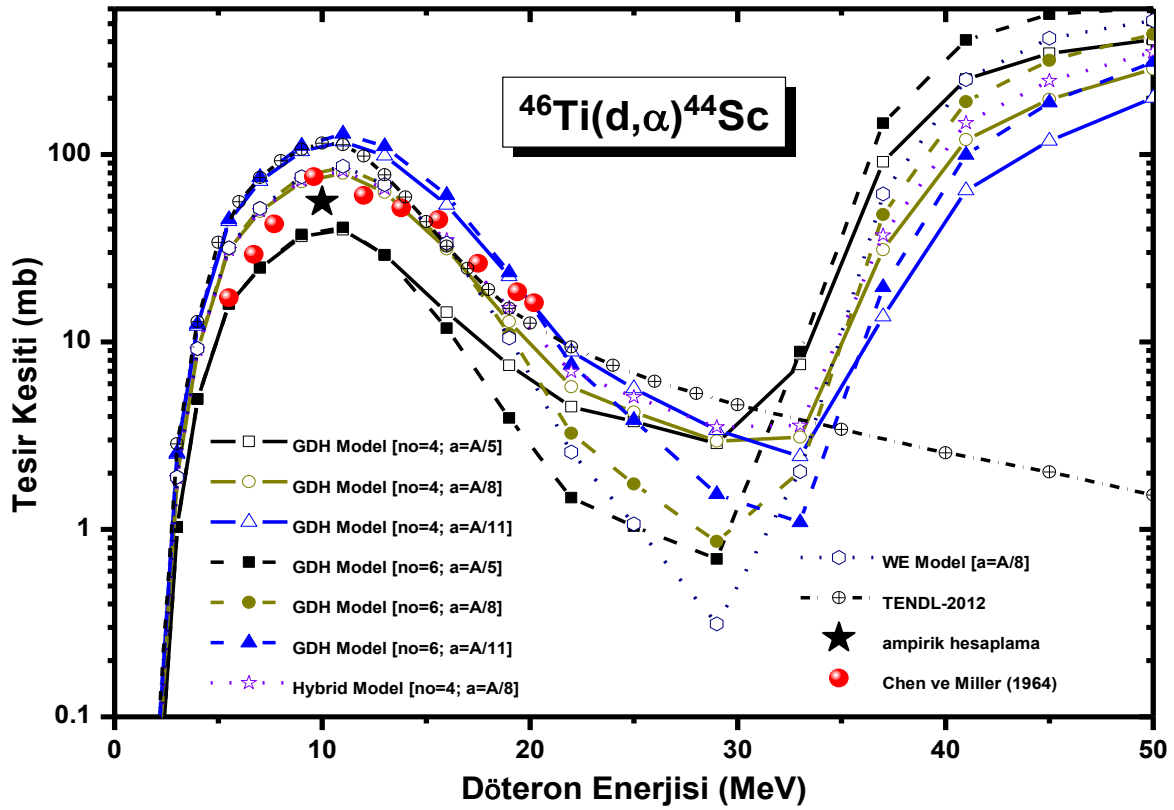
Tartışılan bu $^{24}\text{Mg}(d,\alpha)^{22}\text{Na}$ nükleer reaksiyonu için deneysel ve teorik uyarılma eğrileri Şekil 5.84.'de gösterilmiştir. Bu (d, α) reaksiyonu için 0,9-16,1 MeV enerji aralığında Rohm ve diğerleri (1969) tarafından elde edilen tesir kesitleri TENDL kütüphane verileri ile oldukça uyumludur. Ayrıca ALICE-ASH ile denge öncesi GDH model ($a=A/5$) hesaplamaları da Rohm ve diğerleri (1969)'nin sonuçlarına yakın değerlere sahiptir. Uyarılma fonksiyonları için maksimum tesir kesiti aralığı 5-16 MeV'dir. Bu noktadan sonra ALICE-ASH ile yapılan hesaplama sonuçlarına göre hızla azalan uyarılma fonksiyonu 33 MeV'in ötesinde tekrar artma eğilimine sahiptir. Bu reaksiyon için TENDL verilerine göre ise uyarılma fonksiyonu sürekli azalan bir yapıya sahiptir. 10,4 MeV'lik döteron enerjisinde 191,6 mb'lık tesir kesiti değeri ile ampirik formül tarafından elde edilen sonuç, 174 mb'lık Rohm ve diğerleri (1969) tarafından elde edilen deneysel değerle oldukça uyumludur. Birincil maksimum bölgesinde eksiton sayısının değişimi tesir kesiti üzerine fazla etki etmemekle beraber seviye yoğunluğu parametresinin değişimi tesir kesiti üzerinde bir parça değişime neden oluyor.



Şekil 5.84. $^{24}\text{Mg}(d,\alpha)^{22}\text{Na}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.9.2. $^{46}\text{Ti}(d,\alpha)^{44}\text{Sc}$ nükleer reaksiyonu

Araştırılan nükleer reaksiyon için tüm uyarılma eğrileri Şekil 5.85.'de gösterilmiştir. Düşünülen reaksiyon için deneysel ve teorik sonuçlar 7-13 MeV aralığında birincil maksimuma sahipler. Bu noktadan sonra TENDL verileri artan enerji ile daha düşük tesis kesiti sonuçları verirken ALICE-ASH ile yapılan tesis kesiti sonuçlarına bakıldığında ise önce uyarılma eğrisi azalmakta daha sonra belirli bir minimum aralıktan sonra tekrar hızla artmaktadır. Maksimum tesis kesiti bölgesinden açıkça görüldüğü üzere eksiton sayısının değişimi hesaplamalar üzerine fazla etki etmezken seviye yoğunluğu parametresinin artışı ile hesaplanan tesis kesitleri azalmaktadır. Bu reaksiyon için Chen ve Miller (1964) tarafından yapılan deneyin sonuçlarından elde edilen uyarılma fonksiyonu, genel olarak seviye yoğunluğu parametresi $a=A/8$ alınarak yapılan hesaplamalarla daha uyumludur. Bu çalışmadan elde edilen amipirik formül hesaplama sonuçlarına göre 10,4 MeV'de 56,01mb'lık bir tesis kesiti değerine ulaşılır ki bu değer deneysel değerler ile GDH model hesaplamalarının ($a=A/8$) arasında kalır.

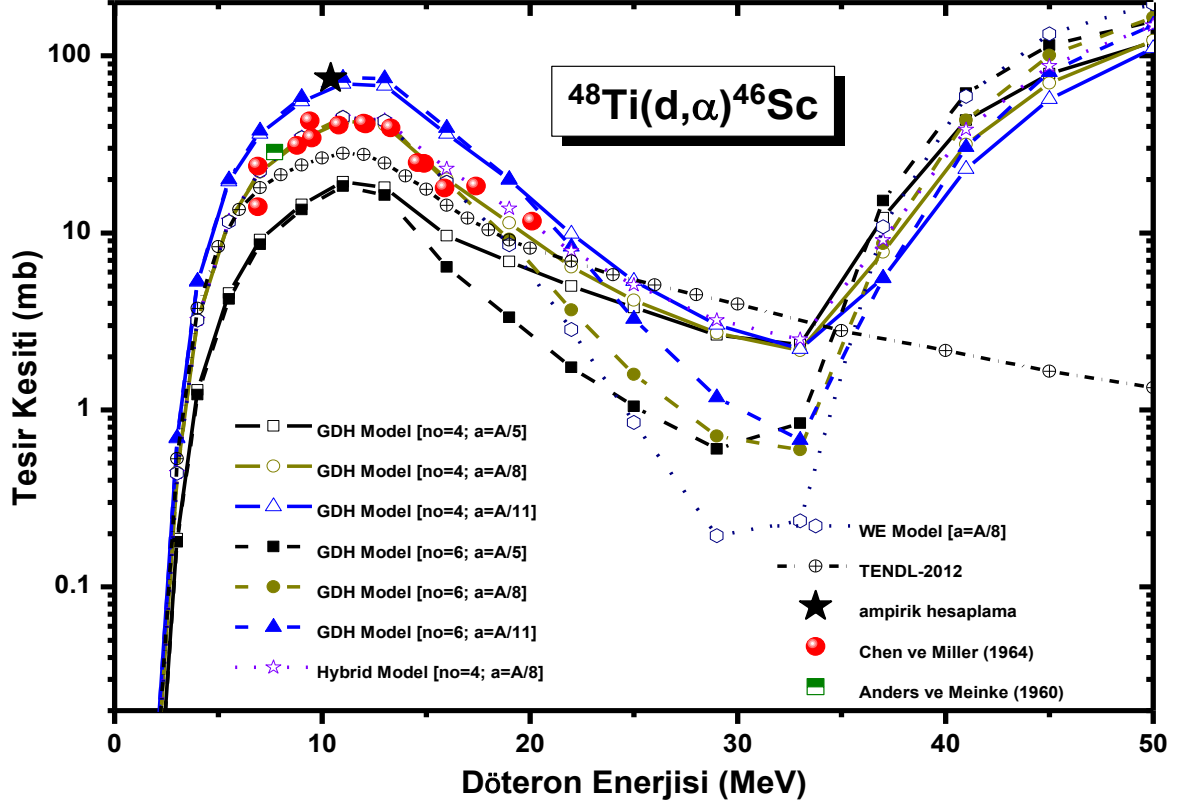


Şekil 5.85. $^{46}\text{Ti}(d,\alpha)^{44}\text{Sc}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.9.3. $^{48}\text{Ti}(d,\alpha)^{46}\text{Sc}$ nükleer reaksiyonu

Araştırılan (d,α) nükleer reaksiyonu için tüm uyarılma eğrileri Şekil 5.86'da gösterilmiştir. Bu reaksiyon için Hibrid model ile yüzey etkilerini düşünen GDH model hesaplamaları arasındaki fark oldukça düşüktür. 9-13 MeV gelme enerjisi aralığında hesaplanan tüm uyarılma fonksiyonları bir maksimum vermektedir. ALICE-ASH ile yapılan hesaplamalar bu maksimum değerinden sonra hızla azalır ve bir minimumdan sonra 50 MeV'lik enerjiye kadar hızla artar. Maksimum bölgesinde en yüksek sonuçları $a=A/11$ alınarak yapılan GDH model hesaplamaları içerir. Düşünülen reaksiyon için Chen ve Miller (1964) ile Anders ve Meinke (1960) tarafından yapılan deneyin sonuçlarından elde edilen uyarılma fonksiyonları seviye yoğunluk parametresi $a=A/8$ alınarak yapılan hesaplamalarla daha uyumludur. Bu döteron reaksiyonu için yapılan ampirik formül hesaplama sonuçlarına göre 10,4 MeV'de 74,61mb'lık bir tesir kesiti değerine ulaşılır. Bu

ampirik formül sonucu GDH model ($a=A/11$) ile yapılan hesaplama sonuçlarından elde edilen 75,1 mb'lık tesir kesiti değeriyle oldukça uyumludur.

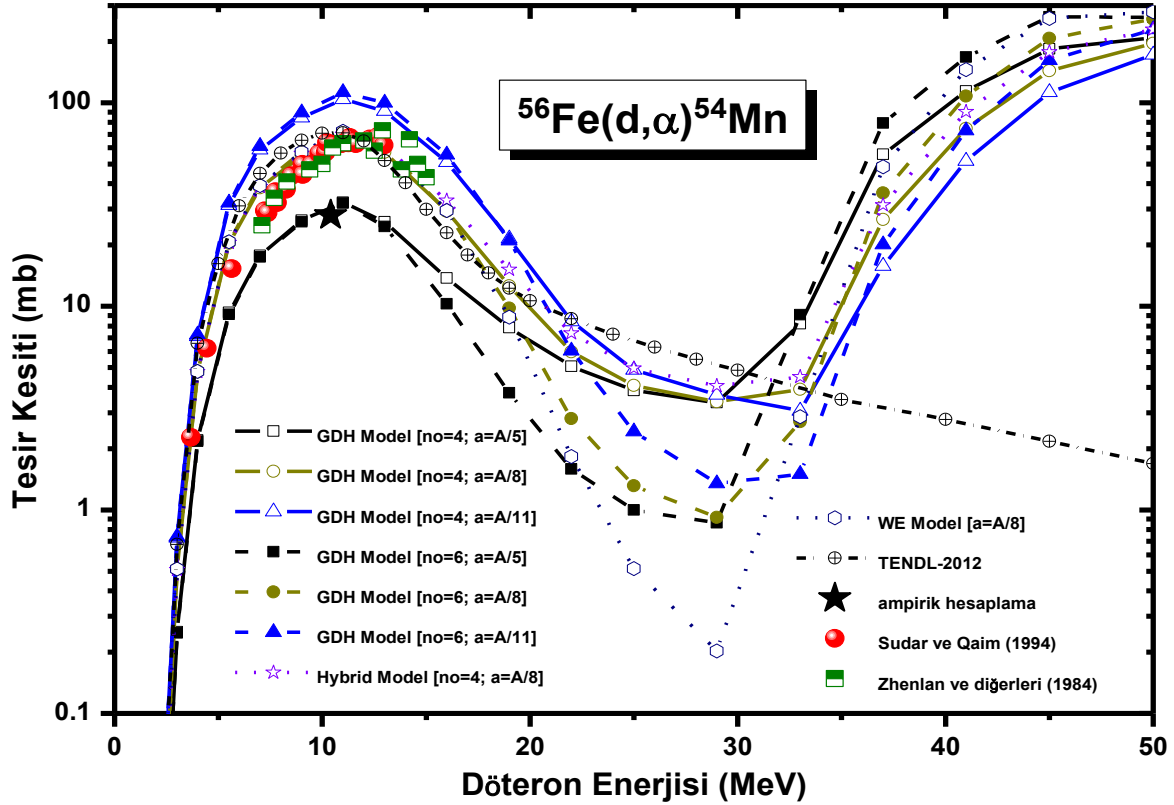


Şekil 5.86. $^{48}\text{Ti}(d,\alpha)^{46}\text{Sc}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.9.4. $^{56}\text{Fe}(d,\alpha)^{54}\text{Mn}$ nükleer reaksiyonu

ALICE-ASH kodu tarafından denge ve denge öncesi modeller kullanılarak hesaplanan reaksiyon tesir kesitleri, ampirik tesir kesiti sonuçları, TALYS tabanlı TENDL kütüphane verileri ve deneysel değerler Şekil 5.87.'de karşılaştırılmıştır. Düşünülen reaksiyon için Sudar ve Qaim (1994) ile Zhenlan ve diğerleri (1984) tarafından bildirilen deneysel sonuçlar birbirleriyle uyumludur. Bu reaksiyon için TENDL kütüphane verileri ile seviye yoğunluk parametresi $a=A/8$ alınarak yapılan denge ve denge öncesi model hesaplamaları deneysel verilerle benzer büyüklüklere sahip tesir kesitleri vermektedir. Şekil 5.87.'den açıkça görünüyor ki bu reaksiyon için tesir kesitlerinin birincil maksimumları 9-13 MeV enerji aralığıdır. Maksimum bölgesinde $a=A/11$ kullanarak yapılan GDH model hesaplamaları en yüksek sonuçları verir. Uyarılma fonksiyonunun maksimum bölgesinde eksiton

sayısının değişimi hesaplamalar üzerine fazla bir etki yapmamaktadır. Bu bölgede Hibrid model hesaplamaları ($a=A/8$) ile GDH model hesaplamaları ($a=A/8$) arasındaki fark oldukça azdır. Ampirik formül ile elde edilen tesir kesiti sonucu, GDH model hesaplama ($a=A/5$) sonuçları ile hemen hemen aynı değerleri vermektedir.

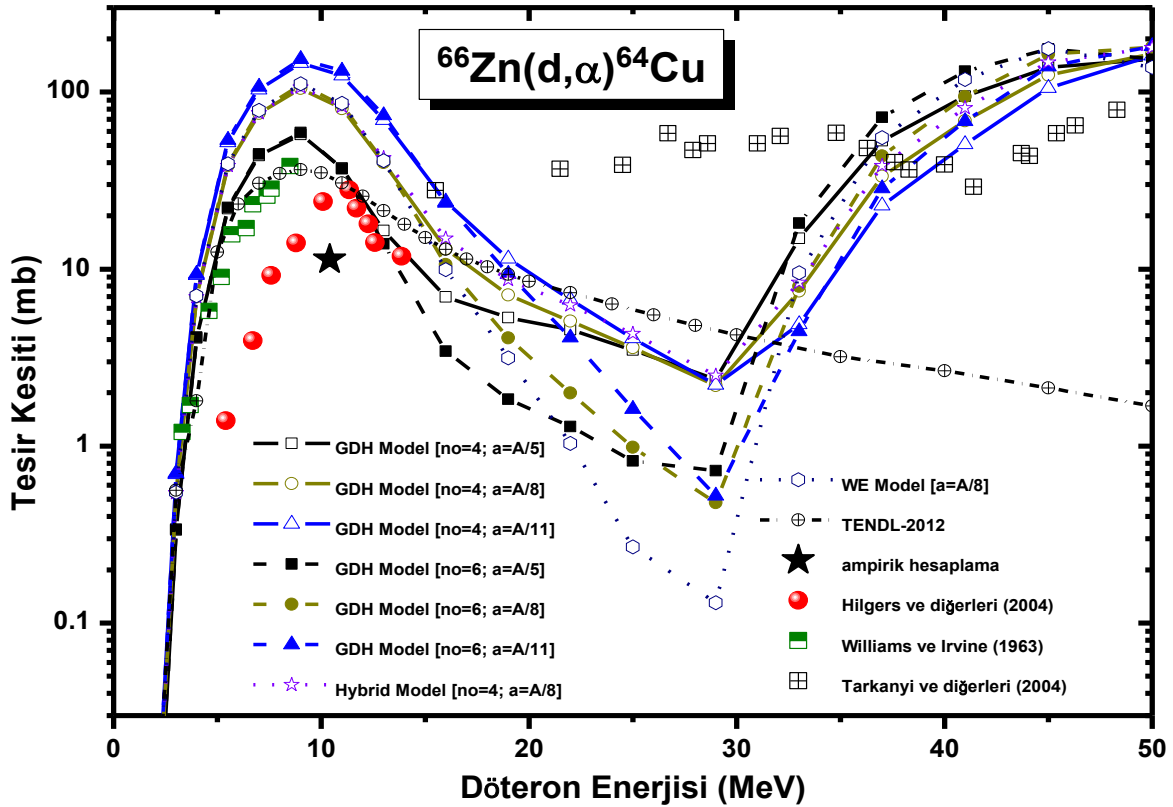


Şekil 5.87. $^{56}\text{Fe}(d,\alpha)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.9.5. $^{66}\text{Zn}(d,\alpha)^{64}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonu

$^{66}\text{Zn}(d,\alpha)$ nükleer reaksiyonu ürün ^{64}Cu çekirdeğini oluşturmak için kullanılmıştır. Şekil 5.88. deneysel ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarını göstermektedir. Düşünülen reaksiyon için literatürde üç deneysel çalışma vardır. Bunlar 15,5-48,3 MeV enerji aralığında Tarkanyi ve diğerleri (2004), 5,4-13,86 MeV enerji aralığında Hilgers ve diğerleri (2004) ile 3,3-8,5 MeV enerji aralığında Williams ve Irvine (1963) tarafından bildirilmiştir. Düşünülen reaksiyon için Tarkanyi ve diğerleri (2004) tarafından bildirilen uyarılma fonksiyonunun yapısı hesaplanan teorik

sonuçlardan oldukça farklı bir spektruma sahiptir. Bu deneysel çalışma için herhangi bir maksimum bölge belirlenemez. Hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının birincil maksimum verdikleri enerji aralığı 7-11 MeV'dir. Bu aralıkta en yüksek sonuçları $a=A/11$ kullanarak yapılan GDH model hesaplamaları verir. Ayrıca Williams ve Irvine (1963) tarafından bildirilen deneysel tesir kesitleri TALYS tabanlı TENDL verileri ile benzer büyüklüklere sahiptir. Ampirik formül ile elde edilen tesir kesiti bulunduğu enerji bölgesinde en küçük değere sahiptir.

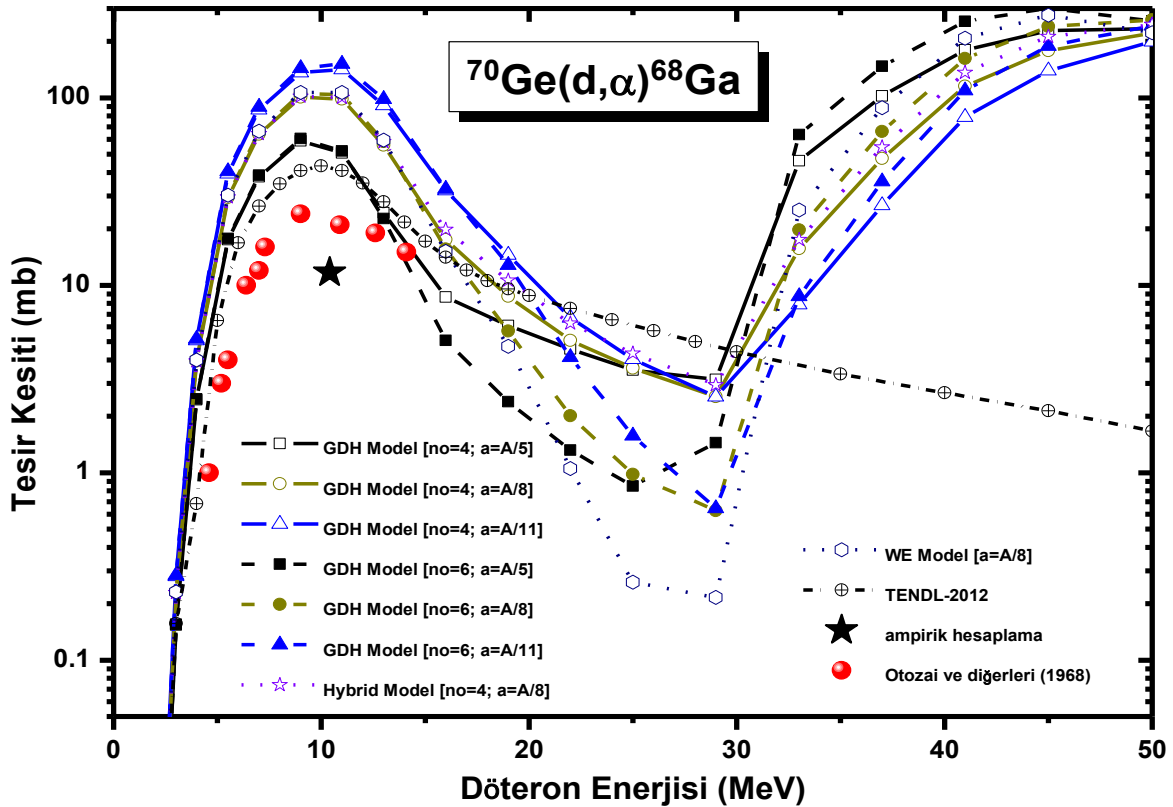


Şekil 5.88. $^{66}\text{Zn}(d,\alpha)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.9.6. $^{70}\text{Ge}(d,\alpha)^{68}\text{Ga}$ nükleer reaksiyonu

Düşünülen döteron reaksiyonunun TENDL verileri, nükleer model hesaplamaları, ampirik formül ile yapılan hesaplama sonucu ve Otozai ve diğerleri (1968) tarafından yapılan deney sonucu Şekil 5.89.'da gösterilmiştir. Bu reaksiyon için birincil maksimum tesir kesiti aralığı 7-13 MeV'lik enerji dilimidir. TENDL kütüphane verileri maksimuma ulaştıktan sonra artan enerji ile azalmaktadır. Maksimum bölgesinde Otozai ve diğerleri (1968) tarafından bildirilen tesir kesitleri

model hesaplamalarından daha küçük sonuçlar verir. Bu çalışmada elde edilen 11,72 mb'lık ampirik tesir kesiti formülü sonucu ise deneysel değerlerinde altında yer almaktadır. Bu bölgede GDH model ($a=A/11$) hesaplamaları ise en yüksek tesir kesiti değerlerine sahiptir. İncelenen reaksiyon için ALICE-ASH kodu ile yapılan denge ve denge öncesi model hesaplamaları benzer spektrum vermektedir.

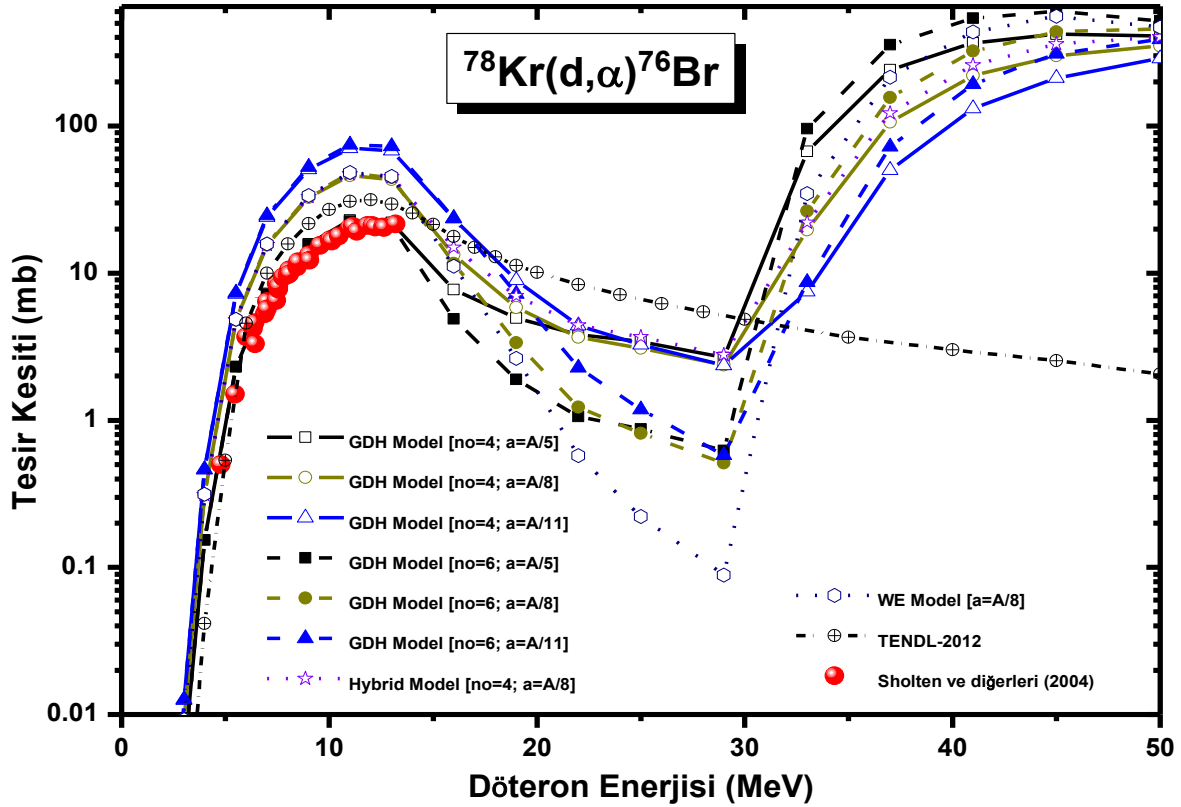


Şekil 5.89. $^{70}\text{Ge}(d,\alpha)^{68}\text{Ga}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.9.7. $^{78}\text{Kr}(d,\alpha)^{76}\text{Br}$ nükleer reaksiyonu

Araştırılan reaksiyon için teorik ve deneysel uyarılma eğrileri Şekil 5.90.'da sunulmuştur. Araştırılan enerji bölgesinde Hibrid model ile yüzey etkilerini düşünen GDH model hesaplamalarında hemen hemen aynı tesir kesiti sonuçlarına ulaşılmıştır. Artan döteron enerjisi ile ALICE-ASH kodu tesir kesiti hesaplamaları önce 9-16 MeV'de bir maksimum vermektedir. Daha sonra azalma eğiliminde olan sonuçlar tekrar enerjinin artışı ile artmaktadır. TENDL kütüphane verileri bu

maksimum bölgeden sonra sürekli azalan tesir kesiti sonuçlarına sahiptir. Bu reaksiyon için Sholten ve diğerleri (2004)'nin 4,78-13,2 MeV'de bildirdikleri uyarılma fonksiyonu denge öncesi GDH model ($a=A/5$) hesaplamaları ile yaklaşık olarak aynı sonuçları vermiştir. Düşünülen reaksiyon için uyarılma eğrisinin maksimum olduğu bölgede eksiton sayısının değişimi, tesir kesiti üzerinde hissedilir bir etkiye neden olmamaktadır.

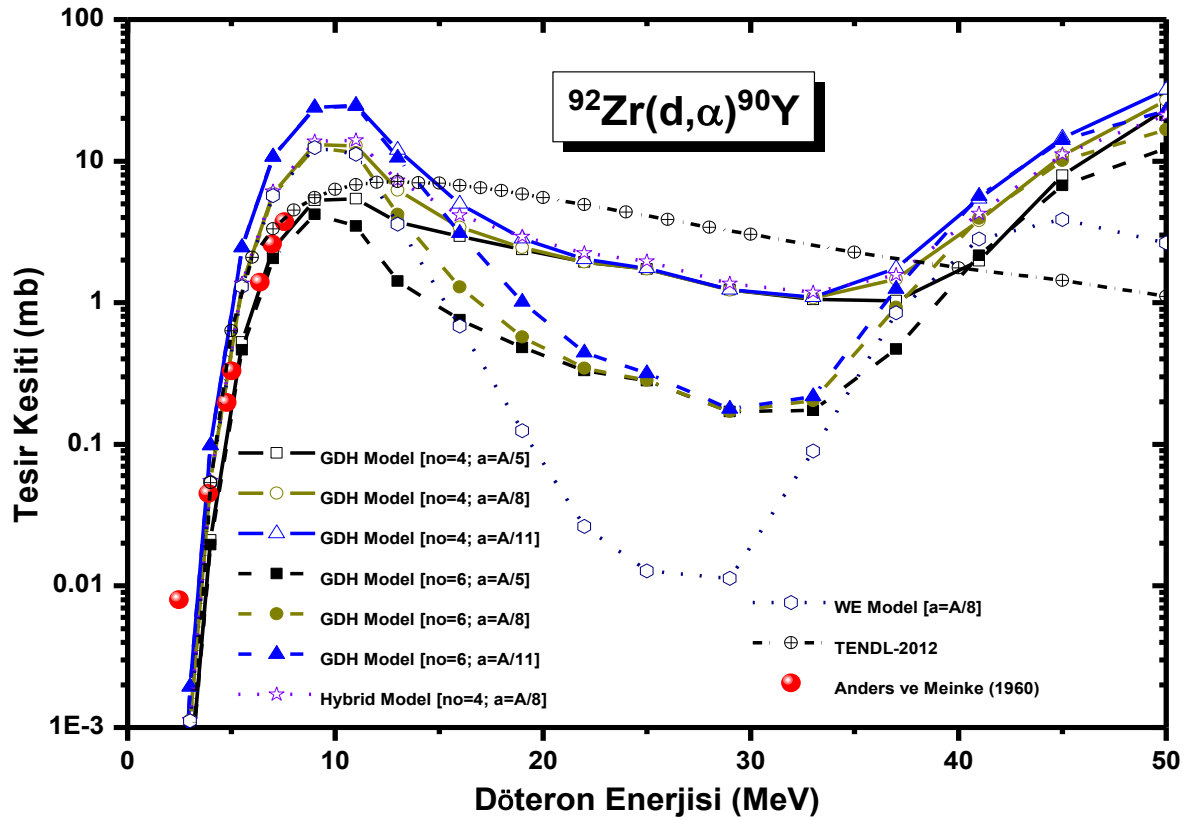


Şekil 5.90. $^{78}\text{Kr}(d,\alpha)^{76}\text{Br}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.9.8. $^{92}\text{Zr}(d,\alpha)^{90}\text{Y}$ nükleer reaksiyonu

İncelenen $^{92}\text{Zr}(d,\alpha)^{90}\text{Y}$ nükleer reaksiyonu için hesaplanan ve deneysel tesir kesitleri Şekil 5.91.'de grafiksel olarak gösterilmiştir. Bu reaksiyon için 9-13 MeV'lik bölgede, uyarılma fonksiyonunun ilk maksimumunu verdiği söylenebilir. Bu bölgede en yüksek tesir kesiti değeri GDH model ($n_0=4$, $a=A/11$) hesaplamalarından elde edilmiştir. Denge öncesi Hibrid ve GDH model hesaplamaları neredeyse aynı uyarılma fonksiyonunu vermektedirler. Bu

reaksiyon için 1960 yılında Anders ve Meinke (1960) tarafından elde edilen nükleer tesir kesiti sonuçları TENDL ve GDH model ($a=A/11$) sonuçları ile benzer bir yapıya sahiptir. 18-37 MeV enerji aralığında en düşük sonuçları denge durumu Weisskopf-Ewing model hesapları verir. Bu reaksiyon için TALYS tabanlı TENDL verileri ile yapılan hesaplamalardan elde edilen uyarılma fonksiyonu belirli bir maksimuma ulaştıktan sonra oldukça düşük bir azalma eğilimine sahiptir.



Şekil 5.91. $^{92}\text{Zr}(d,\alpha)^{90}\text{Y}$ reaksiyonunun hesaplanan teorik uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

6. SONUÇLAR

Nükleer reaksiyon tesir kesiti verileri füzyon reaktörlerinin tasarımında oldukça önemlidir. Bu veriler teorik olarak ya da deneysel olarak belirlenebilir. Özellikle bu veriler, reaktörlerde gerçekleşen reaksiyonlar sonucunda oluşan radyasyonun, reaktör malzemesinde oluşturacağı etkilerin incelenmesi ve reaktörlerin zırhlanmasında gereklidir. Genellikle nükleer reaktörlerde üretilen geçici çekirdekler kısa yarı ömre sahip olduklarından bu çekirdekler için reaksiyon tesir kesitlerinin direk ölçülmesi pek mümkün değildir. Yani, zaman kazanılması açısından tesir kesitlerinin teorik olarak önceden hesaplanması gerekir. Aslında tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanmasının önemli bir etken olmasının nedeni bir reaksiyonda gelen parçacığa göre nükleer tesir kesitlerinin hangi enerji aralığı için maksimum bir değere ulaşacağına bilinmesindedir. Yani gelen parçacığın hedef çekirdekle etkileşmesinde, istenilen reaksiyonun oluşabilmesi için gelen parçacığın enerjisinin hangi aralıkta olması gerektiği bilinmelidir. Sonuç olarak nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel olarak belirlenmesinde reaksiyonda oluşabilecek durumların anlaşılabilmesi için öncelikle teorik hesaplamaların yapılması oldukça katkı sağlamaktadır.

Bu çalışmanın amacı füzyon reaktörleri için düşünülen bazı yapısal malzemelerin döteronla verdikleri reaksiyonlar için tesir kesiti hesaplamalarının yapılmasıdır. Bu amaç çerçevesinde ilk olarak döteronla oluşturulan reaksiyonlar için ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri elde edilmiştir. Daha sonra nükleer model hesaplamaları yapılmıştır. Elde edilen tüm teorik sonuçlar ve TENDL verileri deneysel verilerle birlikte sunulmuş ve reaksiyon süreçleri tartışılmıştır.

İlk aşamada döteronla oluşturulan (d,n) , $(d,2n)$, (d,p) ve (d,α) nükleer reaksiyonları için tesir kesiti sistematiği elde edilmiştir. Bu sistematiği elde edilirken deneysel uyarılma fonksiyonlarının maksimum verdiği noktalar belirlenmiştir. Daha sonra bu maksimumlarla ilişkili tesir kesitleri kullanılarak ampirik formüller belirlenmiştir. Aynı zamanda çekirdeklerin tek-çift karakteristiklerinden yola çıkarak $(d,2n)$ ve (d,p) nükleer reaksiyonları için yarı-ampirik tesir kesiti formülleri önerilmiştir. Bu formüller asimetri parametresi bağımlıdır. Aynı zamanda (d,α)

reaksiyonları için bir sistematik oluştururken elde edilecek formülle reaksiyonun Q değeri ilişkilendirilmiştir. Tüm bu sistematik denemelerinde inelastik etki, Coulomb etkileri ve hem inelastik hem de Coulomb etkilerini içeren üç yaklaşım önerilmiştir. Bu yaklaşımlar doğrultusunda ve $(d,2n)$ ile (d,p) reaksiyonları için çekirdeğin tek-çift karakteristikleri de dikkate alınarak elde edilen formüller korelasyon katsayıları ile birlikte Çizelge 2-4, 6-8, 10-12, 14-16'da sunulmuştur. Bu formüller sonucunda elde edilen tesir kesitleri ile deneysel değerler Çizelge 1, 5, 9, 13'de karşılaştırılmıştır. Bu çizelgeler incelendiğinde şu açıkça görülüyor ki inelastik etki, Coulomb etkisi ve hedef çekirdeklerin asimetri parametreleri ile birlikte reaksiyonun Q değeri tesir kesitlerini önemli ölçüde değiştirmektedir. Diğer taraftan $(d,2n)$ ve (d,p) nükleer reaksiyonları için hedef çekirdeklerin tek-çift özellikleri de dikkate alınarak elde edilen yarı-ampirik tesir kesiti formüllerinden hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel değerlerle uyumu oldukça iyidir. Yani bu reaksiyonların tesir kesiti değerleri, döteron reaksiyonları için hedef çekirdeklerin çiftlenim etkilerinin de dikkate alınması gerektiğini göstermektedir. sonuç olarak bu döteron reaksiyonları için nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin güçlü bir şekilde asimetri parametresine ve Coulomb potansiyeline bağımlı olduğu görülmüştür. Döteron yüklü bir parçacık olduğundan bir reaksiyonda hedef çekirdeğin Coulomb potansiyelinden etkilenebilir. Bu etkilenme gelen parçacığın enerjisinin hedef çekirdeğin Coulomb potansiyel engelinin yüksekliğinden az veya çok olması ile ilişkilidir. Sonuç olarak döteron reaksiyonları için uyarılma eğrilerinin maksimumunda hiçbir deneysel değer olmadığı ya da birbirleriyle çelişkili değerlerin mevcut olduğu durumlarda, tesir kesitlerinin çabuk ve başarılı bir tahminine önerilen tesir kesiti sistematikleri ile ulaşılabilir.

Tezin ilerleyen bölümlerinde 0-50 MeV enerji aralığında (d,n) , $(d,2n)$, (d,p) , $(d,2p)$, (d,t) ve (d,α) nükleer reaksiyon kanalları için denge ve denge öncesi model hesaplamaları yapılmıştır. Döteronla gerçekleştirilen bu nükleer reaksiyonların hedef çekirdekleri için bazı önemli reaktör yapı malzemeleri seçilmiştir. Aynı zamanda bu hesaplamalarda seviye yoğunluk parametresinin ve eksiton sayısının değişiminin tesir kesitleri üzerine etkisi araştırılmıştır. Tüm bu model hesaplamaları, TENDL kütüphane verileri, önerdiğimiz sistematiklerden elde ettiğimiz tesir kesitleri ve deneysel değerler Şekil 5.31-91'de sunulmuş ve tartışılmıştır.

(d,n) nükleer reaksiyonu için ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{47}\text{Ti}$, ${}^{50}\text{Cr}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{60}\text{Ni}$, ${}^{61}\text{Ni}$, ${}^{64}\text{Zn}$ ve ${}^{66}\text{Zn}$ hedef çekirdeklerin döteronla bombardımanı ile oluşturulan 9 uyarılma fonksiyonu incelenmiştir. Bu reaksiyon kanalı için hafif hedef çekirdekler (${}^6\text{Li}$ ve ${}^7\text{Li}$) ile döteronların etkileşmesinde uyarılma fonksiyonlarının çok belirgin bir maksimumu görünmemektedir. Oysa orta büyüklükteki hedef çekirdeklerin döteronla verdikleri reaksiyonlar incelendiğinde uyarılma fonksiyonlarının 5-9 MeV enerji aralığında belirgin bir maksimuma ulaştığı gözlenmiştir. Hafif hedef çekirdekler için TENDL verileri ve ALICE hesaplamaları birbirinden oldukça farklı tesir kesiti değerlerine sahipken, diğer hedef çekirdekler için özellikle uyarılma fonksiyonlarının maksimumlarında bu fark oldukça azdır. Orta büyüklükteki hedef çekirdekler ile döteron parçacıklarının reaksiyonlarında denge durumu Weisskopf-Ewing model hesaplamaları, yüksek enerjilere doğru gidildikçe belirgin derecede küçük tesir kesiti değerleri vermiştir. Bu hedef çekirdekler için ampirik formüller ile yaptığımız hesaplamalar sonucu elde ettiğimiz tesir kesiti değerleri genel olarak deneysel değerlere yakın sonuçlar vermiştir. Yine bu hedef çekirdekler için farklı seviye yoğunluk parametreleri kullanılarak elde edilen tesir kesitlerinin hemen hemen aynı değerlere sahip olduğu belirlenmiştir. Fakat yüksek enerjilere doğru gidildikçe eksiton sayısının değişimi hesaplanan tesir kesitleri üzerinde büyük değişime neden olmaktadır. (d,n) nükleer reaksiyonları için Hibrid model ile hedef çekirdeklerin yüzey etkilerini dikkate alan GDH model hesaplamaları arasındaki fark oldukça düşüktür. Özellikle ${}^{47}\text{Ti}(d,n)$ ve ${}^{50}\text{Cr}(d,n)$ nükleer reaksiyonları için elde edilen model hesaplamaları ve deneysel değerler kabul edilebilir bir uyuma sahiptir.

(d,2n) nükleer reaksiyonu için ${}^7\text{Li}$, ${}^{45}\text{Sc}$, ${}^{47}\text{Ti}$, ${}^{48}\text{Ti}$, ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{64}\text{Zn}$, ${}^{66}\text{Zn}$, ${}^{89}\text{Y}$ ve ${}^{90}\text{Zr}$ hedef çekirdeklerin döteronla bombardımanı ile oluşturulan 9 uyarılma fonksiyonu incelenmiştir. Bu ${}^7\text{Li}(d,2n)$ reaksiyonu için denge öncesi modellerle elde edilen uyarılma fonksiyonlarının çok açık bir maksimumu görünmemektedir. Diğer hedef çekirdeklerle oluşturulan reaksiyonlar için belirlenen uyarılma fonksiyonlarının maksimumu yaklaşık olarak 13-20 MeV döteron enerji aralığındadır. ${}^7\text{Li}(d,2n)$ reaksiyonu için TENDL tesir kesiti verileri ve diğer veriler oldukça farklı büyüklüklere sahiptir. Orta büyüklükteki hedef çekirdekler ile döteronların reaksiyonlarında deneysel tesir kesitleri ile ALICE hesaplamaları arasında

($^{64}\text{Zn}(d,2n)$ reaksiyonu hariç) genel olarak kabul edilebilir bir uyum vardır. Yine orta büyüklükteki hedef çekirdekler dikkate alınarak yapılan denge durumu Weisskopf-Ewing model hesaplamaları, uyarılma fonksiyonunun maksimumuna eriştiği bölgeden yüksek enerjilere doğru gidildikçe oldukça küçük tesir kesiti değerlerine ulaşmaktadır. Aynı zamanda farklı seviye yoğunluk parametresi ve eksiton sayısı kullanılarak elde edilen tesir kesitleri hemen hemen aynı değerlere sahiptir. Yalnızca gelme enerjisi arttıkça eksiton sayısının değişimi hesaplanan uyarılma fonksiyonları üzerine oldukça küçük etkilere neden olmaktadır. ALICE kodu ile Hibrid model ve çekirdeğin yüzey etkilerini dikkate alan GDH model tesir kesiti hesaplamaları arasındaki fark oldukça azdır.

(d,p) nükleer reaksiyonu için ^7Li , ^9Be , ^{27}Al , ^{50}Cr , ^{54}Cr , ^{55}Mn , ^{58}Fe , ^{59}Co , ^{64}Ni , ^{96}Zr , ^{109}Ag , ^{180}Hf , ^{181}Ta , ^{184}W ve ^{186}W hedef çekirdeklerinin döteronla bombardımanı ile oluşturulan 15 uyarılma fonksiyonu incelenmiştir. İncelenen nükleer reaksiyonlar için 5-20 MeV enerji aralığında hesaplanan uyarılma fonksiyonları genel olarak bir maksimum vermektedir. Bu reaksiyonlar için genel olarak ALICE kodu ile yapılan denge ve denge öncesi model hesaplamaları deneysel değerlerle oldukça farklı sonuçlar vermektedir. ALICE kodu ile hesaplanan tesir kesirlerine bakıldığında yüksek enerjilere doğru gidildikçe eksiton sayısındaki değişim sonuçlar üzerine oldukça etki etmektedir. Eksiton sayısını $n_0=4$ alarak elde edilen denge öncesi tesir kesiti hesaplama sonuçları daha tutarlı görünmektedir. Genel olarak TALYS tabanlı TENDL kütüphanesinden alınan veriler ALICE hesaplamalarına nazaran deneysel verilerle daha yakın büyüklükler göstermektedir. Özellikle büyük Z'li hedef çekirdeklerle döteron etkileşmelerinde Weisskopf-Ewing model hesaplamaları oldukça düşük ve tutarsız tesir kesiti değerleri vermektedir. ALICE kodu ile Hibrid ve GDH model hesaplamaları benzer spektruma sahiptirler. Özellikle tesir kesiti sistematiklerini kullanarak elde edilen sonuçlar deneysel verileri elde etme adına ALICE hesaplamaları ve TENDL verileri ile kıyaslandıklarında oldukça başarılıdır ($^{109}\text{Ag}(d,p)$ reaksiyonu hariç).

(d,2p) nükleer reaksiyonu için ^{27}Al , ^{47}Ti , ^{52}Cr , ^{58}Ni , ^{59}Co , ^{64}Zn , ^{65}Cu ve ^{67}Zn hedef çekirdeklerinin döteronla bombardımanı ile oluşturulan 8 uyarılma fonksiyonu incelenmiştir. $^{52}\text{Cr}(d,2p)$ nükleer reaksiyonu için yapılan hesaplamalar sonucunda elde edilen tesir kesitleri ile deneysel veriler arasındaki uyum oldukça azken diğer

hedef çekirdekler için tam tersi bir durum söz konusudur. Uyarılma fonksiyonları maksimuma ulaştıktan sonra genel olarak hemen hemen sabit ya da çok düşük azalma eğilimine sahiptir. Yüksek gelme enerjilerine doğru çıkıldıkça Weisskopf-Ewing model hesaplamaları ile elde edilen uyarılma eğrileri en düşük sonuçları vermektedir. Eksiton sayısını $n_0=4$ alarak elde edilen uyarılma fonksiyonları özellikle yüksek enerjilerde daha büyük değerlere ulaşmaktadır.

(d,t) nükleer reaksiyonu için ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{50}\text{Cr}$, ${}^{54}\text{Fe}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{75}\text{As}$, ${}^{89}\text{Y}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{107}\text{Ag}$ ve ${}^{197}\text{Au}$ hedef çekirdeklerinin döteronla bombardımanı ile oluşturulan 12 uyarılma fonksiyonu incelenmiştir. ${}^9\text{Be}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{75}\text{As}$ ve ${}^{90}\text{Zr}$ hedef çekirdekleri için hesaplanan (d,t) nükleer reaksiyon tesir kesitleri ile deneysel değerler benzer büyüklüklere sahiptir. Oysa diğer hedef çekirdekler için bu uyum oldukça azdır. Genel olarak TALYS tabanlı TENDL kütüphanesinden alınan tesir kesiti verileri ile ALICE hesaplamalarına ait uyarılma fonksiyonlarının yapısı oldukça farklıdır. Genel olarak değerlendirildiğinde eksiton sayısı ve seviye yoğunluk parametrelerinin değişimi hesaplanan uyarılma eğrileri üzerinde büyük değişiklikler yapmamaktadır. Büyük Z'li hedef çekirdeklerin nükleer reaksiyonlarında denge ile denge öncesi hesaplamalar arasındaki büyüklük farkı daha fazladır. Aynı zamanda genel olarak uyarılma eğrileri bir maksimuma ulaştıktan sonra enerjinin artışı ile tesir kesitleri neredeyse sabittir.

(d, α) nükleer reaksiyonu için ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{46}\text{Ti}$, ${}^{48}\text{Ti}$, ${}^{56}\text{Fe}$, ${}^{66}\text{Zn}$, ${}^{70}\text{Ge}$, ${}^{78}\text{Kr}$ ve ${}^{92}\text{Zr}$ hedef çekirdeklerinin döteronla bombardımanı ile oluşturulan 8 uyarılma fonksiyonu incelenmiştir. (d, α) nükleer reaksiyonları için TALYS tabanlı TENDL kütüphanesinden alınan veriler ile ALICE hesaplamalarına ait verilerin spektrumlarının birbirinden oldukça farklı görünüme sahip olduğu görülmüştür. Özellikle ${}^{24}\text{Mg}(d,\alpha){}^{22}\text{Na}$ nükleer reaksiyonu için GDH model hesaplamaları, ampirik formül tesir kesitleri ve deneysel değerler mükemmel bir uyuma sahiptir. Genel olarak değerlendirdiğimizde (d, α) reaksiyonlarının tesir kesitlerini tahmin etmede ALICE kodu kabul edilebilir bir başarıya sahiptir. Genel olarak uyarılma fonksiyonları için maksimum tesir kesiti aralığı 5-16 MeV civarındadır. Bu enerji aralığından sonra ALICE-ASH ile yapılan hesaplama sonuçlarına göre hızla

azalan uyarılma fonksiyonu belirli bir minimum değerden sonra tekrar artma eğilimine sahiptir.

Sonuç olarak döteronla oluşturulan bu reaksiyonlar için, genelde yüksek gelme enerjilerine doğru gidildikçe denge öncesi model hesaplamaları denge model hesaplamalarına oranla deneysel değerleri tahmin etmede daha başarılıdır. Yine yapılan hesaplamalara bakıldığında, genelde hafif ve ağır çekirdekler için ALICE kodu tesir kesiti hesaplamaları orta büyüklükteki hedef çekirdekler için yapılan hesaplamalara oranla daha başarısızdır. Aynı zamanda eksiton sayısının değişiminin tesir kesitleri üzerine etkilerinin özellikle artan enerjilerde daha baskın olduğu gözlenmiştir. 8 MeV'in ötesindeki enerjilerde denge öncesi süreçler baskın olduğundan eksiton sayısındaki değişim ile tesir kesitlerindeki değişim daha hissedilirdir. Sonuç olarak eksiton sayısının denge öncesi süreçlerde uyarılma fonksiyonlarının yapısını değiştiren önemli bir nicelik olduğu gözlenmiştir. Genel olarak eksiton sayısını 4 (üç parçacık bir deşik) olarak yapılan denge öncesi hesaplamaları, 6 (dört parçacık iki deşik) olarak yapılan hesaplamalara oranla deneysel değerlere daha yakın tesir kesitleri vermektedir. Aynı zamanda seviye yoğunluk parametrelerinin farklı kombinasyonlarını kullanarak elde ettiğimiz tesir kesitleri genelde dikkate değer farklılıklar göstermemiştir. ALICE bilgisayar kodu ile Hibrid model ve hedef çekirdeğin yüzey etkilerini dikkate alan GDH model tesir kesiti hesaplamaları arasındaki farkın genelde çok belirgin olmadığı gözlenmiştir. Ağır çekirdeklerde Weisskopf-Ewing model hesaplamalarının oldukça düşük ve deneysel değerlerden farklı olduğu gözlenmiştir. Sonuçta bilinmeyen tesir kesitlerinin tahmininde nükleer model hesaplamaları ve sistematikleri başarılı bir şekilde uygulanabilir.

KAYNAKLAR

- Abramovich, S. N., Generalov, L. N., Gyzhovskiy, B. Ya., Protopopov, V. N., Solodovnikov, A. P., and Chulkov, V. V. (1993). Total Cross Sections Reactions F-19(D,T)F-18 Measurements. *43. Int. Conf. Nuclear Spectroscopy Nuclear Structure*, Dubna 1993 p.249.
- Abramovich, S. N., Guzhovskij, B. Ja., Zvenigorodskij, A. G., Trusillo, S. V., and Dunaeva, S. A. (1986). The investigation of the ^9Be high excited states in the $^6\text{Li}(t,p)^8\text{Li}$ and $^7\text{Li}(d,p)^8\text{Li}$ reactions. *Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauk*, 50, 65.
- Ait-Tahar, S. (1987). The systematics of (n, p) cross sections for 14 MeV neutrons, *Nuclear Physics*, 13, 121-125.
- Aleksandrov, Ju. A., Aprelev, M. V., Zarubin, P. P., Padalko, V. Ju., Podkopaev, Ju. N., and Khrisanfov, Ju. V. (1975). Excitation functions for the ground states of Tc-95 and Tc-94 for (d,n) and (d,2n) reactions. *Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauk*, 39, 2127.
- Andelin, R. L. (1964). Excitation functions for the $^{184}\text{W}(d,p)^{185}\text{W}$, $^{186}\text{W}(d,p)^{187}\text{W}$, and $^{184}\text{W}(d,2n)^{184}\text{Re}$ reactions; and half-lives of ^{185}W and ^{187}W . *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 26, 1117.
- Anders, B., Herges, P., and Scobel, W. (1981). Excitation functions of nuclear reactions producing ^{11}C . *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 301, 353-361.
- Anders, O. U., Meinke, W. W. (1960). Absolute (d, α)-Reaction cross sections of Zirconium, Molybdenum, Titanium, and Sulfur. *Physical Review*, 120, 2114-2119.
- Atzeni, S. and Meyer-ter-Vehn, J. (2004). *The Physics of Inertial Fusion* (First Edition). Oxford: Clarendon Press, 27-29.
- Avrighianu, M., Avrighianu, V., Bem, P., Fischer, U., Honusek, M., Koning, A. J., Mrazek, J., Simeckova, E., Stefanik, M., and Zavorka, L. (2013). Low-energy deuteron-induced reactions on ^{93}Nb . *Physical Review C*, 88, 014612.
- Baron, N., Cohen, B. L. (1963). Activation cross-section survey of deuteron-induced reactions. *Physical Review C*, 129, 2636.
- Batij, V. G., Baskova, K. A., Rakivnenko, Ju. N., Rastrepin, O. A., Skakun, E. A., Chugaj, T. V., Shavtvalov, L. Ja. (1984). Excitation function of (d,p) and (d,2n) reactions induced by deuterons in the stibium isotopes. *34. Conf. on Nucl. Spectrum A. Nuclear Structure*, Alma-Ata, p.356.
- Belgaid, M., Asghar, M. (1998). Semi-empirical systematics of (n,p) reaction cross sections for 14,5 MeV neutrons. *Applied Radiation and Isotopes*, 49, 1497-1503.

- Bem, P., Simeckova, E., Honusek, M., Fischer, U., Simakov, S. P., Forrest, R. A., Avrigeanu, M., Obreja, A. C., Roman, F. L., and Avrigeanu, V. (2009). Low and medium energy deuteron-induced reactions on ^{27}Al . *Physical Review*, 79, 044610.
- Bertrand, F., Grenier, G., Pernet, J. (1968). Investigation of the reactions $^9\text{Be}(d,\alpha)^7\text{Li}$, $^9\text{Be}(d,\alpha)^7\text{Li}^*$, $^9\text{Be}(d,t)^8\text{Be}$ and $^9\text{Be}(d,p)^{10}\text{Be}$ in the energy interval from 300 keV to 1000 keV. *Report: Centre d'Etudes Nucleaires, Saclay Reports*. France. No.3504.
- Betancourt, I. D., Nassiff, S. J. (1969). Excitation functions for deuteron induced reactions on tantalum. *Radiochimica Acta*, 12, 206.
- Bissem, H. H., Georgi, R., Scobel, W., Ernst, J., Kaba, M., RamaRao, J., and Strohe, H. (1980). Entrance and exit channel phenomena in d- and He³-induced preequilibrium decay. *Physical Review C*, 22, 1468.
- Bisplinghoff, J., Ernst, J., Kuckuk, T. M., Jahn, P., and Boericke, C. M. (1974). Analysis of (particle,xn) reactions on tantalum and gold. *Nuclear Physics*, 228, 180.
- Blann, M. (1971). Hybrid model for pre-equilibrium decay in nuclear reactions. *Physical Review Letters*, 27, 337–340.
- Blann, M., Vonach, H. K. (1983). Global test of modified pre-compound decay models. *Physical Review C*, 28, 1475–1492.
- Bock, R. (1961). Determination of the compound nucleus and stripping component of (d,p) and (d,n) reactions of Zr and Zr-96. *Zeitschrift fuer Physik*, 164, 546.
- Brill, O. D., (1965). Cross sections of the reactions He-3 with light nuclei. *Yadernaya Fizika*, 1, 55.
- Broeders, C. H. M., Konobeyev, A. Yu. (2007). Systematics of (p, α) (p,n α) (p,np) reaction cross-sections. *Applied Radiation and Isotopes*, 65(11), 1249-64.
- Broeders, C. H. M., Konobeyev, A. Yu., Korovin, Yu. A., Lunev, V. P., and Blann, M. (2006). ALICE/ASH—pre-compound and evaporation model code system for calculation of excitation functions, energy and angular distributions of emitted particles in nuclear reactions at intermediate energies, *FZK*, 7183.
- Burgus, W. H., Cowan, G. A., Hadley, J. W., Hess, W., Shull, T., Stevenson, M. L., and York, H. F. (1954). Cross sections for the reactions $\text{Ti}48(d,2n)\text{V}48$, $\text{Cr}52(d,2n)\text{Mn}52$ and $\text{Fe}56(d,2n)\text{Co}56$. *Physical Review*, 95, 750.
- Carver, J. H., Jones, G. A. (1961). (N-Z) dependence of radiative deuteron capture cross-sections. *Nuclear Physics*, 24, 607.

- Chen, K. L., Miller, J. M. (1964). Comparison between reactions of alpha particles with Scandium-45 and deuterons with Titanium-47. *Physical Review*, 134, 1269-1280.
- Chevarier, A., Chevarier, N., Demeyer, A., and Duc, T. M. (1971). Reactions on gold by 10 to 70 MeV deuterons. *Journal de Physique*, 32, 483.
- Cline, C. K. (1971). Reaction mechanisms and shell structure effects in Fe-54+Li-6 and Ni-58+d reactions. *Nuclear Physics*, 174, 73.
- Coetzee, P. P., Peisach, M. (1972). Activation cross sections for deuteron-induced reactions on some elements of the first transition series, up to 5.5 MeV. *Radiochimica Acta*, 17,1.
- Cogneau, M., Gilly, L. J., and Cara, J. (1967). Absolute cross sections and excitation functions for deuteron-induced reactions on the nickel isotopes between 2 and 12 MeV. *Nuclear Physics A*, 99, 686–694.
- Cogneau, M., Gilly, L. J., and Cara, J. (1966). Absolute cross sections and excitation functions for deuteron induced reactions on chromium between 2 and 12 MeV. *Nuclear Physics*, 79, 203.
- Daraban, L., Abbas, K., Simonelli, F., Rebeles, R. A., and Gibson, N. (2008). Experimental study of excitation functions for the deuteron induced reactions Zn-64(d,2P)Cu-64 and Zn-64(d,an)Cu-61 using the stacked-foil technique. *Applied Radiation and Isotopes*, 66, 261.
- Daraban, L., Rebeles, R. A., and Hermanne, A. (2009). Study of the excitation function for the deuteron induced reaction on $^{64}\text{Ni}(d,2n)$ for the production of the medical radioisotope ^{64}Cu . *Applied Radiation and Isotopes*, 67, 506.
- DeWaal, T. J., Peisach, M., and Pretorius, R. (1971). Activation cross sections for deuteron-induced reactions on calcium isotopes up to 5.5 MeV. *Radiochimica Acta*, 15, 123.
- Ditroi, F., Tarkanyi, F., Takacs, S., Hermanne, A., Baba, M., and Ignatyuk, A. V. (2010). Investigation deuteron-induced reactions on cobalt. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 268, 2571.
- Ditroi, F., Tarkanyi, F., Takacs, S., Hermanne, A., Yamazaki, H., Baba, M., Mohammadi, A., and Ignatyuk, A. V. (2011). Activation cross-sections of deuteron induced nuclear reactions on manganese up to 40 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 269, 1878.
- Doczi, R., Takacs, S., Tarkanyi, F., Scholten, B., and Qaim, S. M. (2000). Possibility of production of ^{81}Rb via $^{80}\text{Kr}(d,n)$ reaction at a small cyclotron. *Radiochimica Acta*, 88, 135.

- Duc, M. T. M. , Tousset, J., and Perrin, M. F. (1968). Excitation function of reactions induced on terbium by 26.9 MeV deuterons. *Comptes Rendus Serie B Physique*, 266, 100.
- Durgu, C. (2010). *Optik model kullanarak 14-15 mev'lik nötronlarla oluşturulan trityum üretim reaksiyonlari için yeni tesir kesiti formüllerinin geliştirilmesi*, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Flores, J. M. (1962). Excitation function of the $^{27}\text{Al}(d,p)^{28}\text{Al}$ reaction between 2.2 and 12.6 MeV. *Physical Review*, 127, 1246.
- Fuying, Z., Zhenlan, T., and Zhenxia, W. (1983). Measurements of excitation functions for $\text{Ni-58}(d,a)$, $\text{Ni-58}(d,a+n)$ and $\text{Ni-58}(d,t)$. *Chinese Journal of Nuclear Physics*, 5, 166.
- Gamma, A. M. L, Nassiff, S. J. (1973). Excitation functions for deuteron-induced reactions on ^{89}Y . *Radiochimica Acta*, 19, 161.
- Generalov, L. N., Abramovich, S. N. (2000). Zvenigorodskii A.G.: $^9\text{Be}(d,p0,1)$ and $^9\text{Be}(d,t0)$ reaction cross sections. *Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauk*, 64, 440.
- Gilly, J. L., Henriet, G. A., Alves, M. P., and Capron, P. C. (1963). Absolute cross sections and excitation functions for (d,p) and (d,2n) reactions on ^{55}Mn , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{66}Zn , and ^{68}Zn between 3 and 11.6 MeV. *Physical Review*, 131, 1727.
- Guzhovskij, B. Ja., Abramovich, S. N., Zvenigorodskij, A. G., Slepcev, G. N., and Trusillo, S. V. (1980). Cross sections of Be-7 producing for the interactions of deuterons and tritons with lithium isotopes. *Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauk*, 4(9),1983.
- Habbani, F. I., Osman K. T. (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*, 54, 283-290.
- Hauser, W., Feshbach, H. (1952). The inelastic scattering of neutrons. *Physical Review C*, 87, 366–373.
- Heft, R. E., Libby, W. F. (1955). Absolute Cross Sections for Deuterons on Beryllium. *Physical Review*, 100, 799–813.
- Hermanne, A., Adam-Rebeles, R., Tarkanyi, F., Takacs, S., Takacs, M. P., Csikai, J., and Ignatyuk, A. (2012). Cross sections of deuteron induced reactions on ^{45}Sc up to 50 MeV: Experiments and comparison with theoretical codes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 270, 106.
- Herman, M., Capote, R., Carlson, B. V., Oblozinsky, P., Sin, M., Trkov, A., Wienke, H., and Zerkin, V. (2007). EMPIRE: nuclear reaction model code system for data evaluation. *Nuclear Data Sheets*, 108, 2655–2715.

- Hermanne, A., Daraban, L., Tarkanyi, F., Takacs, S., Ditroi, F., Ignatyuk, A., Rebeles, R. A., and Baba, M. (2009). Excitation functions for some W, Ta and Hf radionuclides obtained by deuteron irradiation of ^{181}Ta up to 40 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 267, 3293-3301.
- Hermanne, A., Takacs, S., Tarkanyi, F., and Bolbos, R. (2004). Experimental cross section for charged particle production of the therapeutic radionuclide ^{111}Ag and its PET imaging analogue $^{104m,g}\text{Ag}$. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 217, 193-201.
- Hilgers, K., Qaim, S. M., and Coenen, H. H. (2004). New cross section data for production of the therapeutic radionuclides ^{64}Cu , ^{140}Nd , and ^{192}Ir . *Conf. on Nuclear Data for Science and Technology*, 769, 1631-1633.
- Ishioka, N. S., Watanabe, S., Osa, A., Koizumi, M., Matsuoka, H., and Sekine, T. (2002). Excitation functions of rhenium isotopes on the $\text{natW}(d,xn)$ reactions and production of No-carrier-added ^{186}Re . *Journal of Nuclear Science and Technology*, 2, 1334.
- İnternet: *EXFOR/CSISRS (Experimental Nuclear Reaction Data)*, Web: <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm> 6 Haziran 2013'de alınmıştır.
- Klein, A. T. J., Roesch, F., and Qaim, S. M. (2000). Investigation of $\text{Cr-50}(d,n)\text{Mn-51}$ and $\text{nat-Cr}(p,x)\text{Mn-51}$ processes with respect to the production of the positron emitter Mn-51. *Radiochimica Acta*, 88, 253.
- Koning, A. J., Hilaire, S., and Duijvestijn, M. C. (2008). TALYS-1.0. In: Bersillon, O., Günsing, F., Bauge, E., Jacqmin, R., Leray, S. (Eds.), Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. April 22–27, 2007, Nice, France, EDP Sciences, pp. 211–214.
- Koning, A. J., Rochman, D., van der Marck, S. C., Kopecky, J., Sublet, J. Ch., Pomp, S., Sjostrand, H., Forrest, R., Bauge, E., and Henriksson, H. (2012). TENDL-2012: TALYS-based Evaluated Nuclear Data Library, <http://www.talys.eu/tendl-2012/>.
- Korovin, A. Yu., Konobeyev A. Yu. (1995). Semiempirical systematics of (n,p) reaction cross sections at the energy of 14.5 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 103, 15-22.
- Krane, K. S. *Nükleer Fizik-II*, (çev. B. Şarer). Palme Yayıncılık, (Eserin orijinali 2001'de yayımlandı).
- Kumabe, I., Fukuda, K. J. (1987). Empirical formulas for 14-MeV (n, p) and (n, α) cross sections. *Nuclear Science and Technology*, 24(10), 839-843.

- Lalli, M. E., Wasilevsky, C., Usher, O. R. H., and Nassiff, S. J. (1976). Excitation functions and isomeric ratios For the isomeric pair 106-M-Ag and 106-G-Ag in the 107Ag (D,T) reaction. *Radiochimica Acta*, 23, 107.
- Lessler, R. M., Gibson, W. M., and Glass, R. A. (1966). Radiative capture, particle emission and fission in heavy nuclei. *Nuclear Physics*, 81, 401-416.
- Levkovskii, V. N. (1964). *Soviet Physics-JETP*. 18, 213.
- Long, X., Peng, X., and He, F. (1985). Activation cross-sections of Au-197 with deuterons. *Inst. of Nuclear Science and Technology, Sichuan U. Reports* No.001
- Macklin, R. L., Banta, H. E. (1955). Tritium production from lithium by deuteron bombardment. *Physical Review*, 97, 753–757.
- Manokhin, V. N., Odano, N., and 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.
- Mashnik, S. G. (1995). User Manual for the Code CEM95. Joint Institute for Nuclear Research, Dubna.
- McClenahan, C. R., Segel, R. E. (1975). Cross sections for the ${}^7\text{Li}(d,p){}^8\text{Li}$, ${}^6\text{Li}({}^3\text{He},n){}^8\text{B}$, ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$, and ${}^6\text{Li}(d,n){}^7\text{Be}$ reactions. *Physical Review C*, 11, 370–382.
- Mercader, R. C., Caracoche, M. C., and Mocoroa, A. B. (1972). Excitation functions for the production of 90Nb and 88Y by irradiation of zirconium with deuterons. *Zeitschrift fuer Physik*, 255, 103.
- Meyerhof, W. E. (1967). Elements of Nuclear Physics. New York: McGraw-Hill series, 171-212.
- Michel, R., Galas, M. (1983). Deuteron induced reactions on cobalt. *Applied Radiation and Isotopes*, 34, 1325.
- Mito, A., Komura, K., Mitsugashira, T., and Otozai, K. (1969). Excitation functions for the (d,p) reactions on 96Ru, 102Ru and 104Ru. *Nuclear Physics A*, 129 (1), 165.
- Okamura, H., Tamagawa, S. (1971). Excitation functions for the deuteron-induced reactions on Cu-63 and Cu-65. *Nuclear Physics A*, 169,401.
- Osetinskij, G. M., Sikora, B., Tyke, Ja., and Fryshchin, B. (1970). The investigation of Li-7(d,n)Be-8 reaction. *Report: Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Reports* No.5143.

- Otozai, K., Kuze, S., Okamura, H., Mito, A., Nishi, T., and Fujiwara, I. (1968). Excitation functions for deuterium-induced reactions. *Nuclear Physics A*, 107, 427-435.
- Qaim, S. M. (2010). Radiochemical determination of nuclear data for theory and applications. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 284, 489-505.
- Qaim, S. M., Ollig, H., and Blessing, G. (1982). A comparative investigation of nuclear reactions leading to the formation of short-lived P-30 and optimization of its production via the Al-27(a,n)P-30 process at a compact cyclotron. *Applied Radiation and Isotopes*, 33, 271.
- Qichang, L., Zongxi, Wu., Naigong, Z., and Zongren, S. (1977). Cross sections for Li-6, Li-7 and O-16 (d,n) reactions with incident energies 3.70 And 5.03 MeV. *Atomic Energy Science and Technology*, 11, 10.
- Radicella, R., Rodriguez, J., Baro, G. B., and Hittmair, O. (1958). Yield of nuclear reaction $^{27}\text{Al}(d,2p)^{27}\text{Mg}$. *Zeitschrift fuer Physik*, 150, 653.
- Randa, Z. (1976). Excitation functions and yields of (D,N) and (D,2N) reactions on natural molybdenum. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 38, 2289-2295.
- Randa, Z., Svoboda, K. (1977). Excitation functions and yields of the (D,P) reactions on natural molybdenum for deuteron energies less than 13 MeV. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 39, 2121.
- Reimer, P. (2002). Fast neutron induced reactions leading to activation products: selected cases relevant to development of low activation materials, transmutation and hazard assessment of nuclear wastes, University of Cologne, PhD thesis, Cologne, 1.
- Reshid, T. S. (2009). *Ta, Pb, Bi, W, Th, Pa, U ve Pu elementlerinin 0–20 MeV enerji aralığındaki nötronla oluşturulan reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanması*, Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Roehm, H. F., Steyn, J., Rautenbach, W. L., and Verwey, C. J. (1970). Excitation function for the $^{109}\text{Ag}(d,2n)^{109}\text{Cd}$ reaction. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 32, 1413-1417.
- Roehm, H. F., Verwey, C. J., Steyn, J., and Rautenbach, W. L. (1969). Excitation functions for the $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$, $^{26}\text{Mg}(d, \alpha)^{24}\text{Na}$ and $^{27}\text{Al}(d, \alpha p)^{24}\text{Na}$ reactions. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 31, 3345-3356.
- Rao, J. R., Ernst, J., and Machner, H. (1986). Comparative study of d- and Li-6-induced reactions on Th-232 in terms of breakup and preequilibrium processes. *Nuclear Physics A*, 448, 365–380.

- Scholten, B., Takacs, S., Kovacs, Z., Tarkanyi, F., and Qaim, S. M. (1997). Excitation function of deuteron induced reactions on ^{123}Te : relevance to the production of ^{123}I and ^{124}I at low and medium sized cyclotrons. *Applied Radiation and Isotopes*, 48, 267-271.
- Scholten, B., Takacs, S., Tarkanyi, F., Coenen, H. H., and Qaim, S. M. (2004). Excitation functions of deuteron induced nuclear reactions on enriched ^{78}Kr with particular relevance to the production of ^{76}Br . *Radiochimica Acta*, 92, 203-207.
- Serov, V. I., Pereshivkii, V. A., Andreev, M. F., and Aver'yanov, I. K. (1962). Investigation of the reaction $\text{Be}^9(\text{d}, \text{t})\text{Be}^8$. *The Soviet Journal of Atomic Energy*, 11, 1084-1086.
- Simeckova, E., Bem, P., Honusek, M., Stefanik, M., Fischer, U., Simakov, S. P., Forrest, R. A., Koning, A. J., Sublet, J. C., Avrigeanu, M., Roman, F. L., and Avrigeanu, V. (2011). Low and medium energy deuteron-induced reactions on $^{63,65}\text{Cu}$ nuclei. *Physical Review C*, 84, 014605.
- Sitenko, A. G. (1959). Interaction of deuterons with nuclei. *Soviet Physics Uspekhi*, 67(2), 377-444.
- Steyn, J., Meyer, B. R. (1973). Production of ^{67}Ga by deuteron bombardment of natural zinc. *Applied Radiation and Isotopes*, 24, 369.
- Strohmaier, B., Uhl, M. (1980). International Energy Agency Report IAEA-SMR-43, 313.
- Sudar, S., Qaim S. M. (1994). Excitation functions of proton and deuteron induced reactions on iron and alpha-particle induced reactions on manganese in the energy region up to 25 MeV. *Physical Review C*, 50, 2408-2419.
- Takacs, S., Azzam, A., Sonck, M., Szelecsenyi, F., Kovacs, Z., Hermanne, A., and Tarkanyi, F. (1999). Excitation function of $^{122}\text{Te}(\text{d}, \text{n})^{123}\text{I}$ nuclear reaction: production of ^{123}I at a low energy cyclotron. *Applied Radiation and Isotopes*, 50, 535-540.
- Takacs, S., Tarkanyi, F., Hermanne, A., and Rebeles, R. A. (2010). Activation cross sections of deuteron-induced nuclear reactions on hafnium. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 268, 3443.
- Tarkanyi, F., Hermanne, A., Takacs, S., Ditroi, F., Kiraly, B., Kovalev, S. F., and Ignatyuk, A. V. (2008). Experimental study of the $^{165}\text{Ho}(\text{d}, 2\text{n})$ and $^{165}\text{Ho}(\text{d}, \text{p})$ nuclear reactions up to 20 MeV for production of the therapeutic radioisotopes ^{165}Er and ^{166}gHo . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 266, 3529.

- Tarkanyi, F., Takacs, S., Ditroi, F., Hermanne, A., Sonck, M., and Shubin, Y. (2004). Excitation functions of deuteron induced nuclear reactions on natural zinc up to 50 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 217, 531-550.
- Tarkanyi, F., Takacs, S., Hermanne, A., Winkel, P. V. D., Zwart R. V., Skakun, Ye. A., Shubin, Yu. N., and Kovalev, S. F. (2005). Investigation of the production of the therapeutic radioisotope In-114m through proton and deuteron induced nuclear reactions on cadmium. *Radiochimica Acta*, 93, 561.
- Tel, E. (2000). *Denge ve dengeöncesi reaksiyon modelleri kullanılarak uyarılma fonksiyonlarının ve diferansiyel tesir kesitlerinin hesaplanması*, Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Tel, E., Aydın, A., and Tanır, G. (2007). Investigation of the pairing effect using newly evaluated empirical studies for 14–15 MeV neutron reaction cross sections. *Physical Review C*, 75, 034614.
- Tel, E., Yiğit, M., and Tanır, G. (2012). Study on (n,t) Reactions of Zr, Nb and Ta Nuclei. *Journal of Fusion Energy*, 31, 184-190.
- Tel, E., Yiğit, M., and Tanır, G. (2013). Cross sections calculations of (d,t) nuclear reactions up to 50 MeV. *Journal of Fusion Energy*, 32, 273-277.
- Tel, E., Akca, S., Kara, A., Yiğit, M., and Aydın, A. (2013). (p, α) reaction cross sections calculations of Fe and Ni target nuclei using new developed semi-empirical formula. *Journal of Fusion Energy*, 32, 531-535.
- Tel, E., Aydın, E. G., Aydın A., Kaplan, A., Bölükdemir, M. H., and Okuducu, Ş. (2010). Investigation of Coulomb and Pairing Effects Using New Developed Empirical Formulas for Proton-Induced Reaction Cross Sections. *Physics of Atomic Nuclei*, 73, 412-419.
- Trkov, A. (2005). Status and perspective of nuclear data production, evaluation and validation. *Nuclear Engineering And Technology*, 37, 11-24.
- Uhl, M., Strohmaier, B. (1976). Computer Code for Particle Induced Activation Cross Section and Related Quantities, Report 76/01, Vienna.
- Vysotskij, O. N., Gorpnich, O. K., Zaritskij, V. S., Kondratyev, S. N., Prokopenko, V. S., Rakitin, S. B., Sklyarenko, V. D., Stepanenko, V. A., and Tokarevskij, V. V. (1990). Excitation Functions of ${}^6\text{Li}(\text{D},\text{N}){}^7\text{Be}$ and ${}^7\text{Li}(\text{D},2\text{N}){}^7\text{Be}$. *Conf. 40. Conf. Nuclear Spectroscopy Nuclear Structure*, Leningrad, 338.
- Weisskopf, V. F., Ewing, D. H. (1940). On the yield of nuclear reactions with heavy elements. *Physical Review*, 57, 472.

- Weixiang, Y., Hanlin, L., Wenrong, Z., Yiwu, Z., and Xialin, Y. (1989). The excitation functions of the Ag-107(d,2n) and (d,p) reactions. *Beijing Nat. Tandem Accel. Lab., Prog. Report No.103*
- West, H. I., Lanier, R. G., Mustafa, M. G., Nuckolls, R. N., Frehaut, J., Adam, A., and Philis, C. A. (1989). Proton and deuteron excitation functions for Eu-151 and Eu-153. *Report: Brookhaven National Laboratory Reports, 42382, 87.*
- West, H. I., Nuckolls, R. M., Hudson, B., Ruiz, B., Lanier, R. G., and Mustafa, M. G. (1993). Bromine and iodine excitation-function measurements with protons and deuterons at 3-17 MeV. *Physical Review C, 47, 248.*
- West, H. I., Lanier, R. G., and Mustafa, M. G. (1993). Excitation Functions for the Nuclear Reactions on Titanium Leading to the Production of ^{48}V , ^{44}Sc , and ^{47}Sc , by Proton, Deuteron and Triton Irradiations at 0-35 MeV. Report: University of California, Lawrence Radiation Laboratory, (Berkeley and Livermore) No. 115738(3), 1.
- Williams, D. C., Irvine, J. W. (1963). Nuclear excitation functions and thick-target yields: Zn+d and Ar-40(d,alpha). *Physical Review, 130, 265-271.*
- Wolegang, R. L., Libby, W. F. (1952). Absolute Excitation Function of the $\text{Be}^9(\text{d},\text{t})$ Reaction. *Physical Review, 85, 437-440.*
- Yalçiner, E. G. (2008). *Proton hızlandırıcılarının nükleer uygulama alanları ile protonlarla oluşturulan nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin incelenmesi*, Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Young, P. G., Arthur, E. D., and Chadwick, M. B. (1992). International Centre for Theoretical Physics Workshop on Computation and Analysis of Nuclear Data Relevant to Nuclear Energy and Safety (Italy) H4.SMR614/1.
- Yiğit, M. (2008). *Bazı ağır çekirdeklerin (n,f) tesir kesitlerinin hesaplanması*, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Yiğit, M., Tel, E., and Kara, A. (2013). Deuteron induced (d,p) and (d,2p) nuclear reactions up to 50 MeV. *Journal of Fusion Energy, 32, 362-370.*
- Yiğit, M., Tel, E., and Tanır, G. (2013a). Calculations of proton emission cross sections in deuteron induced reactions of some fusion structural materials. *Journal of Fusion Energy, 32, 317-321.*
- Yiğit, M., Tel, E., and Tanır, G. (2013b). Calculations of (n, α) cross sections on some structural fusion materials for fusion reactor technology. *Journal of Fusion Energy, 32, 336-343.*
- Yiğit, M., Tel, E. (2013). Alpha production cross sections for some target fusion structural materials up to 35 MeV. *Journal of Fusion Energy, 32, 442-450.*
- Yiğit, M., Tel, E. (2014a). Theoretical study of deuteron induced reactions on ^6Li , ^7Li , ^9Be and ^{19}F targets. *Kerntechnik. 79, 63-69.*

- Yiğit, M., Tel, E. (2014b). Nuclear model calculation for production of ^{18}F , ^{22}Na , $^{44,46}\text{Sc}$, ^{54}Mn , ^{64}Cu , ^{68}Ga , ^{76}Br and ^{90}Y radionuclides used in medical applications. *Annals of Nuclear Energy*, 69, 44-50.
- Zaman, M. R., Spellerberg, S., and Qaim, S. M. (2003). Production of ^{55}Co via the $^{54}\text{Fe}(d,a)$ -process and excitation functions of $^{54}\text{Fe}(d,t)^{53}\text{Fe}$ and $^{54}\text{Fe}(d,a)^{52m}\text{Mn}$ reactions from threshold up to 13.8 MeV. *Radiochimica Acta*, 91, 105.
- Zavorka, L., Simeckova, E., Honusek, M., and Katovsky, K. (2011). The activation of Fe by deuterons at energies up to 20 MeV. *Journal of the Korean Physical Society*, 59, 1961.
- Zhenlan, T., Fuying, Z., Huiyuan, Q., and Gongqing, W. (1981). Excitation functions for W-182-186 (d,2n) Re-182-186 and W-186(d,p)W-187 reactions. *Chinese Journal of Nuclear Physics*, 3, 242.
- Zhenlan, T., Fuying, Z., Huiyuan, Q., and Gongqing, W. (1984). Excitation function of deuteron induced reactions on natural iron. *Atomic Energy Science and Technology*, 18, 506.
- Zwieglinski, B. (1975). Direct and resonance processes in $^9\text{Be}(d, p)^{10}\text{Be}$ and $^9\text{Be}(d, t)^8\text{Be}$ at low energies. *Nuclear Physics A.*, 250, 93–105.

ÖZGEÇMİŞ

Eğitim Derecesi	Okul/Program
Doktora	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü
Lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü
Lise	Gazi Lisesi



İş Deneyimi, Yıl	Çalıştığı Yer	Görev
2009-2014	Aksaray Üniv.	Araş. Gör.
2014-	Aksaray Üniv.	Araş. Gör. Dr

Yabancı Dili

İngilizce (77,5)

YAYINLAR

Uluslararası hakemli dergilerde yayınlanan makaleler (SCI tarafından taranan dergiler):

1. M. Yiğit, E. Tel, "Nuclear Model Calculation for Production of ^{18}F , ^{22}Na , $^{44,46}\text{Sc}$, ^{54}Mn , ^{64}Cu , ^{68}Ga , ^{76}Br and ^{90}Y Radionuclides Used in Medical Applications", *Annals of Nuclear Energy*, 69, 44-50 (2014).
2. M. Yiğit, E. Tel, "Theoretical Study of Deuteron Induced Reactions on $^{6,7}\text{Li}$, ^9Be and ^{19}F Targets", *Kerntechnik*, 79(1), 63-69 (2014).
3. E. Tel, S. Akça, A. Kara, M. Yiğit, A. Aydın, "(p, α) Reaction Cross Sections Calculations of Fe and Ni Target Nuclei Using New Developed Semi-empirical Formula", *Journal of fusion energy*, 32(5), 531-535 (2013).
4. M.E. Korkmaz, M. Yiğit, O. Açar, "Burnup Calculations Using Serpent Code in Accelerator Driven Thorium Reactors" *Kerntechnik*, 78(3), 193-197 (2013).

5. M. Yiğit, E. Tel, “Alpha Production Cross Sections for Some Target Fusion Structural Materials up to 35 MeV”, *Journal of fusion energy*, 32(4), 442-450 (2013).
6. M. Yiğit, E. Tel, A. Kara, “Deuteron Induced (d,p) and (d,2p) Nuclear Reactions up to 50 MeV”, *Journal of fusion energy*, 32(3), 362-370 (2013).
7. M. Yiğit, E. Tel, G. Tanır, “Calculations of (n, α) Cross Sections on Some Structural Fusion Materials for Fusion Reactor Technology”, *Journal of fusion energy*, 32(3), 336-343 (2013).
8. M. Yiğit, E. Tel, G. Tanır, “Calculations of Proton Emission Cross Sections in Deuteron Induced Reactions of Some Fusion Structural Materials”, *Journal of fusion energy*, 32(3), 317–321 (2013).
9. E. Tel, M. Yiğit, G. Tanır, “Cross Sections Calculations of (d,t) Nuclear Reactions up to 50 MeV”, *Journal of fusion energy*, 32(2), 273-277 (2013).
10. E. Tel, M. Yiğit, G. Tanır, “Study on (n,t) Reactions of Zr, Nb and Ta Nuclei”, *Journal of fusion energy*, 31(2), 184-190 (2012).

Uluslararası hakemli dergilerde yayınlanan makaleler (Diğer dergiler):

1. M.E. Korkmaz, M. Yiğit, O. Açar, “Investigation of Reactions of $^{10,11}\text{B}$ with Protons and Neutrons of 0-30 MeV Incoming Energy Using Nuclear Models”, *Balkan Physics Letters*, 20, 201035, 293-300 (2012).

Ulusal hakemli dergilerde yayınlanan makaleler:

1. M.E. Korkmaz, O. Açar, M. Yiğit, “Hızlandırıcı Güdümlü Toryum Reaktöründe Serpent Monte Carlo Kodu Kullanılarak Yanma Oranı Hesaplamaları”, *Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi*, 28(4), 309-314 (2012).
2. M. Yiğit, M.E. Korkmaz, M. Günay, B. Şarer, “1-20 MeV Enerji Aralığında $^{230,232}\text{Th}$ ve $^{236,238,239,240,241,242,244}\text{Pu}$ Çekirdeklerinin Nötronlarla Oluşturulan Fiyon Tesir Kesitlerinin Hesaplanması”, *Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Dergisi*, 5(1), 81-89 (2010).

3. M. Yiğit, M.E. Korkmaz, M. Günay, B. Şarer, “ $^{234-238}\text{U}$ ve $^{231,233}\text{Pa}$ Çekirdeklerinin (n,f) Tesir Kesitlerinin Hesaplanması”, *Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi*, 25(1-2), 197-207 (2009).

Uluslararası bilimsel toplantılarda sunulan ve bildiri kitabında (Proceedings) basılan bildiriler:

1. M.E. Korkmaz, O. Açar, M. Yiğit, “The Comparison of SFR’s Burnup Characteristics for Different Cross Section Libraries”, *29th International Physics Congresss, Turkish Physical Society, Bodrum/Türkiye*, (2012).
2. M.E. Korkmaz, O. Açar, M. Yiğit, “The Investigation of Burnup Characteristic Using Serpent Monte Carlo Code for Sodium Cooled Fast Reactor”, *NURER, İstanbul/Türkiye*, (2012).
3. M.E. Korkmaz, O. Açar, M. Yiğit, “Monte Carlo Calculations Using Serpent Code in Accelerator Driven Thorium Reactor”, *NURER, İstanbul/Türkiye*, (2012).
4. M.E. Korkmaz, M. Yiğit, O. Açar, “Nükleer Modeller Kullanılarak 0-30 MeV Gelme Enerjili Proton ve Nötronlarla $^{10,11}\text{B}$ ’in Reaksiyon Tesir Kesitlerinin İncelenmesi”, *28th International Physics Congresss, Turkish Physical Society, Bodrum/Türkiye*, (2011).
5. M. Günay, M.E. Korkmaz, M. Yiğit, B. Şarer, “Calculations of Neutron-Induced Fission Cross Sections for $^{231,233}\text{Pa}$ and $^{234-238}\text{U}$ Isotopes Up to 20 MeV”, *The Fifth Conference Nuclear Science and Its Application, Ankara/Türkiye*, 14-17 Ekim (2008).

PROJELER

1. Proje Adı: ^{181}Ta , $^{204,206,207,208,\text{nat}}\text{Pb}$, ^{209}Bi , $^{231-233}\text{Pa}$, $^{\text{nat}}\text{W}$, $^{230,232}\text{Th}$, $^{234-238}\text{U}$, $^{236-244}\text{Pu}$, İzotoplarının Orta Enerji Aralığında Fisyon Tesir Kesitlerinin Hesaplanması

Destek: Gazi Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi

Başlama ve Bitiş: 2007-2009

Proje Yürütücüsü: Prof. Dr. Başar ŞARER

Görevi: Araştırmacı

2. Proje Adı: Hızlandırıcı Güdümlü Toryum Reaktöründe Yakıt Özelliklerinin İncelenmesi

Destek: Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi

Başlama ve Bitiş: 2011-2012

Proje Yürütücüsü: Yrd. Doç. Dr. Mehmet Emin KORKMAZ

Görevi: Araştırmacı

3. Proje Adı: Karaman İlinin Merkezinden Alınan Toprak Örneklerinde Doğal Gamma Kaynaklarının İncelenmesi

Destek: Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi

Başlama ve Bitiş: 2012-2013

Proje Yürütücüsü: Yrd. Doç. Dr. Mehmet Emin KORKMAZ

Görevi: Araştırmacı

DİĞER BİLİMSEL ETKİNLİKLER VE DENEYİM

1. "Summer School V on Nuclear Collective Dynamics", *Feza Gürsey Enstitüsü*, İstanbul/Türkiye, (2010).
2. "International Conference Physics 2010", Bakü/Azerbaycan, (2010).
3. "Nuclear Physics and Astrophysics: From Stable Beams to Exotic Nuclei", *Erciyes Üniversitesi*, Kapadokya/Türkiye, (2008)