

**PROTON HIZLANDIRICILARININ NÜKLEER UYGULAMA ALANLARI
İLE PROTONLARLA OLUŞTURULAN NÜKLEER REAKSİYON TESİR
KESİTLERİNİN İNCELENMESİ**

Emine Gamze YALÇINER

**DOKTORA TEZİ
FİZİK BÖLÜMÜ**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**KASIM 2008
ANKARA**

Emine Gamze YALÇINER tarafından hazırlanan PROTON HIZLANDIRICILARININ NÜKLEER UYGULAMA ALANLARI İLE PROTONLARLA OLUŞTURULAN NÜKLEER REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Eyyüp TEL
Tez Danışmanı, Fizik Bölümü

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği / oy çokluğu ile FİZİK Anabilim Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Güneş TANIR
Fizik Bölümü, Gazi Üniversitesi
Prof. Dr. Osman YILMAZ
Fizik Bölümü, Orta Doğu Teknik Üniversitesi
Doç. Dr. Abdullah AYDIN
Fizik Bölümü, Kırıkkale Üniversitesi
Doç. Dr. Şeref OKUDUCU
Fizik Bölümü, Gazi Üniversitesi

Tarih:/...../.....

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Doktora derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Nail ÜNSAL
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

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

Emine Gamze YALÇINER

**PROTON HIZLANDIRICILARININ NÜKLEER UYGULAMA ALANLARI İLE
PROTONLARLA OLUŞTURULAN NÜKLEER REAKSIYON TESİR
KESİTLERİNİN İNCELENMESİ
(Doktora Tezi)**

Emine Gamze YALÇINER

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Kasım 2008**

ÖZET

Bu çalışmada, bir proton hızlandırıcısının temel çalışma prensipleri ile proton hızlandırıcılarının nükleer uygulama alanları proton gelme enerjileri göz önüne alınarak incelendi. 1-2 MeV'den 1,5 GeV'e kadar gelme enerjili protonlarla oluşturulan nükleer reaksiyon tesir kesitleri, denge ve denge öncesi reaksiyon modelleri kullanılarak hesaplandı. Literatürden elde edilen deneysel değerlerle teorik hesaplamalar karşılaştırılarak bir proton hızlandırıcısına ait radyoizotop üretimi ve hedef seçimi için optimum enerji aralıkları belirlendi. Ayrıca, önceden Tel ve ark. tarafından nötron giriş reaksiyonları için geliştirilen yarı deneysel (semi-empirical) tesir kesiti formülleri proton giriş reaksiyonları için Coulomb etkisini de içerecek şekilde elde edildi. Proton giriş reaksiyonları için önerilen yeni yarı deneysel formüller ve bu formüle ait elde edilen yeni katsayılar sonuçlar kısmında tartışıldı.

Bilim Kodu	: 404.04.00
Anahtar Kelimeler	: Proton hızlandırıcı, tesir kesiti, denge ve denge öncesi reaksiyon modelleri, radyoizotop üretimi, hızlandırıcı sürümlü sistem, deneysel tesir kesiti formülü
Sayfa Adedi	: 132
Tez Yöneticisi	: Doç. Dr. Eyyüp TEL

**THE NUCLEAR APPLICATION FIELDS OF PROTON ACCELARETORS
AND INVESTIGATION OF PROTON INDUCED NUCLEAR REACTION
CROSS SECTIONS
(Ph.D Thesis)**

Emine Gamze YALÇINER

**GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
November 2008**

ABSTRACT

In this study, the basic operating principles of a proton accelaretor and their nuclear application fields considering incident proton energies are examined. The nuclear reaction cross sections, which were induced by proton energies from 1-2 MeV to 1.5 GeV, calculated by using equilibrium and pre-equilibrium reaction mechanisms. By comparing the experimental values obtained from the literature, and the theoretical calculations, the optimum energy range for radioisotope production and determination of target materials are determined. More, semi-empirical cross section formulas for neutron induced reactions developed by Tel *et al*, are obtained for proton-induced reactions including the Coulomb effect. The new semi-empirical cross sections formulas and the new coefficients belonging to these formulas for proton-induced reactions are discussed in result section.

Science Code	: 404.04.00
Key Words	: Proton accelerator , cross-section, equilibrium and pre-equilibrium reaction mechanism, radioisotope production, accelerator-driven system, empirical cross-section formula
Page Number	: 132
Adviser	: Asst. Prof. Eyyüp TEL

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasını hazırlamamda yardım ve önerilerini eksik etmeyen değerli tez danışmanım Doç. Dr. Eyyüp TEL'e, çalışmalarımızda kullandığımız bilgisayar programları ile ilgili bilgi ve desteğini esirgemeyen, Doç. Dr. Abdullah AYDIN ile Yrd. Doç. Dr. Abdullah KAPLAN'a ve TAEK Radyasyon Sağlığı ve Güvenliği Dairesi amir ve çalışma arkadaşlarıma sonsuz teşekkür ederim. Ayrıca çalışmamız YUUP (Yaygınlaştırılmış Ulusal ve Uluslararası Proje) tarafından desteklenmiş olup, Türk Hızlandırıcı Merkezi proje ekibine teşekkür etmeyi borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xv
1.GİRİŞ.....	1
2. TEMEL BİLGİLER.....	4
2.1 Siklotron Tipi Hızlandırıcılar ve Tarihsel Gelişimleri.....	4
2.2 Siklotron Tipi Hızlandırıcıların Çalışma Prensibi.....	4
2.3. Siklotronla Üretilen Radyoizotoplar	6
2.4. Radyoizotop Üretimi ve Kullanım Alanları.....	8
2.5. Radyofarmasötiklerin Nükleer Tıpta Kullanımı.....	10
2.6. Çirdek Tepkimeleri ile ilgili Parametreler:.....	12
2.7. Radyoizotop Üretim Hızı	14
2.8. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitleri	16
2.8.1. Tesir kesiti	16
2.8.2. Diferansiyel tesir kesiti	17
2.8.3. Çift diferansiyel tesir kesiti	19
2.8.4. Reaksiyon tesir kesiti formülleri	20
2.9. Hızlandırıcı Sürümlü Sistemlerde Nötron Üretimi ve Nötron Kullanım Alanları	25

	Sayfa
2.9.1. Hızlandırıcı sürümlü sistemler	25
2.9.2. Spallasyon (Doğurma) olayı	28
2.9.3. Proton demeti enerjisinin etkisi	30
3. NÜKLEER REAKSİYON TÜRLERİ VE MODELLERİ	33
3.1. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları	33
3.2. Direk Reaksiyonlar	33
3.3. Denge ve Dengeöncesi Modeller	36
3.3.1. Denge reaksiyon modeli	39
3.3.2. Griffin (Exciton) modeli.....	40
3.3.3. Cascade exciton model (CEM)	43
3.3.4. Hibrid ve geometri bağımlı hibrid model	44
4. AMPİRİK VE YARI-AMPİRİK REAKSİYON TESİR KESİTİ FORMÜLLERİ .	47
4.1. Nötron Giriş Reaksiyonları İçin Yarı-Ampirik Tesir Kesiti Formülleri.....	47
4.2. Nötronlarla Oluşturulan Reaksiyon Tesir Kesitleri İçin Ampirik Formüller	49
5. İNCELEME VE BULGULAR	55
5.1. Hesaplamalarda Kullanılan Programlar	55
5.2. Radyoizotop Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları	58
5.3. Nötron Üretimi (Spallasyon Reaksiyonu) Hesaplamaları.....	69
5.4. (p,n), (p,np) ve (p, α) Reaksiyonları İçin Ampirik ve Yarı-Ampirik Tesir Kesiti Formülleri	88
6. SONUÇLAR VE TARTIŞMA	119
ÖZGEÇMİŞ	131

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1 Nükleer tıpta kullanılan bazı radyoizotoplar ve kullanım alanları ...	9
Çizelge 2.2. Nötron üreten nükleer reaksiyonlar.....	29
Çizelge 2.3. Hedef olarak düşünülen malzemelerin yoğunluk ve izotopik kesirleri	31
Çizelge 5.1. 17,9 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p, α) reaksiyonları için elastik olmayan etkiyi içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	113
Çizelge 5.2. 17,9 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p, α) reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	113
Çizelge 5.3. 17,9 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p, α) reaksiyonları için elastik olmayan ve Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	113
Çizelge 5.4. 22,3 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,np) reaksiyonları için elastik olmayan etkiyi içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	114
Çizelge 5.5. 22,3 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,np) reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	114
Çizelge 5.6. 22,3 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,np) reaksiyonları için elastik olmayan ve Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	114
Çizelge 5.7. 24,8 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,n α) reaksiyonları için elastik olmayan etkiyi içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	115
Çizelge 5.8. 24,8 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,n α) reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	115
Çizelge 5.9. 24,8 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,n α) reaksiyonları için elastik olmayan ve Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	115

Çizelge	Sayfa
Çizelge 5.10. 28,5 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,n α) reaksiyonları için elastik olmayan etkiyi içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	116
Çizelge 5.11. 28,5 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,n α) reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	116
Çizelge 5.12. 28,5 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,n α) reaksiyonları için elastik olmayan ve Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri	116
Çizelge 5.13. 17,9 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p, α) reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel değerleri ile bu çalışmada varsayılan üç yaklaşımla hesaplanan ampirik ve yarı-ampirik formüllerin karşılaştırılması	117

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Siklotron içerisindeki bir parçacığın hareketi.....	4
Şekil 2.2. Klasik bir siklotronun şematik gösterimi	5
Şekil 2.3. Hızlandırıcıların temel araştırma ve uygulama alanları	6
Şekil 2.4. ^{14}N hedefin döteronlar ile çekirdek reaksiyonları	14
Şekil 2.5. Hedef malzeme atomlarının gelen parçacıklar ile bombardımanı ...	15
Şekil 2.6. $d\Omega$ katı açısı içinde saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisi .	18
Şekil 2.7. Doğurma prosesi ve nötron üretimi.....	26
Şekil 3.1. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları	33
Şekil.3.2. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisi	34
Şekil 3.3. Orta enerjili bir nükleer reaksiyonun oluş şekli.....	34
Şekil 3.4.Griffin modelinde, bir reaksiyonun ilk evrelerinin şematik gösterimi .	41
Şekil 5.1. (a) $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$ (b) $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	60
Şekil 5.2. (a) $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$ ve (b) $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	61
Şekil 5.3. (a) $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ (b) $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	62
Şekil 5.4. (a) $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ (b) $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	63
Şekil 5.5. (a) $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ (b) $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	64
Şekil 5.6. (a) $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ (b) $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	65

Şekil	Sayfa
Şekil 5.7. (a) $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ (b) $^{72}\text{Ge}(p,n)^{72}\text{As}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	66
Şekil 5.8. (a) $^{82}\text{Kr}(p,2n)^{81}\text{Rb}$ (b) $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	67
Şekil 5.9. (a) $^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs}$ (b) $^{203}\text{Tl}(p,3n)^{201}\text{Pb}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	68
Şekil 5.10. (a) $^{50}\text{Cr}(p,n)^{50}\text{Mn}$ (b) $^{50}\text{Cr}(p,2n)^{49}\text{Mn}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	72
Şekil 5.11. (a) $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ (b) $^{52}\text{Cr}(p,2n)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	73
Şekil 5.12. (a) $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ (b) $^{53}\text{Cr}(p,2n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	74
Şekil 5.13. (a) $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ (b) $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	75
Şekil 5.14. (a) $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ (b) $^{63}\text{Cu}(p,3n)^{61}\text{Zn}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	76
Şekil 5.15. (a) $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ (b) $^{65}\text{Cu}(p,3n)^{63}\text{Zn}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.	77
Şekil 5.16. (a) $^{65}\text{Cu}(p,4n)^{62}\text{Zn}$ reaksiyonunun hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması (b) farklı hedef malzemeler için (p,n) reaksiyon tesir kesitleri.....	78
Şekil 5.17. Farklı hedef malzemeler için (a) (p,2n) (b) (p,3n) ve (p,4n) reaksiyonlarının tesir kesitleri.	79
Şekil 5.18. (a) 11,2 MeV (b) 25,5 MeV proton gelme enerjisinin $^{204}\text{Pb}(p,xn)$ reaksiyonunun ile nötron yayınlanma enerjisinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	80
Şekil 5.19. 25,5 MeV proton gelme enerjisinde $^{204}\text{Pb}(p,xn)$ reaksiyonunun ortalama serbest yol sabitinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.	81

Şekil	Sayfa
Şekil 5.20. (a) 11,2 MeV (b) 25,5 MeV proton gelme enerjisinin $^{206}\text{Pb}(p,xn)$ reaksiyonunun nötron yayınlanma enerjilerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.	82
Şekil 5.21. (a) 11,2 MeV (b) 25,5 MeV proton gelme enerjisinin $^{207}\text{Pb}(p,xn)$ reaksiyonunun nötron yayınlanma enerjilerinin deneysel verilerle karşılaştırılması	83
Şekil 5.22. (a) 11,2 MeV (b) 25,5 MeV proton gelme enerjisinin $^{208}\text{Pb}(p,xn)$ reaksiyonunun nötron yayınlanma enerjilerinin deneysel verilerle karşılaştırılması.	84
Şekil 5.23. (a) 25,5 MeV (b) 62,9 MeV proton gelme enerjisinde $^{208}\text{Pb}(p,xn)$ reaksiyonunun ortalama serbest yol sabitinin deneysel verilerle karşılaştırılması.	85
Şekil 5.24. (a) 11,2 MeV (b) 140 MeV proton gelme enerjisinin $^{208}\text{Bi}(p,xn)$ reaksiyonu ile nötron yayınlanma enerjilerinin deneysel verilerle karşılaştırılması.	86
Şekil 5.25. (a) 22,4 MeV proton gelme enerjili $^{232}\text{Th}(p,xn)$ (b) 26 MeV proton gelme enerjili $^{65}\text{Cu}(p,xn)$ reaksiyonu ile nötron yayınlanma enerjilerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.	87
Şekil 5.26. (a) 17,9 MeV (b) 22,3 MeV proton gelme enerjilerinde asimetri parametresine bağlı olarak çekirdeklerin tek-çift özelliklerine göre ayrılması.	93
Şekil 5.27. (a) 24,8 MeV (b) 28,5 MeV proton gelme enerjilerinde asimetri parametresine bağlı olarak çekirdeklerin tek-çift özelliklerine göre ayrılması.	94
Şekil 5.28. (a) 17,9 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan etkiyi içeren (b) Coulomb etkisini içeren (c) elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağlılığı	95
Şekil 5.29. (a) 22,3 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan etkiyi içeren (b) Coulomb etkisini içeren (c) elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağlılığı	97

Şekil	Sayfa
Şekil 5.30. (a) 24,8 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan etkiyi içeren (b) Coulomb etkisini (c) elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağlılığı.	99
Şekil 5.31. (a) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan etkiyi içeren (b) Coulomb etkisini içeren (c) elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren tesir kesitinin asimetri parametresine bağlılığı.	101
Şekil 5.32. (a) 17,9 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların çift-çift çekirdekler için (b) çift-tek çekirdekler için elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağlılığı.	103
Şekil 5.33. (a) 22,3 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların çift-çift çekirdekler için (b) tek- çift çekirdekler için elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağlılığı.	104
Şekil 5.34. (a) 24,8 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların çift-çift çekirdekler için (b) tek-çift çekirdekler için elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağlılığı.	105
Şekil 5.35. (a) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların çift-çift çekirdekler için (b) tek- çift çekirdekler için elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağlılığı.	106
Şekil 5.36. (a) 22,3 MeV (b) 24,8 MeV (c) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren (üçüncü yaklaşım) ampirik tesir kesitlerinin tek-çift çekirdekler için asimetri parametresine bağlılığı.	107
Şekil 5.37. (a) 22,3 MeV (b) 24,8 MeV (c) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların Coulomb etkisini içeren (ikinci yaklaşım) ampirik tesir kesitlerinin çift-çift çekirdekler için asimetri parametresine bağlılığı.	109
Şekil 5.38. (a) 22,3 MeV (b) 24,8 MeV (c) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların Coulomb etkisini içeren (ikinci yaklaşım) ampirik tesir kesitlerinin tek-çift çekirdekler için asimetri parametresine bağlılığı.	111

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
A	Çekirdeğin kütle numarası
α	Alfa
d	Döteron
dE/dx	Özgül enerji kaybı
$d\sigma/d\varepsilon$	Enerji diferansiyel tesir kesiti
$d\sigma/d\Omega$	Açısal diferansiyel tesir kesiti
$d^2\sigma/(d\varepsilon.d\Omega)$	Enerji ve açısal çift diferansiyel tesir kesiti
E_F	Fermi enerjisi
f_b	b parçacığının bağlanma enerjisi E_b ile E arasındaki farkın fonksiyonudur
g	Tek-parçacık düzey yoğunluğu
h	Deşik sayısı
I_c	Parçacığın c' bozunma kanalındaki spini
$I(\varepsilon)$	Çıkan nötronların enerji dağılımı
λ^+	n, n+2 durumları için iç geçiş hızları
λ^-	n,n-2 durumları için iç geçiş hızları
$\lambda_c(\varepsilon)$	Bir parçacığın (ε) kanal enerjisiyle sürekli bölgeye yayınlanma hızı
$\lambda_+(\varepsilon)$	ε enerjili bir parçacığın sürekli bölgeye yayınlanmış olduğu zamanki çekirdek içi geçiş hızı

Simgeler	Açıklama
$\hat{\lambda}$	İndirgenmiş dalga boyu
Γ_b	b parçacığının bileşik çekirdekten birim zamanda yayınlanma olasılığı
M_n	Nötronun indirgenmiş kütlesi
M_p	Protonun indirgenmiş kütlesi
$ M ^2$	İlk ve son durumlar arasındaki iki cisim etkileşmelerine ait matris elemanının karesinin ortalaması
n_0	Başlangıç exciton sayısı
p	Proton
$P_v(\epsilon)d\epsilon$	Enerjisi ϵ ile $\epsilon+d\epsilon$ arasında olan ve sürekli bölgeye yayınlanan v tipi parçacıkların (nötron ve proton) sayısı
$P(n,t)$	n exciton durumunda bulunma olasılığı
Q	Tepkime enerjisi
R	Tepkimenin meydana gelme hızı
ρ	Malzemenin yoğunluğu
$S(E)$	Durdurma gücü
S_c	a'nın bileşik çekirdekten ayrılma enerjisi
S_n	Nötron ayrılma enerjisi
S_p	Proton ayrılma enerjisi
σ_R	Reaksiyon tesir kesiti
σ_{coul}	Proton Coulomb etkisi tesir kesiti
σ_{pnon}	Elastik olmayan proton tesir kesiti
$T_{1/2}$	Yarı ömür

Simgeler**Açıklama****T(n,p)**

Reaksiyon eşik değeri

W(n)

n exciton durumundan tüm enerjilerde yayınlanma hızı

 nX_v

Bir n exciton durumundaki v türündeki parçacıkların sayısı

Z

Çekirdeğin proton sayısı

Kısaltmalar**Açıklama**

ADS

Accelerator Driven System

CEM

Cascade Exciton Model

CERN

Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
(European Organization for Nuclear Research)

CPAA

Charge Particle Activation Analysis

FDG

Fluorodeoxyglucose2-fluoro-2-deoxy-D-Glucose

IAEA

International Atomic Energy Agency

IGISOL

Ion Guide Isotope Separator On-Line

INC

Intranuclear Cascade

NNDC

Nuclear National Data Center

PET

Positron Emission Tomography

PIXE

Particle Induced X-ray Emission

RBS

Rutherford Backscattering Spectrometry

RNAA

Radiochemical Neutron Activation Analysis

SPECT

Single Photon Emission Computed Tomography

TAEK

Türkiye Atom Enerjisi Kurumu

WE

Weisskopf-Ewing

1.GİRİŞ

Siklotronlar boyutları itibariyle küçük dairesel hızlandırıcılar grubunda kabul edilen ve çoğunlukla hızlandırılmış yüklü ve ağır parçacıklara gerek duyulan uygulamalarda kullanılan hızlandırıcı türlerinden birisidir. Siklotron tipi hızlandırıcılar bilimsel ve akademik amaçlı uygulamaların yanında; özellikle nükleer tıpta teşhis/tedavi maksatlı kullanılan radyoizotopların ve sanayide ürün muayene analizlerinde kullanılan önemli radyoizotopların üretiminde kullanılmaktadır.

Dünyada olduğu gibi Türkiye’de de radyoizotopların tıpta teşhis ve tedavi amaçlı kullanımı yaygınlaşmaktadır. Türkiye’de halen işler durumda olan yaklaşık 300 gama kamerada ^{201}Tl ve ^{67}Ga gibi radyoizotoplar (kalp-damar, guatr, böbrek vb. hastalıklarının), sintigrafi incelemelerinde kullanılmaktadır. Ülkemizde sadece teşhis amaçlı üretilen radyoizotopları kullanan 281 adet nükleer tıp merkezi bulunmaktadır [1].

Standart sintigrafi yöntemleri için gerekli olan bu izotoplar çok yüksek fiyatlar ödenerek yurtdışından getirilmektedir. 1999 yılında ithal edilen 39,5 Ci ^{201}Tl , 4,7 Ci ^{67}Ga ve 100 Ci ^{123}I için yaklaşık 2 Milyon \$ ödenmiştir [1]. Özellikle ^{111}In , ^{18}F gibi kısa yarı-ömürlü radyoizotopların ithal edilmeleri ne kadar yüksek fiyat ödenirse ödensin mümkün değildir; dolayısıyla bu izotopların yurt içinde üretilmeleri zorunludur. Radyoizotop üretimi çekirdek reaksiyonlarını temel alır. Genelde çekirdek reaksiyonlarında kullanılan bir hedef, üzerine belli enerjide gönderilen parçacıklarla reaksiyona girdiğinde, bir ürün çekirdek oluşur ve kimyasal yöntemlerle işlem görüp nükleer tıpta kullanılacak hale getirilir. SPECT (Single Photon Emission Computed Tomography) ve PET (Positron Emission Tomography) yöntemlerinde kullanılan ve EC/β^+ bozunumu yapan ^{11}C , ^{18}F , ^{67}Ga , ^{201}Tl , ^{123}I gibi radyoizotopların üretimi, hızlandırılmış yüklü parçacıklar gerektiğinden, sadece siklotronda mümkündür. Türkiye de siklotron tipi bir hızlandırıcının kurulmasıyla bu radyoizotopların üretilmesi ve bunun

yanısıra temel nükleer bilimlerde özellikle deneysel nükleer reaksiyon araştırmaları yapılması mümkün olabilecektir. Çevre biliminden arkeolojiye kadar geniş bir uygulama alanı olan RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry), CPAA (Charge Particle Activation Analysis), RNAA (Radiochemical Neutron Activation Analysis) ve PIXE (Particle Induced X-ray Emission) gibi tahribatsız analiz yöntemleri için de hızlandırılmış yüklü parçacıklardan istifade edilmektedir. IGISOL (Ion Guide Isotope Separator On-Line) tekniği ise kısa ömürlü ($T_{1/2} > 0,1$ ms) izotopları incelemek için kullanılmaktadır. Ayrıca yüksek enerjili yüklü parçacıklarla yapılabilen çekirdek tepkimelerinden elde edilen (yüksek enerjili) nötronlarla ışın tedavisi (nötron ve proton terapiler) de gittikçe önem kazanmaktadır.

Sağlık alanındaki katkıların yanı sıra, siklotron tipi hızlandırıcıyla yapılabilecek araştırmaların, yüklü parçacık demeti taşınmasında konvansiyonel ve süper iletken magnet tasarımı, yapımı gibi magnet ve kavite teknolojisi konularında, kristal yapı kusurlarının incelenmesi ve radyasyonla malzeme modifikasyonu gibi mikroelektronik teknolojisi alanında, turbomoleküler vakum sistemleri ve radyasyona dayanıklı malzeme üretimi gibi konularda teknolojiye önemli katkıları olmaktadır. Günümüzde pek çok ülkede, malzeme araştırmalarında hızlandırıcılar kullanılmaktadır. Hızlandırıcı teknolojisi nükleer malzemelerin, metallerin, yarı iletkenlerin, seramiklerin, plastiklerin ve organiklerin çeşitli özelliklerinin istenen amaçlara uygun olarak değiştirilmesinin teknolojisi, araştırılması ve bunlardan yeni malzemelerin elde edilebilmesi için imkanlar sunmaktadır.

Siklotron tipi hızlandırıcılardan elde edilen değişik enerjili ve akımlı farklı tipteki yüklü parçacıkların; Berilyum, Tungsten, Tantalyum, Karbon ve Lityum gibi hedef malzemelere çarptırılması ($^{18}\text{O}(p,n)$, $^{12}\text{C}(p,n)$ $^7\text{Li}(p,n)$ ve $^9\text{Be}(p,n)$ gibi reaksiyonları) neticesinde tedavi için uygun özelliklere haiz nötron demetleri üretilir.

Bunun yanısıra, hızlandırıcı sürümlü sistemlerde (Accelerator Driven System-ADS) kritik altı kor olarak nötron kaynağından nötron üretimi gereklidir. Bu amaçla hızlandırıcı kullanılarak elde edilen yüksek gelme enerjili proton demetleri ağır hedeflere (Kurşun, Bizmut...) çarptırılarak yüksek akı ve enerjide nötron kaynakları elde edilmektedir.

Bu çalışmanın amacı, siklotron tipi bir hızlandırıcının teknolojik uygulamalarının (tıpta ve teknolojide) incelenmesi, literatürdeki deneysel reaksiyon tesir kesiti değerlerinin nükleer reaksiyon modelleri ile yapılan hesapların karşılaştırılmasıdır. Ayrıca proton giriş reaksiyonları için yeni ampirik ve yarı-ampirik reaksiyon tesir kesiti formülleri elde etmektir.

Bu çalışma kapsamında ikinci bölümde, siklotron tipi hızlandırıcıların çalışma prensipleri, radyoizotoplar, tıpta ve endüstride kullanılan radyoizotopların üretimi ve nükleer reaksiyon tesirleri hakkında bilgi sunulmuştur. Hızlandırıcı sürümlü sistemlerde nötron üretimi anlatılmıştır. Üçüncü bölümde ise, çalışmamızda kullandığımız nükleer reaksiyon modelleri anlatılmıştır. Dördüncü bölümde ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formüllerinin türetilmesi için yapılan araştırmalar sunulmuştur. Beşinci bölümde siklotronlarla üretilen PET, SPECT ve diğer bazı radyoizotopların nükleer reaksiyon modelleri kullanılarak hesaplanan reaksiyon tesir kesitleri ve literatürden elde edilen deneysel değerler karşılaştırılmıştır. Hızlandırıcı sürümlü sistemlerde spallasyon nötron üretimi için hedef çekirdek olarak kullanılan Cr, Cu, Bi, Th, Pb gibi malzemelerin nötron yayınlanma spektrumları incelenmiş ve sonuçlar kısmında tartışılmıştır. Ayrıca çeşitli enerjilerdeki (17,9 – 25,8 MeV) (p,n), (p,np), (p, α) reaksiyonları için yeni ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri ve bu formüllere ait yeni katsayılar önerilmiştir.

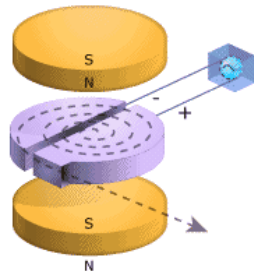
2. TEMEL BİLGİLER

2.1 Siklotron Tipi Hızlandırıcılar ve Tarihsel Gelişimleri

Rezonans hızlandırıcısı olarak da adlandırılan siklotronlar tek adımlı elektrostatik hızlandırıcılara alternatif olarak tasarlanmış dairesel hızlandırıcılardır. Yüklü parçacık demetleri belirli bir hızlandırma düzeneğinden, kapalı yörüngelerde defalarca geçirilerek devirsel yolda ardışık hızlandırma işlemine tabi tutulur. Siklotron tipi hızlandırıcıların ilk örneği Ernest O. Lawrence tarafından Berkeley Üniversitesi Nükleer Araştırma Laboratuvarı'nda geliştirilmiştir. Lawrence, geliştirdiği buluşu ile 1939 yılında Nobel Fizik Ödülünü almıştır. 1944 yılında Lawrence ve ekibi "Manhattan Projesi" kapsamında 100 MeV enerjili 180 inçlik siklotronu tasarlamıştır. 1960'lara kadar siklotronlar nükleer fizik araştırmaları için en çok tercih edilen hızlandırıcı tipi olmuştur. 1980'lere gelindiğinde özellikle mini siklotronların medikal ve ticari kullanımı artmış, bu amaçla PET radyoizotoplarının üretimi için kompakt siklotron (baby cyclotron) sistemleri geliştirilmeye başlanmıştır.

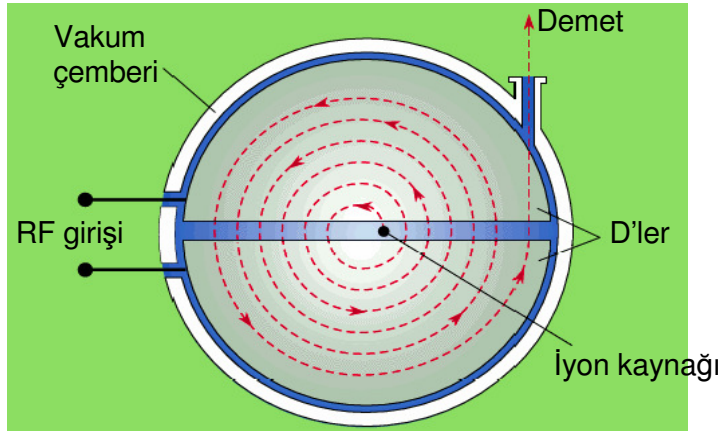
2.2 Siklotron Tipi Hızlandırıcıların Çalışma Prensibi

Yüklü parçacıklar, dairesel (kapalı) bir yörüngede, manyetik alan şiddetine bağlı bir dönme frekansında, parçacıkların dolanım frekansı ile uyumlu bir frekansta salınım yapan elektrik alan etkisiyle ardışık hızlandırma işlemlerine tabi tutulurlar.



Şekil 2.1. Siklotron içerisindeki bir parçacığın hareketi

Siklotron tipi hızlandırıcılarda, yüklü parçacık demetleri şekilleri “D” harfine benzediği için “D” olarak adlandırılan yarım daire biçimli metal odacıklar içerisinde hareket ederler. Parçacıklar D’ ler içerisinde hareket ederken, mıknatısların oluşturduğu manyetik alan etkisi ile dairesel yol izlerler. Parçacıklar D’ler arasındaki boşluklardan (gap) geçerken, D’ lere uygulanan alternatif gerilimin oluşturduğu elektrik alanının etkisi ile her dönüşte belli bir miktar enerji kazanarak, enerjilerini MeV mertebesine çıkarana kadar dönüş yaparlar. Rölativistik olmayan durumlarda; siklotron içerisinde dolanan bir parçacığın kütlesi m , yükü q , herhangi bir andaki hızı v olmak üzere, parçacık B manyetik alanı ile E elektrik alanının etkisiyle hareket eder.

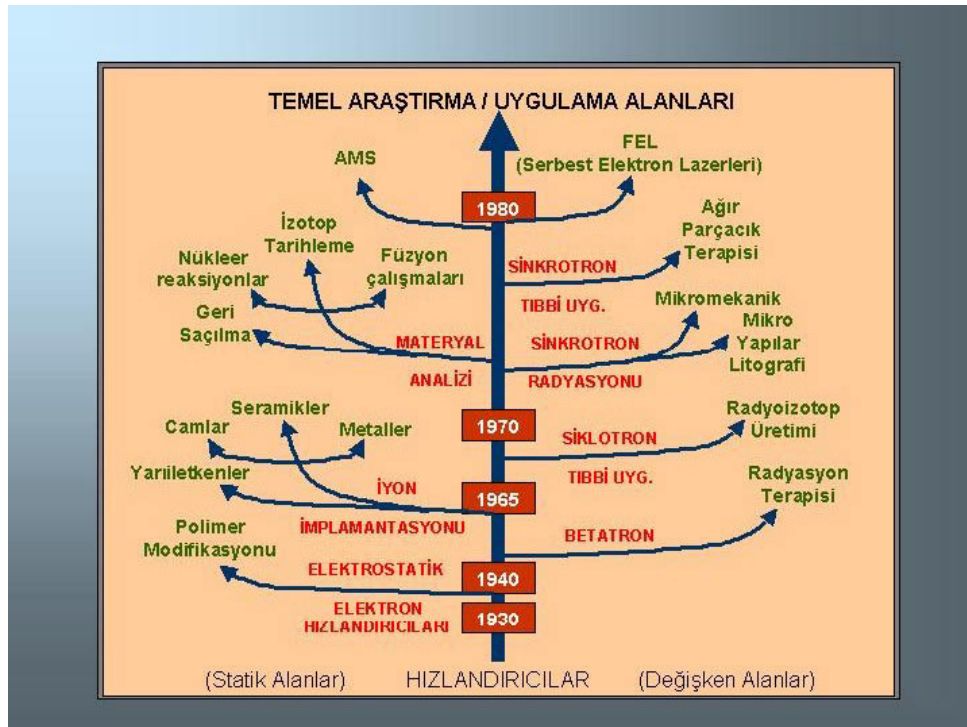


Şekil 2.2. Klasik bir siklotronun şematik gösterimi

Siklotronda, yüklü parçacıklar, güçlü magnetik alan tarafından dairesel yörüngede harekete zorlanmakta, diğer taraftan bir veya daha fazla geçit içerisinde rf salınımlı gerilim tarafından hızlandırılmaktadırlar. Geçitten geçen parçacıklar, elektrot içerisinde hareketlerine devam ederlerken elektrik alan perdelenir. Parçacıklar, bir sonraki geçide geldiklerinde, zamanla değişen voltajın fazı 180 derece değiştirildiğinden tekrar hızlanırlar. Bu işlem tekrarlandıkça ve magnetik alan sabit tutulursa, parçacıklar dışa doğru açılan spiral yörünge üzerindeki hareketlerine hızlanarak devam ederler. Parçacıklar, güçlü magnetik alanın sınırına geldiklerinde, buradaki biçimlendirilmiş magnetik alanın da yardımıyla bir demet halinde siklotrondan dışarı çıkarlar. Parçacıkların yolları üzerinde atom veya moleküllere rastlayıp çarparak hız

kaybetmemeleri için, hızlandırma işinin, vakumlanmış bir tüpün içinde yapılması gerekir. Eğer tüp bir doğru şeklinde ise, bu doğrusal bir hızlandırıcı olur. Parçacıkların ne kadar yüksek enerjilere çıkması isteniyorsa, tüpün de o kadar uzun olması gerekir. Bu durum, tüpün yerleştirileceği tünelin maliyetini artırır. Bunun alternatifi, ek bir manyetik alan uygulamak suretiyle, parçacıkları dairesel yörüngeler üzerinde döndürerek hızlandırmaktır. Bu seçeneğe göre inşa edilen dairesel hızlandırıcılara, hızlandırma işlemi için kullanılan alan türlerine ve şekillerine bağlı olarak, 'siklotron' veya 'senkrotron' denir.

Şekil 2.3' de hızlandırıcıların temel araştırma ve uygulama alanlarındaki gelişmeler gösterilmektedir.



Şekil 2.3. Hızlandırıcıların temel araştırma ve uygulama alanları

2.3. Siklotronla Üretilen Radyoizotoplar

Proton sayıları aynı, nötron sayıları farklı olan çekirdeklere izotop denmektedir. Bazı izotopların çekirdek yapıları kararlı, bazılarının ki ise kararsızdır. Kararsız

olanlar kendiliğinden radyoaktif bozunum yaparak, özgün bir gama ışını ya da atom altı parçacık yayınladıktan sonra kararlı hale gelirler. Bu kararsız izotoplara radyoaktif izotop veya radyoizotop denir. Bozunma sonucunda oluşan ürün yine kararsız olabilir. Bu durumda ikinci bir bozunum görülebilir. Söz konusu olay atom tümüyle kararlı duruma gelinceye kadar devam eder. Bu olay bozunma zinciri olarak adlandırılmaktadır.

Radyoizotoplar tabiatta doğal halde bulunuyor, veya doğadaki izotopların bozunmasından oluşuyorsa “doğal radyoizotop”, insan eliyle yapay olarak üretiliyorsa “yapay izotop” olarak adlandırılmaktadır. Doğal radyoaktivite ilk olarak Becquerel tarafından 1896 yılında potasyum uranil sülfat üzerine yapılan bir araştırma esnasında keşfedilmiştir. Pierre ve Marie Curie, E. Rutherford ve F. Soddy doğadaki pek çok radyoaktif atomun bulunmasına katkıda bulunmuştur. Söz konusu bilim adamlarının çalışmaları bizlere doğada bulunan, atom numaraları 83 ten büyük tüm elementlerin radyoaktif özellik gösterdiği sonucunu vermektedir. Yapay radyoaktivite kavramı ise ilk olarak I.Curie ve F.Joliot tarafından 1934 yılında ortaya atılmıştır. Siklotronların keşfi çok değişik yapay radyoizotopların üretilmesini kolaylaştırmıştır.

Radyoizotoplar daha çok siklotron ve reaktörlerde üretilmektedir. Radyoizotopların hangi yöntem ile üretileceğini, üretimde kullanılan ışınlayıcı parçacıkların enerjisi ve hedef çekirdek belirler. Nükleer tıpta kullanılan radyoizotopların hemen hemen hepsi yapaydır. Radyoizotopların üretimi üç farklı yoldan gerçekleştirilmektedir. Bunlar nükleer reaktörler, siklotronlar (hızlandırıcılar) ve radyoizotop jeneratörleridir. Radyoizotop üretimindeki en önemli kriter zamandır. Kısa yarı ömürlü izotoplar kullanılacakları yerlere zamanında ulaştırılamayabilirler, bu nedenle üretim noktasından uzakta bulunan ve özellikle kısa yarı ömürlü radyoizotop ihtiyacı olan tesislerin taleplerini karşılamak için radyoizotop jeneratörleri kullanılmaktadır.

Nükleer tıpta kullanılan radyonüklidler; üretim şekline göre şöyle sınıflandırılabilir;

a) Siklotron ürünleri

i. Pozitron yayınlayan izotoplar: ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F

ii. Gamma yayınlayan izotoplar: ^{57}Co , ^{67}Ga , ^{111}In , ^{123}I , ^{201}Tl

b) Jeneratör ürünleri: ^{68}Ga , $^{81\text{m}}\text{Kr}$, ^{82}Ru , $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ve $^{113\text{m}}\text{In}$

c) Nükleer reaktör ürünleri: ^{133}Xe , ^{99}Mo , ^{131}I

2.4. Radyoizotop Üretimi ve Kullanım Alanları

Tıp ve endüstride kullanılan radyoizotoplar reaktör veya hızlandırıcılar kullanılarak üretilmektedir [2-7]. Ticari anlamda SPECT ve PET radyoizotoplarının üretimi için hızlandırıcı olarak siklotronlar yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Hem PET hem de SPECT radyoizotopları katı, sıvı veya gaz formundaki hedeflerin siklotrondan hızlandırılan parçacık veya iyonlarla (p, d, ^3H , ^3He , ^4He) bombardıman edilmesi sonucunda elde edilmektedir.

Siklotron tipi hızlandırıcılarda proton (p), döteron (d), trityum (^3H), alfa (^4He) gibi yüklü parçacıklar bir demet haline getirildikten sonra, taşıyıcı demet hattı vasıtasıyla bir hedef malzeme üzerine gönderilirler. Hedef malzeme atom çekirdekleri ile etkileşen hızlandırılmış iyonlar, enerjilerinin hedef atomuna aktarılırlar. Böylece kararlı durumdaki hedef atomu çekirdekleri uyarılarak radyoizotoplar (kararsız izotop) elde edilir.

Son yıllarda ülkemizde teşhis amacıyla nükleer tıpta kullanılmakta olan PET görüntüleme tekniği yaygınlaşmaktadır. Bu görüntüleme tekniği özellikle tekrarlanan kanser vakalarının erken teşhisi başta olmak üzere beyin ve kalp ile ilgili çalışmalarda kullanılmaktadır. Günümüzde özellikle PET uygulamaları için ^{18}F , ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O pozitron yayan radyoizotopları üretilmektedir. Ancak son zamanlarda ise ^{55}Co , ^{60}Cu , ^{61}Cu , ^{64}Cu ve ^{67}Cu gibi diğer kısa yarı ömürlü radyoizotopların kullanılmasına ilişkin çalışmalar da artarak devam etmektedir.

Bu radyoizotoplardan ^{55}Co etiketlenmesinde ve ayrıca PET tekniği ile kalp ve beynin görüntülenmesinde; ^{60}Cu ve ^{61}Cu radyoizotopları tümörün yapısında

bulunan hipoksik dokular ile beyin ve kalbin görüntülenmesinin yanı sıra protein ve peptitlerin etiketlenmesinde; ^{64}Cu beyin ve kalp perfüzyon çalışmalarında PET tekniği ile görüntülemeye ve ^{67}Cu 'nin ise endoterapi amaçlı kullanılmasına ilişkin çalışmalar devam etmektedir. ^{57}Co ise gama spektrometreleri ve SPECT (tek foton emisyon tomografisi) sistemleri için kalibrasyon kaynağı olarak yaygın bir şekilde kullanılan bir radyoizotoptur. Çizelge 2.1' de bazı radyoizotopların yarı-ömürleri ve kullanım alanları verilmiştir.

Çizelge 2.1 Nükleer tıpta kullanılan bazı radyoizotoplar ve kullanım alanları [8-12]

İzotop	Oluşma Ömrü	Reaksiyonu/Yarı	Kullanım Alanları
^{11}C	$^{14}\text{N}(\text{p},\alpha)^{11}\text{C}$ / 20,39 dakika		Beyinin olağan ve olağan dışı faaliyetlerinin izlenmesi
^{13}N	$^{13}\text{C}(\text{p},\text{n})^{13}\text{N}$ / 9,96 dakika $^{16}\text{O}(\text{p},\alpha)^{13}\text{N}$		Çok kısa ömürlü PET olarak beyin fizyoloji ve patolojisinde, ayrıca nörofarmakolojik, psikiyatri, akıl hastalıkları ile ilgili çalışmalarda
^{15}O	$^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$ / 122,24 saniye		PET görüntüleme
^{18}F	$^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$ / 109,77 dakika		Beyin üzerine yapılan araştırmalarda radyoizleyici ve PET görüntüleme
^{57}Co	$^{58}\text{Fe}(\text{p},2\text{n})^{57}\text{Co}$ / 271,79 gün		Nükleer tıpta radyoizotop doz kalibratörleri, gama kameralar ve ölçüm sistemlerinde kaynak olarak, kalite kontrol detektörü ve gama ışını detektörlerinin kalibrasyonu
^{67}Ga	$^{68}\text{Zn}(\text{p},2\text{n})^{67}\text{Ga}$ / 3,26 gün		Abdominal enfeksiyonların tespiti, Hodgkins/non-hodgkins lenf kanseri (lenfoma) tespiti, ^{111}In ile birlikte kullanıldığında yumuşak doku enfeksiyonlarının ve tehdidinin tespiti, akciğerlerdeki partikül etkili hastalıkların tespiti; yumuşak doku, baş boyun, akciğer, karaciğer tümörleri, melanom ve nöroblastom da galyum tutulmuş gösteren tümörlerdir
^{103}Pd	$^{103}\text{Rh}(\text{p},\text{n})^{103}\text{Pd}$ / 16,99 gün		Prostat kanseri tedavisi (brakiterapi)
^{123}I	$^{124}\text{Xe}(\text{p},2\text{n})^{123}\text{Cs} \rightarrow ^{123}\text{I}$ / 13,27 saat		Beyin, tiroid, böbrek ve miyokardiyal görüntüleme, beyindeki kan akışının görüntülenmesi ile bazı nörolojik hastalıkların teşhisi (Alzheimer vb.)
^{201}Tl	$^{203}\text{Tl}(\text{p},3\text{n})^{201}\text{Pb} \rightarrow ^{201}\text{Tl}$ / 72,912 saat		Klinik kardiyoloji, SPECT görüntüleme, miyokardiyal perfüzyon ve hücre dozimetrisi karaciğer, kalp ve kas dokusunda normal fizyolojik tutulumu nedeniyle bu dokulara yakın yerleşimli lezyonların tespitini

Çizelge 2.1 (Devam) Nükleer tıpta kullanılan bazı radyoizotoplar ve kullanım alanları [8-12]

^{111}In	$^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$ / 2,80 gün	Organ nakli kabulünün tespiti, abdominal (mideye ait) enfeksiyonların tespiti, antikor etiketleme ve vücudun bağışıklık sisteminin takibi, ^{67}Ga ile birlikte kullanılarak yumuşak doku enfeksiyonlarının tespiti, kemik iliği iltihaplarının (osteomyelitis) tespiti, karaciğerde ve böbreklerdeki organ konsantrasyonunun takibi, beyaz kan hücrelerinin takibi, hücre dozimetrisi, myokardial taramalar, lösemi tehdidinin tespiti ;nöroendokrin hücrelerden kaynaklanan tümörlerde ve meme, beyin, kolon, akciğer gibi organ kanserlerinde: primer odağın belirlenmesi; tümörün evrelendirilmesi; tedavi protokolünün oluşturulması; tedavi etkinliğinin değerlendirilmesi; tedavi amacıyla kullanılmaktadır
-------------------	---	---

2.5. Radyofarmasötiklerin Nükleer Tıpta Kullanımı

Radyofarmasötik, teşhis ve tedavi amaçlı hastaya verildiğinde hastada fizyolojik bir bozukluğa neden olmayan radyoaktif bir bileşiktir. Hastalıkların teşhisinde, organlar ile ilgili fonksiyonel bilgi elde edilmesi son derece önemlidir. Nükleer tıpta gama fotonu yayınlayan radyoaktif maddeler, uygun kimyasallar ile (radyofarmasötik) birleştirilerek kullanılır. Bu bileşik hastaya damardan, ağız yoluyla ya da solunum yoluyla verilir. Kullanılan kimyasalların özellikleri nedeniyle, bileşik hedeflenen organa yerleşir ve hedef organ radyoaktif kaynak haline gelir. Organdan yayınlanan gama fotonlarının dedeksiyonu ve işlenmesi ile organ görüntüleri elde edilir. Bu görüntüler organın fonksiyonel işlevine ilişkin bilgi verirler. Radyoaktif maddelerin bir kimyasal ile birleştirilmeden saf olarak kullanıldığı uygulamalarda bulunmaktadır.

Nükleer tıpta görüntüleme, ilgili organı radyoaktif kaynak haline getirecek radyofarmasötiğin hastaya uygulanmasını takiben, salınan ışınların etkin bir dedeksiyon sistemi tarafından algılanması ile elde edilir. Bu amaçla

konvansiyonel gama kameralar ve bilgisayarlı tek foton emisyon tomografileri (SPECT) ile pozitron emisyon tomografileri (PET) kullanılmaktadır.

SPECT sistemlerinde, gama kamera dedektörü hasta etrafında dönerek belirli açılarda planar görüntüleri toplar. Kesit görüntüleri, organın iki boyutlu görüntülerinden, bilgisayarda gerçekleştirilen işlemler sonucu elde edilir. Organ derinliği boyunca alınan bu kesit görüntülerinin hepsinin incelenmesi sonucu tüm organa (üç boyut üzerinden) ait bilgi elde edilmiş olur.

Pozitron yayınlayan izotoplar incelenecek bölgeye verilir ve elektron-pozitron yok olmasını takiben yayınlanan iki 511 keV 'lik foton aynı anda gözlenir. Zıt yöndeki fotonun dedeksiyonu, orijinal bozunumunun meydana geldiği doğrultunun belirlenmesini sağlar. Böyle çok sayıda, radyoizotopların orijinal dağılımını ortaya çıkarmak ve bölgenin bir görüntüsünü oluşturmak mümkündür.

Nükleer tıpta kullanılan radyonüklitlerin, hastaya en az doz ile en iyi kalitede görüntülerin elde edilmesini sağlayacak özellikte olması gerekir. Bu amaçla kullanılacak radyonüklitin β ışınları olmamalı (hasta dozunu artıracığından) ve yarı ömrü uygun kısalıkta (görüntü sürecinde radyoaktif azalım ihmal edilecek düzeyde kalmalıdır), spesifik aktivitesi yüksek, değişik farmasötiklerle kimyasal bağ yapmaya uygun ve gama enerjisi dedeksiyon sistemi ile uyum içinde olmalıdır (Örneğin; NaI (TI) kristali bulunan sistemlerde 50-150 KeV).

Ülkemiz nükleer tıp uygulamalarında, tümör lokalizasyonu için ^{67}Ga sitrat kullanılmakla beraber buna duyulan gereksinim klinik açıdan belirsizlik arz etmektedir. ^{67}Ga ile özel bir klinik belirtiyeye bağlı olarak yapılacak tetkiklerde kullanım için siparişi verilmekte beraber, teslim süresi 10 günden önce olmamaktadır. Bu yüzden, klinik kullanımı büyük ölçüde azalmaktadır. Kesinleşmiş veya emaresi görülen iskemik kalp hastalıklarında geniş çapta uygulanan ^{201}Tl 'in de ithalat prosedürleri nedeniyle günlük talep üzerine temininde sıkıntılar yaşanmaktadır.

Dünyadaki gelişmelerin yakından izlenmekte olduğu Ülkemizde, teşhis ve tedavi amaçlı yüksek kalitede hizmet verilen nükleer tıp alanında, halen 272 Nükleer Tıp Merkezi faaliyet göstermekte olup, bu sayı her geçen yıl artmaktadır. Bu merkezlerde toplam 350 civarında SPECT ve gama kamera ile 33 adet PET görüntüleme sistemi mevcuttur [1].

Ancak, bu cihazlarda kullanılan radyoizotopların tümünün ithalat yoluyla temin edilmesi; radyoizotopun yarı ömrünün kısa olması nedeniyle bu hizmetin verilmesinde, geciken ya da verilemeyen hizmetler sonucunda, insan sağlığı yönünden önemli sıkıntılar yaratmaktadır. Yıllık ithal edilen radyoizotop miktarı 40000 adet in üzerinde olup, her bir izotop için radyasyon güvenliği yönünden uygulanması gerekli ithalat prosedürleri önemli bir iş yükü getirmektedir. Bunların toplamının ithalat maliyeti çok yüksektir. Yarı ömrünün kısalığı nedeniyle ithal edilemeyen radyoizotoplar nedeniyle verilemeyen sağlık hizmetlerinin parasal bedelinin tayini ise mümkün değildir. İnsan sağlığı yönünden yaşamsal öneme sahip bu hizmetlerin sunumunda yaşanan sıkıntıların çözümlenmesi amaçlanarak, kullanılacak radyoizotopların ülkemizde üretimini gerçekleştirmek üzere, orta enerjili, siklotron tipi bir hızlandırıcının kurulması gerekliliği ortaya çıkmaktadır. Kurulacak siklotronda üretimi düşünülen radyoizotopların öncelikleri, nükleer tıp topluluğunun talepleri doğrultusunda belirlenmiştir. Bu çerçevede, ^{123}I , ^{18}F (FDG), ^{201}Tl , ^{111}In , ^{67}Ga ve opsiyonel olarak ^{103}Pd üretimi planlanmıştır. Kurulması düşünülen bu sistem, istenilen diğer pek çok radyoizotopun üretimine de uygundur.

2.6. Çekirdek Tepkimeleri ile ilgili Parametreler:

$X(x,y)Y$ ile temsil edilen bir çekirdek tepkimesine ilişkin tepkime enerjisi MeV cinsinden;

$$Q = (m_X + m_x - m_Y - m_y)c^2 \quad (2.1)$$

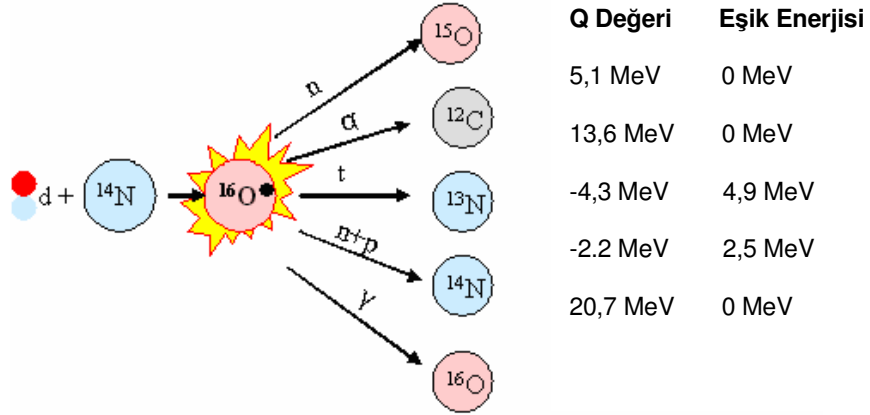
ile verilir. Burada m_X, m_x hedef ve gelen parçacığın, m_Y ve m_y oluşan ürün ve çekirdekten salınan parçacığın atomik kütesidir. Isı alan tepkime ($Q < 0$) durumunda çekirdek tepkimesinin meydana gelebilmesi için gelen parçacığın enerjisinin (2.2) denklemi ile verilen eşik enerjisine (E_{th}) eşit veya büyük olması gerekir.

$$E_{th} = | -Q | \left(1 + \frac{m_x}{M_X} \right) \quad (2.2)$$

Isı veren tepkime ($Q > 0$) durumunda $E_{th} = 0$ 'dır. Ancak her iki durum ($Q > 0$ ve $Q < 0$) için de gelen parçacığın yüklü parçacık olması durumunda enerjisinin, Coulomb engelinden (E_c) büyük olması gerekir ve Coulomb enerjisi MeV cinsinden ,

$$E_c = 1,44 \frac{zZ}{R_x + R_X} \quad (2.3)$$

eşitliği ile verilir. Burada z ve Z gelen iyon ile hedef çekirdeğin atom numaraları, R_x, R_X ise gelen parçacığın ve hedef çekirdeğin yarıçaplarını ifade etmektedir. Çekirdek tepkimesi gelen parçacık enerjisinin Coulomb engelinden daha küçük olması durumunda tünelleme olayı ile gerçekleşir, ancak bu durumda tesir kesiti oldukça düşüktür. Şayet reaksiyon ısı alan bir reaksiyon ise gelen demet enerjisi reaksiyon için gerekenden daha yüksek olmalıdır. Bu farka Q değeri denir. Bu durumda eşik enerjisi Coulomb engeli enerjisi ile Q 'nun toplamına eşittir. Şayet reaksiyon ısı veren bir reaksiyon ise Q değeri pozitifdir ve eşik enerjisi sadece coulomb engeli enerjisine eşittir.



Şekil 2.4. ^{14}N hedefin döteronlar ile çekirdek reaksiyonları

2.7. Radyoizotop Üretim Hızı

Radyoizotop üretimi için hedef üzerine gönderilen parçacıkların bir çoğu çekirdek tepkimesi yapmaz. Bu yüklü parçacıklar veya iyonlar hedef atomun elektronlarını uyararak veya iyonlaştırarak enerjisini kaybederler. Parçacıkların bu şekilde enerji kaybetmesi, hedefin durdurma gücü olarak tanımlanır ve

$$S(E) = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (2.4)$$

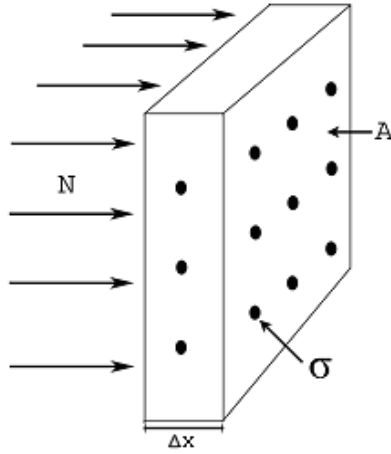
ifadesi ile verilir. Burada ρ hedef malzemenin yoğunluğu, dE/dx ise özgül enerji kaybıdır.

Parçacıkların hedef malzeme içinde aldığı yol,

$$d = \frac{1}{\rho} \int_{E_1}^{E_2} dE / S(E) \quad (2.5)$$

formülü ile verilir.

Kalın ve ince hedef d kalınlığına göre belirlenir ve kalın hedef durumunda hedef kalınlığı d'den büyük, ince hedef durumunda ise hedef kalınlığı d'den küçüktür.



Şekil 2.5. Hedef malzeme atomlarının gelen parçacıklar ile bombardımanı

Birim zamanda meydana gelen nükleer reaksiyonların sayısı reaksiyonun hızını verir.

Bir çekirdek tepkimesinin meydana gelme hızı ,

$$R = n\bar{\sigma}\phi = m \frac{N}{A} h\bar{\sigma} \frac{I_p}{eF} \quad (2.6)$$

eşitliği ile hesaplanır.

Burada, I_p gelen proton veya döteron akımı (μA), m , ısınlanan hedef örneğin kütlesi (g) olmak üzere $m=d S \rho$ ile hesaplanır. N , Avagadro sayısı ($6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), A , hedef elementin atom kütlesi (g mol^{-1}), h , hedef çekirdeğin izotopik bolluğu (% 100), e , birim elektrik yükü ($1,602 \cdot 10^{-19}$), F hedef yüzeyine eşit kabul edilen gelen parçacığın spot yüzeyi (cm^2)'dir. Buradaki hedefin yüzey alanı olan S değeri 30 MeV_p enerjili siklotronunda proton demeti kesiti elips şeklinde ($F=\pi YG/4$) yaklaşık 1 cm^2 'lik yüzeyi ısınlr.

Işınlama süresi t_i ve bekleme süresi t_w olmak üzere elde edilen aktivite,

$$A(t_i, t_w) = R(1 - e^{-\lambda t_i})e^{-\lambda t_w} \quad (2.7)$$

olacaktır. Burada λ ($\ln 2/T_{1/2}$): ürün çekirdeğin bozunma sabitidir.

Üretim verimi ise,

$$Y = A(t_i, t_w) / t_i \quad (2.8)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanabilir. Radyoizotop üretim seçiminde, hedef malzemenin bolluğu, ürün çekirdeğin yarılanma süresi, yayınlanan radyasyonun enerjisi ve üretim maliyeti önemli parametrelerdendir.

2.8. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitleri

2.8.1. Tesir kesiti

Tesir kesiti, reaksiyon oluşumunun bağıl olasılığının bir ölçüsüdür. Genellikle uyarılma fonksiyonu olarak da adlandırılmaktadır. Bu fonksiyon bir siklotron ile üretilen radyoizotop miktarını ve hedef malzemedeki diğer radyoizotopların kontaminasyon seviyesini belirler. Nükleer reaksiyon modeline göre birbirlerine doğru gelen iki küre ancak birbirlerine değerse reaksiyon gerçekleşir. Bu canlandırmada reaksiyon olasılığı her iki kürenin yüzey alanları ile orantılıdır.

Bir nötronun hedef ile etkileşme olasılığı çekirdek yüzeyinin alanı ile orantılıdır ve hedef ile etkileşen nötronun büyüklüğü yaklaşık 1 barn kadardır (1 barn = 10^{-24} cm²). Nükleer bir reaksiyonun enerjisi, coulomb engeli ile Q değerini aşmak için gereken enerjiden düşük ise (tünelleme olayı hariç) nükleer reaksiyon oluşmaz. Engelin altındaki enerjilerde reaksiyon olasılığı düşüktür. Nükleer reaksiyon için ihtiyaç duyulan enerji hedef malzemenin atom numarası arttıkça artar. Küçük atom numaralı hedef malzemeler için düşük enerjili hızlandırıcılar kullanılabilir ancak yüksek atom numaralı malzemeler için parçacık enerjisi yüksek olmalıdır [13].

Bir nükleer reaksiyonun meydana gelme ihtimalini belirleyen ölçülebilen niceliklere tesir kesiti adı verilir. Gelen parçacıkların hedef çekirdekleriyle doğrudan etkileştikleri belirli etkin alanları vardır. Tesir kesitinin birimi barn, daha küçük birimi de milibarn'dır. Barn b, milibarn ise, mb sembolü ile gösterilir, $1 \text{ b} = 10^3 \text{ mb} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ 'dir.

2.8.2. Diferansiyel tesir kesiti

Gelen parçacıklar hedef çekirdekleriyle etkileştiklerinde, her zaman sadece bir tür nükleer reaksiyon meydana getirmeleri gerekmez. Şayet birden fazla türde reaksiyon meydana gelmişse her bir tür için tesir kesiti genellikle farklı olacaktır. Bu özel tesir kesitlerine kısmi-tesir kesitleri denir ve toplam tesir-kesiti bunların toplamına eşit olacaktır. Nükleer reaksiyon veya saçılma meydana geldikten sonra dışarı gönderilen parçacıklar çoğu kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar. Geliş istikametiyle θ açısı yaparak saniyede $d\Omega$ katı açısı içinde giden parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir. Bunun hesabının yapılması için, açığa bağımlı başka bir tesir-kesiti adı verilir ve birim katı açı başına düşen tesir-kesiti olarak tarif edilir. Bunu, (θ, ϕ) ile göstereceğiz:

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.9)$$

Böylece toplam tesir-kesiti

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.10)$$

olacaktır. $d\Omega$ katı açısının değeri

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{mesafe})^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r \sin \theta d\phi)}{r^2} = \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.11)$$

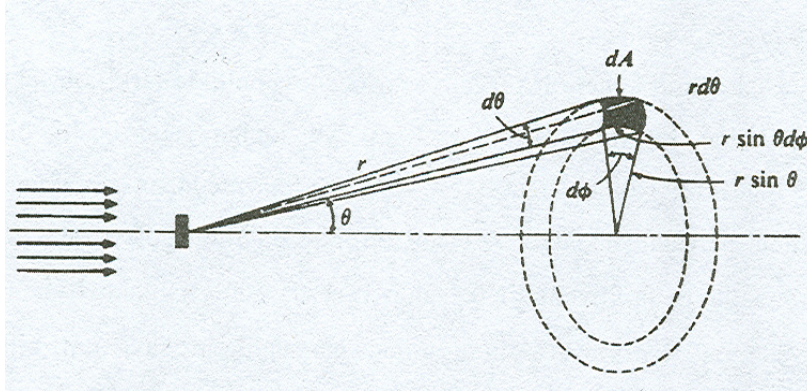
ifadesiyle verilir. Toplam katı açı

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (2.12)$$

olup katı açı kesri ise

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (2.13)$$

dir. σ_T , toplam tesir kesiti iki bağıntı birleştirilerek bulunabilir.



Şekil 2.6. $d\Omega$ katı açısı içinde saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisi

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.14)$$

Şayet diferansiyel tesir kesiti ϕ den bağımsız ise tesir kesiti (ϕ üzerinden integral alındıktan sonra);

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta \quad (2.15)$$

olacaktır. Burada $d\sigma/d\Omega=\sigma(\theta)$ diferansiyel-tesir-kesitidir. Diferansiyel-tesir-kesiti ölçümünün, sadece enerjiye bağımlı olmayıp, aynı zamanda tesir kesitinin yöne bağımlılığının nükleer reaksiyonun cinsine göre olduğu gerçeğinin bulunmasında da faydası vardır. Bir nükleer kuvvet tipi kabullenerek, farklı nükleer reaksiyonların açısal dağılımını ifade etmek mümkündür. Teori ile deney arasındaki uygunluk, farzedilen nükleer kuvvet şeklinin doğruluk derecesini verecektir.

2.8.3. Çift diferansiyel tesir kesiti

Birçok nükleer fizik uygulamasında, b parçacığının sadece belirli açıda yayınlanma olasılığı ile değil, ürün çekirdek Y' nin belirli enerjisine karşılık, belirli enerjide yayınlanma olasılığı ile de ilgileniriz. Dolayısıyla, tesir kesiti tanımını, b parçacığını $d\Omega$ katı açısında ve dE_b enerji aralığında gözleme olasılığını verecek şekilde değiştirmeliyiz. Bu bize katlı diferansiyel tesir kesiti denilen $d^2\sigma/dE_b d\Omega$ niceliğini verir. Literatürde bu ilave enerji bağımlılığı, genellikle açıkça ifade edilmez; genellikle tesir kesitleri, özel son enerji durumuna yol açan θ' ya göre $d\sigma/d\Omega$ olarak çizilir. Bu gerçekte, böyle görünmese de, $d^2\sigma/dE_b d\Omega'$ dir. Kesikli durumlar için dE_b enerji aralığında sadece tek bir düzey bulunabilir ve fark önemsiz olur. Öte yandan eğer, b parçacığının doğrultusunu (hedefin kesit alanını dedektörlerin 4π katı açısı ile kuşatarak veya b yi hiç gözlemeyerek) gözönüne almazsak, o zaman diğer $d\sigma/dE$ diferansiyel tesir kesitini ölçeriz, burada E, Y'nin uyarılmış bir enerjisini temsil edebilir.

İlgilenebileceğimiz diğer bir tesir kesiti σ_t toplam tesir kesitidir. Burada belirli bir gelen parçacık için, doğrultu ve enerjilerinin, tüm mümkün farklı giden parçacıklar için σ reaksiyon tesir kesitlerini, doğrultu veya yönlerini hesaba katmaksızın toplarız. Böyle bir hesaplama gelen parçacığın hedefle herhangi

bir reaksiyona girme ve böylece gelen parçacıklar demetinden kaldırılma olasılığını söyleyebilir. Bu belirli kalınlıkta hedef içinden geçen bir demetin şiddetindeki kayıp ölçülerek doğrudan elde edilebilir.

Belirli bir reaksiyonu tartıştığımızda, tesir kesiti teriminin anlamı, ne ölçtüğümüze tam olarak bağlıdır. Bir Y radyoaktif ürün çekirdek elde etmek istersek, b parçacığının yayınlanma doğrultusu ile ve γ yayınlayarak hızla Y nin taban durumuna bozundukları için Y nin uyarılmış durumları ile ilgilenmeyiz. Literatürde genellikle bu tanımlar arasında dikkatli bir ayırım yapılmaz ve çoğunlukla sadece 'tesir kesiti' denir. Hangi tesir kesitinin kastedildiği konunun akışından anlaşılır ve dolayısıyla bunlar arasında dikkatli bir ayırım yapmak gerekmez [14].

2.8.4. Reaksiyon tesir kesiti formülleri

Bohr'a göre nükleer reaksiyonların iki aşamada gerçekleştiği düşünülür; (a) bileşik çekirdek formu(yapısı) (b) bileşik çekirdeğin kalan çekirdek ve çıkan parçacığa parçalanması. Bu ayırım, nükleer reaksiyonun tesir kesitini şu şekilde açıklamaya olanak tanır, $Y(a,b)Y'$ şeklinde bir reaksiyon düşünürsek; Y çekirdeği a parçacığı ile bombardıman edilir ve Y' çekirdeğini oluşturarak bileşik çekirdekten b parçacığı yayınlanır. Tesir kesiti,

$$\sigma(a,b) = \sigma_a(\varepsilon)n_b(E) \quad (2.16)$$

şeklinde verilir.

Burada, $\sigma_a(\varepsilon)$, ε enerjili a parçacığı ile bombardıman edilen birleşik durumun tesir kesiti, n_b , Y+a bileşik çekirdeği tarafından b parçacığının göreceli (relatif) yayınlanma olasılığıdır. Uyarılma enerjisi $E = \varepsilon + E_a$, E_a ise a parçacığının bağlanma enerjisidir. E_a , Y+a bileşiğinin Y ve a 'ya ayırmak için gereken enerji olarak tanımlanır.

Tesir kesiti terimlere ayrılarak;

$$\sigma_a(\varepsilon) = S_a(\varepsilon)\xi_a(\varepsilon) \quad (2.17)$$

şekline dönüşür. $S_a(\varepsilon)$, çekirdeğin yüzeyine ulaşmak için gerekli tesir kesiti olarak tanımlanır. $\xi_a(\varepsilon)$, a parçacığının bileşik çekirdek formunu oluşturmak için çekirdekle enerjisini değiş-tokuş etme olasılığıdır. $1-\xi_a(\varepsilon)$ ise elastik yansıma olasılığıdır.

Eğer $\lambda = \lambda / 2\pi$ (λ parçacığın dalgaboyudur), çekirdeğin çapı R'den çok küçükse yüklü olmayan parçacıklar için ' nüfus etme tesir kesiti' S_a , çekirdeğin geometrik tesir kesiti πR^2 ' ye eşittir. Bu koşul, parçacığın enerjisi ε (MeV) ve R (cm) cinsinden ölçüldüğünde $\varepsilon \gg 0,2/(R^2 \cdot 10^{24})$ ' e eşittir. S_a düşük enerjilerde artar ve $\lambda \gg R$ için $\pi \lambda^2$ ' ye eşittir. Yüklü parçacıklar için S_a itici Coulomb kuvvetine göre oldukça küçüktür ve Coulomb alanının potansiyel engelini geçme olasılığı olarak tanımlanır. Çekirdek yarıçapı $R = r_0 A^{1/3}$ formülü ile ifade edilir. A atom numarası, $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} cm$ olarak alınır. b parçacığının yayınlanması ile bileşik çekirdeğin bozunmasının relatif olasılığı n_b bileşik çekirdeğin şeklinden bağımsız olduğu düşünülür.

$$n_b = \Gamma_b / \sum_b \Gamma_b \quad (2.18)$$

Γ_b , b parçacığının bileşik çekirdekten birim zamanda yayınlanma olasılığı toplam yayınlanan tüm b' parçacıkları üzerinden yapılır. Γ_b ($\hbar$ x yayınlanma olasılığı) enerji biriminden ifade edilir. Yayınlanma olasılığı,

$$\Gamma_b = f_b(E - E_b) / \omega_c(E) \quad (2.19)$$

şeklinde yazılabilir. $\omega_c(E)$, bileşik çekirdeğin E uyarılma enerjisindeki durum yoğunluğudur. f_b , bileşik çekirdekdeki b parçacığının bağlanma enerjisi E_b ile E arasındaki farkın fonksiyonudur. Γ_b bileşik çekirdeği Y' ve b ye ayırmak için bileşik çekirdeğin en düşük düzeyine uygulanması gereken enerji olarak tanımlanabilir. $E - E_b$, $(\varepsilon_{b \max})$ b parçacığının maksimum enerjisidir. f_b , boyutsuzdur ve Weiskopf-Ewing yaklaşımında bileşik çekirdeğin özelliklerinden bağımsızdır. $f_b(E - E_b)$, E uyarılma enerjisindeki bileşik çekirdeğin düzey ayrılması ile Γ_b genişliği arasındaki orandır.

$$n_b = f_b(E - E_b) / \sum_b f_b(E - E_b) \quad (2.20)$$

Eş 2.18 yerine Eş 2.20' yi yazmak artık daha kolaydır. $f_b(\varepsilon_{b \max})$ fonksiyonu verilirse, (a,b) reaksiyonu için tesir kesiti şu şekilde hesaplanabilir.

$$\sigma(a,b) = S_a(\varepsilon) \cdot \xi_a \cdot \frac{f_b(\varepsilon - T(a,b))}{\sum_b f_b(\varepsilon - T(a,b))} \quad (2.21)$$

$T(a,b) = E_b - E_a$ (a,b) reaksiyonunun eşik enerjisidir.

Nötronlarla oluşturulan reaksiyon tesir kesiti formülün geçerli olabilmesi için, nötronun enerjisinin bileşik çekirdeğin bir çok durumunu eşzamanlı uyaracak kadar yüksek olması gereklidir. Bu durum için en düşük enerji $A > 50$ için yaklaşık 1 MeV'dir.

(n,n)- reaksiyonları: Bileşik çekirdeğin oluşumundan sonra en olası süreç nötronun tekrar yayınlanmasıdır. bileşik çekirdekdeki protonun bağlanma enerjisi E_p , nötronun bağlanma enerjisi E_n 'den çok küçük değildir. $E_n - E_p$, β -bozunumuna karşı çekirdek bombardımanının kararlılığından dolayı 0,7 MeV'den küçük değildir. Bundan dolayı, $\eta_n \cong 1$ elde ederiz, ve tesir kesiti için:

$$\sigma(n,n) \cong \pi R^2, (\epsilon > 1 \text{ MeV için}) \quad (2.22)$$

Çıkan nötronların enerji dağılımı Maxwell dağılımına benzemektedir.

(n,2n)- reaksiyonları: Bir (n,n) reaksiyonundan sonra kalan çekirdek nötronun bağlanma enerjisinin üstünde bir uyarılmış enerji durumunda kalırsa, kalan çekirdek tarafından ikinci bir çekirdek yayınlanır. Kalan çekirdek, uyarılmış durumdaki enerjisini γ -ışınımı yayarak da yapabilir, ancak bu sürecin olasılığı, eşik enerjisinin birkaç yüz kilovolt üzerinde $(n,2n)$ reaksiyonu ile kıyaslandığında küçüktür.

$(n,2n)$ reaksiyon tesir kesiti çıkan nötronların enerji dağılımından $I(\epsilon) d\epsilon$) kolayca hesaplanabilir;

$$\sigma(n,2n) = \pi R^2 \int_0^{\epsilon'} I(\epsilon) d\epsilon / \int_0^{\epsilon_{n \max}} I(\epsilon) d\epsilon \quad (2.23)$$

Burada $\epsilon' = \epsilon_{n \max} - T(n,2n)$ kalan çekirdeğin başka bir nötron yayınlabilmesi için çıkan bir nötronun maksimum enerjisidir.

Bir yaklaşım yapılırsa;

$$\sigma(n,2n) \cong \pi R^2 \left[1 - (1 + \Delta\epsilon/\theta) e^{-\Delta\epsilon/\theta} \right] \quad (2.24)$$

Burada $\Delta\epsilon$ $(n,2n)$ sürecinin eşik değerinin üstünde birincil nötronun fazla enerjisidir. $\Delta\epsilon = \epsilon - E_{n'}$, $E_{n'}$ kalan çekirdeğe bir nötronun bağlanma enerjisidir. ϵ MeV cinsinden ifade edildiğinde $\theta = 2(5\epsilon/A)^{1/2}$ olur. Bu formül (n,n) sürecinde ikincil nötronların Maxwell dağılımına dayanır. Bu, $(n,2n)$ sürecinde yüksek ilk nötron enerjisi gerektiğinden iyi bir yaklaşımdır.

(n,p) reaksiyonları: (n,n) süreci baskın olduğundan (görünme olasılığı daha yüksek olduğundan) bu reaksiyonun ürünü küçüktür.

Tesir kesiti:

$$\sigma(n, p) = \pi R^2 \frac{f_p(\varepsilon - T(n, p))}{f_p(\varepsilon - T(n, p)) + f_n(\varepsilon)} \quad (2.25)$$

şekline dönüşür. Burada $T(n, p)$ reaksiyonun eşik değeridir. Çıkan protonların enerji dağılımlarının şekli kalan çekirdeğin düzey yoğunluğuna kuvvetli bir bağıllık gösterir. Düzey yoğunluğuna ilişkin bilgilerimiz belirsiz olduğundan herhangi bir deneysel veri oldukça önemlidir.

(p, n) reaksiyonları: (a, b) süreci için tesir kesiti;

$$\sigma(a, b) = S_a(\varepsilon) n_b \quad (2.26)$$

olur. Bu eşitlik bir protonla oluşturulan en olası reaksiyon için bir genellemedir. Eşik enerji yakınında (p, p) ve (p, γ) baskındır. Eşik değerinin birkaç yüz kilovolt üzerinde (p, γ) ihmal edilebilir. Bombardıman edilen proton enerjisinin fonksiyonu olarak n_b faktörü:

$$n_n = \frac{f_n(\varepsilon - T(p, n))}{f_n(\varepsilon - T(p, n)) + f_p(\varepsilon)} \quad (2.27)$$

şeklinde verilir. Z büyüdükçe protonun kaçma ihtimali azalır, n_n 1' e yaklaşır. Y' tek-tek bir çekirdek ise n_n değerleri artar ve $n_{n'}$ yerine konulabilir:

$$1/n_{n'} = (3n_n + 1) / 4n_n \quad (2.28)$$

Bu fark daha az kararlı bir çekirdeğin daha yüksek düzey yoğunluğuna sahip olmasından ortaya çıkar ve bundan dolayı kararlı bir çekirdekten daha büyük

istatistiksel ağırlığı vardır. Bombardıman enerjisi eşik değerine yakınsa, n_n düzey yoğunluğunun parçacık özelliklerine güçlü şekilde bağlıdır.

(p,2n) reaksiyonları: Eğer proton enerjisi yeterince büyükse, (p,n) reaksiyonunda kalan çekirdek γ -ışınından ziyade başka bir nötron yayınlayacak kadar çok uyarılmış olabilir. Bu sürecin eşik enerjisi $T(p,2n) = E_n + E_{n'} - E_p$ ile verilir, ve yaklaşık 10 MeV olması beklenir. E_n , bir nötronun kalan çekirdeğe bağlanma enerjisidir. Tesir kesiti:

$$\sigma(p,2n) = S_p(\varepsilon)n_n \left[1 - (1 + \Delta\varepsilon/\theta)e^{-\Delta\varepsilon/\theta} \right] \quad (2.29)$$

$\Delta\varepsilon$ eşik enerjisi $T(p,2n)$ in üzerinde ε ın fazlasıdır. $\varepsilon > T(p,2n)$ için (p,n) reaksiyonu azalır. Böylece

$$\sigma(p,n) = S_p(\varepsilon)n_n - \sigma(p,2n) \quad (2.30)$$

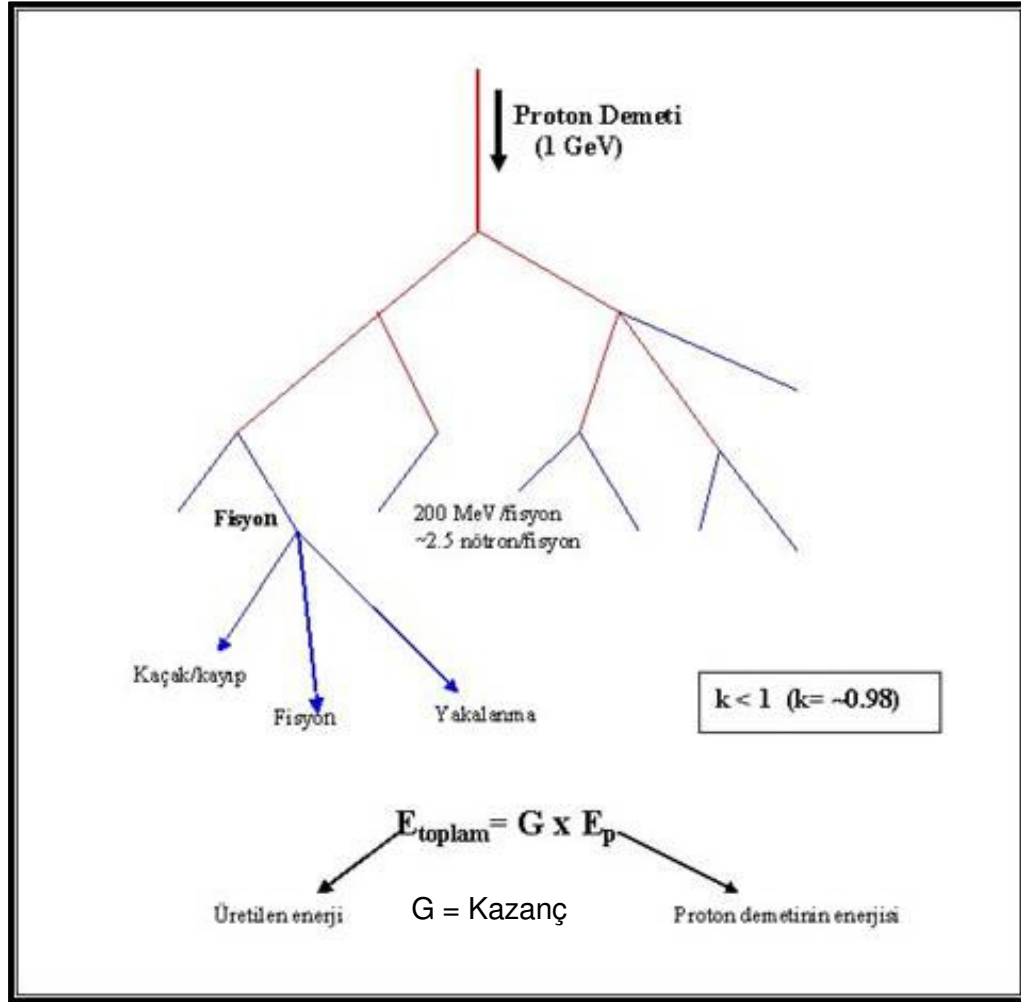
olur [9].

2.9. Hızlandırıcı Sürümlü Sistemlerde Nötron Üretimi ve Nötron Kullanım Alanları

2.9.1. Hızlandırıcı sürümlü sistemler

Hızlandırıcı Sürümlü Sistemler (Accelerator Driven System -ADS) hem yüksek seviyeli atık yakabilen hem de uranyum dışındaki yakıt çevrimlerinin (toryum yakıt çevrimi, karışık oksit yakıt çevrimi) esnek olarak kullanılabileceği bir tasarım olarak karşımıza çıkmaktadır. ADS'de hedef malzeme üzerine yönlendirilen protonlar ile kaynak nötronlar üretilir. Hedef malzeme katı ya da sıvı fazdaki ağır metalden yapılmıştır. Nükleer reaksiyon sonucunda her bir proton için hedefte onlarca nötron üretilir. Üretilen nötronlar, kritik-altı kora gönderilerek diğer nükleer reaksiyonların

başlamasını sağlar (Şekil 2.7). Kritik-altı kor termal ya da hızlı nötron spektrumunda çalışabilecek şekilde tasarımlanmıştır.



Şekil 2.7. Doğurma prosesi ve nötron üretimi

Hızlandırıcı sürümlü sistem veya Enerji Yükseltici (Energy Amplifier -EA) konvansiyonel nükleer reaktörlerdeki olası kritiklik kazası ($k_{eff} > 1$) riskinin giderileceği ($k_{eff} = 0,96-0,98$ aralığında), pasif güvenliğe sahip bir kritikaltı reaktör sistemiyle, yüksek proton akımlı ($>10\text{mA}$) ve enerjili (1-1,5 GeV) bir hızlandırıcı kompleksinin birlikte çalıştırılmasının planlandığı yeni nesil reaktörlerdir [16-20].

Bu reaktörlerde amaç, yüksek termodinamik verimle (%40-44) toryum yakıttan enerji üretmek ve mevcut radyoaktif atıkları kısa ömürlü radyonüklidlere dönüştürerek yakmak veya yok etmektir. Kritikaltı bir reaktörden ($k_{eff}=0,98$), 1500 MW güç (termodinamik verim ADS için ~%42) üretimi için düşünülen hızlandırıcının proton demet akımı, $I_p=12,5$ mA ve enerjisi $E_p=1,0$ GeV' dir [21].

Bu derece yüksek akıma ve enerjiye sahip olan proton demeti ile kurşun veya kurşun-bizmut hedef elementin üzerine uygun bir konfigürasyonda bombardımanı sonucu meydana gelen "spallasyon" (doğurma) reaksiyonlarıyla her proton başına 15-20 nötronun üretimi gerçekleştirilmektedir. Dolayısıyla ADS/EA sistemleriyle yüksek nötron akılarına ($10^{17} - 10^{18} n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$) ulaşılabilir. Elde edilen yüksek nötron akısı, dünyada ^{238}U 'dan 4 kat daha fazla olan ^{232}Th 'un hiçbir izotop zenginleştirmesi yapılmaksızın yakıt olarak kullanılmasına imkân vermektedir. ADS/EA sistemi, proton demet akımı kesildiğinde, nükleer kaskad reaksiyonlarla üretilen ısının risksiz olarak çekilebildiği pasif bir sistemdir.

Hızlandırıcıdan gelen bir parçacık demeti (çoğu tasarımlarda proton) ağır elementlerin kalın bir hedefine çarptığı zaman hedef içinde atomik çekirdeğin spallasyonu ile çok miktarda nötronlar ve yüklü parçacıklar elde edilir.

ADS üç ana kısımdan oluşmaktadır: Hızlandırıcı, hedef ve ısının oluşup transfer edildiği bölüm. Enerji yükselteci sistemi yüksek enerjili proton demeti etkisi altında çalışır ve bu durum enerji yükseltecinin karakteristiğidir. Orta-yüksek dereceli enerjilerde spallasyon nötron kaynağı ile enerji yükselteci sistemi arasında önemli bir ilişki bulunmaktadır. Bu önemli ilişkiden dolayı spallasyon reaksiyonu da bu tez çalışmasının bir bölümünü oluşturmaktadır. Burada çalışılacak konular, nötron üretilen hedefin seçimi ve nötronların bu numunelerde oluşturacağı nükleer süreçlerin incelenmesi şeklinde verilebilir.

Bu amaçla çeşitli hedef malzemelerin nötron yayınlanma spektrumları ve reaksiyon tesir kesitleri incelenmiştir.

2.9.2. Spallasyon (Doğurma) olayı

Nötron üretimi için birçok nükleer reaksiyon vardır (Çizelge 2.2.). Buna karşın, nötronların üretiminde protonların kullanımı, nötron ekonomisi açısından en uygun yöntem olarak karşımıza çıkmaktadır. Doğurma olayının tam bir tanımı olmamasına karşın, yüksek enerjili hadronların (proton, nötron pion, vb.) ya da hafif çekirdeklerin (döteryum, trityum vb.) hedef çekirdeklerle etkileşimi olarak tanımlanabilir. Yüksek enerjili parçacık, çekirdekle etkileştikten sonra, hedeften bazı nükleonların ya da hafif çekirdeklerin çıkmasına yol açar. Bu esasa dayanarak yüksek enerjili proton (0,5-1,0 GeV mertebesinde) hedef çekirdeğe çarptırılır (intranükleer kaskad). Hedef çekirdekten yüksek enerjili nükleonlar çıkarak çevresindeki çekirdeklerle etkileşirler. Bu iki süreç içerisinde hedef çekirdeklerin belirli bir kısmı, ya parçalanma ya da buharlaşma suretiyle dışarı fazladan nükleonlar atarlar ki bu nükleonların içerisinde üretilen nötronlar (20 MeV altı) fisyon yapması için hedefi çevreleyen korda kullanılır. Dolayısıyla bir ADS sisteminde, temel düşünce proton başına çıkan nötronların sayısının maksimuma ulaşmasıdır.

Spallasyon reaksiyonları hızlandırıcı kaynaklı sistemde kritikaltı reaktörü besleyen nötron kaynağını oluşturur. Nötron verimi ve reaksiyonda üretilen atık çekirdek ADS' de kullanılan spallasyon nötron kaynak hedefinin oluşumu ve tasarımında önemli bir rol oynamaktadır. Spallasyon reaksiyonlar ağır bir hedef üzerinde hafif- enerjik mermi ile oluşan çarpışmadır. Bu reaksiyonlar iki safhalı bir süreç olarak ifade edilebilir. Birinci safhada mermi hedef çekirdeğin nükleonları ile yarı serbest nükleon-nükleon çarpışmalarını oluşturur. Bu çarpışmalar birkaç nötron ve protonların anlık çıkmasına yol açar. Gelen merminin kinetik enerjisinin bir kısmı uyarma enerjisi olarak hedef çekirdeğe aktarılır. Mesela 1 GeV enerjili proton hedef çekirdekte ortalama 200 MeV enerji depolar ve geri kalan enerji anlık yayılan nükleonlar arasında bölüşülür.

Hızlı nükleonların çıkması hedef içinde inter-nükleer kaskad sürecinin gelişmesinde önemli bir rol oynarlar [22,23].

İkinci adımda çarpışmada üretilen atık çekirdek düşük enerjili proton ve nötronların buharlaşmasıyla veya fisyonu uğramasıyla tekrar uyarılır. Buharlaşan parçacıkların enerjisi çarpışmalarda atık çekirdekler tarafından ulaşılan sıcaklıkla belirlenir [24,25]. Mermi ve hedef arasındaki nükleer etkileşme toplam reaksiyon tesir kesiti ile belirlenir.

Spallasyon reaksiyonlar modellendiği zaman, hedef çekirdek bir potansiyel kuyusu içinde etkileşmeyen iki Fermi gaz (nötronlar ve protonlar) gibi düşünülür. A kütle numaralı bir çekirdekle spallasyon reaksiyonu oluşturan proton iki safhada meydana gelen bir oluşum gibi modellenir. Birinci safha olan kaskad safhasında proton $r_0 A^{1/3}$ ($r_0 = 1,3$ fm), yarıçaplı bir küre çekirdek içine girerek başka nükleonlarla çarpışır ve bu işlem devam ederek sırasıyla diğer nükleonlara çarpar. Bu işlem çekirdek içerisinde bir kaskadı kurar ve çekirdekten nükleonların çıkması ile son bularak çekirdek uyarılmış halde bırakılır. Bu safha yaklaşık olarak $\sim 10^{-20}$ s devam eder. İkinci safha olan buharlaşma (evaporation) safhasında, çekirdek biraz uyarma enerjisi ile bir potansiyel kuyusunda tutulan proton ve nötronların Fermi gazı gibi modellenir. Uyarma enerjisi kuyu içerisindeki nükleonlar tarafından bölüşülür ve sistem nükleer sıcaklıkla karakterize edilebilir [26]. Spallasyon reaksiyonun bu her iki safhası yaklaşık olarak 10^{-6} s içerisinde tamamlanır.

Çizelge 2.2. Nötron üreten nükleer reaksiyonlar

Nükleer Reaksiyon	Gelen parçacık ve enerjisi	Parçacık demetinin akımı (parçacık/sn)	Nötron üretimi (nötron /gelen parçacık)	Nötron Akımı (nötron /sn)
(e, γ) ve (γ ,n)	e^- (60 MeV)	5×10^5	0,045	2×10^{14}
H^2 (tn) H^4	H^3 (0,3 MeV)	6×10^{19}	0,3	10^{15}
Fisyon			1,1 – 2,2	2×10^{18}

Çizelge 2.2 (Devam) Nötron üreten nükleer reaksiyonlar

Proton(fisil olmayan hedef)	p (800 MeV)	10^{15}	14	2×10^{16}
Proton(fisil hedef)			30	4×10^{16}

2.9.3. Proton demeti enerjisinin etkisi

Kaynak hedef eğer kalın hedef ise hem kurşun (Pb) hem de tungsten (W) 1,0 GeV'de yaklaşık olarak proton başına 15 nötron (15 n/p) üretir. Demet enerjisi arttıkça nötron üretimi hemen hemen lineer olarak artar. Ancak bu artış oranı demetin enerjisi 1 GeV'in üzerine çıkınca azalır. Demet enerjisi 2,5 GeV olduğunda Pb ve W hedefi sırasıyla 40 n/p ve 50 n/p üretirler. Nötron kaynak hedefi reaktöre gerekli olan ekstra nötronları sağlamak için kritikaltı reaktörün içine yerleştirilir. Yüksek nötron akımı gerekli olduğu için Pb ve Pb-Bi gibi sıvı hedefler tercih edilir. Ancak sıvı hedefler demet penceresinde malzeme problemine sebep olduklarından dolayı W ve Ta gibi katı hedefler ikinci hedef malzeme olarak düşünülmektedir [27].

Mermi ile hedef çekirdek arasındaki ilk çarpışma birçok direk reaksiyonlara yol açar (intranükleer kaskad), halbuki tek tek nükleonlar veya nükleonların küçük grupları çekirdeklerden çıkarılır. Nükleon başına birkaç GeV' in üzerindeki enerjilerde ayrıca çekirdek parçalaması oluşur. Reaksiyonun intranükleer kaskad safhası sonrası, çekirdekler uyarılmış durumda bırakılır. Daha sonra çekirdek buharlaşan nükleonlar ile (çoğunlukta nötronlar) taban durumuna döner. Spallasyon bir nükleer reaksiyon gibi ifade edilebilir. Bu reaksiyonda oluşan her bir parçacığın enerjisi o kadar yüksektir ki iki veya üç parçacık hedef parçacıktan çıkartılabilir ve bu esnada hedef çekirdeğin hem kütle numarası hem de atom numarası değişir. Spallasyon işlemi intranükleer kaskad ve buharlaşma şeklinde iki safhalı bir süreç olarak tasvir edilebilir. Kalın hedefler için 20 MeV' in üstünde yüksek enerjili ikincil parçacıklar daha fazla spallasyon reaksiyonunu üstlenir. Bazı hedef malzemeler için 20 MeV'in

altındaki düşük enerjili spallasyon nötronları (kaskad –buharlaştırma nötronları gibi) düşük enerjili (n,xn) reaksiyonlar ile nötron üretimine katkıda bulunabilir. Daha ağır çekirdek için yüksek enerjili fisyon oldukça yüksek bir şekilde uyarılmış bir çekirdek içinde buharlaştırma ile rekabet edebilir. Tantalum (Ta), Altın (Au), Bizmut (Bi), Tungsten (W) ve Kurşun (Pb) spallasyonu üstlenebilecek örnek malzemelerdir. Yüklü parçacıkların çoğu hedef içinde veya hedefin boşluğunda Coulomb etkileşmesinin etkisi sonucunda yavaşlatılır ve durdurulur. Nötronlar ise yüksüz oldukları için hedef içine ve çevrelenen kritikaltı kor içine girerler. Eğer spallasyon hedef kritikaltı korun merkezine yerleştirilirse daha sonra bir nötron çoğaltıcısı gibi davranır. Bu çoğalma nötron kayıplarının spallasyon hedeften elde edilen yeni nötronların miktarı ile dengelenir. Nötron çoğalması esnasında kor içinde meydana gelen fisyon ile elde edilen enerji proton demeti üretmek için tüketilen enerjiden daha çoktur. Spallasyon hedef ile elde edilen dış nötronlar sistemin sürekli gücünü (enerjisini) sürdürür ve kritik reaktörlerdeki gecikmiş nötronlar gibi aynı rolü oynar. Sonuç olarak, etkin k_{eff} 1'in çok altında değerlere sahip olabilir.

Çizelge 2.3. Hedef olarak düşünülen malzemelerin yoğunluk ve izotopik bollukları

Hedef Malzeme	Yoğunluk(g/cm ³)	İzotop	İzotopik Bolluk(%)
Berilyum	1,850	⁹ Be	100
Krom	7,200	⁵⁰ Cr ⁵² Cr ⁵³ Cr ⁵⁴ Cr	4,174 83,700 9,673 2,453
Bakır	8,920	⁶³ Cu ⁶⁵ Cu	68,499 31,501
Kurşun	11,344	²⁰⁶ Pb ²⁰⁷ Pb ²⁰⁸ Pb	24,000 22,900 53,100
Bizmut	9,800	²⁰⁹ Bi	100
Toryum	11,700	²³² Th	100

Çizelge 2.3. (Devam) Hedef olarak düşünülen malzemelerin yoğunluk ve izotopik bollukları

Civa	13,546	¹⁹⁶ Hg	0,146
		¹⁹⁸ Hg	9,869
		¹⁹⁹ Hg	16,763
		²⁰⁰ Hg	23,028
		²⁰¹ Hg	13,225
		²⁰² Hg	30,004
		²⁰⁴ Hg	6,965
Tungusten	19,350	¹⁸² W	26,068
		¹⁸³ W	14,250
		¹⁸⁴ W	30,716
		¹⁸⁶ W	28,966
Uranyum	19,050	¹³⁵ U	0,700
		¹³⁸ U	99,300

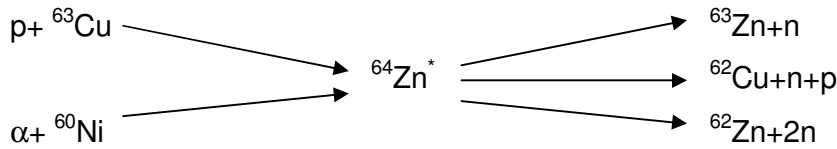
3. NÜKLEER REAKSİYON TÜRLERİ VE MODELLERİ

3.1. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

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

$a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b$ şeklinde yazılır, reaksiyondaki C^* , bileşik çekirdeği göstermektedir [14].

Bileşik çekirdek modelinin temel varsayımı, bileşik çekirdeğin belirli bir son ürünler kümesine bozunma olasılığının, bileşik çekirdeğin oluşma sürecinden bağımsız olduğu, sadece sisteme verilen toplam enerjiye bağlı olduğu şeklindedir [14].

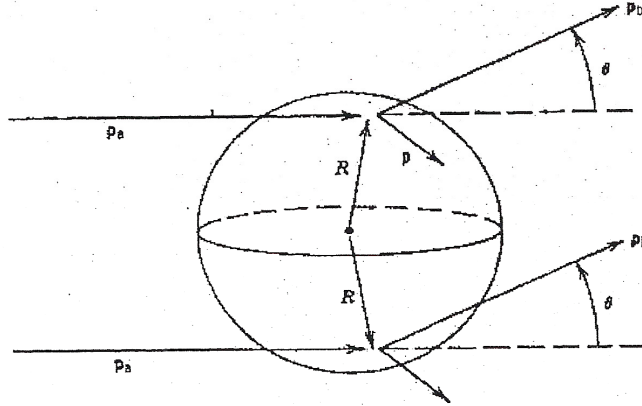


Şekil 3.1. ${}^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları

3.2. Direk Reaksiyonlar

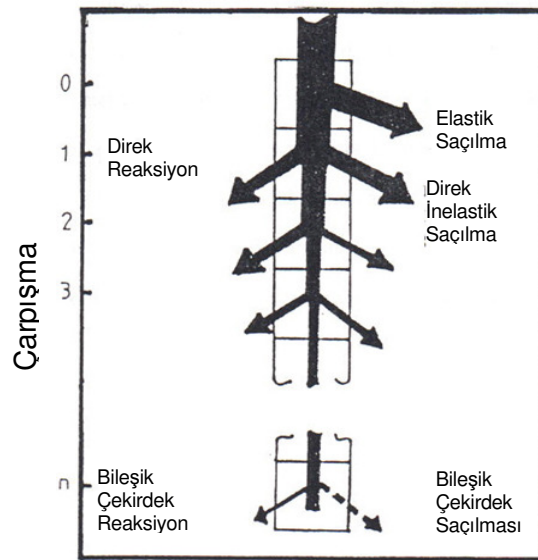
Direk (doğrudan) reaksiyonlarda, gelen parçacık önce çekirdek yüzeyindeki nükleonlar ile etkileşir, gelen parçacığın enerjisi arttıkça parçacığın dalga boyu,

çekirdeğin içindeki nükleonlarla da etkileşmeye başlar. Bu etkileşme Şekil 3.2'de gösterilmektedir [14].



Şekil.3.2. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisi

Doğrudan reaksiyonlarda birkaç nükleon reaksiyona katılır, bir kabuk modeli durumuna bir tek nükleon eklendiği veya koparılabildiği için doğrudan reaksiyonlar, çekirdeğin kabuk yapısının incelenmesine ve ürün çekirdeğinin birçok uyarılmış durumuna ulaşılmasına yardımcı olur [14].



Şekil 3.3. Orta enerjili bir nükleer reaksiyonun oluş şekli

Doğrudan reaksiyonlar ile bileşik çekirdek reaksiyonları arasındaki farklardan birisi, hedef çekirdeğe gelen parçacığın enerjisinin artması ile doğrudan reaksiyonların gerçekleşme ihtimalinin artmasıdır. İkinci fark, doğrudan reaksiyonların 10^{-22} s süre içerisinde, bileşik çekirdek reaksiyonların ise, 10^{-16} ile 10^{-18} s arasında değişen süre içerisinde meydana gelmesidir. Üçüncü fark ise, doğrudan reaksiyonlarda, giden parçacıkların açısal dağılımlarının daha keskin piklere sahip olmasıdır [14].

Resim 3.3' den görüldüğü gibi, çarpışma sayısının sıfır olması durumunda, çekirdek potansiyeli tarafından elastik saçılma meydana getirirler. Eğer parçacıklar ilk çarpışmadan sonra yayınlanırlarsa yarı-direk reaksiyonlar söz konusu olur. Çekirdek içindeki çarpışmaların sayısı arttıkça parçacık tarafından sisteme aktarılan enerji giderek daha çok nükleon arasında paylaşılır ve herhangi bir parçacığın, çekirdeği terk etmesi için gerekli enerjiye sahip olması olasılığı azalır. Yeteri kadar çok sayıda çarpışmadan sonra, sistem gelişigüzel duruma gelir ve kararlı bir yapıya ulaşır. Bu, bir bileşik çekirdek durumudur ve oldukça düşük bir parçacık yayınlanma hızına sahiptir.

Son yıllarda yapılan deneyler direkt ve bileşik çekirdek reaksiyonlarının dışında üçüncü bir nükleer reaksiyon türünün varlığını göstermektedir. Direkt reaksiyonlar nükleer sistemi tasvir eden kararlı dalga fonksiyonundaki açık konfigürasyonlar, Griffin veya Exciton model, hibrid model ve INC (Intra Nuclear Cascade Model) ise, kapalı konfigürasyonlar arasındaki geçişler ile ilgilidir. Bileşik çekirdek durumunda açık ve kapalı konfigürasyonlar arasındaki geçişlerin son basamakları, denge öncesi reaksiyonları ise, başlangıç basamakları ile ilgilidir. Dengeöncesi modeller 10-60 MeV enerjili proton, nötron ve alfa parçacıkları ile oluşturulan reaksiyonlarda enerji spektrumunun yüksek enerji bölgesini açıklamakta çok başarılıdır. Fakat, yine de bu modeller yayınlanan parçacıkların açısal dağılımlarını kestirmede çok başarılı değildir.

Özellikle, 10 MeV'in üzerindeki gelme enerjilerinde denge-öncesi bileşeni nükleer reaksiyonlara ihmal edilmeyecek katkıda bulunur. Bu bakımdan;

özellikle temel nükleer fiziğin problemlerinin aşılabilmesi için, dengeöncesi bileşeninin nükleer reaksiyonlarda oynadığı rolü deneysel olarak gözlemek ve teorik olarak hesaplamak gereklidir.

Nükleer reaksiyonlar için Griffin (veya exciton) dengeöncesi model [28] ilk kez 1966 yılında Griffin tarafından ileri sürülmüştür. Daha sonra birçok araştırmacı tarafından genişletilip, düzeltilerek hem yayınlanan parçacıkların açı integralli spektrumlarının hesaplanmasında hem de çekirdeklerin *uyarılma fonksiyonlarının* elde edilmesinde büyük bir başarıyla kullanıldı. Ancak, ne Griffin modeli ne de Blann tarafından geliştirilen Hibrid Model [29] yayınlanan parçacıkların açısal dağılımlarını açıklamayı başarmıştır. Denge öncesi modeller arasında ilk olarak yalnız "Intranuclear cascade" (INC) yayınlanan parçacıkların açısal dağılımlarını açıklayabilmiştir. Ancak bu modelin başarı düzeyi sınırlıdır.

3.3. Denge ve Dengeöncesi Modeller

Tıbbi radyoizotop üretimi için *yüklü parçacık tesir kesiti referans veritabanı* oluşturulması, demet takip reaksiyonları için ve radyonüklid (pozitron ve gama yayıcılar) üretim reaksiyonları için hem deneysel, hem modellenmiş tesir kesitlerinin değerlendirilmesini gerektirir. Deneysel ölçümler uygun olmadığı veya deneysel zorluklar nedeniyle ölçülememesinden dolayı tesir kesitlerini tahmin etmekte modelleme önemli bir rol oynamaktadır.

Veritabanı protonlar, döteryumlar, He ve Alfa parçacıkları mermi ve hafifden ağıra (azottan bizmuta) kadar hedefler kullanılan ve enerji aralığı, eşik değerinden (birkaç MeV), yaklaşık 100 MeV'a kadar değişen reaksiyonlar için bilgi içerir.

Genellikle kullanılan denge öncesi modeller, "exciton" modeli ve hibrid modelidir [30,31]. Nükleer durum bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi ve Fermi yüzeyinin üstündeki parçacıkların ve altındaki hollerin toplam miktarı olan eksiton numarası ile tanımlanmıştır. Aynı eksiton numaralı farklı parçacık-hol

konfigurasyonları arasındaki uyarılma enerjisinin paylaşılma olasılığının eşit olduğu varsayılmıştır. Çekirdek içi iki kütle çarpışması sonucu oluşan nükleer süreç sırasındaki eksiton numarası değişir. Reaksiyonun her bir aşamasında, sıfırdan farklı parçacık yayınlanması olasılığı mümkündür. Bu erken bir aşamada gerçekleşirse, denge öncesi yayılmadan bahsederiz. Eğer yayınlanma erken bir aşamada gerçekleşmezse, sistem sonunda denge veya buharlaşma aşamasına ulaşır. Denge aşaması Weisskopf-Ewing [15] tarafından (açısal momentum ve pariteyi ihmal eder) veya daha ayrıntılı bir şekilde bileşik ve artık çekirdekler ve saçılanlar arasındaki spinlerin ve paritelerin vektör çiftlenimini ele alan Hauser-Feshbach [32] tarafından tanımlanmıştır.

Denge öncesi modeller 200 MeV' ın altındaki nükleer tesir kesitlerinin modellenmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu modeller çıkan parçacık spektrumunun [33,34] yüksek enerji bölgesindeki (kesikli durumlar ile buharlaşma tepe noktası arasındaki bölge) durumunu yeterince açıklamayı sağlamıştır.

Denge öncesi bozunum için bir kaç formülasyon kullanılmaktadır, bunlar hibrid, geometri bağımlı hibrid, ve eksiton model formülasyonlarıdır. Bu yaklaşımlar, *kısmi durum yoğunluğu* diye bilinen niceliğe dayanırlar. Kısmi durum yoğunluğu her p parçacığı ve h deşığının eşit olasılıkla oluştuğu varsayılan Fermi gazı için uygun olan enerji bölünmeleri sayısıdır (MeV başına). Ericson'a göre [35] kısmi durum yoğunluğunun ilk ifadesi:

$$\rho_n(E) = g (g E)^{n-1} / (p! h! (n-1)!) \quad (3.1)$$

Burada, n eksiton sayısı= uyarılmış parçacıklar, “p” + holler “h”, E MeV olarak uyarılma enerjisi, g Fermi enerjisindeki tek parçacık durum yoğunluğudur.

Yaklaşımları yaparken kullanılan denge öncesi bozunum modelleri, her eksiton düzeni içinde, bütün konfigürasyonların eşit olasılıkta olduğu varsayımına dayanır.

Griffin modeldeki ikinci nicelik, eksiton-eksiton geçiş hızıdır . Bu, birinci dereceden zamana bağımlı perturbasyon teorisinin “altın kuralıyla” verilebilir:

$$\lambda_{mn} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \rho_n(E) \quad (3.2)$$

Burada; $|M|^2$, iki cisim etkileşimiyle ilişkili matris elemanının karesidir, uygulamaların çoğunda, $|M|^2$ için enerji ve kütle bağımlı ortalama değer kullanılır.

ε enerjili bir parçacığın denge öncesi yayınlanma olasılığı aşağıdaki gibi verilmiştir:

$$W_p(\varepsilon)d\varepsilon = \sum_n \frac{\rho_{n-1}(U)\rho_c(\varepsilon)d\varepsilon}{\rho_n(E)} \quad (3.3)$$

Burada toplam, başlangıç eksiton numarası verilmesiyle başlatılarak ulaşılabilecek tüm olası eksiton durumları üzerindendir. Nükleer uyarılma enerjisi U , $U = E - (\varepsilon + B)$ ile verilir. Burda B yayınlanan parçacığın bağlanma enerjisidir.

Blann [36] ve diğer bazı araştırmacılar [37,38] tarafından genişletilen Griffin modeli eksiton-eksiton geçiş hızları için daha kesin ifadeler verir.

$$\lambda_{n,n-2} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 g \frac{ph(n-2)}{2}$$

$$\lambda_{n,n} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 g^2 E \frac{p(p-1) + 4ph + h(h-1)}{2n}$$

$$\lambda_{n,n+2} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{g^3 E^2}{2(n+1)} \quad (3.4)$$

Bu noktada, işaret etmek gerekir ki eksiton model ile hibrid model formülasyonları arasında geçiş hızlarının ele alınması bakımından önemli bir fark vardır. Hibrid ve geometri bağımlı hibrid modeller “matris elemanı” formülasyonlarını kullanmazlar.

Denge öncesi yayınlanmalardan sonra, Hauser-Feshbach veya Weisskopf-Ewing teorileri, reaksiyon sürecinden kalanı ele alır. A(a,b)B reaksiyonunun tesir kesiti için kısa bir formül,

$$\sigma_{ab} = \sum_{J\pi} \frac{T_a T_b}{\sum_i T_i \sum_c T_{ic}} \quad (3.5)$$

şeklinde verilebilir. Burda i , farklı tipde çıkan parçacıkları (n,p,d,..) ifade eder, T’ler ise a ve b parçacıkları için optik bir potansiyelden hesaplanan geçiş katsayılarıdır, c bütün olası son durumlar için kullanılır. Bu son durumlar, ya artık çekirdeklerin kesikli uyarılmış düzeyleri, ya da düzey yoğunluk formülü ile tanımlanmış sürekli düzeylerdir.

Uluslararası Atom Enerjisi Ajansı (IAEA) tarafından yayınlanan el kitabı [39], optik potansiyel hakkında bilgiler, çeşitli düzey yoğunluk formülasyonları ve reaksiyon tesir kesiti modellerindeki diğer yaklaşımlar için mükemmel bir kaynaktır [40].

3.3.1. Denge reaksiyon modeli

Denge yayınlanması açısal momentumu ihmal eden Weisskopf ve Ewing (WE) modeline göre hesaplanır [15]. Buharlaşmada temel parametreler, bağlanma enerjisi, ters tesir kesiti, çiftlenim ve düzey-yoğunluk parametreleridir. Gelen a ve çıkan kanal b olmak üzere reaksiyon tesir kesiti;

$$\sigma_{ab}^{WE} = \sigma_{ab}(E_{inc}) \frac{\Gamma_b}{\sum_{b'} \Gamma_{b'}} \quad (3.6)$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_{inc} gelme enerjisi

$$\Gamma_b = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar^2} \mu_b \int d\varepsilon \sigma_b^{inv}(\varepsilon) \varepsilon \frac{\omega(U)}{\omega_1(E)} \quad (3.7)$$

'dur. Ve toplam tek-parçacık durum yoğunluğu;

$$\omega_1(E) = \frac{1}{\sqrt{48}} \frac{\exp[2\sqrt{\alpha(E-D)}]}{E-D} \quad (3.8)$$

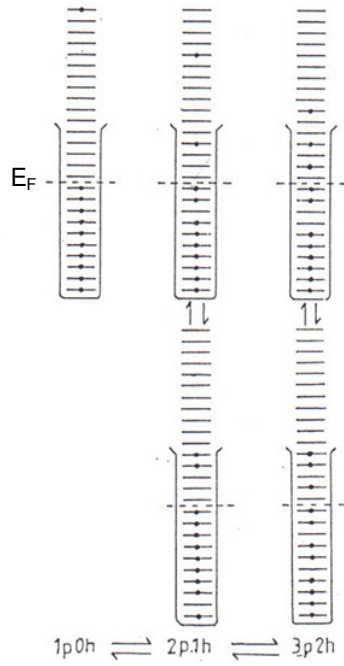
ile verilir. σ_b^{inv} ters tesir kesiti, E bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi, D çiftlenim enerjisi, g tek parçacık durum yoğunluğu, s_b , b parçacığının spini, indirgenmiş kütle, $\omega_1(E)$ toplam uyarılmış tek parçacık durum yoğunluğu ve

$$\alpha = \frac{6}{\pi^2} g \text{ 'dır.}$$

3.3.2. Griffin (Exciton) modeli

Griffin model, nükleer potansiyeli, eşit aralıklı tek parçacık durumları olarak kabul eder. Mermi, hedef çekirdeğe girdikten sonra $1p - 0h$ (1 parçacık - 0 deşik) durumu oluşturur. Daha sonra hedef nükleonlardan biriyle etkileşerek $2p - 1h$ (2 parçacık - 1 deşik) durumunu meydana getirir. Bunu takip eden etkileşmeler daha fazla parçacık - deşik çiftini oluşturur. Sonuç olarak yeteri kadar parçacık - deşik oluşunca, geriye doğru çift - yokolma süreci başlar ve bu olay, tekrar kararlı duruma gelinceye kadar devam eder. Sistemin durumu, parçacık ve deşik derecelerine göre sınıflandırılır. Denge süreci, çeşitli tek parçacık durumlarından ziyade, farklı nükleer durum gruplarının yerleşme ihtimallerinin hesaplanması ile takip edilir. Nükleer durumların her biri için parçacık yayınlanması yapabilen bağlı olmayan durumlar oluşacaktır. Bu durum Resim 3.4' de görülmektedir. Bu modele göre, her bir duruma ait parçacık yayınlanma hızı hesaplanabilir ve bu bilgiler, denge öncesi yayınlanma spektrumunu elde etmek için bulunma ihtimalleri ile birleştirilebilir.

Açıklandığı gibi bu model, denge süreci izlenirken ve parçacık yayınlanması hesaplanırken, sadece uyarılmış parçacık sayısı ve deşikleri dikkate alır. Ayrıca, Fermi-gaz-denge modelinde olduğu gibi, denge sürecinin takibi için birtakım denklemler kullanır, fakat bu denklemler daha basittir ve çözümü daha kolay ve hızlıdır. Çekirdek hakkındaki detaylı bilgilerden vazgeçildiğinde model, çok farklı reaksiyon çeşitlerini ele almaya uygun olur. Özellikle, mermi olarak kompleks parçacıkları (d, t, α) içeren reaksiyon hesaplarının yapılabilmesi gibi bir avantajı vardır.



Şekil 3.4.Griffin modelinde, bir reaksiyonun ilk evrelerinin şematik gösterimi

Uyarılmış parçacık ve deşiklerin serbestlik derecesi, her konfigürasyon için listelenmektedir.

Eksiton Model gelen parçacık ve hedef çekirdek arasındaki ilk etkileşmeden sonra uyarılmış sistemin karmaşık bir dizi basamaktan geçtikten sonra dengeye ulaşabildiğini varsayar ve bu basamakların her birinden yayınlanma

mümkün olabilir [28]. Karmaşıklığın farklı basamakları uyarılmış parçacık ve deşiklerin sayısına göre sınıflandırılır ve eksiton model hesaplamaları, ana denklemin bir dizi çözümünü içerir.

Denge öncesi işlemler, 10 MeV in üzerindeki hafif parçacıklar ile oluşturulan nükleer reaksiyonlarda önemli bir yer tutar. Exciton model, Cline [41] ve Ribansky [42] tarafından verilen master denklemlerinin çözümüne dayanır.

$$-q(n, t = 0) = \lambda^+(E, n+2) \tau(n+2) + \lambda^-(E, n-2) \tau(n-2) - [\lambda^+(E, n) + \lambda^-(E, n) + W_l(E, n)] \tau(n) \quad (3.9)$$

Burada, $q(n, t=0)$ sürecin başlangıç koşuludur. $\tau(n)$ ana denklemin çözümüdür ve sistemin n eksiton durumunda kalma süresini ifade eder. $\lambda^+(E, n)$ ve $\lambda^-(E, n)$ iç geçiş hızlarıdır. Ana denklemde kullanımı hem dengeye geçiş olasılığını $\lambda^+(E, n)$ ve en az karmaşık duruma geçme olasılığının $\lambda^-(E, n)$ her ikisini de içerir.

$W_l(E, n)$ n exciton durumundan yayınlanma hızıdır. İfadeler bileşik çekirdekten buharlaşma için Weisskopf'un klasik ifadesi ile özdeştir, parçacık ve deşik yoğunluğunu açıklamada farklılık gösterir. Eşitlik (3.9)' ün cebirsel çözümü için her başlangıç koşulu için doğru bir sonuç veren algoritma kullanılır. Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0 = 2$, başlangıç deşik sayısı $h_0 = 1$ 'dir.

ε_b enerjili bir b nükleonunun p uyarılmış parçacık ve h deşikli bir durumdan (n eksiton) yayınlanma olasılığı $W_b(E, n, \varepsilon_b)$;

$$W_b(E, n, \varepsilon_b) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} \varepsilon_b \mu_b \sigma_b^{inv}(\varepsilon_b) \frac{\omega(p - p_b, h, U)}{\omega(p, h, E)} Q_b(p, h) \quad (3.10)$$

Ifadesi ile verilir. Burada nötronlar ile protonlar arasındaki farkı hesaba katan $Q_b(p, h)$ faktörü nötron-proton ayırtedebilme faktörüdür. Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0 = 2$, başlangıç deşik sayısı $h_0 = 1$ 'dir.

3.3.3. Cascade exciton model (CEM)

Orta enerji bölgesindeki nükleon-çekirdek reaksiyonları, denge öncesi parçacık yayınlanmasının incelenmesine elveriş sağlamaktadır. Uyarılmış bir nükleer sistem içerisinde istatistiksel dengeye ulaşana kadarki parçacık yayınlanma mekanizması, bir bileşik çekirdeğin bozunumları ve direk etkileşmelere göre incelenir [43,44]. Nükleer reaksiyonların denge öncesi kavramının (anlayışının) gelişimi, nükleer yapının anlaşılmasına ve parçacık yayınlanma mekanizmasının açıklanmasına olanak verir. Exciton modellerin büyük kısmı sadece, nükleonlar başta olmak üzere ikincil açılı-integralli enerji spektrumunun şeklini tanımlamayı amaçlar. Yüksek enerjilerde nükleer reaksiyonların bir çok özellikleri, nükleer seviyelerde ardarda geçiş işlemi (cascade) dikkate alınarak gayet iyi bir şekilde incelenebilir .

Cascade Exciton Model, reaksiyonların üç aşamada meydana geldiğini kabul eder. İlk safha nükleer seviyelerdeki geçiştir. İkinci safha denge öncesine, üçüncü safha ise denge (veya bileşik çekirdek) durumuna karşılık gelir. Genel olarak bu üç bileşen deneysel olarak ölçülen değerlere katkıda bulunur. Buna göre parçacık spektrumu için;

$$\sigma(p)dp = \sigma_{in} [N^{cas}(p) + N^{prq}(p) + N^{eq}(p)]dp \quad (3.11)$$

yazılır. Burada σ_{in} inelastik saçılma tesir kesiti, kaskad modelinden hesaplanır. σ_{in} inelastik tesir kesiti deneysel verilerden veya optik model hesaplamalarından alınmamıştır, ancak kaskad modelinden hesaplanmıştır.

Sonuçta CEM hesaplanmış karakteristikler için mutlak değerleri tahmin eder ve başka ek veriye veya sonuçlarının özel normalizasyonuna ihtiyaç duymaz.

3.3.4. Hibrid ve geometri bağımlı hibrid model

Denge öncesi bozunum için hibrid model [29,45] , aşağıda ki gibi formülize edilmiştir:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \sigma_R \sum_{n=n_0}^n \left[\frac{X_v^n \rho_{n-1}(U)}{\rho_n(E)} \right] \left[\frac{\lambda_c(\varepsilon)}{\lambda_c(\varepsilon) + \lambda_+(\varepsilon)} \right] D_n d\varepsilon \quad (3.12)$$

Burada, parantez karesi içindeki ilk terimler, Ericson parçalı durum yoğunluklarıdır, ve X_v^n enerjisi ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında olan ve sürekli bölgeye yayınlanan v tipi parçacıkların (nötron veya proton) sayısıdır. B_v 'nin nötron veya proton v tipi parçacığın bağlama enerjisi olmak üzere, $U = E - B_v - \varepsilon$ dur. D_n bir n -exciton zincirinde başlangıç popülasyonun ortalama kesirini ifade eden tüketim (depletion) faktörüdür. $\rho_n(E)$ exciton durum yoğunluğudur. $\lambda_c(\varepsilon)$ sürekli bölgede yayınlanan nükleonların geçiş hızı terimi ve $\lambda_+(\varepsilon)$, ε enerjili nükleonlar için iki cisim çarpışmasının rekabet hızıdır.

X_v^n faktörü, toplam n exciton durumu için nötronlar ve protonlar için exciton sayılarını ifade eder. Nötronla oluşturulan reaksiyonlar için, ALICE kodunda ki X_v^n (başlangıç nötron ve proton exciton sayıları) şu şekildedir:

$$X_n^3 = \frac{2(3Z + 2N)}{(3Z + 2N + 3Z)} \quad (3.13.a)$$

ve

$$X_p^3 = 2 - X_n^3 \quad (3.13.b)$$

ve protonla oluşturulan reaksiyonlar için:

$$X_p^3 = \frac{2(3Z + 2N)}{(3Z + 2N + 3Z)} \quad (3.13.c)$$

ve

$$X_n^3 = 2 - X_p^3 \quad (3.13d)$$

Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için, başlangıç exciton durumu 2p-1h'dir ve n-p saçılım tesir kesiti, n-n veya p-p saçılımınınınkinin üç katıdır.

Deneysel sonuçlar arasındaki erken karşılaştırmalar denge öncesi exciton model hesaplamaları ve intranükleer kaskad hesaplamaları exciton modelin çok az dengeöncesi parçacık verdiğini gösterir ve bunlar beklenen başlangıç exciton konfigürasyonları için spektral dağılımda çok yumuşaktır. İtranükleer kaskad hesap sonuçları exciton modelin eksikliğinin nükleer yüzeyden arttırılmış yayınının düzgün bir şekilde tekrar üretilmesinde başarısızlığa sebep olduğunu gösterir. Bu eksikliğe birinci dereceden düzeltmeyi sağlamak için hibrid model Blann ve Vonach [29] tarafından tekrar formüle edilmiştir. Bu yolla Geometri Bağımlı Hibrid modelde (GDH) daha yüksek etki parametrelerince örneklenen dağınık yüzey özellikleri denge öncesi bozunum oluşumu içine ham olarak dahil edilmiştir. GDH'de diferansiyel yayınlanma spektrumu aşağıda verilmiştir:

$$\frac{d\sigma_v(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l P_v(l, \varepsilon) \quad (3.14)$$

burda, λ merminin indirgenmiş de Broglie dalgaboyudur, ve T_l , l 'hinci kısmi dalganın geçiş katsayısıdır.

Çekirdek, denge öncesi bozunumunu iki yolla etkileyen yoğunluk dağılımına sahiptir. İlk olarak, dağınık nükleer yüzeyde çekirdeğin ortalama serbest

yolunun daha uzun olması (ortalama olarak iki katı) beklenir. İkinci olarak, yerel bir yoğunluk yaklaşımında, deşik derinliğinde, yoğunluk bağımlı bir limit vardır; tek ortalama potansiyel derinlik kullanımına göre, Ericson durum yoğunluklarının ayrıca değiştirilmesi beklenir. Bu iki değişiklik, “geometri bağımlı hibrid model” de birleştirilmiştir.

4. AMPİRİK VE YARI-AMPİRİK REAKSİYON TESİR KESİTİ FORMÜLLERİ

4.1. Nötron Giriş Reaksiyonları İçin Yarı-Ampirik Tesir Kesiti Formülleri

$X(n,\alpha)$ reaksiyonunu düşünelim ve $c = X+n$ giriş ve $c' = Y+b$ bozunum kanallarını tanımlayalım.

(n,α) reaksiyon tesir kesiti Weisskopf-Ewing gösterimi ile;

$$\sigma(n, \alpha) = \sigma_{CN}^c \frac{F_{c'}}{\sum F_{c''}} \quad (4.1)$$

Burada, σ_{CN}^c bileşik çekirdek(CN) formunun c giriş kanalı içinden tesir kesiti, $F_{c'}$ bileşik çekirdeğin kısmi bozunma genişliği $\Gamma_{c'}$ ile orantılı bir niceliği ifade eder.

$$F_{c'} = \frac{2M_{c'}}{h^2} (2I_{c'} + 1) \int_0^{E_Y} \sigma_{CN}^c E_{c'} \omega(E_Y - E_{c'}) dE_{c'} \quad (4.2)$$

$M_{c'}$ ve $I_{c'}$ sırasıyla indirgenmiş kütle ve a parçacığının c' bozunma kanalındaki spinidir; σ_{CN}^c c' kanalı içindeki a parçacığı için bileşik çekirdek tesir kesiti, $E_{c'}$ c' içinden yayınlanan a nın kütle merkezi kinetik enerjisi; E_Y kalan çekirdek Y' nin maksimum olası uyarılma enerjisidir.

$E_{CN} - S_{c'} (= E_Y)$, $S_{c'}$ a nın bileşik çekirdekten ayrılma enerjisidir; $\omega(E_Y - E_{c'})$, $(E_Y - E_{c'})$ uyarılma enerjisindeki kalan çekirdeğin düzey yoğunluğudur ve nükleer sıcaklık T ile termodinamik olarak ilişkilidir.

$$\frac{1}{T} = \frac{d \ln \omega(E_Y - E_{c'})}{dE_{c'}} \quad (4.3)$$

E_{CN} civarında;

$$\omega(E_Y - E_{c'}) \approx \omega_0(E_{CN}) \exp \left[\frac{E_{c'} + S_{c'}}{T} \right] \quad (4.4)$$

$\sigma_{CN}^{c'}$ niceliği ;

$$\sigma_{CN}^{c'} = \begin{cases} \pi R^2 & \text{nötronlar için} \\ \pi R^2 \left(1 - \frac{V_{c'}}{E_{c'}}\right) & \text{yükklü parçacıklar için} \\ 0 & V_{c'} > E_{c'} \quad \text{yükklü parçacıklar için} \end{cases} \quad (4.5)$$

Burada $V_{c'}$, c' kanalı için Coulomb engelidir. Eş.4.5. 'i kullanarak, Eş.4.2. deki $F_{c'}$ niceliğini proton yayını (F_p) için;

$$F_p = \frac{2M_p}{h^2} 2\omega_0(E_{CN}) \pi R^2 \int_{V_p}^{\infty} E_p \left(\frac{1-V_p}{E_p} \right) x \exp\left(-\frac{S_p + E_p}{T}\right) dE_p \quad (4.6)$$

elde edilir. İntegral alındıktan sonra;

$$F_p = 4 \frac{M_p}{h^2} \omega_0(E_{CN}) \pi R^2 T^2 \exp\left(-\frac{S_p + E_n}{T}\right) \quad (4.7)$$

bulunur. 14 MeV lik nötronlar için Eş.4.1 deki $\sum F_{c'}$ için;

$$\sum F_{c'} = F_n + F_p + F_\alpha + \dots \approx F_n \quad (4.8)$$

yaklaşıklığı kullanılabilir. F_n, F_p, F_α sırasıyla nötron, proton ve alfaları temsil eder.

Eş.4.2 ve Eş.4.3. ü tekrar kullanırsak;

$$F_n = 4 \frac{M_n}{h^2} \omega_0(E_{CN}) \pi R^2 \int_0^{\infty} E_n \cdot \exp\left(-\frac{S_n + E_n}{T}\right) dE_p \quad (4.9)$$

$$F_n = 4 \frac{M_n}{h^2} \omega_0(E_{CN}) \pi R^2 T^2 \exp\left(-\frac{S_n}{T}\right) \quad (4.10)$$

ye dönüşür.

Eş.4.1, Eş.4.7 ve Eş.4.10 kullanılarak şu şekilde yazılabilir;

$$\sigma(n, p) = \sigma_{CN}^n \frac{M_p}{M_n} \exp\left(\frac{S_n - S_p}{T} - \frac{V_p}{T}\right)$$

$$\sigma(n, p) \approx \sigma_{CN}^n \exp\left(\frac{Q(n, p) - V_p}{T}\right) \quad (4.11)$$

burada $Q(n, p)$ (n, p) reaksiyon enerjisi, V_p , protonlar için Coulomb enerjisi ve T nötron ve proton yayınlanması için eşit olduğu kabul edilen nükleer sıcaklıktır. $\exp(-V_p/T)$ terimini ihmal ederek ve σ_{CN}^n terimini toplam reaksiyon tesir kesiti σ_R ile özdeşleştirerek;

$$\sigma_{CN}^n = \sigma_R = \pi_0^2 (1 + A^{1/3})^2 \quad (4.12)$$

Eş.4.11 indirgenerek;

$$\sigma(n, p) \approx \pi_0^2 (1 + A^{1/3})^2 \exp\frac{Q(n, p)}{T} \quad (4.13)$$

şekline dönüşür.

Myers ve Swiatecki 'nin sıvı damlası modelini kullanırsak;

$$Q(n, p) = \alpha_1 \frac{N - Z + 1}{A} + \alpha_2 \frac{N - Z + 1}{A^{4/3}} + \alpha_3 \frac{2Z - 1}{A^{1/3}} + \alpha_4 \frac{2Z - 1}{A} \quad (4.14)$$

(katkısı küçük olan terimler ihmal edilmiştir.) α_i ler kütle formülü sabitleridir.

Buradaki ilk terim, normal simetri enerjisi, ikinci terim, yüzey simetri enerjisi, üçüncü terim, Coulomb enerjisi, dördüncü terim, Coulomb ayrılma enerjisidir [46].

4.2. Nötronlarla Oluşturulan Reaksiyon Tesir Kesitleri İçin Ampirik Formüller

14 – 15 MeV enerjide $\sigma(n, p)$ ve $\sigma(n, \alpha)$ gibi (n , yüklü parçacık) tesir kesitleri için sistematik deneysel çalışmalar pek çok çekirdek için uzun yıllardır çalışılmaktadır. Ağır çekirdekler için nükleer reaksiyon tesir kesiti hesaplanması için istatistiksel ve termodinamik metodların uygulamaları

Weisskopf 'un temel çalışmalarını esas alır. Diğer taraftan deneysel ve yarı-deneysel formüllerin bir kısmı çeşitli nötron enerjilerindeki (n , *yüklü parçacık*) ve (n , $2n$) reaksiyonlarının tesir kesiti hesaplamaları için farklı parametreleri içeren tesir kesiti formülleri pek çok yazar tarafından araştırılmıştır. Önerilen bu formüller arasında özellikle, 14-15 MeV de (n,p) ve (n,α) tesir kesitleri için Levskovskii [47] tarafından önerilen ampirik formül en fazla kullanılandır. Levskovskii formülü şu şekilde verilebilir:

$$\sigma_{n,p} \approx \sigma_n \exp[-33(N-Z)/A] \quad \sigma_{n,\alpha} \approx \sigma_\alpha \exp[-33(N-Z)/A] \quad (4.15)$$

Burada $\sigma_n = \pi r_0^2 (A^{1/3} + 1)^2$ ve $\sigma_\alpha = 0,4 \pi r_0^2 (A^{1/3} + 1)^2$, $r_0 = 1,2 \times 10^{-13}$ cm' dir.

14-15 MeV de, (n,p) ve (n,α) reaksiyonlarının tesir kesiti için katsayılarla Levskovskii formülü;

$$\begin{aligned} \sigma_{n,p}(mb) &= 45,2 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-33(N-Z)/A] \\ \sigma_{n,\alpha}(mb) &= 18,1 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-33(N-Z)/A] \end{aligned} \quad (4.16)$$

şeklindedir.

Bu Levskovskii formüllerinin, etkin Q-değerinden türetilen 14-15 MeV nötron tesir kesiti için teorik yaklaşımlara kabaca eşit olduğunu gösterir. Deneysel (n , p) tesir kesitleri, elementin Q-değerine bağlı olarak artan kütle numarası ile yavaşça azalır. Fakat deneysel (n,α) tesir kesitlerinin teorik hesaplamaları ortalama Q-değeri $Q_{av.} = (Q_t + Q_e)/2$ birimi kullanılarak hesaplanırsa deneysel değerlere yaklaşır. Burada Q_t ve Q_e sırasıyla gerçek ve etkin Q değerleridir. Bu, (n,α) tesir kesiti durumu için deneysel formüller ile etkin Q-değeri arasındaki teorik ilişkiyi tartışmayı zorlaştırır.

Daha önceki araştırmalara göre [48–55], pek çok çekirdeğin deneysel ve yarı deneysel tesir kesitleri, çekirdeğin kütle numarası A , nötron sayısı N ve proton

sayısı Z ile orantılı olmaktadır, bu durum çekirdeğin izotopik, izotonik, tek-çift özellikleri ve asimetri parametresi $s = \frac{N-Z}{A}$ ile de belirtilmektedir.

Hızlı nötronlarla oluşturulan reaksiyonlarının ampirik tesir kesitleri yaklaşık olarak,

$$\sigma(n, x) = C \sigma_{ne} \exp[as] \quad (4.17)$$

şekilde ifade edilebilir. Burada x reaksiyonda üretilen parçacığı gösterir. σ_{ne} elastik olmayan nötron tesir kesiti, $\sigma_{ne} = \pi_0^2 (A^{1/3} + 1)^2$ olmak üzere, C ve a katsayıları ise, farklı reaksiyonlar için en küçük kareler metodu ile elde edilen serbest parametrelerdir. Elastik olmayan tesir kesiti birçok çekirdek için MeV mertebesinde ölçülmüştür. Elastik olmayan nötron tesir kesiti πR^2 ile verilir, burada R nükleer çaptır. Eş. 4.15, nükleer reaksiyonların istatistiksel modeli çerçevesinde dikkate alınan iki faktörün çarpımını gösterir. Buradaki üstel terim, reaksiyon ürünlerinin bileşik çekirdekten yayınlanmasını ifade eder. Eş. 4.15' de güçlü bir $(N-Z)/A$ bağılılığı vardır. 14-15 MeV enerjili nötron girişli ölçülen tesir kesitleri, hafif çekirdekler için ($Z \leq 30$) asimetri parametresinin artmasıyla birlikte yukarı yönlü bir eğim ortaya koymaktadır. Ancak bu asimetri parametresi orta ve ağır çekirdekler için ($A \leq 100$) ise sabit kalır.

10 MeV 'in üzerindeki gelme enerjilerinde hafif mermi çekirdeklerle gerçekleşen nükleer reaksiyonlarda dengeöncesi mekanizması oldukça önemlidir [28–29] . Denge öncesi reaksiyon etkileri asimetri parametresine güçlü şekilde bağıllık gösterir, özellikle (n,p) reaksiyonu I ($A = 40 \sim 62$) bölgesinde, bileşik çekirdek reaksiyonu baskınken , bu (n,p) reaksiyon III ($A=90 \sim 160$) bölgesinde dengeöncesi süreç daha baskındır. Orta bölgede ise II ($A= 63 \sim 89$), bu reaksiyon için I ve III. bölgelerdeki her iki süreç de mümkündür. Kumabe ve Fukuda [55] bu etkiyi göz önüne alarak Levkovskii'nin formülünü yeniden düzenlemişlerdir. Bu formül şu şekildedir:

$$\sigma = aA^b \exp[-c(N-Z)/A] \quad (4.18)$$

her üç bölge için ayrı ayrıdır, a, b, c katsayıları en küçük kare methodu ile belirlenir. Bu formülde $(A^{1/3} + 1)^2$, A^b ($b > 2/3$) katsayıları ile yer değiştirilerek deneysel verilerle daha iyi uyumlu hale gelir. Fakat bu formül elastik olmayan nötron tesir kesitlerinin (σ_n ve σ_α) fiziksel anlamını ihmal eder (yok sayar.). Bazı çalışmalar uyarılma fonksiyonlarının maksimumlarındaki şeklinin ve tesir kesitlerinin analizini yapar. $(n,2n)$ ve (n,np) reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonlarının maksimumlarındaki reaksiyon tesir kesitini belirlemek için Manokhin ve ark. [56] tarafından bazı ampirik sistematikler geliştirilmiştir.

Belgaid ve Asghar [52] da 5 parametre içeren ve (n,p) ve (n,α) tesir kesitlerinin $(2Z-1)/A$ parametresi ile güçlü bir bağıllığının olduğunu ilk kez gösteren yarı-ampirik bir formül elde ettiler. Ait-Tahar [49] (n,α) tesir kesitlerinin $(N-Z+1)/A$ parametresine bağımlılığını keşfettiler. Trofimov, uyarılma fonksiyonunun maksimumunda (n,p) reaksiyonlarının tesir kesitlerinin değerlendirilmesi için ve maksimuma uygun nötron enerjisini belirlemek için bağıntılar önerdi. Konno *et al.* [57] *elastik olmayan nötron tesir kesitini içeren (n,np) reaksiyonlarının tesir kesitlerinin ampirik formülünü kullanmayı önerdi.*

$$\begin{aligned} \sigma_{n,np} &= 68,46 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-25,08s] \quad S_n > S_p \text{ için} \\ \sigma_{n,np} &= 22,05 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-31,91s] \quad S_n < S_p \text{ için} \end{aligned} \quad (4.19)$$

Burda S_n nötron ayrılma enerjisi, S_p proton ayrılma enerjisidir.

Son yıllarda, 14-15 MeV' lik nötronlarla oluşturulan reaksiyon tesir kesitleri için elastik olmayan nötron tesir kesitini içeren yeni ampirik formüller keşfedilmiştir. Tel ve ark. (n,p) reaksiyonlarının tesir kesitleri için yeni ampirik formüller oluşturmak için bu yeni deneysel verileri kullanmayı önerdi. Bu formüller asimetri parametresi $s = (N-Z)/A$ ve nükleer kabuk modelinin bağlanma enerji sistematiğindeki çiftlenim etkisine bağlıdır. Tel ve ark. ayrıca $(n,2n)$, (n,α) , (n,t)

ve (n, d) reaksiyonları için bu formülü kullanarak uygun bir yeni katsayı elde ettiler [74].

(p, α) , $(p, n\alpha)$, ve (p, np) reaksiyon tesir kesitlerinin yarı-ampirik sistematikleri için son çalışmalar 17,9' dan 28,5 MeV' e kadar çeşitli gelme enerjilerdeki protonlar için elde edilmiştir [58]. Sistematikler dengeöncesi eksiton model, buharlaşma modeli ve yarı-ampirik kütle modeli kullanarak türetilen analitik formüllere dayanır. Sistematiklerin parametreleri (p, α) $(p, n\alpha)$ ve (p, np) reaksiyonları için mevcut ölçülmüş tesir kesitlerinin analizinden elde edilen verilerle fit edilmiştir. 17,9 MeV ' de (p, α) reaksiyon tesir kesiti için yarı ampirik sistematik formül:

$$\sigma_{p, \alpha} = \sigma_{non} \left[A^{-\frac{1}{3}} (\alpha_1 X_1 + \alpha_2) + \exp \left\{ A^{-\frac{1}{2}} (\alpha_3 X_2^2 + \alpha_4 X_3 + \alpha_5 + \alpha_6 f_{sh, p}) \right\} \right] \quad (4.20)$$

Burada $X_1 = (N-Z-0,5)/A$, $X_2 = (N-Z-1)/A$, $X_3 = (N-Z-1,5)/A$ 'dır. N, Z, A hedef çekirdeğin nötron ,proton ve nükleon sayılarıdır. $f_{sh, p}$ shell ve çiftlenim etkisini tanımlayan ampirik fonksiyondur, α_i parametrelerdir. σ_{non} optik modelden aşağıdaki şekilde hesaplanır [59].

$$\sigma_{non}^{appr} (17,9 MeV) = 1,1221 \times 10^{-4} A^3 - 6,7168 \times 10^{-2} A^2 + 11,628 A + 605,99 mb \quad (4.21)$$

Deneysel verilere en iyi uyum (4.22) ifadesinin en küçük değerini sağlayan yeni serbest parametreler ile elde edilebilir,

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_i \left(\frac{\sigma_{exp}^i - \sigma_{cal}^i}{\Delta \sigma_{exp}^i} \right)^2 \quad (4.22)$$

σ_{exp}^i ve σ_{cal}^i deneysel ve hesaplanmış tesir kesitleridir, $\Delta \sigma_{exp}^i$ deneysel tesir kesitindeki hata miktarını ve N ise, deneysel verilerin sayısını belirtmektedir. Nötronlar ile oluşturulan reaksiyonlar için deneysel ve yarı deneysel tesir kesiti

formüllerinin s asimetri parametresine bağlı oldukları pek çok araştırmacı tarafından da ifade edilmiştir.

5. İNCELEME VE BULGULAR

5.1. Hesaplamalarda Kullanılan Programlar

Denge ve denge öncesi reaksiyon mekanizmalarını esas alarak çeşitli kodlar (Groggi, Stapre, Alice, Gnash, Spec, vs., ve bunların modifikasyonları) geliştirilmiştir. Blann tarafından geliştirilen ve Obninsk grup tarafından son değişiklikleri yapılan ALICE ailesi kodları tıbbi radyoizotop üretimi için, reaksiyon tesir kesiti hesaplamalarında kullanılmaktadır.

ALICE ailesi kodları hibrid, geometri bağımlı hibrid (GDH) veya denge öncesi modelleri ve Weisskopf-Ewing buharlaşma formulasyonuna dayanır. Ayrıca Spec kodunda Weisskopf-Ewing buharlaşma formunun çatısı dahilinde yapılandırılmıştır, ancak denge öncesi bozunum eksiton model ana denkleminde [31] hesaplanır.

Alice-91 Programı, standart Alice kodunun Livermore laboratuvarında düzenlenmiş bir versiyonudur [60]. Hibrid ve geometri bağımlı hibrid bileşik öncesi modelleri ve reaksiyon sürecinin denge kısmı için Weisskopf-Ewing buharlaşmasını kullanır. Alice' in daha erken sürümleri (versiyonları) nükleon, detöron, alfa ve gama-ışınını içermiyordu. 1990'dan itibaren gama içeriği dahil edilmiştir. Alice kodu Fermi gaz düzey yoğunluğunu kullanır ve kabuk-bağımlı düzey yoğunluklarını kullanma seçeneğine sahiptir [61]. Kod, çoklu denge öncesi nükleon yayılımı içerir.

Bu çalışmadaki, dengeöncesi model hesaplamalarında, hibrid ve geometri bağımlı hibrid modeller için başlangıç exciton sayısı $n_0=3$ (1 proton, 1 nötron ve 1 deşik) alınmıştır. Bu model başlangıç proton (p) ve nötron (n) exciton sayılarına ihtiyaç duyar. Hibrid ve geometri bağımlı hibrid modellerin farklılığı, nükleer yoğunluk dağılımının etkilerinin hesabını gelen orbital açısal momentumu ℓ 'ye göre yapılmasıdır. Bu çekirdeğin yüzeyinden yayınlanmanın artışı sağlar ve böylece yüksek enerjili parçacıkların yayınlanmasında artış olur. Blann ve Bisplinghoff tarafından öngörülen standart çiftlenim kayması (tek-çift çekirdekler için sıfır, tek- tek çekirdekler

için δ) GDH model için çiftlenim düzeltmesi olarak kullanılmıştır. Hibrid ve geometri bağımlı hibrid hesaplamalarında, tüm çekirdekler için Fermi-gaz yüzey yoğunluğu ifadesi ve deneysel kütleler kullanılır. Kütlelerin hesabındaki çiftlenim terimi, Shell düzeltmesi yapılarak hesaplanmıştır.

ALICE-91 programı ile yapılan hesaplamalarda başlangıç exciton sayısı $n_0=3$ alınır ve bu modeller de protonlarla oluşturulan reaksiyon hesaplamaları için başlangıç proton ve nötron exciton sayıları kullanılır. Blann ve Vonach'e [29]

göre bu exciton sayıları ${}_3X_p = \frac{2(3N+2Z)}{(3N+2Z+3N)}$ ve ${}_3X_n = 2-{}_3X_p$ 'dir. Burada,

N ve Z hedef çekirdeğin nötron ve proton sayılarıdır. Hibrid ve GDH model hesaplamalarında ALICE-91 yanısıra ALICE/ASH-2006 programı da kullanılmıştır. ALICE/ASH-2006 programı ALICE kodlarının geliştirilmiş ve değiştirilmiş bir sürümüdür. ALICE/ASH-2006 programı, 300 MeV lik gelme enerjisine kadar, uyarılma fonksiyonu, ikincil parçacıkların açısal dağılımı ve enerjisi hesaplamaları için uygulanabilir. Başlangıç exciton sayısı $n_0=3$ olarak alınır ve protonlarla oluşturulan reaksiyonlar için hesaplamalardaki exciton

sayısı ${}_3X_p = 2 \frac{(\sigma_{pn}/\sigma_{pp})N+2Z}{2(\sigma_{pn}/\sigma_{pp})N+2Z}$ ve ${}_3X_n = 2-{}_3X_p$ olur.

Pauli dışarlama ilkesi gözönüne alınarak nükleon – nükleon tesir kesiti oranı,

$\sigma_{pn}/\sigma_{pp} = \sigma_{np}/\sigma_{nn} = 1,375 \times 10^{-5} T^2 - 8,734 \times 10^{-3} T + 2,776$ olur. Burada T mermi çekirdeğin kinetik enerjisidir.

Hem ALICE91 hem de ALICE/ASH ile denge için hesaplanan değerlere bakıldığında yaklaşık 30 MeV den sonra deneysel değerlerden sapma gözlenmektedir. Denge hesaplamaları Gauss eğrisi şeklinde oluşmaktadır. ALICE/ASH programı ile yapılan hibrid ve geometri bağımlı hibrid modellerinin sonuçları deneysel değerlerle uyum göstermektedir.

Exciton model hesaplamalarında (PCROSS programı), başlangıç exciton sayısını $n_0=1$ (1 proton, 0 hole) alarak direk gama yayınlanmasını hesaba katılmıştır. Denge hesaplamalar için standart Weisskopf-Ewing teorisini, denge öncesi hesaplamalar için full exciton modeli kullanılmıştır. F.C. Williams, [37] ' ın önerdiği gibi denge exciton sayısı $\sqrt{1,4gE}$ 'e eşit alınmıştır. Exciton model hesaplamalarında, tek parçacık düzey yoğunluk parametresi g , $A/13$ ' e eşittir. Burada A kütle numarası ve E bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisidir.

CEM95 programı, Cascade Exciton Model çerçevesinde nükleer reaksiyonların Monte Carlo hesaplamaları için tasarlanmıştır. CEM95 programı, reaksiyon, elastik, fisyon ve toplam tesir kesitlerini, uyarılma fonksiyonlarını, nüklid dağılımını, enerji ve açısal spektrumu, çift (double) diferansiyel tesir kesitini, ortalama enerji ve çıkan ürünler için üretim tesir kesitlerini hesaplamamıza olanak tanır. CEM95' e düzey yoğunluk parametresini hesaplamak için farklı modeller dahil edilmiştir. Bu program hesaplamalarda kaskad eksiton modelini kullanır. Cascade Exciton Model reaksiyonun üç safhada olduğunu düşünür [62]. Birinci safha intranükleer kaskad, bu safhada birincil parçacıklar absorpsiyon öncesi birkaç kez saçılabilir veya çekirdekten kaçabilir. Kaskad parçacıkların yayınlanması sonrasında geri kalan uyarılmış atık çekirdek reaksiyonun ikinci safhası olan denge öncesinin başlangıç noktası olan parçacık-deşik konfigürasyonunu belirler. Üçüncü safha ise denge (buharlaşma) safhasıdır.

CEM'in önemli bir noktası intranükleer kaskad safhasından denge öncesi sürece dönüşme şartıdır. Konvensiyonel kaskad-buharlaşma modellerinde hızlı parçacıklar minimum enerjiye düşürülür. CEM başka bir kriter kullanır. CEM'e göre birincil parçacık kaskadın parçası olarak düşünülür. Kaskad etkileşme safhası intranükleer kaskad modelin Dubna versiyonu ile ifade edilmiştir. Tüm kaskad hesaplamalar üç boyutlu bir geometride

yapılmaktadır. Nükleer madde yoğunluğu $\rho(r)$ elektron-çekirdek saçılma analizinden alınan iki parametrelili Fermi dağılımı ile ifade edilmiştir.

Denge öncesi ve buharlaşma modellerinde en önemli nicelik durum yoğunluğudur. CEM95 programında $a = a(Z, N)$ için Malyshev'in yaklaşımı kullanılmıştır [63]. Hesaplamalar için kullanılan bilgisayar programları NEA DATA BANK'dan temin edilmiştir. Bu programlarla yapılan hesaplamalar, literatürden elde edilen deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. İncelenen radyonüklidler için veriler NUDAT [64] veri tabanından elde edilmiştir.

5.2. Radyoizotop Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları

Çalışmamızın siklotronla üretilen medikal radyoizotopların incelenmesi ile ilgili bölümünde; PET radyoizotopları olarak bilinen $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$, $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$, $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$, $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$, $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ ve SPECT radyoizotoplarının üretildiği $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$, $^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs}$, $^{203}\text{Tl}(p,3n)^{201}\text{Pb}$ reaksiyonlarının yanı sıra $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$, $^{82}\text{Kr}(p,2n)^{81}\text{Rb}$ ve $^{72}\text{Ge}(p,n)^{72}\text{As}$ gibi reaksiyonlarının tesir kesitleri de incelenmiştir. Reaksiyonlar için 5-50 MeV proton gelme enerjileri için uyarılma fonksiyonları hesaplanmıştır.

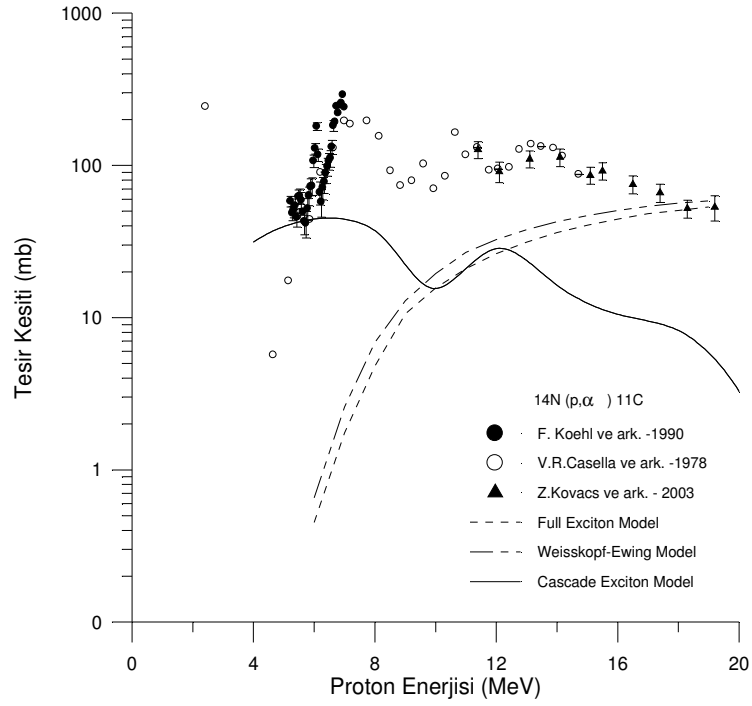
Denge öncesi hesaplamalar, hibrid model, geometri bağımlı hibrid model, cascade exciton model ve full exciton modellerle yapılmıştır. Denge reaksiyonları Weisskopf–Ewing modeline göre hesaplanmıştır. Uyarılma fonksiyonlarının denge öncesi hesaplamaları full exciton model için PCROSS [65], hibrid ve geometri bağımlı hibrid modeller ALICE/ASH ve cascade exciton model için CEM95 [43] programları ile yapılmıştır. PCROSS programındaki reaksiyon denge bileşeni geleneksel çekirdek modellerinden açılma momentumu ihmal eden Weisskopf-Ewing [15] methodu ile hesaplanmıştır.

Hesaplamalarda denge durumu için, Weisskopf- Ewing Model, denge öncesi etkileri incelemek için ise; hibrid model, geometri bağımlı hibrid model, cascade exciton model ve full exciton model kullanılmıştır. 5-40 MeV gelme enerjili protonlar için deneysel tesir kesitleri literatürden ve NNDC [64], EXFOR/CSISRS [66] kütüphanelerinden elde edilmiştir. Deneysel veriler ile teorik hesaplamalar karşılaştırıldı ve üretim verimliliğinin optimum enerji aralıkları belirlenmiştir. Hesaplanan sonuçlar deneysel değerlerle karşılaştırılarak tartışılmıştır.

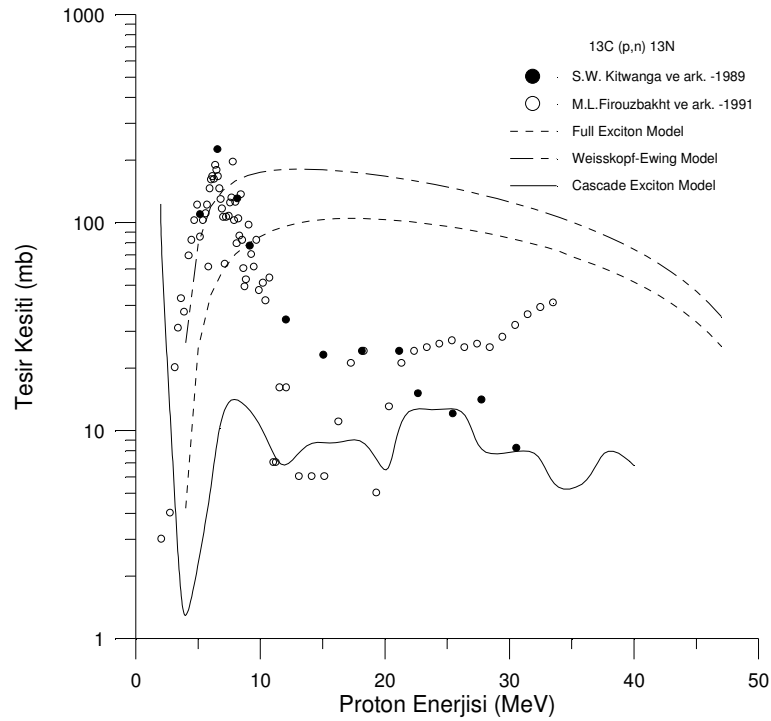
Genel olarak kullanılan tüm model hesaplama programları hafif hedef çekirdekler için ölçülen değerlerle çok iyi uyum sağlamamaktadır. Ağır hedefli çekirdeklerde ise yeni model programları ile yapılan hesaplamalar deneysel değerlerle uyumludur. $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$ reaksiyonu haricindeki süreçler için Weisskopf-Ewing model ve full exciton model hesaplamaları 14-16 MeV e kadar deneylerle uyumludur. 14-15 MeV lik gelme enerjisinin üzerinde ise hibrid ve geometri bağımlı hibrid modellerle yapılan hesaplamalar deneylerle uygunluk gösterir. 8-10 MeV gelme enerjisinin üzerinde cascade exciton model hesaplamaları ölçülen verilerle oldukça iyi uyum sağlamaktadır. Genel olarak, ALICE/ASH programı ile hibrid ve geometri bağımlı hibrid modellerle yapılan hesaplamaların deneysel verilerle uyumlu olduğu gözlenmiştir.

^{13}N , ^{11}C , ^{15}O , ^{18}F , ^{62}Cu ve ^{68}Ga (Şekil 5.1 a-b, Şekil 5.2 a-b ve Şekil 5.3 a-b) radyoizotoplarının üretimi için küçük ölçekli bir siklotronun yeterli olduğunu söyleyebiliriz. İncelediğimiz diğer tüm radyoizotopların üretimi için ise 30 MeV enerjili bir siklotron gereklidir.

Sonuç olarak, protonlarla oluşturulan reaksiyon tesir kesiti verileri, izotop üretimine alternatif olarak (siklotronlarla radyoizotop üretimi için), spallasyon nötron kaynağı olarak nötron üretimi için parçalanma reaksiyonları gibi teknolojik uygulamalarda kullanılabilir.

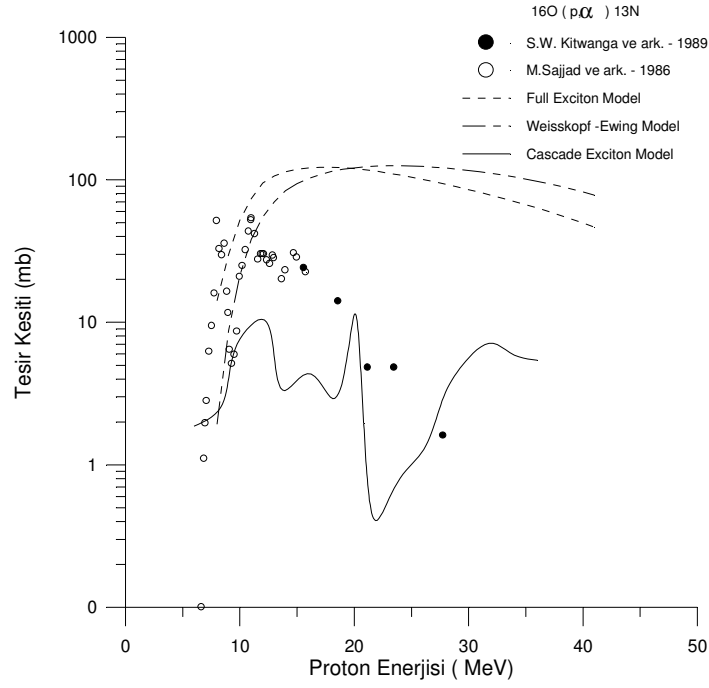


(a)

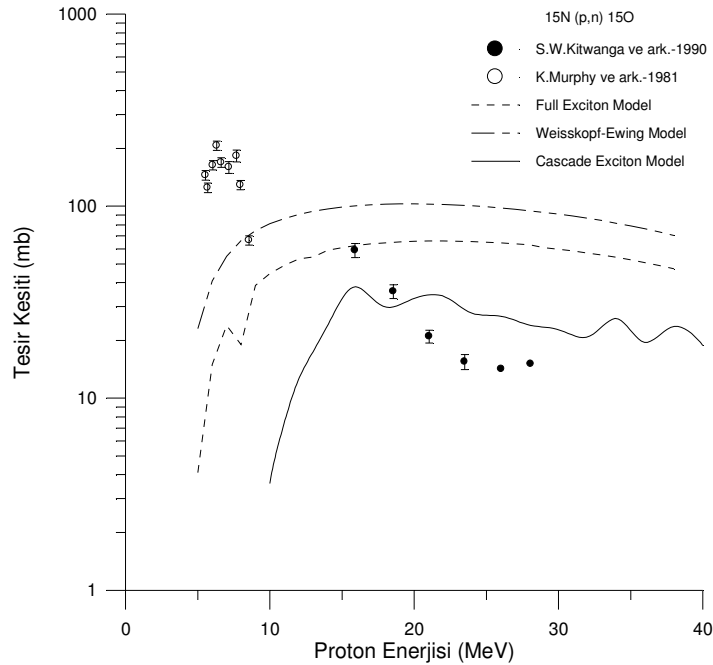


(b)

Şekil 5.1. (a) $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$ (b) $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

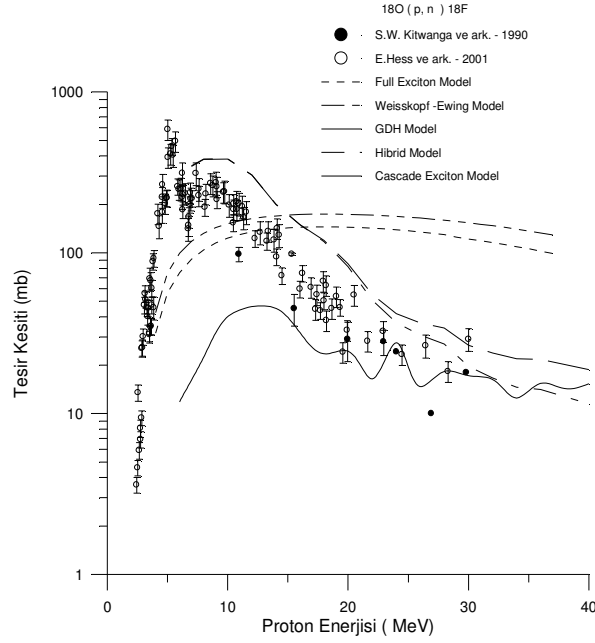


(a)

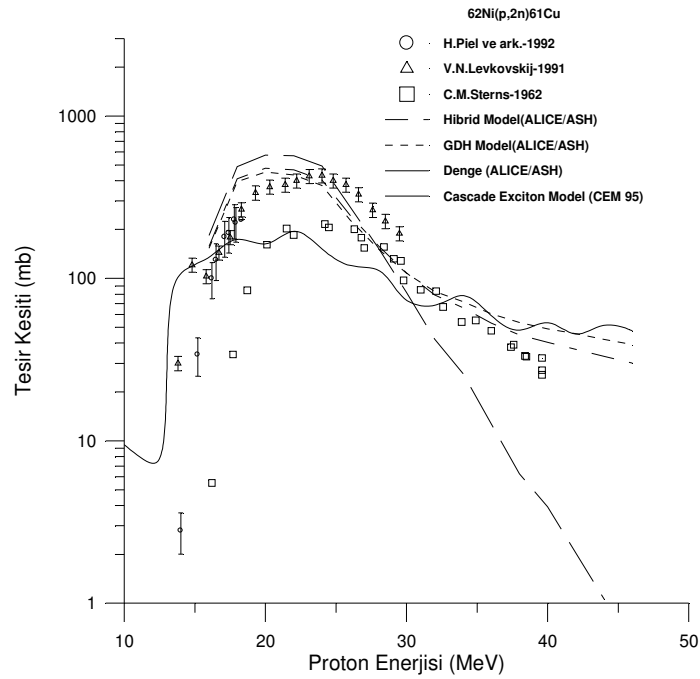


(b)

Şekil 5.2. (a) $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$ ve (b) $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

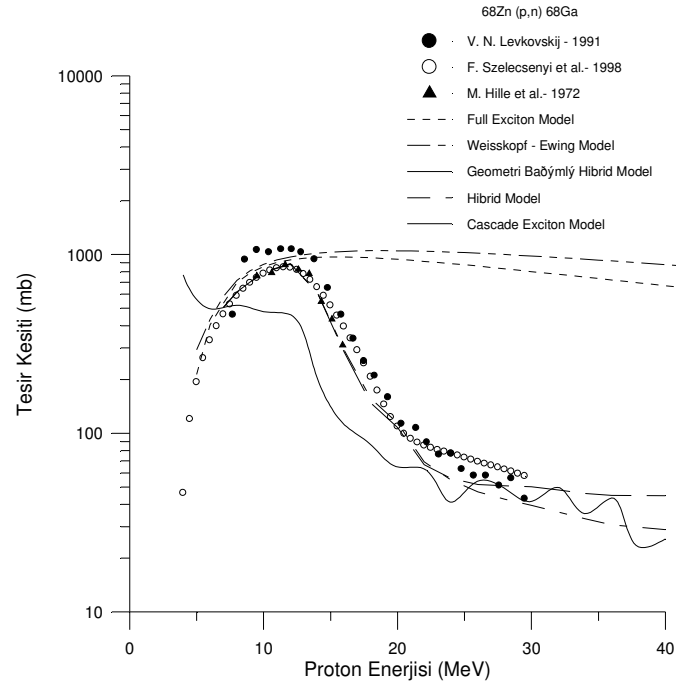


(a)

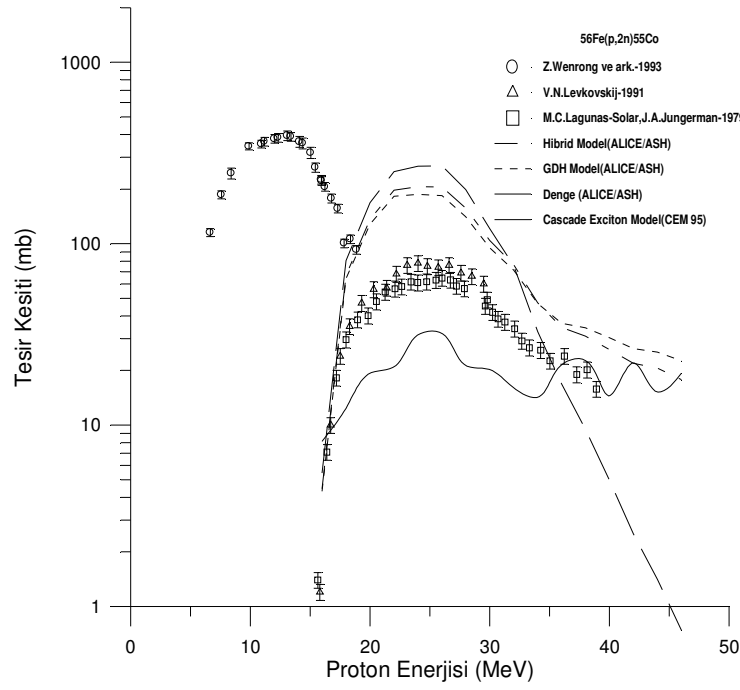


(b)

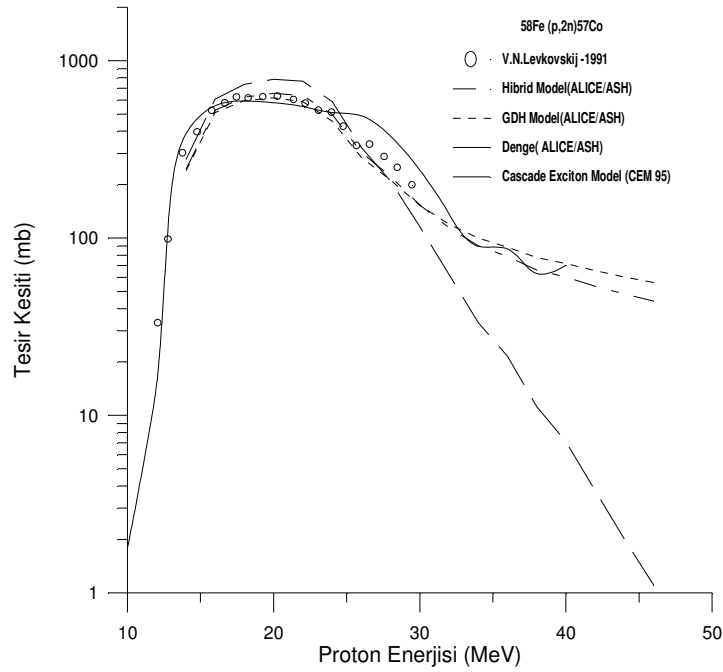
Şekil 5.3. (a) $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ (b) $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.



Şekil 5.4. (a) $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ (b) $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

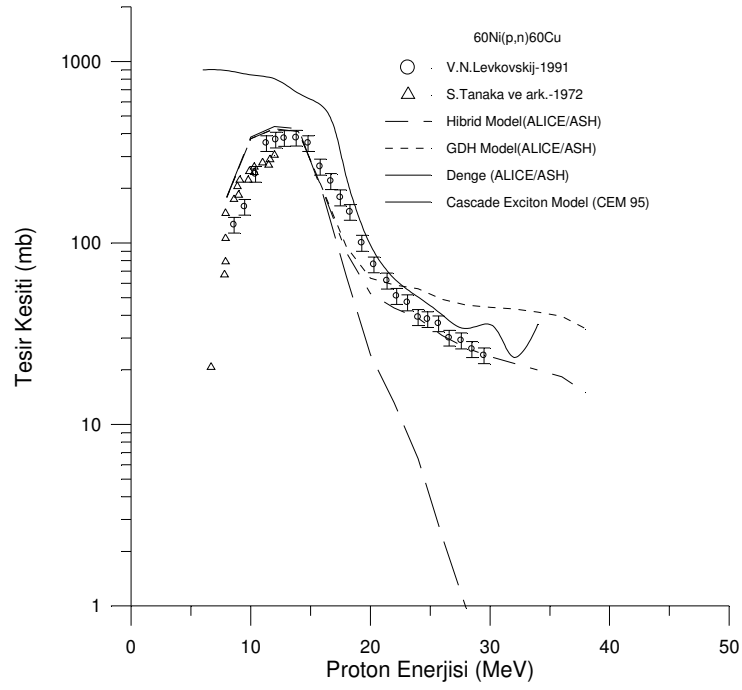


(a)

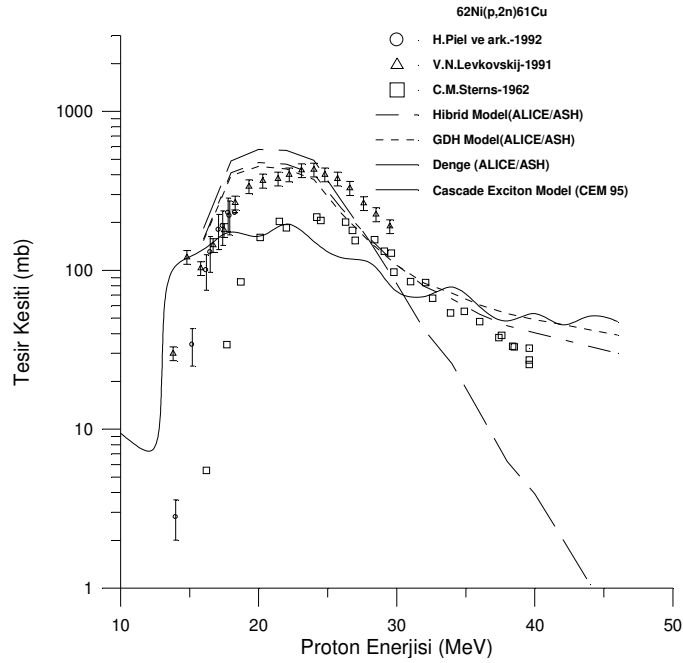


(b)

Şekil 5.5. (a) $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ (b) $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

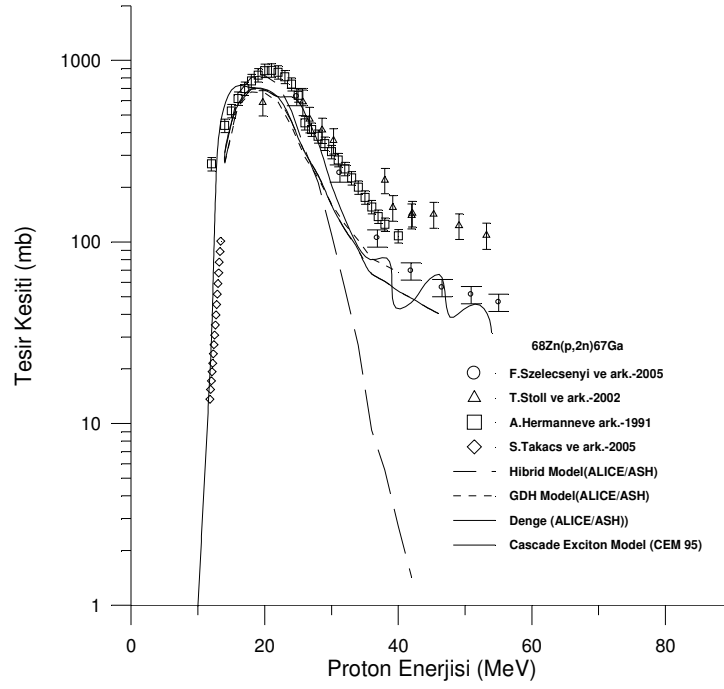


(a)

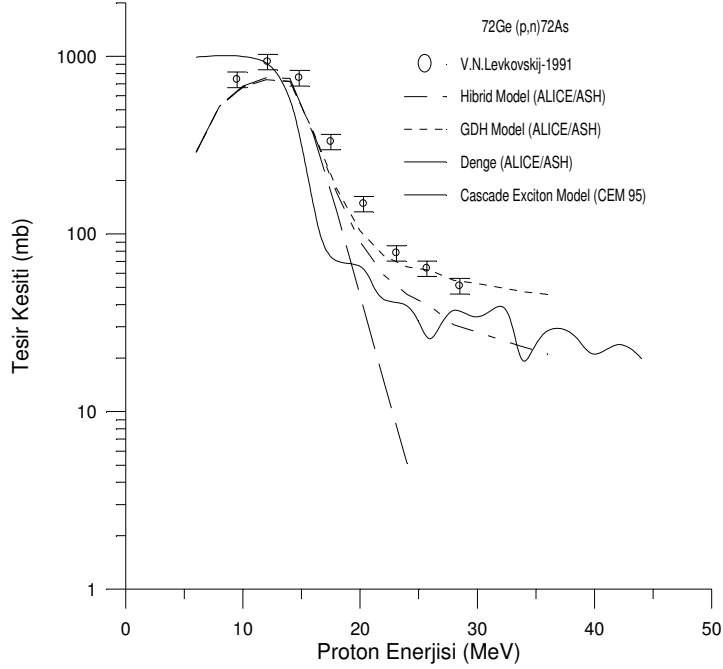


(b)

Şekil 5.6. (a) $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ (b) $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

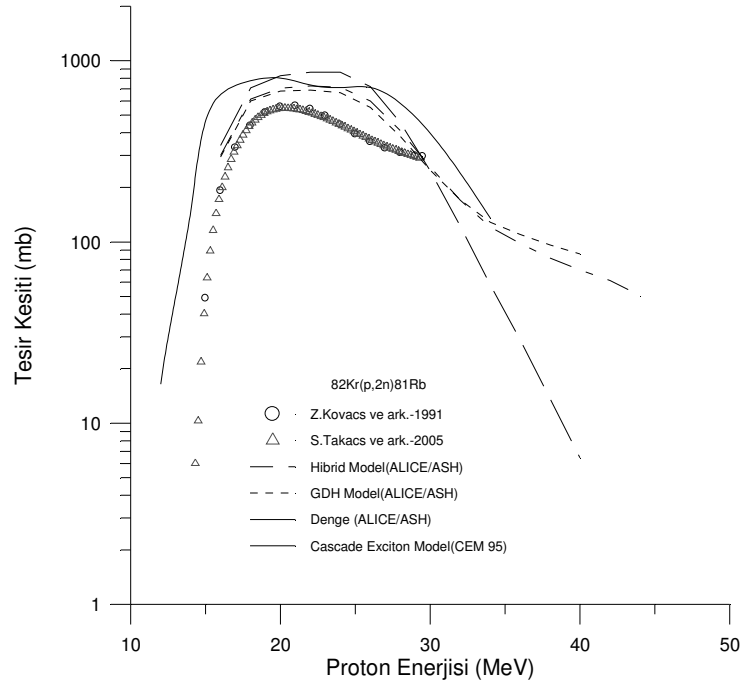


(a)

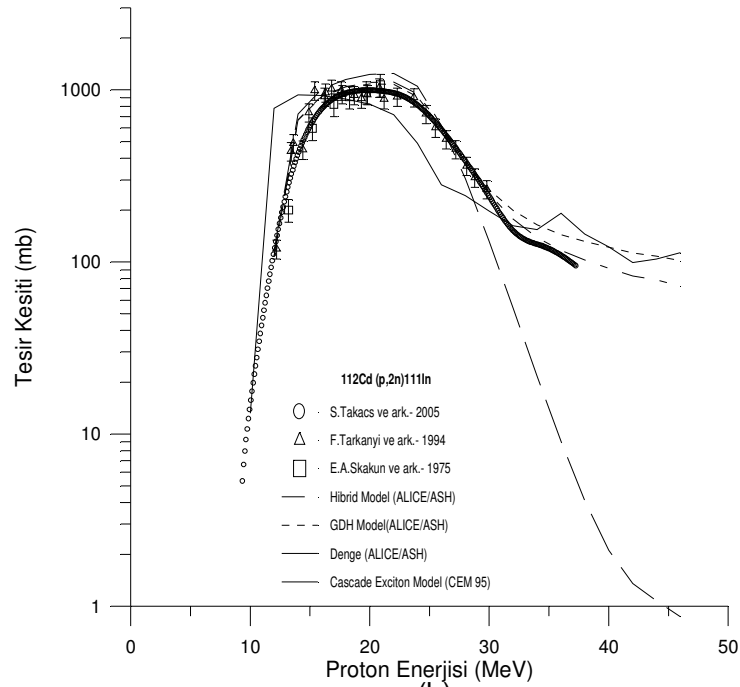


(b)

Şekil 5.7. (a) $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ (b) $^{72}\text{Ge}(p,n)^{72}\text{As}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

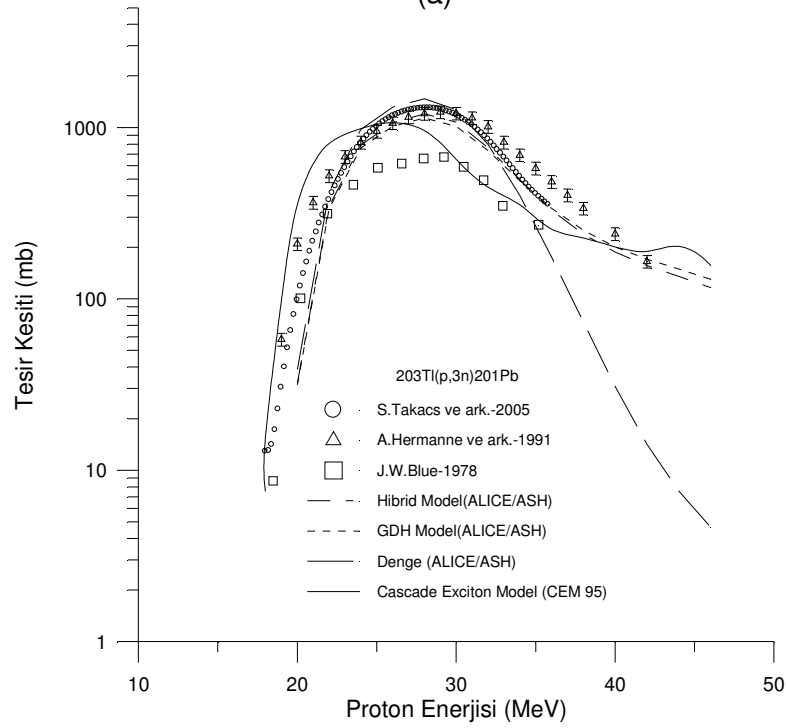
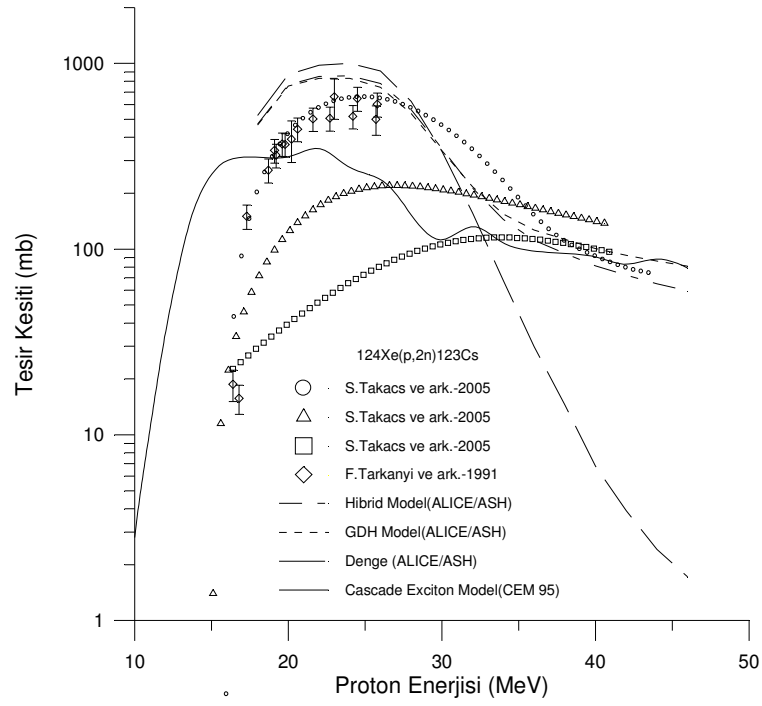


(a)



(b)

Şekil 5.8. (a) $^{82}\text{Kr}(p,2n)^{81}\text{Rb}$ (b) $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.



Şekil 5.9. (a) $^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs}$ (b) $^{203}\text{Tl}(p,3n)^{201}\text{Pb}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

5.3. Nötron Üretimi (Spallasyon Reaksiyonu) Hesaplamaları

Protonlarla oluşturulan nükleer reaksiyon tesir kesiti verileri izotop üretimine alternatif olarak spallasyon nötron kaynağından (spallation neutron target, SNT) nötron üretimi için de kullanılabilir. Nötron üretimi, özellikle hızlandırıcı sürümlü sistemler için önemlidir. Hızlandırıcıdan gelen bir parçacık demeti (çoğu tasarımlarda proton) ağır elementlerin kalın bir hedefine çarptığı zaman hedef içinde atomik çekirdeğin spallasyonu ile çok miktarda nötronlar ve yüklü parçacıklar elde edilir. Kritik altı sistemin ,nükleer reaksiyonu başlatmak için bir nötron kaynağına ihtiyaç vardır. Bu nötronlar spallasyon nötron hedefi tarafından sağlanır. ADS çalışmalarında gelen proton başına nötron verimi önemlidir. ADS' lerde spallasyon nötron kaynağı katı veya sıvı haldeki metaller olabilir. Spallasyon nötronların sayısı demet enerjisine ve hedef çekirdeğin kütlesine bağlıdır.

ADS spallasyon nötron kaynağından nötron üretmek için kullanılabilir ve hızlandırıcı sürümlü kritik altı reaktörlerde şiddetli bir nötron kaynağı olarak rol oynayabilirler ve nükleer atıkları yakma ve enerji üretme yeteneğine sahiptir. Son zamanlarda ağır sıvı metaller arasında Kurşun-Bizmut (%44,5 Pb, %55,5 Bi) ADS uygulamaları için en çok tercih edilen hedef malzemedir. Bunun yanı sıra Berilyum (Be), Bakır (Cu), Krom (Cr), Civa (Hg), Kurşun (Pb), Toryum (Th), Tungusten (W) ve Uranyum (U) hedefler de çeşitli nötronik, kimyasal ve termal özelliklerinden dolayı tercih edilmektedir [67-72]. ADS ve onlardan üretilen nötronlar üzerine çok sayıda çalışmalar bir çok araştırmacılar tarafından yapılmıştır [44,70-73] . Çeşitli proton demet enerjileri için, çeşitli hedef ortamlarında SN üretimi analiz edilmiştir, yüksek atom numaraları ve olumlu spallasyon-nötron üretim karakteristiklerinden dolayı, Hg, W, uranyum (U; 99,3 % ^{238}U verimli ve 0,7 % ^{235}U bölünebilir) ve toryum (Th) SNT materyali olarak dikkate alınmıştır. Ek olarak, krom (Cr), bakır (Cu) ve berilyum (Be), (ikinci grup SNT materyalleri), düşük SN üretim karakteristiklerine sahiptirler. Ayrıca demir, krom ve nikel, pek çok alaşım

eliklerinin temel elementleri, fsyon reaktörünün bileşenlerinin çoğunluğunda zorunludur.

Birinci grup spallasyon nötron kaynağı olarak düşünülen malzemeler hesaplamalar ile deneysel değerlerin karşılaştırılmaları şekil 5.10a-b, şekil 5.11a-b, şekil 5.12a-b, şekil 5.13a-b, şekil 5.14a-b, şekil 5.15a-b ve şekil 5.16a' da görülmektedir.

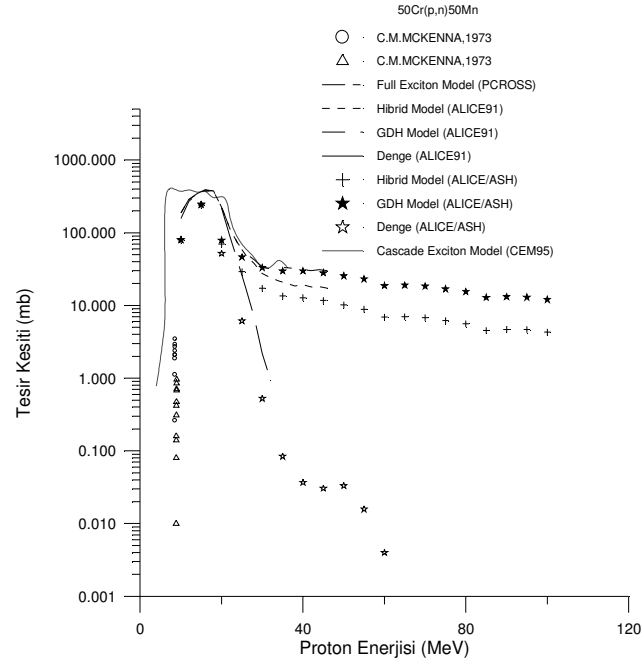
Çalışmanın bu kısmında, nötron üretimi hesaplamaları için 5-120 MeV gelme enerjili protonlarla $^{50}\text{Cr}(p,n)^{50}\text{Mn}$, $^{50}\text{Cr}(p,2n)^{49}\text{Mn}$, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$, $^{52}\text{Cr}(p,2n)^{51}\text{Mn}$, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$, $^{53}\text{Cr}(p,2n)^{52}\text{Mn}$, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$, $^{63}\text{Cu}(p,3n)^{61}\text{Zn}$, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$, $^{65}\text{Cu}(p,3n)^{63}\text{Zn}$, $^{65}\text{Cu}(p,4n)^{62}\text{Zn}$ reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları incelenmiştir (şekil 5.10a-b, şekil 5.11a-b, şekil 5.12a-b, şekil 5.13a-b, şekil 5.14a-b, şekil 5.15a-b ve şekil 5.16a). Ayrıca, denge ve denge öncesi mekanizmaları kullanılarak, $^{50,52,53,54}\text{Cr}$ ve $^{63,65}\text{Cu}$ ikinci grup spallasyon nötron hedef çekirdekleri için (p,xn) tesir kesiti değerleri 1,5 GeV e kadar araştırılmıştır. Uyarılma fonksiyonlarının denge öncesi hesaplamaları için hibrid, geometri bağımlı hibrid, full exciton ve cascade exciton model hesaplamaları kullanılmıştır. Reaksiyon denge bileşeni nükleer çekirdek modellerinden Weisskopf-Ewing methodu ile yapılmıştır. Hesaplamalar ALICE91, ALICE/ASH, PCROSS (Full Exciton Model) ve CEM95 (Cascade Exciton Model) ile yapılmıştır. Hesaplanan sonuçlar literatürde ölçülen değerlerle karşılaştırılmıştır.

Yeni hızlandırıcı sürümlü teknolojiler, yüksek-Z hedefleri üzerindeki (p,xn) ve (n,xn) nükleer reaksiyonlarında üretilen spallasyon ntronlarını kullanırlar. Bundan dolayı, nötron üretimi, zırhlama gereksinimleri, aktivasyon, radyasyon ısıtması, ve materyal hasarın teorik tahminlerinin iyileştirilmesinde, yeni nükleer tesir kesiti verilerine ihtiyaç vardır. Ayrıca, nükleer teorilerin araştırılması için nükleer tesir kesiti verileri gereklidir. Nükleer reaksiyon modellerine reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplamasını sağlamakta ihtiyaç duyulur. Özellikle deneysel veriler elde edilemediyse veya deneysel zorluklar

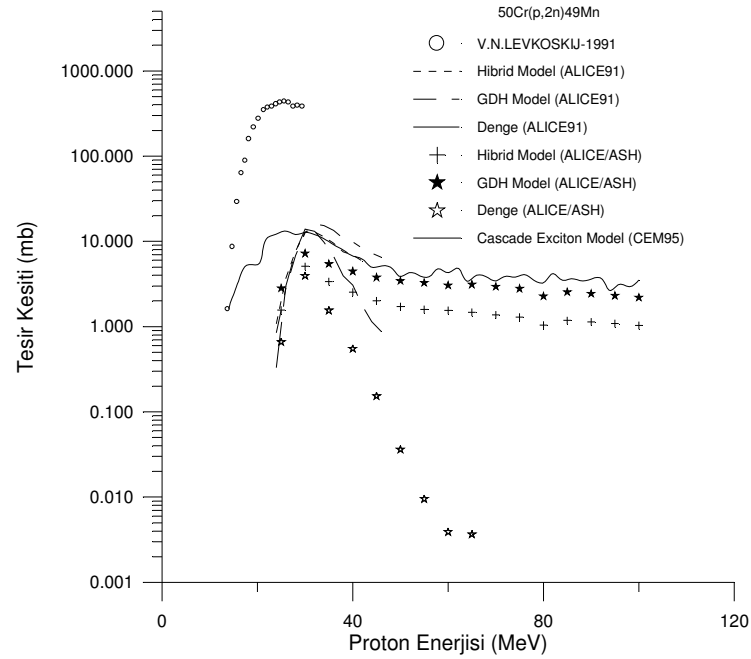
yüzünden tesir kesitlerini ölçme imkanı yoksa tesir kesiti formülleri kullanılır. Elde edilen reaksiyon sistematikleri, nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin tahmin ve hesaplamasıyla [74] ilgili çalışmanın önemli bir parçasıdır. Reaksiyon sistematikleri, teorik modellerle yapılan [43,60,65] ölçme ve hesaplamaların ilave sonuçlarında reaksiyon tesir kesiti değerlendirmesi için sıkça kullanılırlar.

1.grup spallasyon nötron kaynağı olarak düşünülen hedef çekirdekler için 120 MeV' e kadar uyarılma fonksiyonları hesaplanmıştır. Şekil 5.16b ve Şekil 5.17a-b'de $^{50,52,53,54}\text{Cr}$ ve $^{63,65}\text{Cu}$ hedef malzeme olarak kullanıldığı (p,n), (p,2n), (p,3n), (p,4n) reaksiyonlarının tesir kesitleri verilmektedir. Bu grafiklerden hedef malzeme olarak Cr diğerlerinden daha iyi olduğunu söyleyebiliriz.

Şekil 5.18a-b' dan Şekil 5.25a' ya kadar 2.grup spallasyon nötron kaynaklarından Pb ve Bi için çeşitli proton gelme enerjilerinde elde edilen nötron yayınlanma enerjileri görülmektedir. Şekil 5.25b' de ise 1. grup malzemelerden ^{65}Cu ' ın 26 MeV proton gelme enerjisindeki nötron yayınlanma enerjileri verilmiştir.

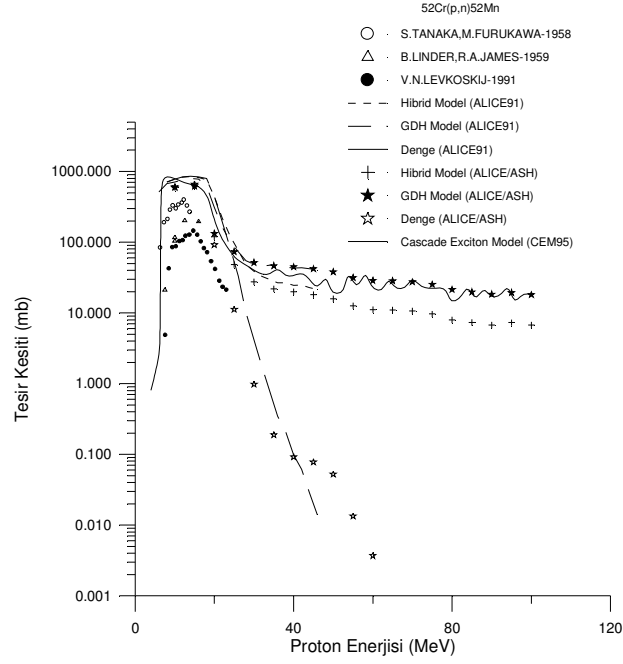


(a)

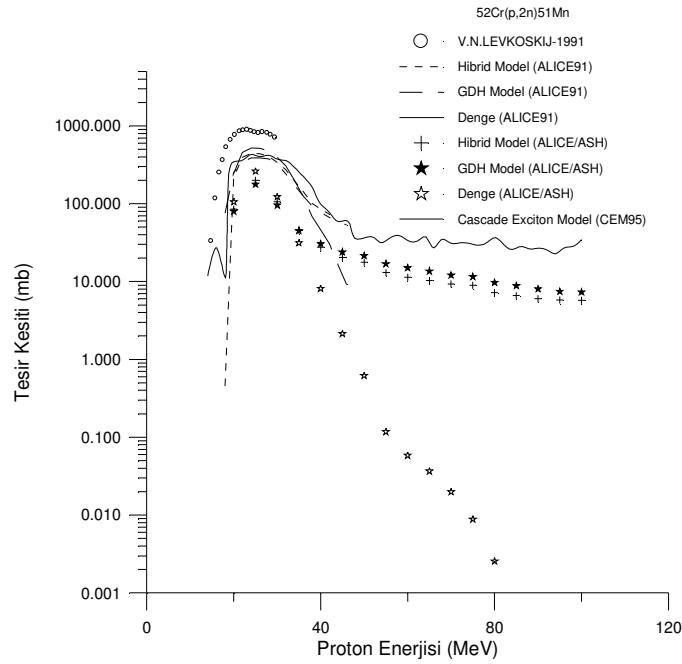


(b)

Şekil 5.10. (a) $^{50}\text{Cr}(p,n)^{50}\text{Mn}$ (b) $^{50}\text{Cr}(p,2n)^{49}\text{Mn}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

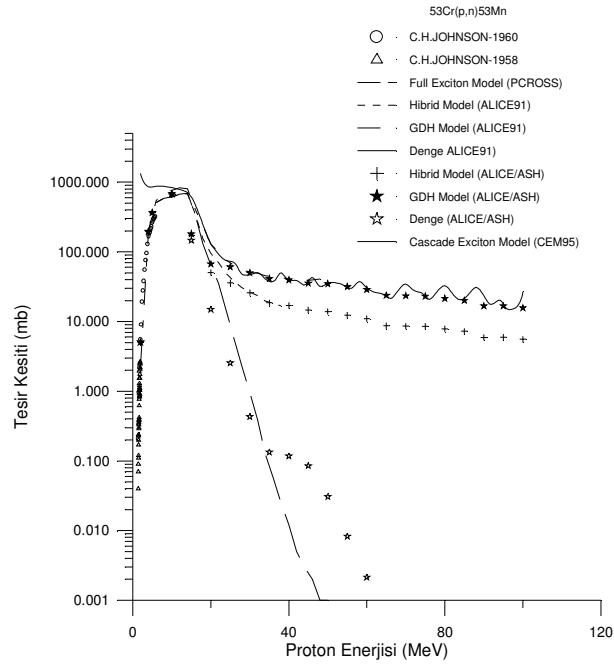


(a)

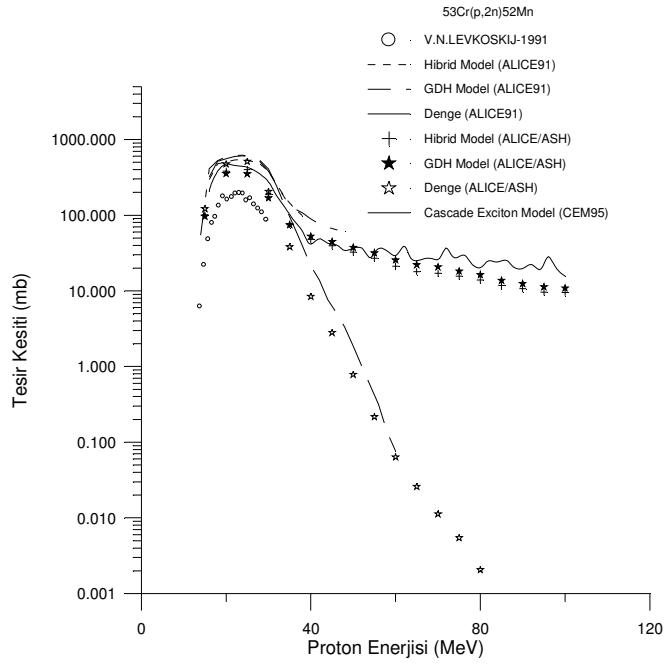


(b)

Şekil 5.11. (a) $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ (b) $^{52}\text{Cr}(p,2n)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

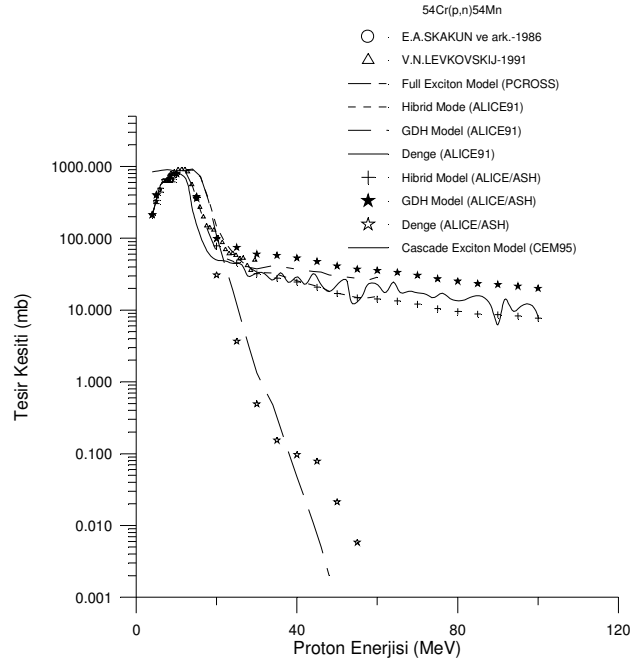


(a)

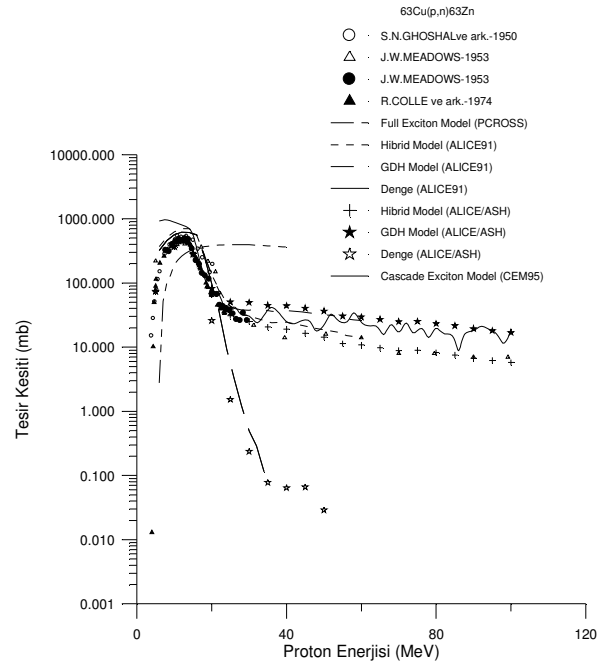


(b)

Şekil 5.12. (a) $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ (b) $^{53}\text{Cr}(p,2n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

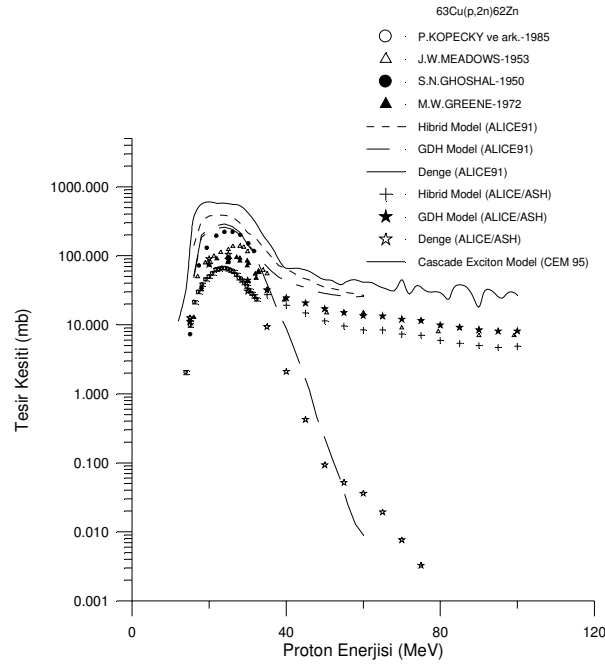


(a)

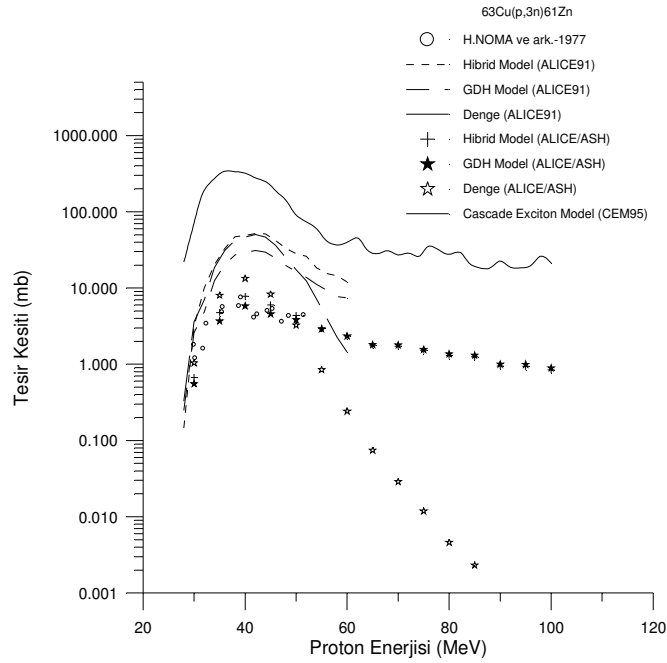


(b)

Şekil 5.13. (a) $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ (b) $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

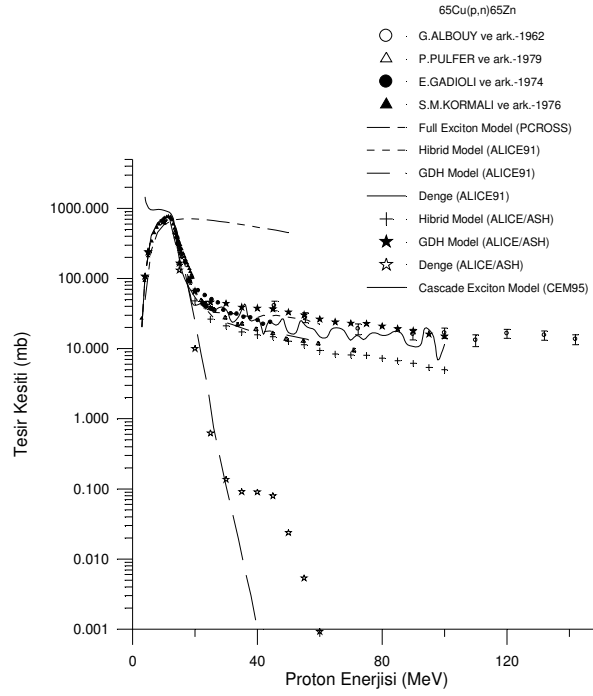


(a)

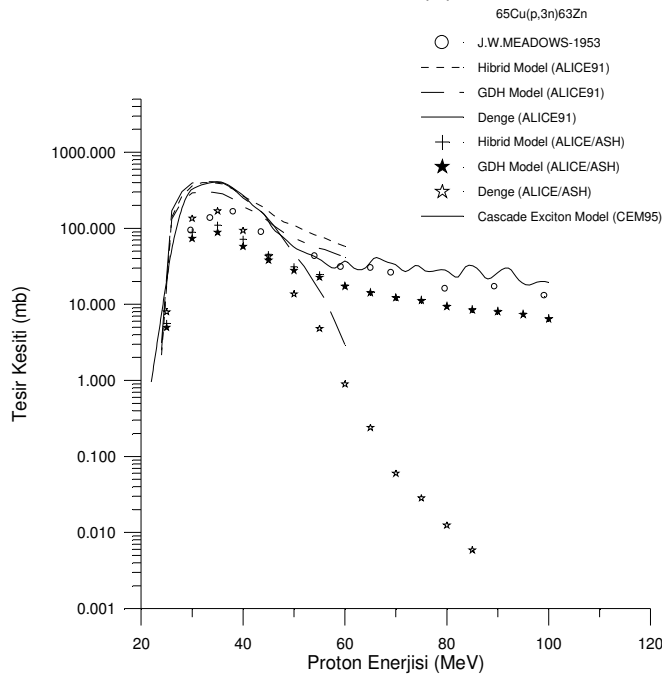


(b)

Şekil 5.14. (a) $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ (b) $^{63}\text{Cu}(p,3n)^{61}\text{Zn}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

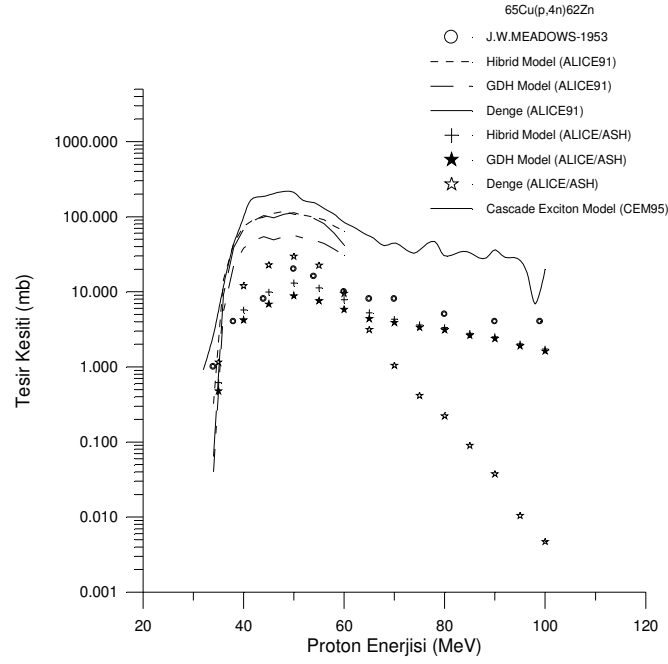


(a)

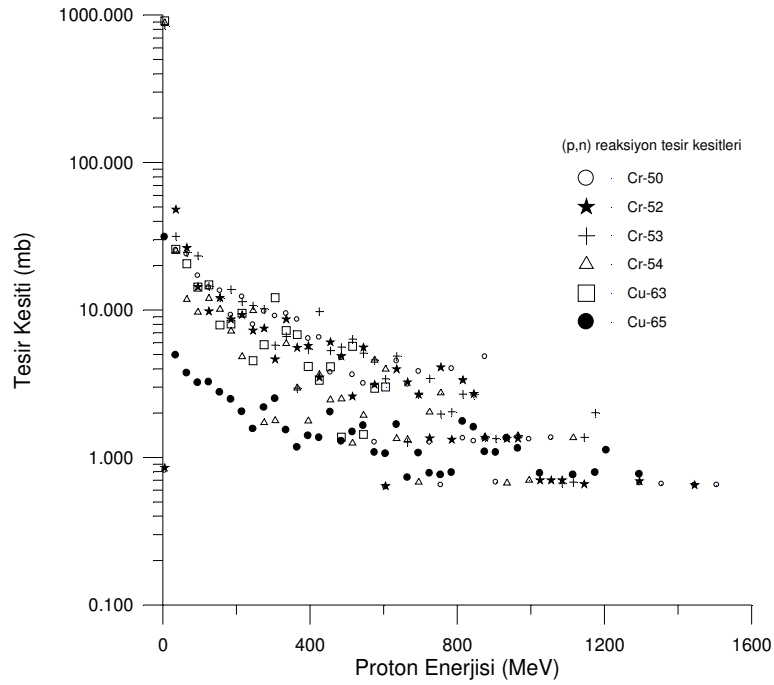


(b)

Şekil 5.15. (a) $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ (b) $^{65}\text{Cu}(p,3n)^{63}\text{Zn}$ reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

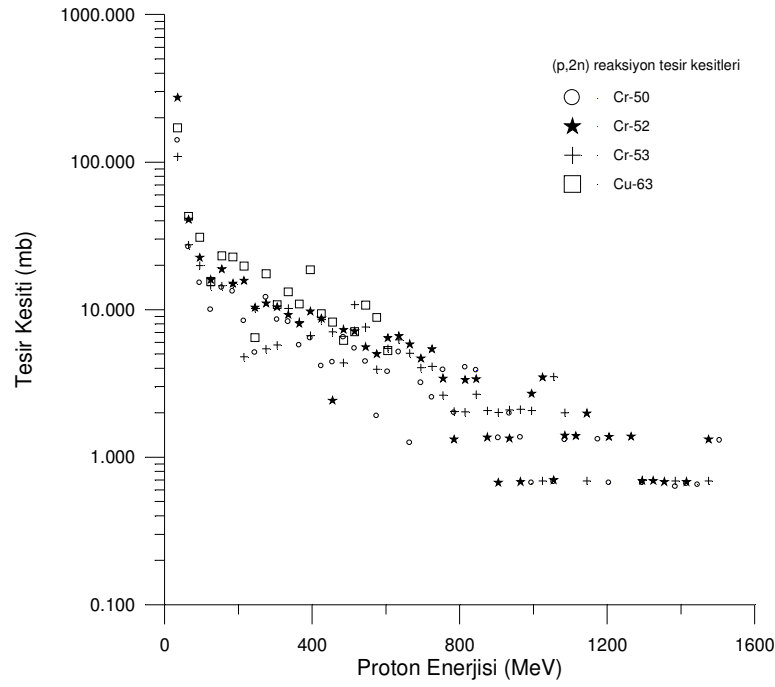


(a)

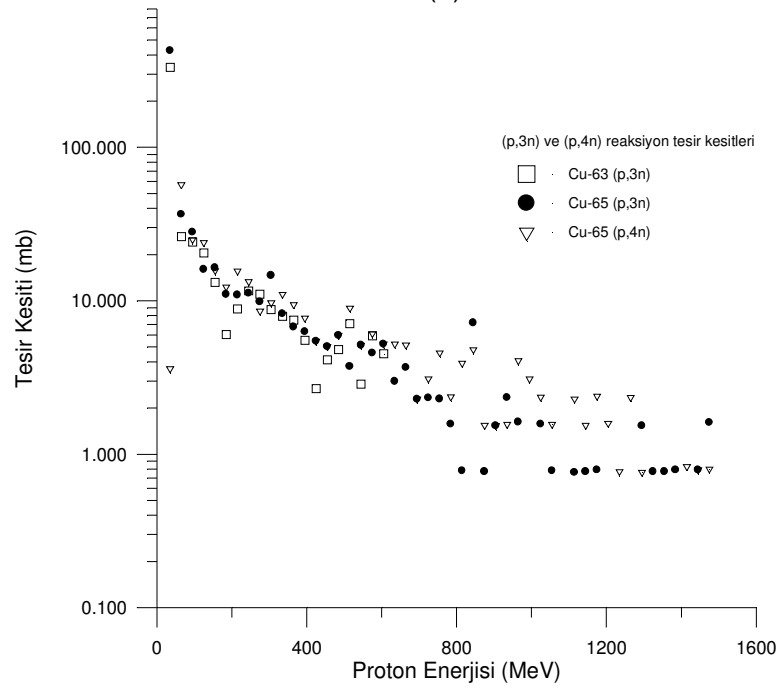


(b)

Şekil 5.16. (a) $^{65}\text{Cu}(p,4n)^{62}\text{Zn}$ reaksiyonunun hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması (b) farklı hedef malzemeler için (p,n) reaksiyon tesir kesitleri.

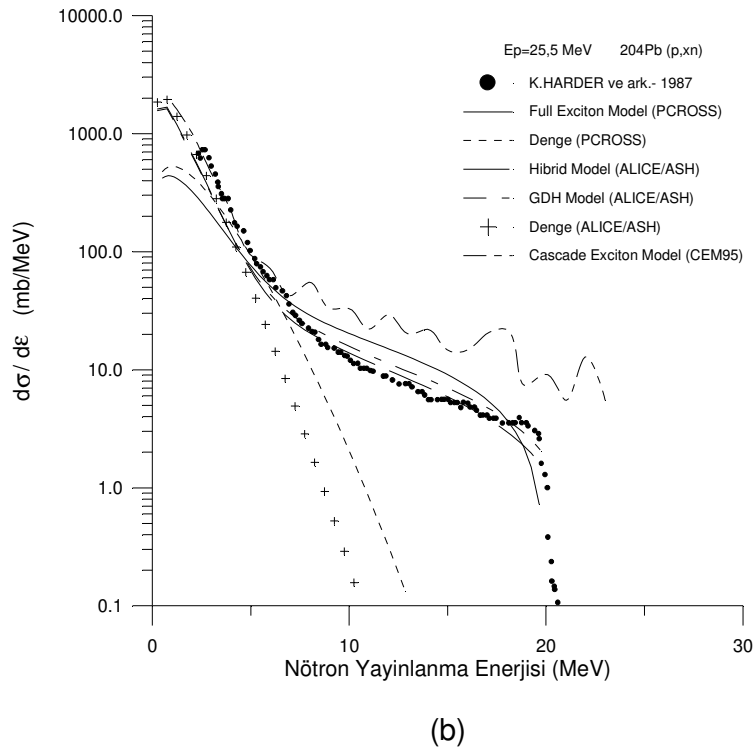
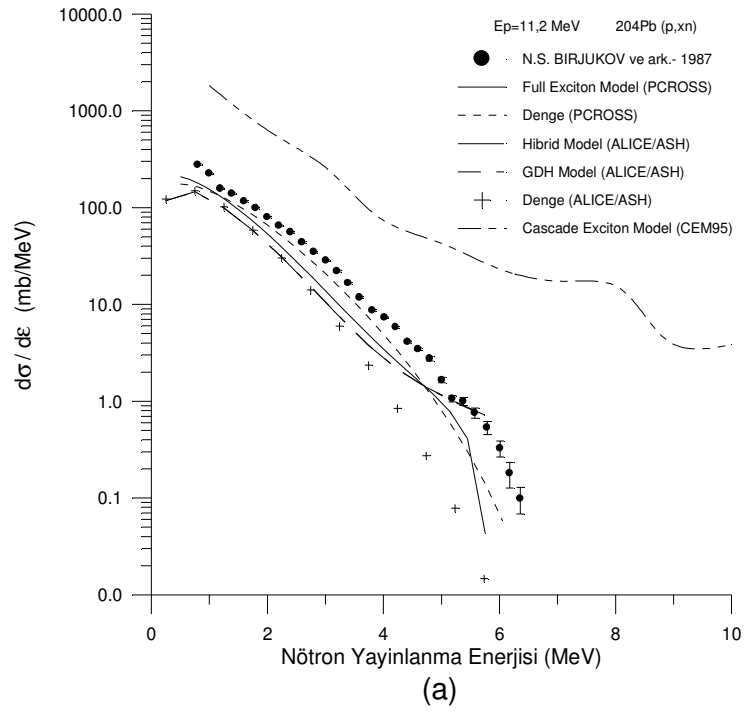


(a)

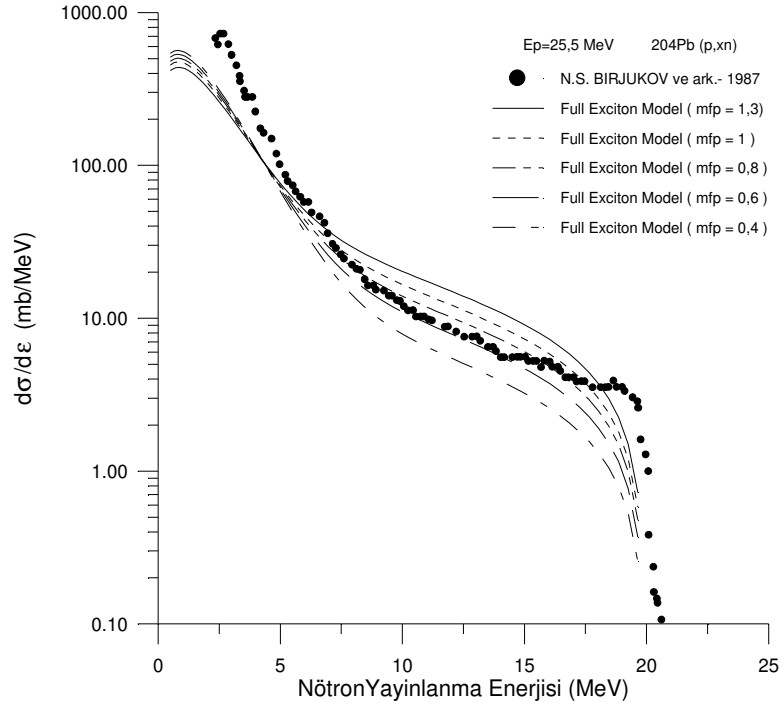


(b)

Şekil 5.17. Farklı hedef malzemeler için (a) (p,2n) (b) (p,3n) ve (p,4n) reaksiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.

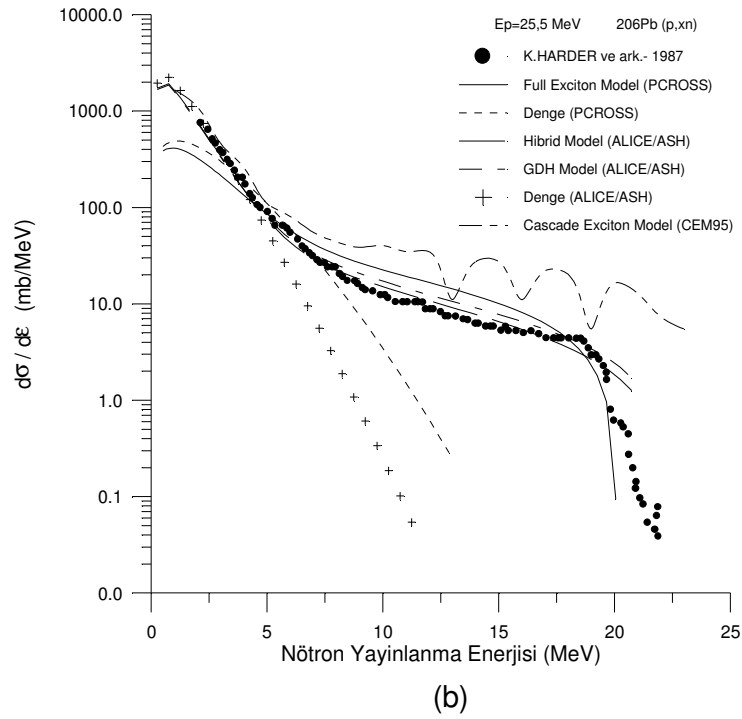
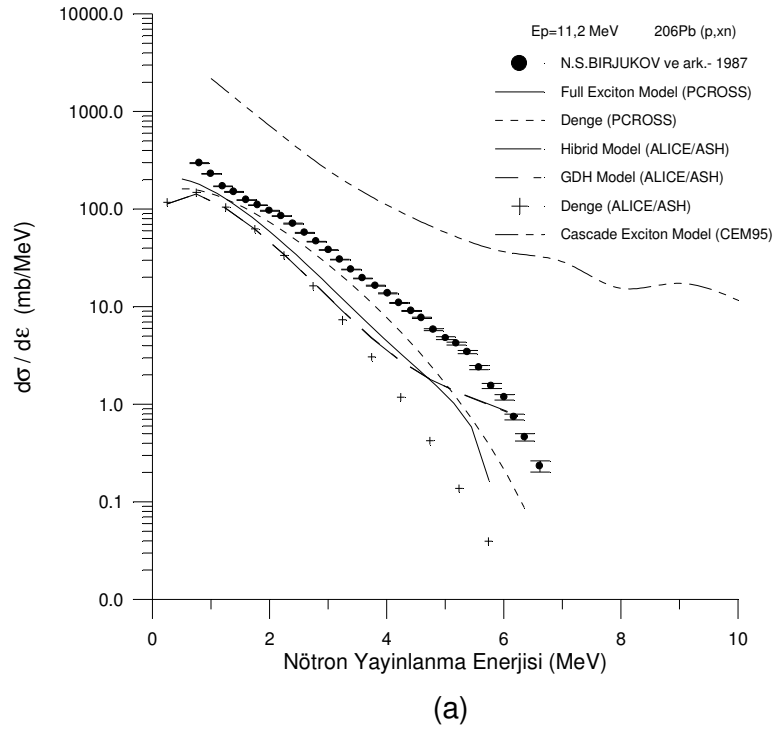


Şekil 5.18. (a) 11,2 MeV (b) 25,5 MeV proton gelme enerjili $^{204}\text{Pb}(p,xn)$ reaksiyonun ile nötron yayınlanma enerjisinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

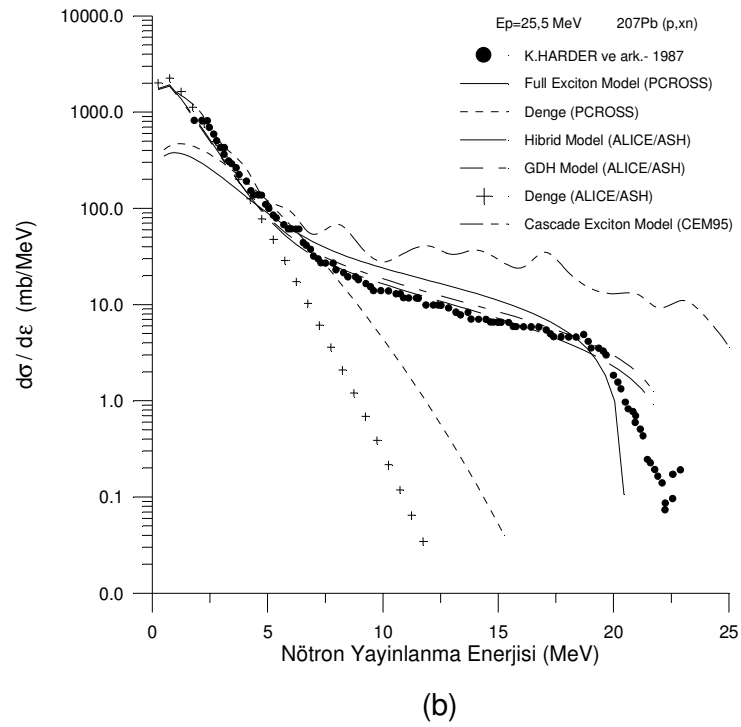
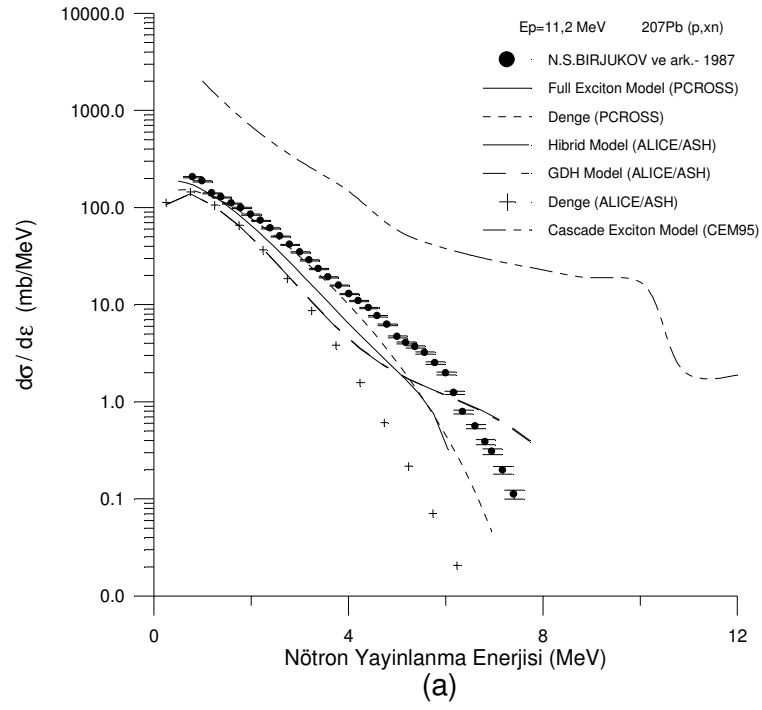


(c)

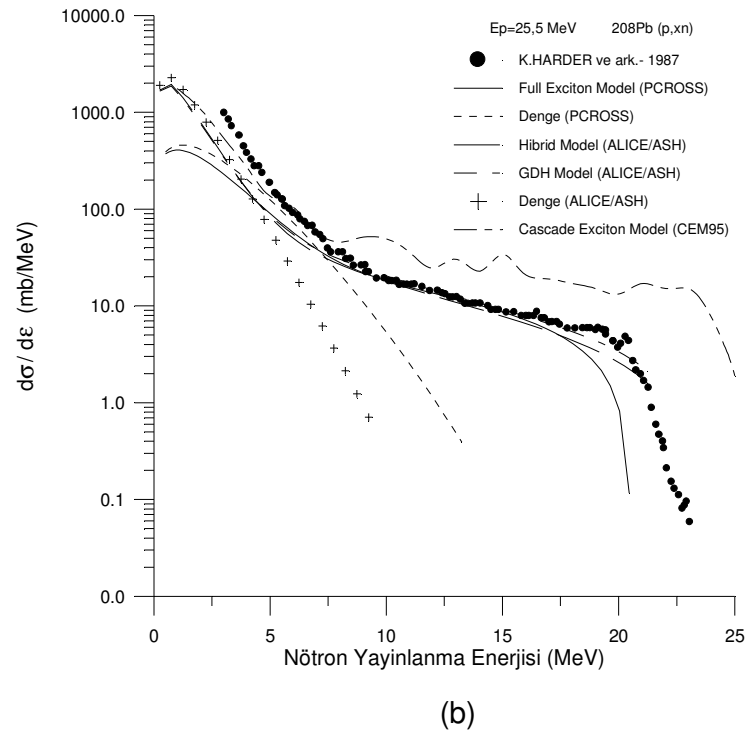
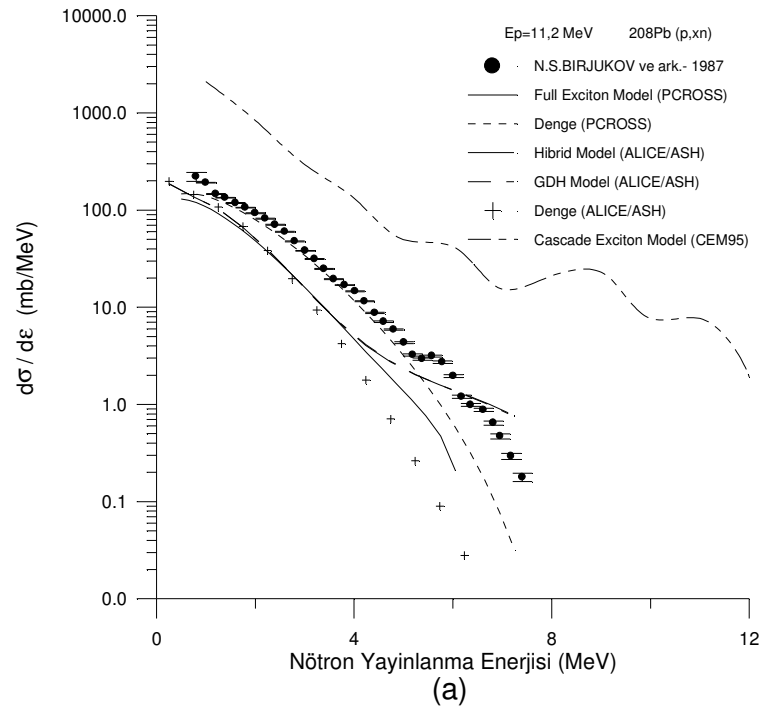
Şekil 5.19. 25,5 MeV proton gelme enerjili $^{204}\text{Pb}(p,xn)$ reaksiyonun ortalama serbest yol sabitinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.



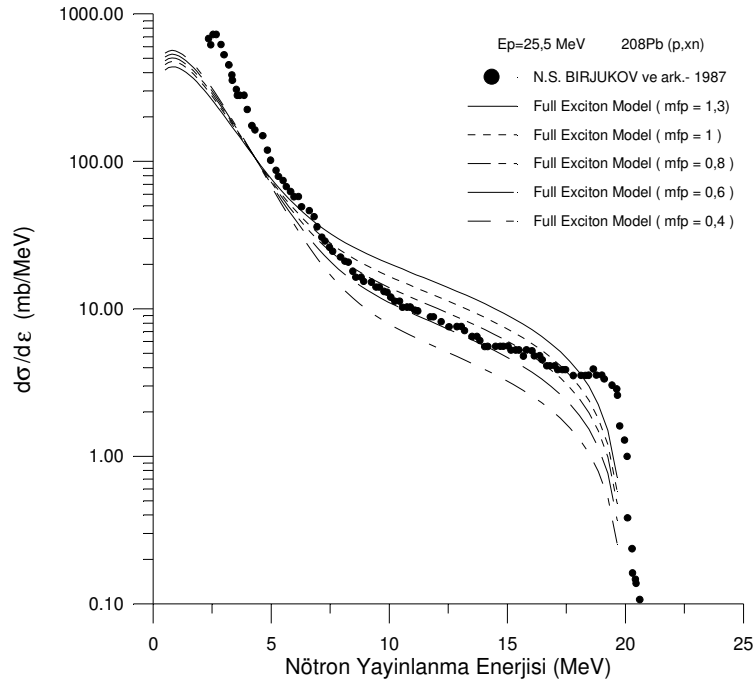
Şekil 5.20. (a) 11,2 MeV (b) 25,5 MeV proton gelme enerjili $^{206}\text{Pb}(p,xn)$ reaksiyonun nötron yayınlanma enerjilerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.



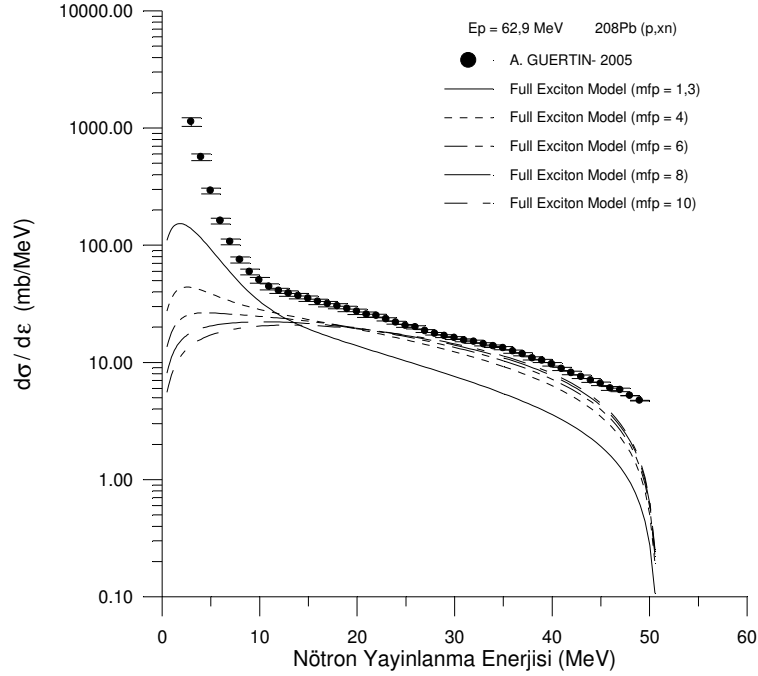
Şekil 5.21. (a) 11,2 MeV (b) 25,5 MeV proton gelme enerjili $^{207}\text{Pb}(p,xn)$ reaksiyonun nötron yayınlanma enerjilerinin deneysel verilerle karşılaştırılması



Şekil 5.22. (a) 11,2 MeV (b) 25,5 MeV proton gelme enerjili $^{208}\text{Pb}(p,xn)$ reaksiyonunun nötron yayınlanma enerjilerinin deneysel verilerle karşılaştırılması.

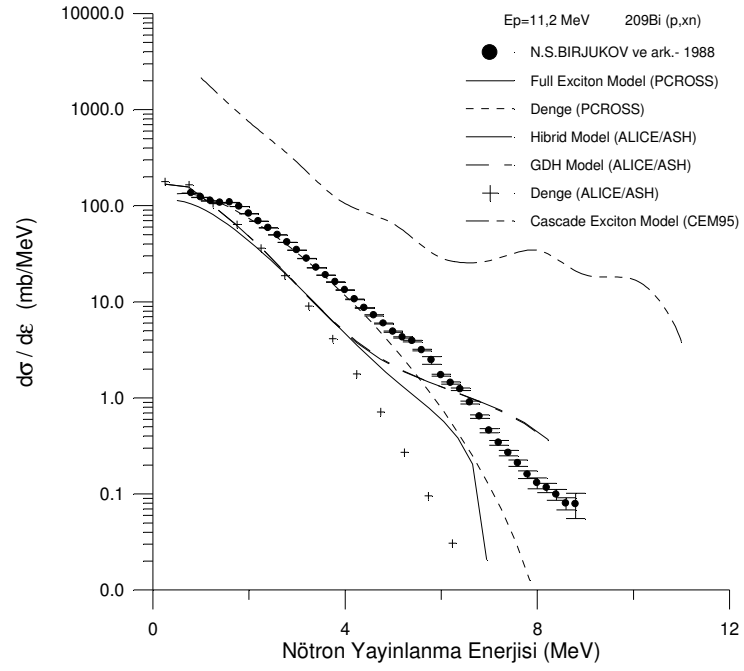


(a)

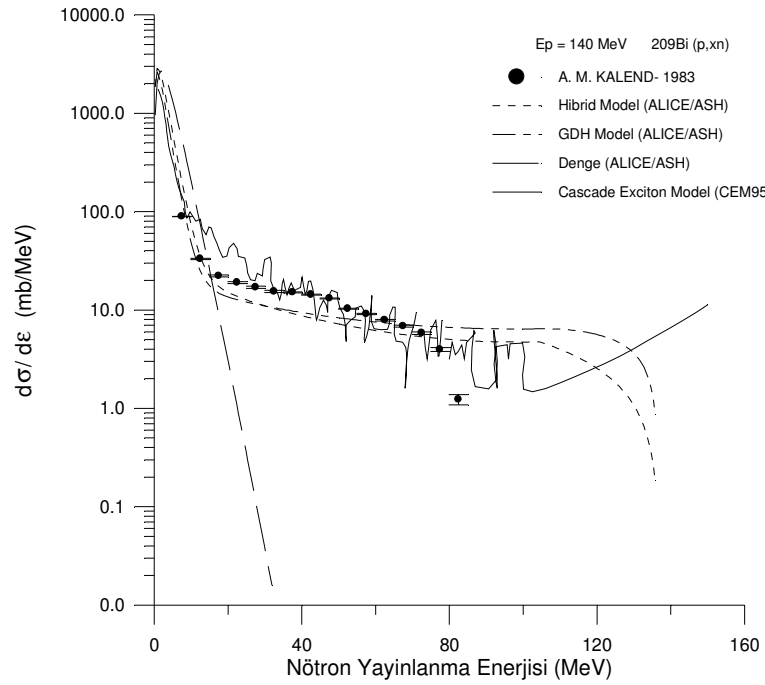


(b)

Şekil 5.23. (a) 25,5 MeV (b) 62,9 MeV proton gelme enerjili $^{208}\text{Pb}(p,xn)$ reaksiyonunun ortalama serbest yol sabitinin deneysel verilerle karşılaştırılması.

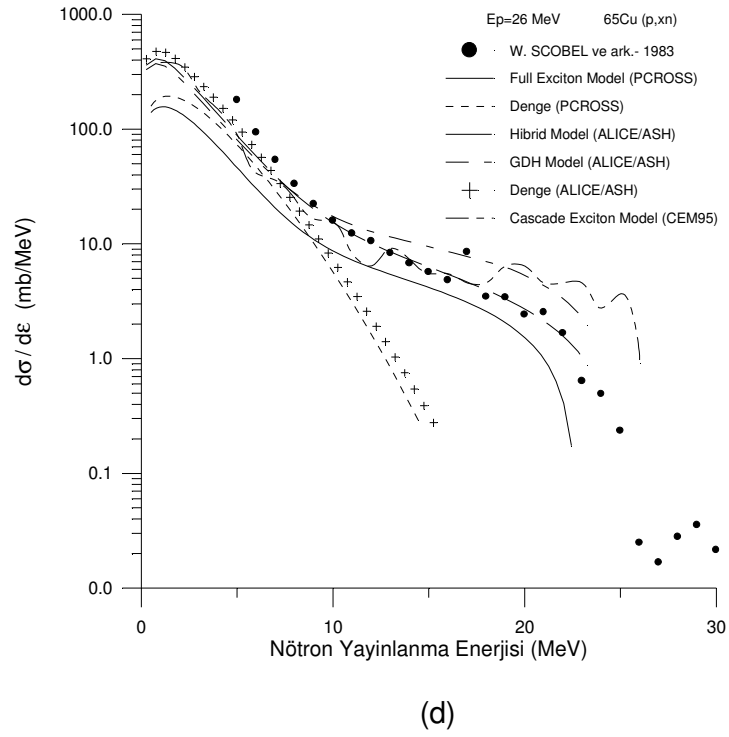
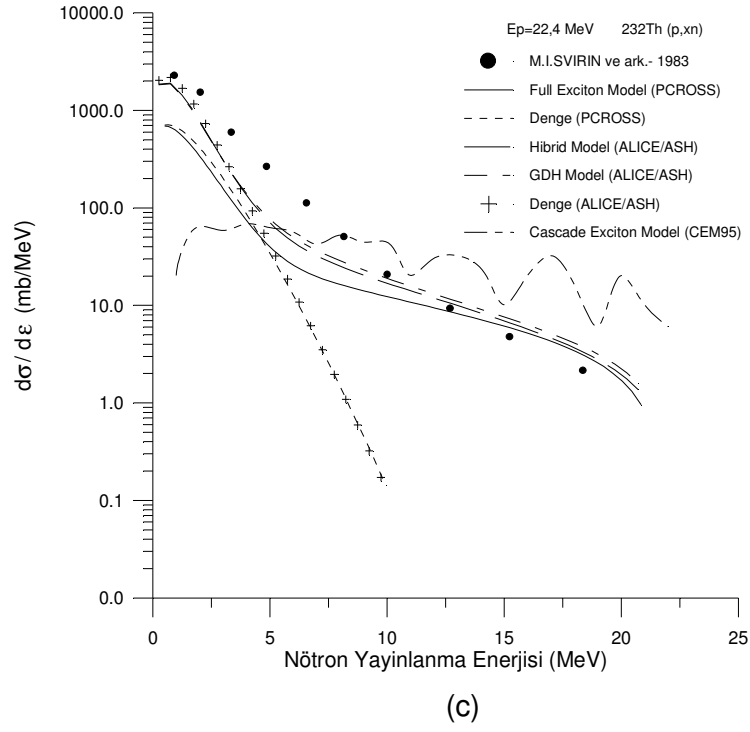


(a)



(b)

Şekil 5.24. (a) 11,2 MeV (b) 140 MeV proton gelme enerjili $^{209}\text{Bi}(p,xn)$ reaksiyonu ile nötron yayınlanma enerjilerinin deneysel verilerle karşılaştırılması.



Şekil 5.25. (a) 22,4 MeV proton gelme enerjili $^{232}\text{Th}(p,xn)$ (b) 26 MeV proton gelme enerjili $^{65}\text{Cu}(p,xn)$ reaksiyonu ile nötron yayınlanma enerjilerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.

5.4. (p,n), (p,np) ve (p, α) Reaksiyonları İçin Ampirik ve Yarı-Ampirik Tesir Kesiti Formülleri

Levkovskii formülü (Eş. 4.18), $32 \leq A \leq 98$ çekirdekleri için 14 MeV' de (n,p) tesir kesitlerini istatistiksel-model hesaplamaları ile deneysel değerlerle karşılaştıran Pai ve Andrews [75,76] tarafından desteklenmiştir. Pai ve Andrews istatistiksel- model hesaplamalarında etkin bir Q-değeri ortaya koyarak teori ve deney arasında daha iyi bağıntılar elde etmişlerdir. Burada 14 MeV lik nötron tesir kesiti için türetilen etkin Q-değeri teorik yaklaşımların Levkovskii formülüne kabaca eşit olduğu gösterilmiştir. Aynı zamanda daha önceki çalışmalar da, (n,p) ve (n, α) tesir kesitlerinin Q-değerlerine kuvvetlice bağlı olduğunu göstermiştir. Bir elemente ait reaksiyon için Q-değeri artan kütle numarası ile hafifçe azalırsa, tesir kesiti de hafifçe azalır. Gerçek Q-değeri sihirli ve sihirli olmayan çekirdeklerle çift-Z çift -N ile tek çekirdekler arasındaki büyük farka rağmen, gerçek (n,p) ve (n, α) tesir kesiti değerleri verilen bir element için artan kütle numarası ile hafifçe azalır. Bu davranış Q-değerine dayanarak açıklanabilir ve Q'ya bağlılığı gösterir. Böylece ampirik formül bileşik çekirdek reaksiyon teorisinden türetilabilir ve izotopik eğilim (hafif çekirdekler için) reaksiyon Q-değeri etkisinden olduğu kabul edilebilir.

Bu çalışmada, (p,n), (p, α), (p,n α) ve (p,np) reaksiyon tesir kesitleri için Q-değerine bağlılığının aynı olmasını bekliyoruz. Bu amaçla, hedef çekirdekle gerçekleştirilen her bir reaksiyon için en yüksek tesir kesiti içeren (optimum enerji aralığı maksimum olan) yakınlıkta proton enerjileri alınmıştır. Seçilen enerjiler (p, α) reaksiyonu için 17,9 MeV, (p,n α) reaksiyonu için 24,8 ve 28,5 MeV ve (p,np) reaksiyonu için 22,3 MeV' dir. Literatürdeki deneysel veriler, (p, α) reaksiyonları için $17,9 \pm 0,5$ MeV aralığında; (p,n α) reaksiyonları için $24,8 \pm 1,0$ MeV ve $28,5 \pm 1,0$ MeV ve (p,np) reaksiyonu için $22,3 \pm 1,0$ MeV aralığında ölçülmüştür ve (p, α), (p,n α), ve (p,np) reaksiyonlarının ampirik sistematüğini elde etmek için 17,9 MeV, 24, 8 ve 28,5 MeV ile 22,3 MeV proton gelme enerjilerine indirgenmiştir. Deneysel (p,np) tesir kesitleri

aktivasyon methodu ile ölçülmüştür ve (p,np) ile (p,d) reaksiyon tesir kesitlerinin katkısını birlikte içerir.

Şekil 5.26.a-b ve Şekil 5.27a-b' de reaksiyon tesir kesitleri asimetri parametresine bağlı olarak tek-çift özelliğine göre sınıflandırılmıştır. Şekil 5.26.a-b ve Şekil 5.27a-b' den gözlenebileceği gibi, artan asimetri parametresi ile reaksiyon tesir kesitleri birbirlerinden (tek-çift özelliğine bağlı) ayrılır. Şekil 5.26.a-b ve Şekil 5.27a-b ayrıca ölçülmüş (p,α), (p,nα) ve (p,np) reaksiyon tesir kesitleri artan asimetri parametresi ile eğilim (daha hafif çekirdekler için artış) gösterdiği görülmektedir. Orta ağırlıklı çekirdekler için sabit kalırken, daha ağır kütleli çekirdekler için artan asimetri parametresi ile azalır. Bu durum hedef çekirdeğin kütle numarası A'ya bağlı olarak çiftlenim etkisi gösterir.

İlk yaklaşımda, protonlarla oluşturulan reaksiyonların ampirik tesir kesitlerinin yaklaşık olarak aşağıdaki gibi ifade edilebileceğini varsaydık:

$$\sigma(p, x) = C \sigma_{pmon} \exp[as] \quad \sigma_{pmon} = \pi r_0^2 (A^{1/3} + 1)^2 \quad (5.1)$$

x reaksiyonda oluşturulan parçacığı ifade eder, σ_{pmon} elastik olmayan proton tesir kesitini gösterir. C ve a katsayıları en küçük kare methodu kullanılarak belirlenir (Çizelge 5.1, 5.4, 5.7, 5.10). İlk olarak asimetriye bağlı olan uygun parametreler, bütün çekirdekler için yalnızca ampirik formüllerle belirlendi. İkinci olarak, (p,α), (p,nα) ve (p,np) reaksiyon tesir kesitleri için çekirdekleri çift-çift, çift-tek (veya tek-çift) olmak üzere iki farklı parametre grubuna sınıflandırarak tanımladık. Burada hem kabuk hem de çiftlenim etkisi gözönünde bulunduruldu. Böylece, tek-çift etkisi ve temel nükleon-çekirdek etkileri yeni deneysel veriler ve bu reaksiyonlar için Tel ve ark. tarafından geliştirilen yeni tesir kesiti formülleri düşünülerek tartışıldı. Çizelge 5.1, 5.4, 5.7, 5.10' da görüldüğü gibi , deneysel değerlerle karşılaştırıldığında iyi bir uyum vardır, ayrıca çift-çift ve tek-çift düzeltmesi hesaba katıldığında

sistematikten elde edilen tesir kesiti değerleri için daha iyi bir uyum gözlenmektedir.

İkinci yaklaşımda, protonlarla oluşturulan reaksiyonların Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin şu şekilde olduğunu varsaydık.

$$V_{Coul} \approx \frac{Z^2}{R} \approx \frac{Z^2}{(A^{1/3} + 1)} \quad (5.2)$$

$$\sigma(p, x) = C \sigma_{Coul} \exp[as], \quad \sigma_{Coul} \approx \frac{Z^2}{(A^{1/3} + 1)} \quad (5.3)$$

σ_{Coul} proton Coulomb etkisi tesir kesiti, C ve a Çizelge 5.2, 5.5, 5.8, 5.11 deki kütle numaralarına sahip tüm çekirdekler için yalnızca ampirik formüllerle belirlenmiştir. Ayrıca Tel ve ark. tarafından geliştirilen tesir kesiti formüllerinden bu reaksiyonlar için tek-çift etkisi de tartışılmıştır. Çizelge 5.2, 5.5, 5.8, 5.11 'de görüldüğü gibi, çift-çift ve tek-çift (veya çift-tek) düzeltmesi göz önüne alındığında iyi bir uyum vardır.

Son yaklaşımda, ampirik tesir kesitlerinin protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ifadesinin şu şekilde olduğunu varsaydık:

$$\sigma(p, x) = C \sigma_{pnon} \sigma_{Coul} \exp[as], \quad \sigma_{pnon} \cdot \sigma_{Coul} \approx Z^2 (A^{1/3} + 1) \quad (5.4)$$

Burada $\sigma_{pnon} \cdot \sigma_{Coul}$ elastik olmayan proton ve Coulomb etkisi tesir kesitleridir, C ve a Çizelge 5.3, 5.6, 5.9, 5.12' deki kütle numaralarına sahip tüm çekirdekler için yalnızca ampirik formüllerle belirlenmiştir. Ayrıca Tel ve ark. tarafından geliştirilen tesir kesiti formüllerinden bu reaksiyonlar için tek-çift etkisi de tartışılmıştır. Çizelge 5.3, 5.6, 5.9, 5.12' de elde edilen tesir kesiti

formüllerinin, bu durumda maksimum uyum görülmektedir. (R^2 üçüncü yaklaşımda en büyük)

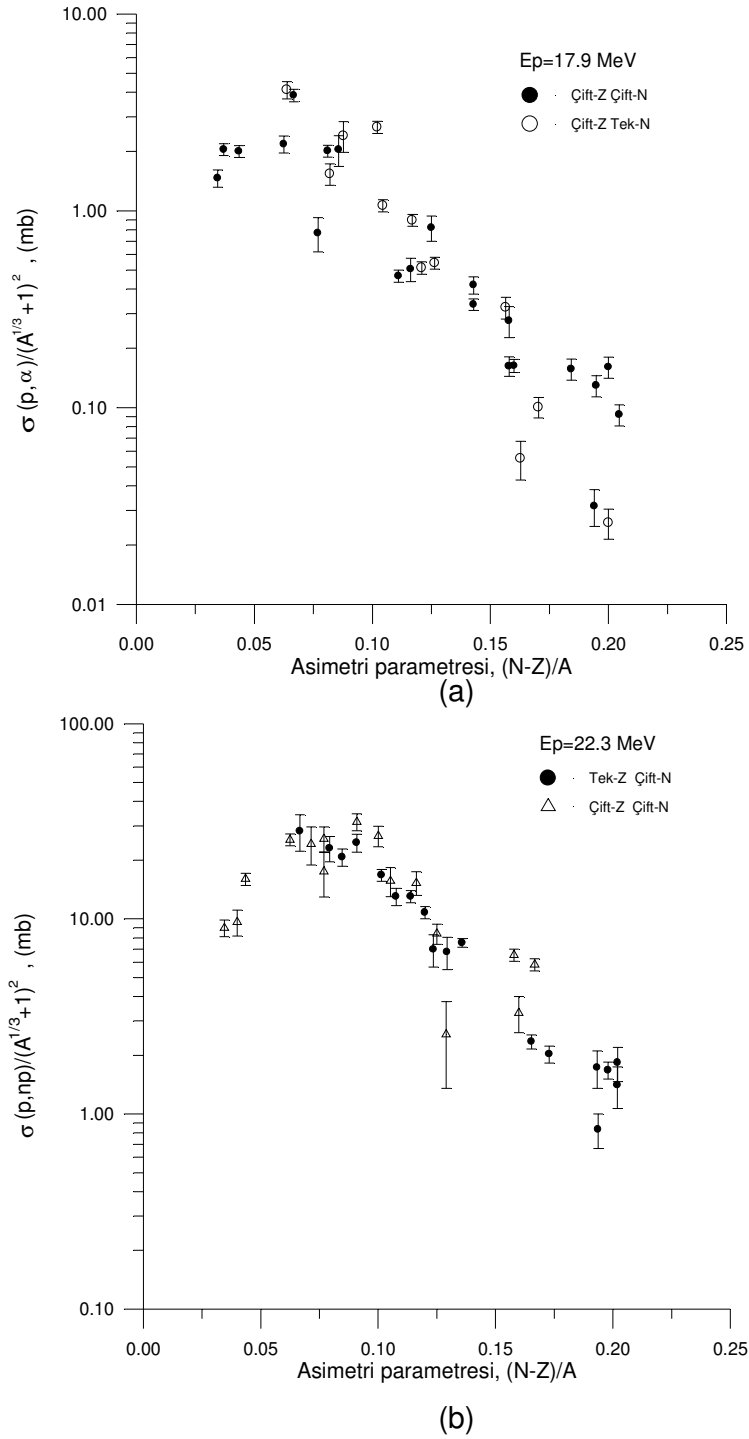
Bu çalışma, 17,9 MeV için kütle numaraları $A = 46$ 'dan 197'ye ve atom numaraları $Z = 22$ 'den 79'a kadar değişen 34 deneysel veri kullandık. 24,8 MeV 'de $(p,n\alpha)$ reaksiyon tesir kesiti için kütle numaraları $A = 47$ 'den 202'ye ve atom numaraları $Z = 22$ 'den 80'a kadar değişen 36 deneysel veri içermektedir. 28,5 MeV 'de $(p,n\alpha)$ reaksiyon tesir kesiti için kütle numaraları $A = 47$ 'den 194'ye ve atom numaraları $Z = 22$ 'den 78'e kadar değişen 35 deneysel veri içerir. 22,3 MeV 'de (p,np) reaksiyon tesir kesiti için kütle numaraları $A = 45$ 'den 203'e ve atom numaraları $Z = 21$ 'den 81'e kadar değişen 34 deneysel veri kullanıldı. Deneysel değerler literatürden elde edilmiştir [58].

17,9 MeV 'de tüm çekirdeklerin (p,α) reaksiyon tesir kesiti verileri asimetri parametresine bağlı olarak fit edilmiştir (Şekil 5.28a-b-c) . Üç yaklaşıma ait korelasyon katsayıları belirlenmiştir. Birinci yaklaşımda Eş. 5.1 kullanılarak elde edilen korelasyon katsayısı $R^2=0,79$, Eş. 5.3 kullanılarak elde edilen ikinci yaklaşım için korelasyon katsayısı $R^2=0,83$, Eş.5.4 ile elde edilen üçüncü yaklaşım için en iyi uyum sağlanmış ve $R^2=0,84$ bulunmuştur.Şekil 5.29.a-b-c' de 22,3 MeV , Şekil 5.30.a-b-c'de 24,8 MeV protonlarla oluşturulan, tüm çekirdeklerin her üç yaklaşımla (p,np) reaksiyon tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağlılığı görülmektedir. Şekil 5.31.a-b-c'de ise 25,8 MeV enerjili protonlarla oluşturulan $(p,n\alpha)$ reaksiyon tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağlılığı görülmektedir. Genel olarak diğer reaksiyonlar için bütün çekirdekler kullanılarak elde edilen fit değerlerine bakıldığında üçüncü yaklaşım kullanılarak elde edilen korelasyon katsayısı en yüksektir.

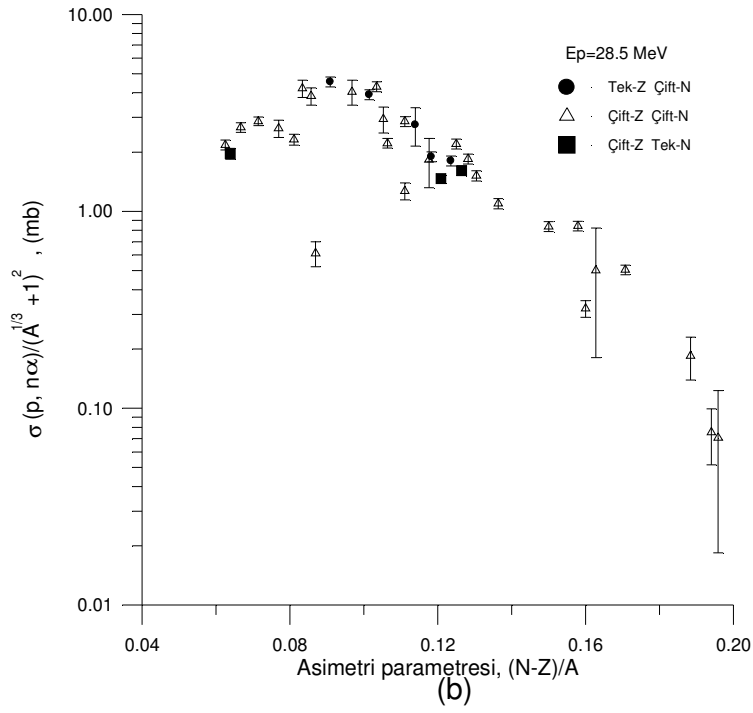
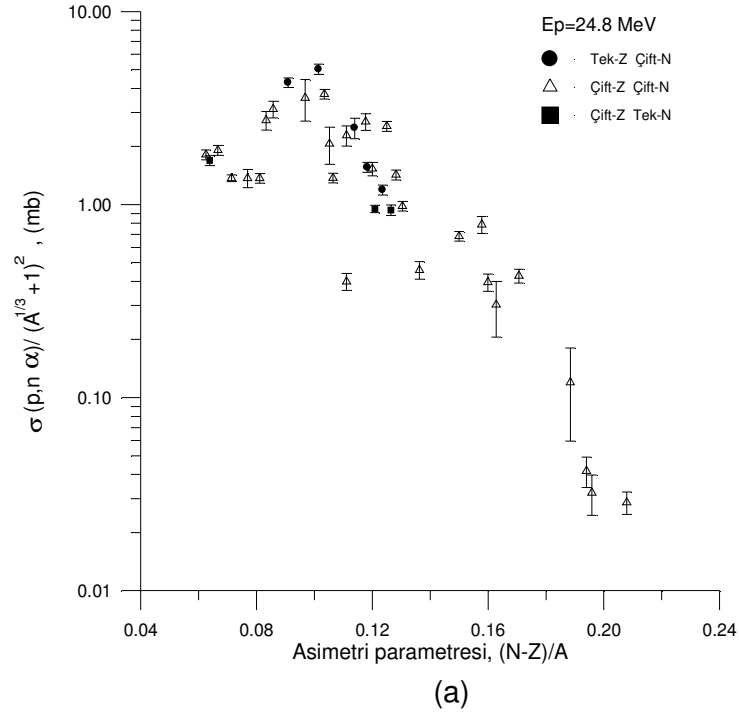
Şekil 5.32.a-b de, üçüncü yaklaşım Eş.5.4 için, nükleer kabuk modelindeki çiftlenim etkisini düşünerek her bir formül için iki parametreyi fit ederek iki

formül belirledik. Eş.5.4 ile hesaplanan üçüncü yaklaşım ile çift-çift çekirdekler için korelasyon katsayısı $R^2=0,87$, çift-tek çekirdekler için $R^2=0,94$ bulunmuştur. Genel olarak diğer reaksiyonlar için bakıldığında tek-çift veya çift-tek hedef çekirdekler için elde edilen korelasyon katsayısı en yüksektir. Şekil 5.37.a-b-c' de çift-çift hedef çekirdekler için reaksiyon tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağlılığı verilmiştir. Şekil 5.38.a-b-c de tek- çift hedef çekirdekler için en iyi korelasyon katsayılarının elde edildiği (p,np) , $(p,n\alpha)$ reaksiyon tesir kesitleri gösterilmiştir. Çizelge 5.1-5.12 de en iyi uyumun elde edildiği ampirik ve yarı ampirik reaksiyon tesir kesiti formülleri tablo halinde verilmiştir.

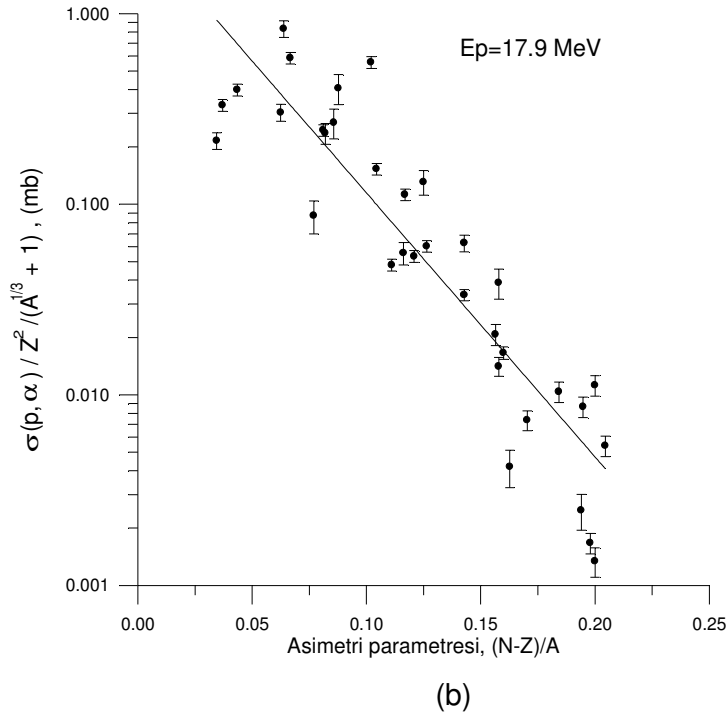
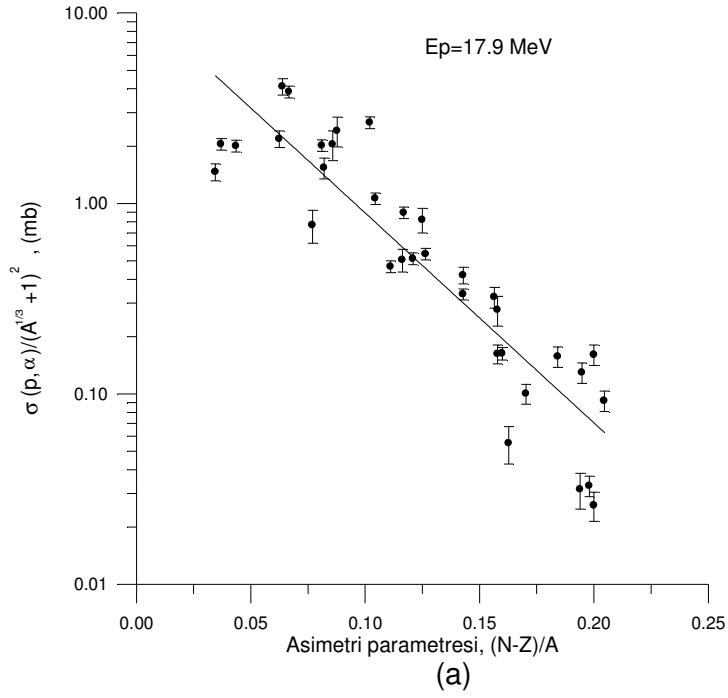
Çizelge 5.13'de 17,9 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,α) reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel değerleri ile elastik olmayan proton saçılmasını ve Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik formülleri ile elde edilen sonuçları göstermektedir.



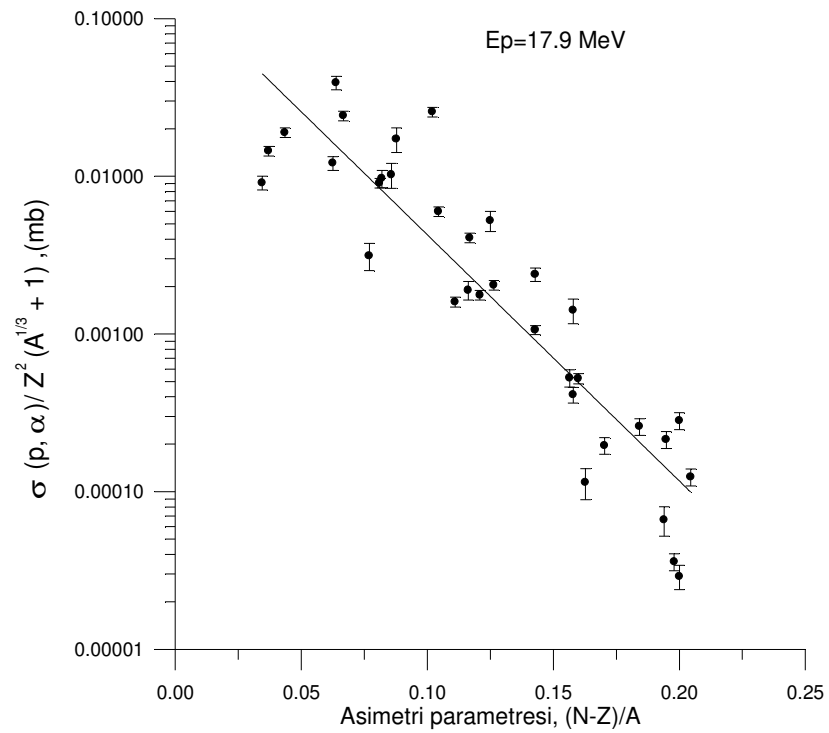
Şekil 5.26. (a) 17,9 MeV (b) 22,3 MeV proton gelme enerjilerinde asimetri parametresine bağlı olarak çekirdeklerin tek-çift özelliklerine göre ayrılması.



Şekil 5.27. (a) 24,8 MeV (b) 28,5 MeV proton gelme enerjilerinde asimetri parametresine bağlı olarak çekirdeklerin tek-çift özelliklerine göre ayrılması.

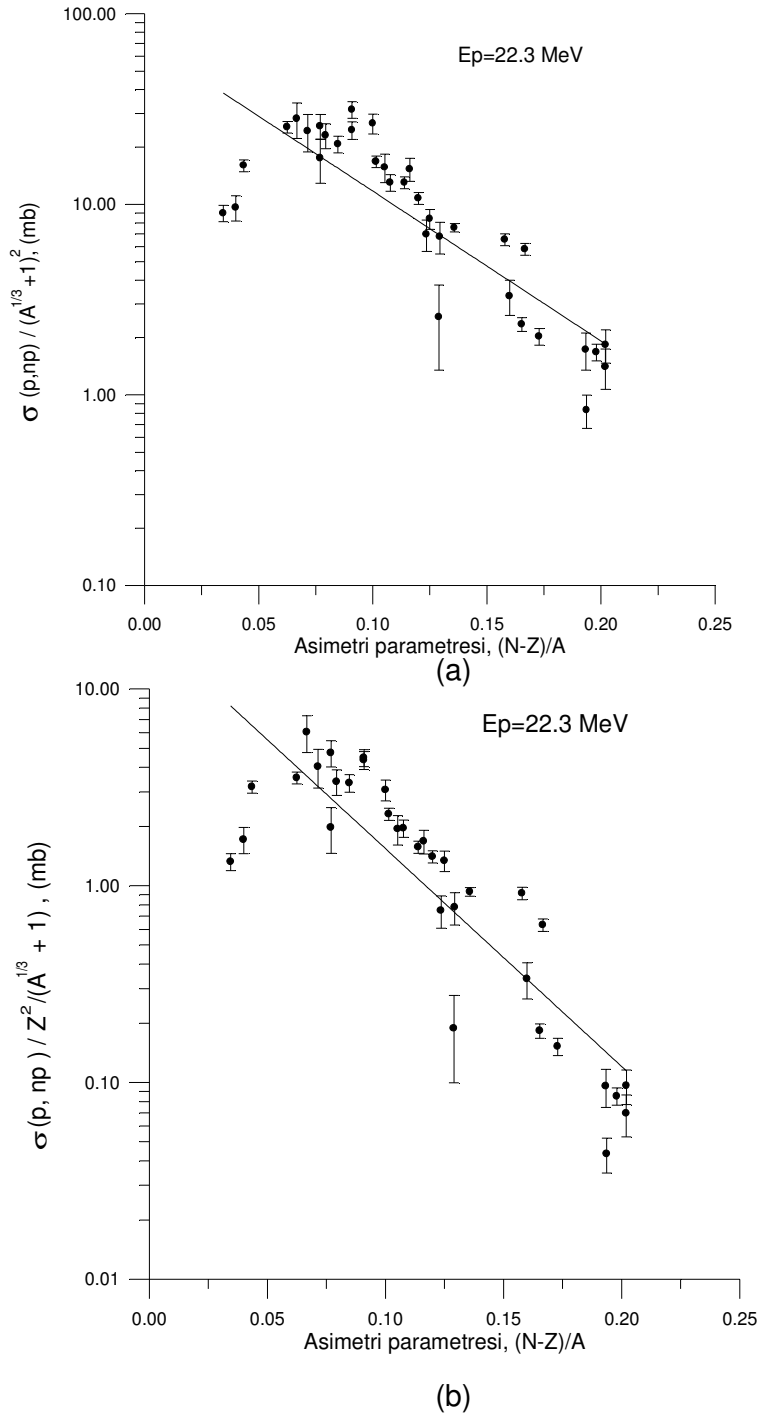


Şekil 5.28. (a) 17,9 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan etkiyi içeren (b) Coulomb etkisini içeren (c) elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağlılığı.

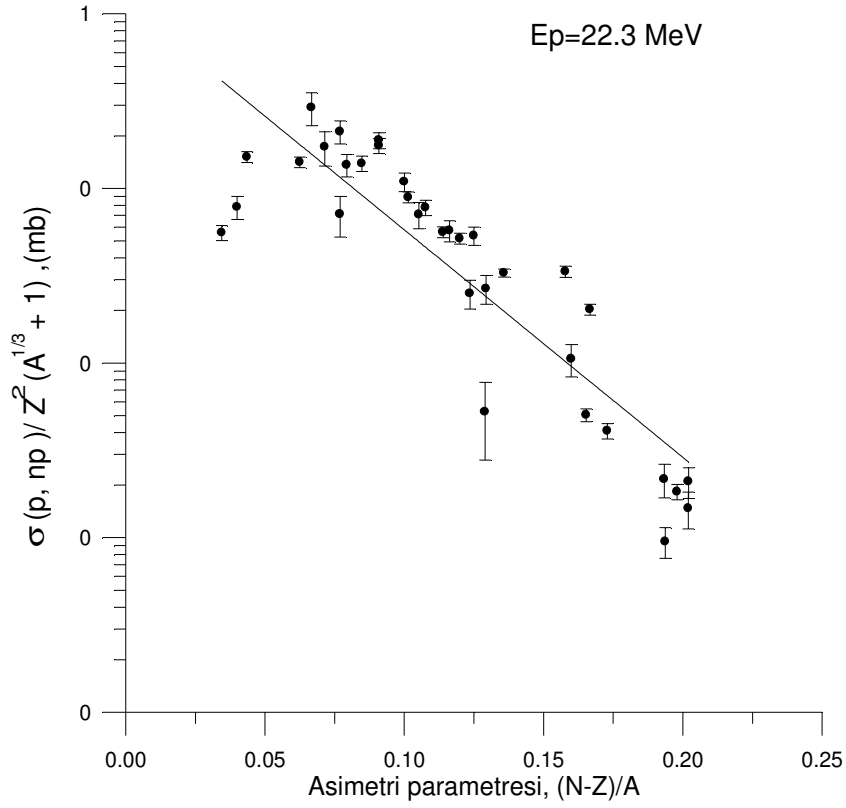


(c)

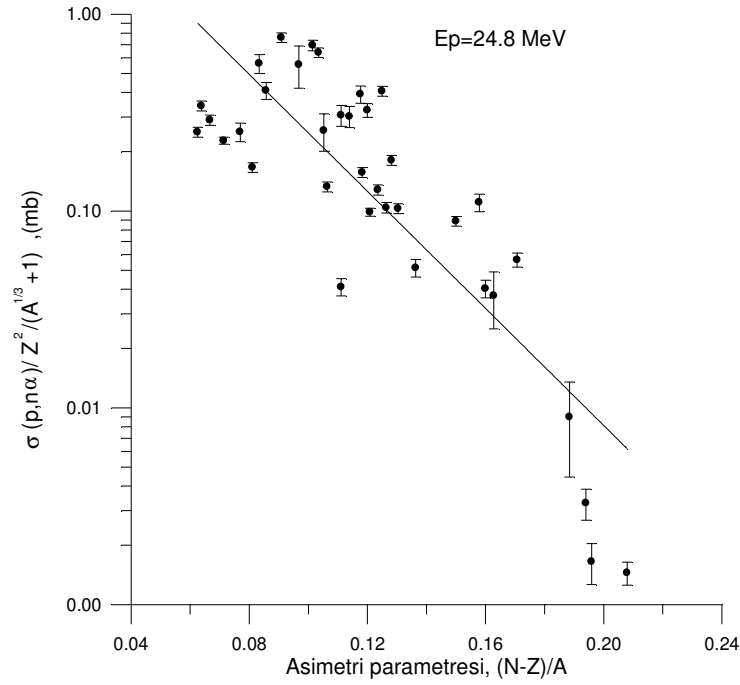
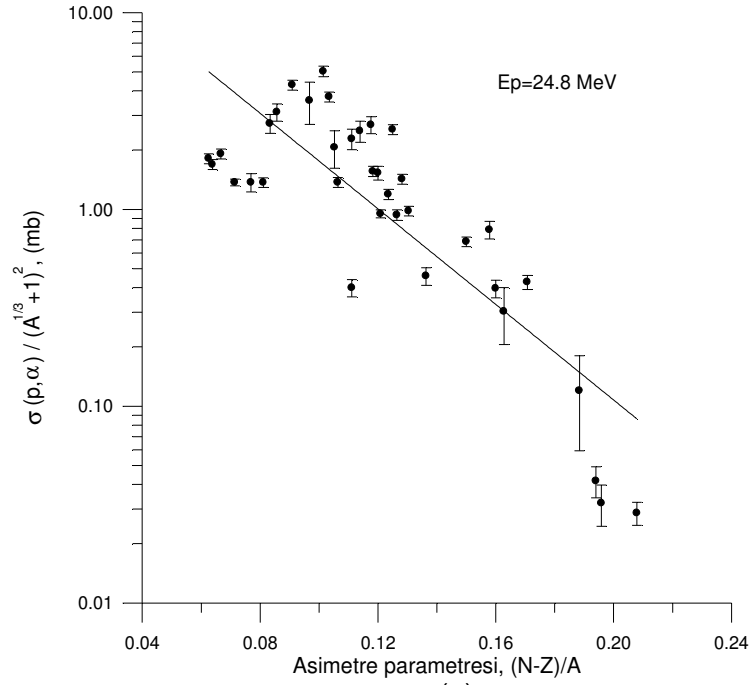
Şekil 5.28. (Devam) (a) 17,9 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan etkiyi içeren (b) Coulomb etkisini içeren (c) elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağıllığı.



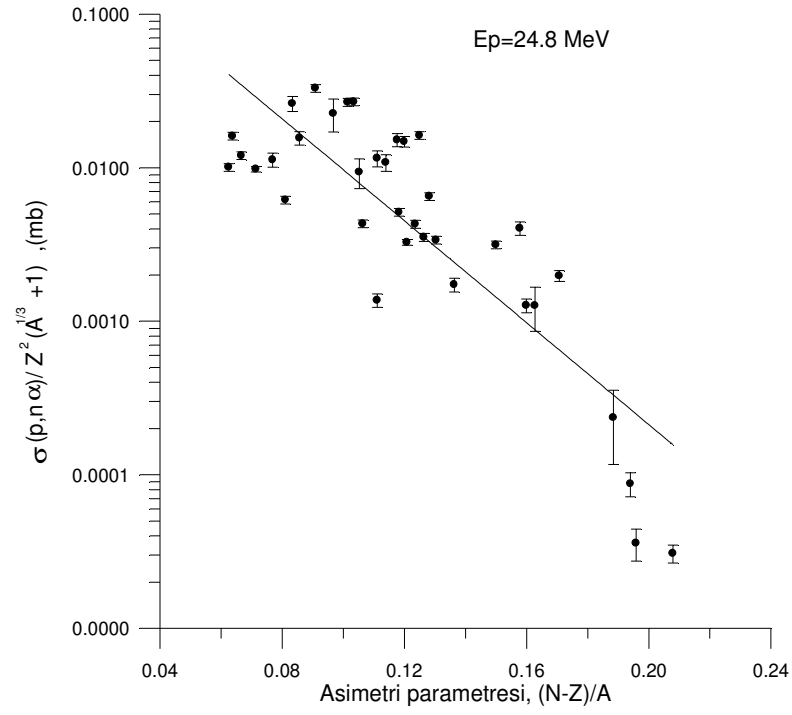
Şekil 5.29. (a) 22,3 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan etkiyi içeren (b) Coulomb etkisini içeren (c) elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağlılığı.



Şekil 5.29. (Devam) (a) 22,3 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan etkiyi içeren (b) Coulomb etkisini içeren (c) elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitinin asimetri parametresine bağılılığı.

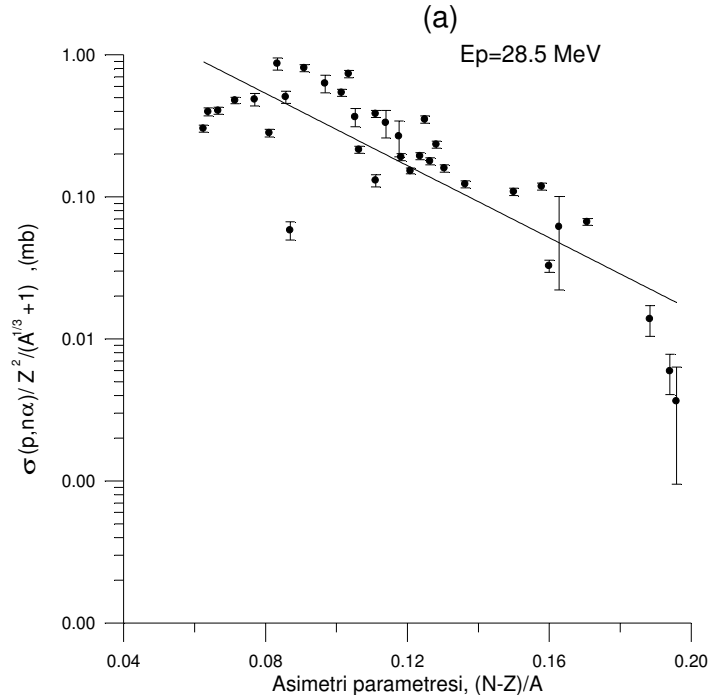
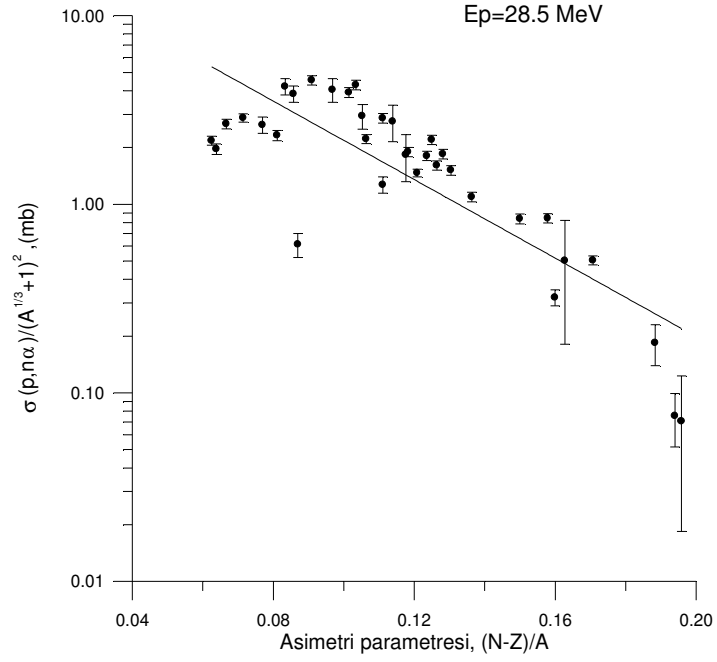


Şekil 5.30. (a) 24,8 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan etkiyi içeren (b) Coulomb etkisini içeren (c) elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren tesir kesitinin asimetri parametresine bağlılığı.

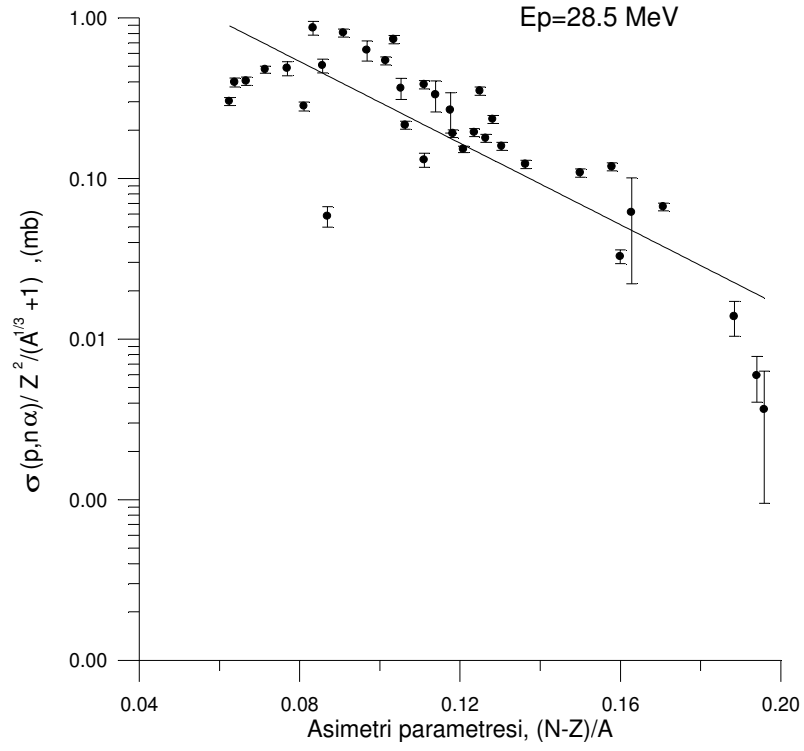


(c)

Şekil 5.30. (Devam) (a) 24,8 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan etkiyi içeren (b) Coulomb etkisini içeren (c) elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren tesir kesitinin asimetri parametresine bağlılığı.

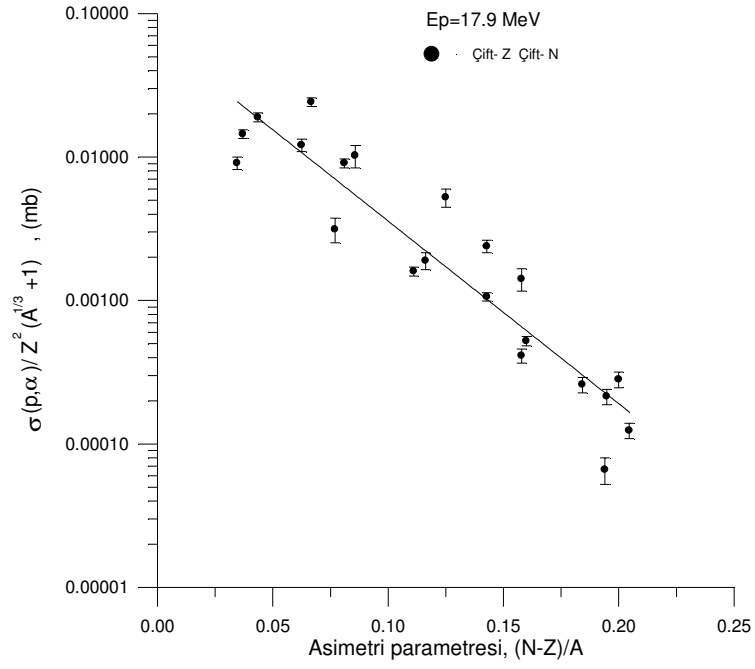


Şekil 5.31. (a) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan etkiyi içeren (b) Coulomb etkisini içeren (c) elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren tesir kesitinin asimetri parametresine bağlılığı.

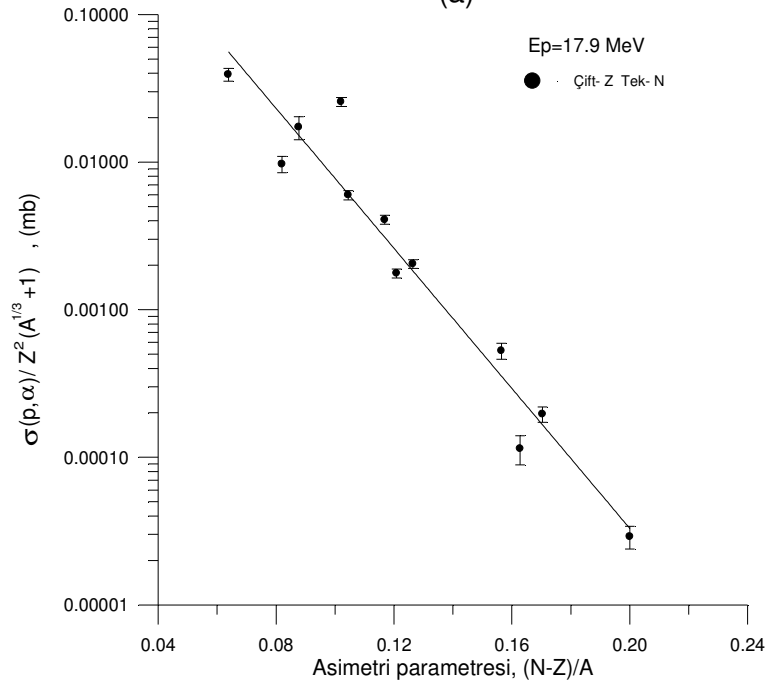


(c)

Şekil 5.31. (Devam) (a) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan etkiyi içeren (b) Coulomb etkisini içeren (c) elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren tesir kesitinin asimetri parametresine bağlılığı.

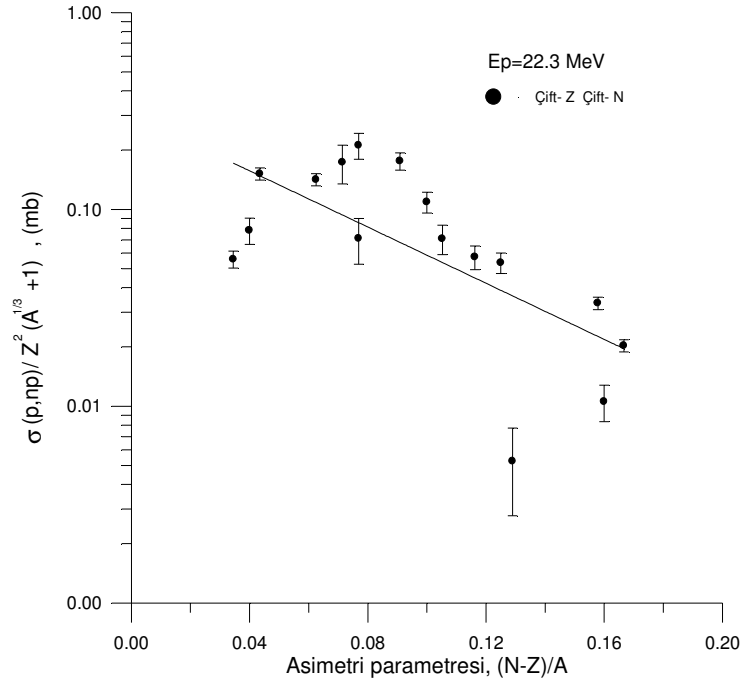


(a)

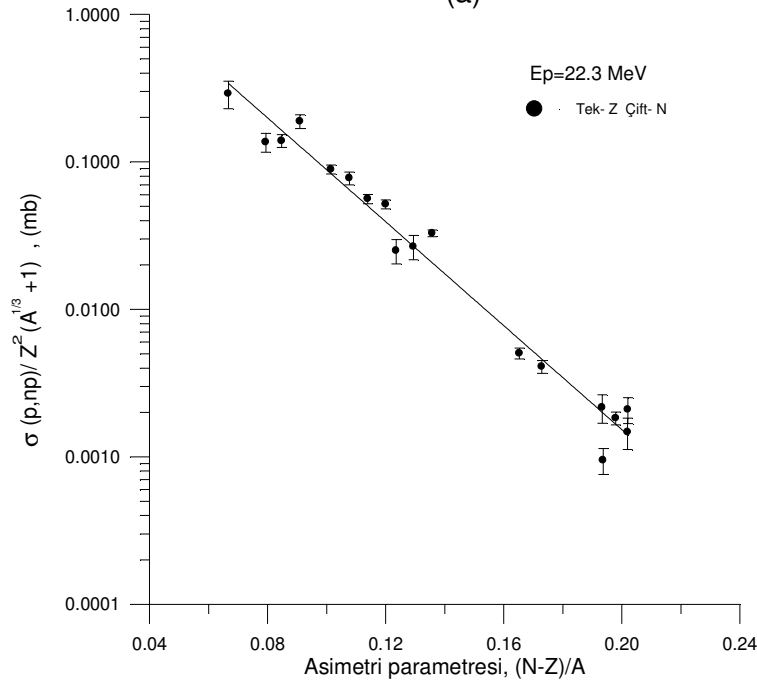


(b)

Şekil 5.32. (a) 17,9 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların çift-çift çekirdekler için (b) çift-tek çekirdekler için elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağlılığı.

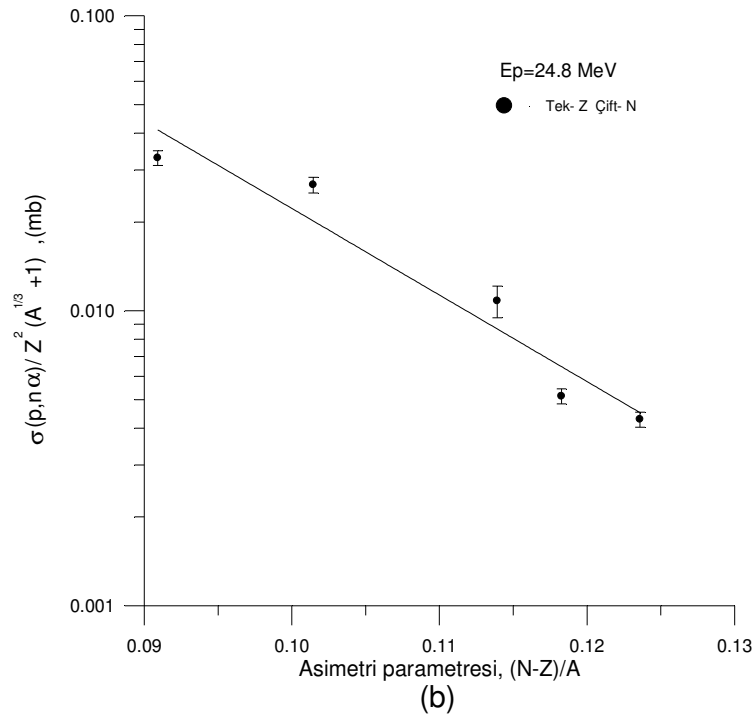
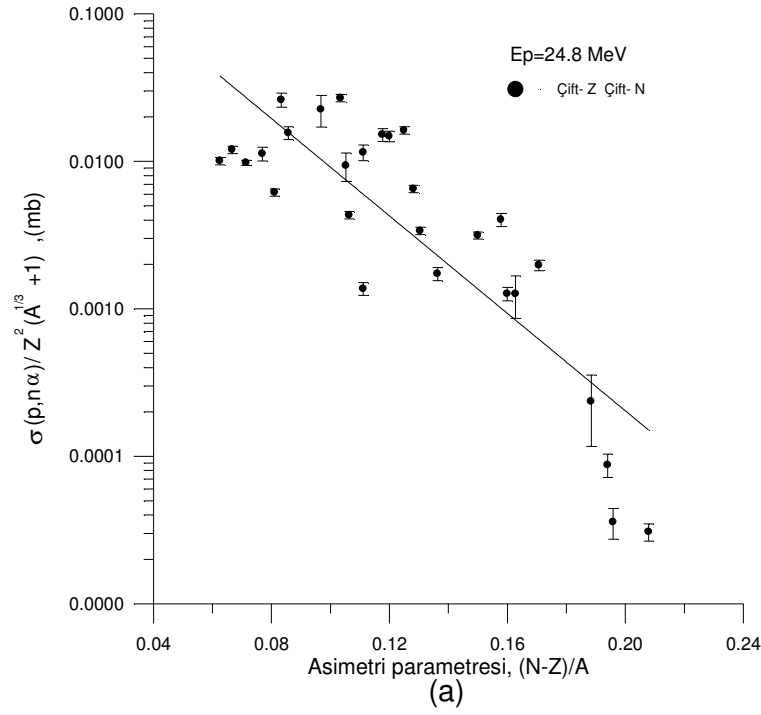


(a)

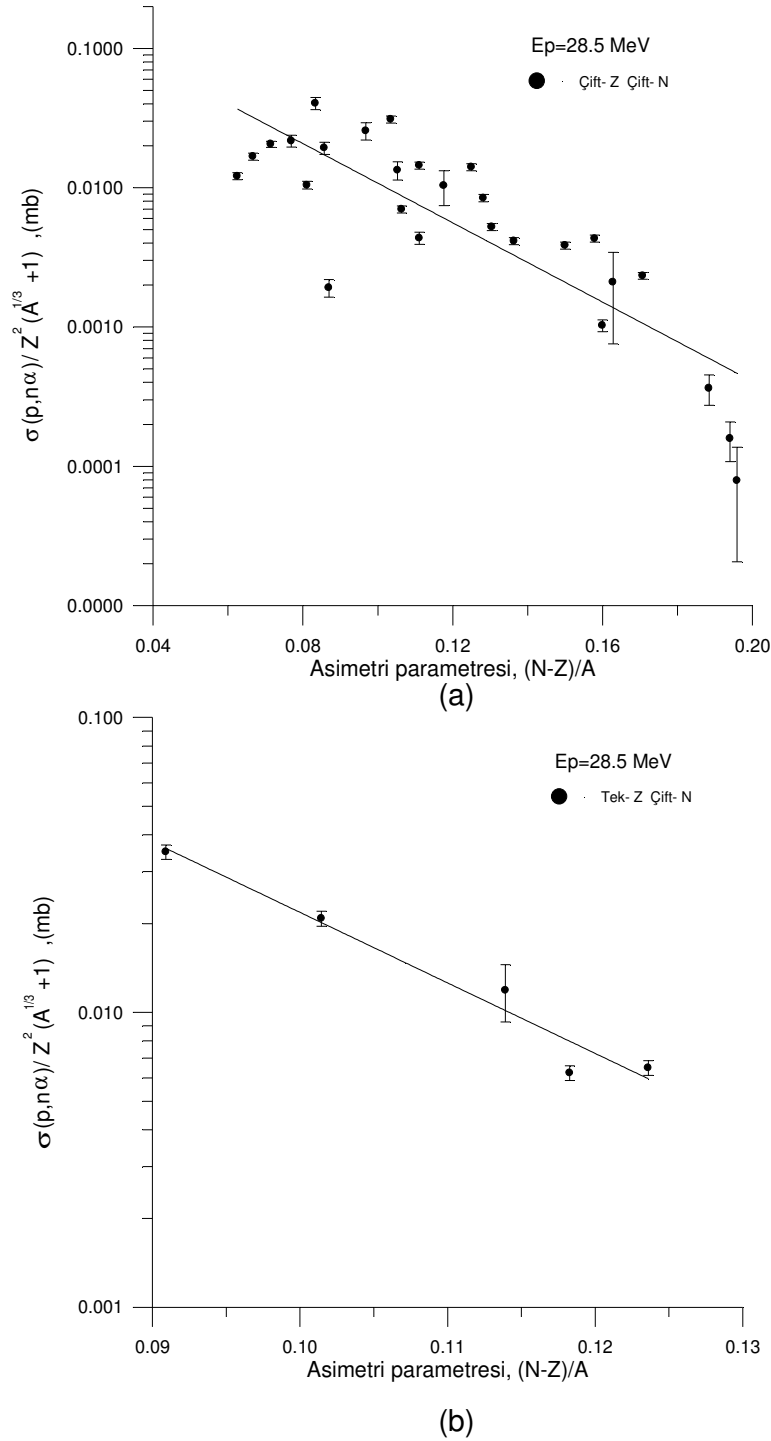


(b)

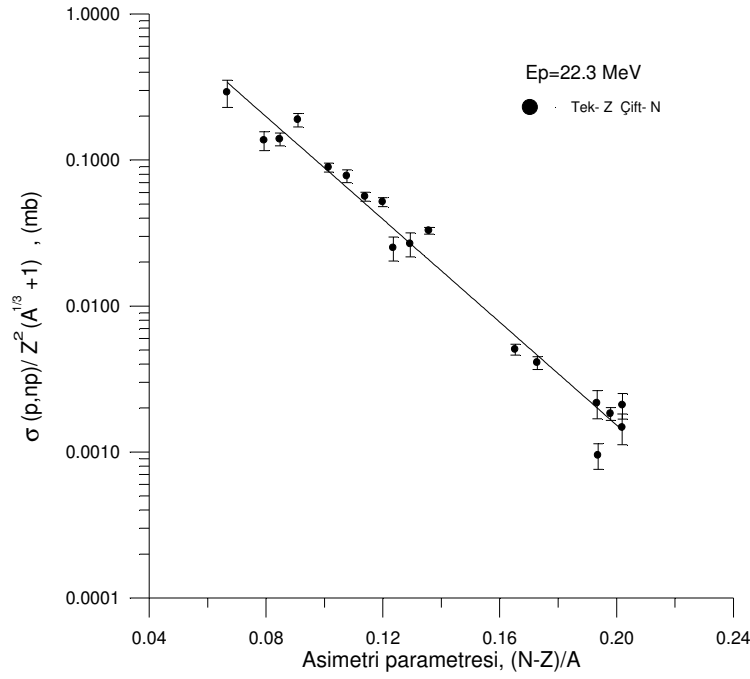
Şekil 5.33. (a) 22,3 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların çift-çift çekirdekler için (b) tek- çift çekirdekler için elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağılılığı.



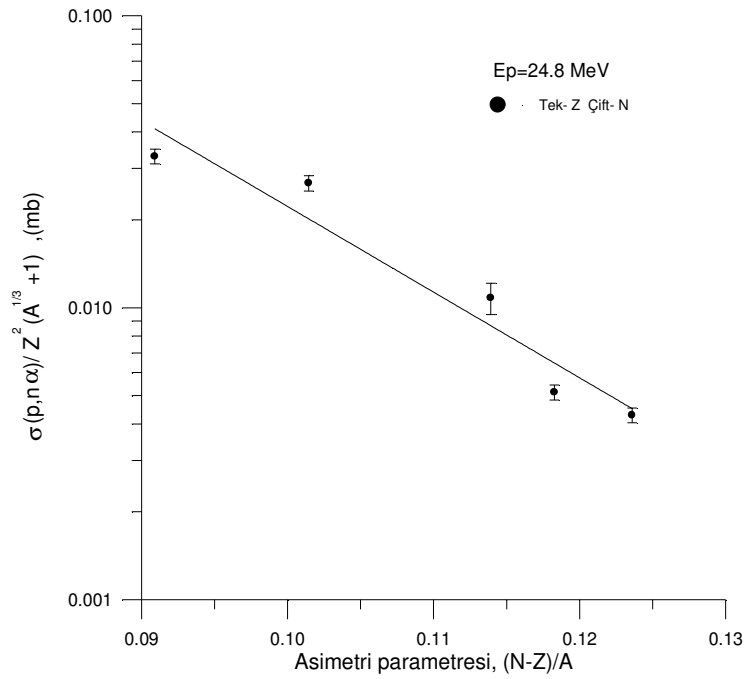
Şekil 5.34. (a) 24,8 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların çift-çift çekirdekler için (b) tek-çift çekirdekler için elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağlılığı.



Şekil 5.35. (a) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların çift-çift çekirdekler için (b) tek-çift çekirdekler için elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesitlerinin asimetri parametresine bağlılığı.

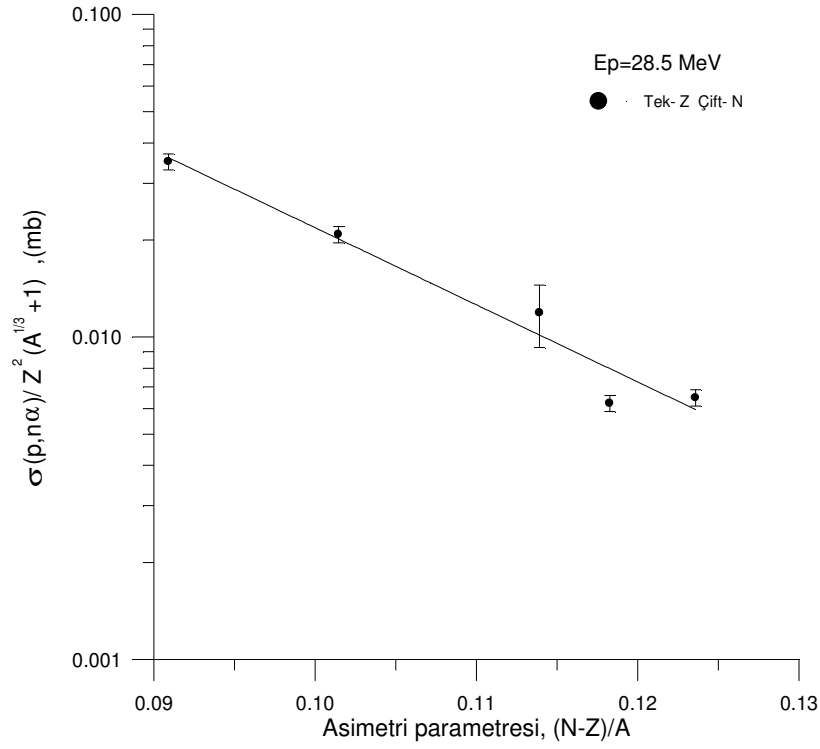


(a)

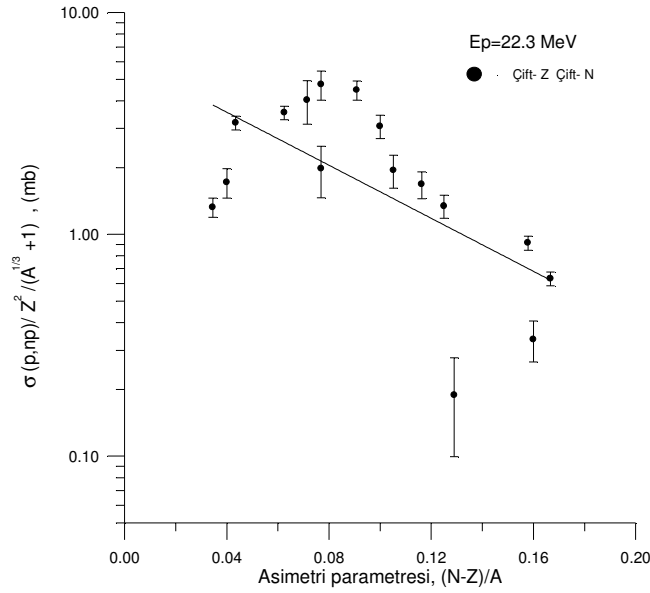


(b)

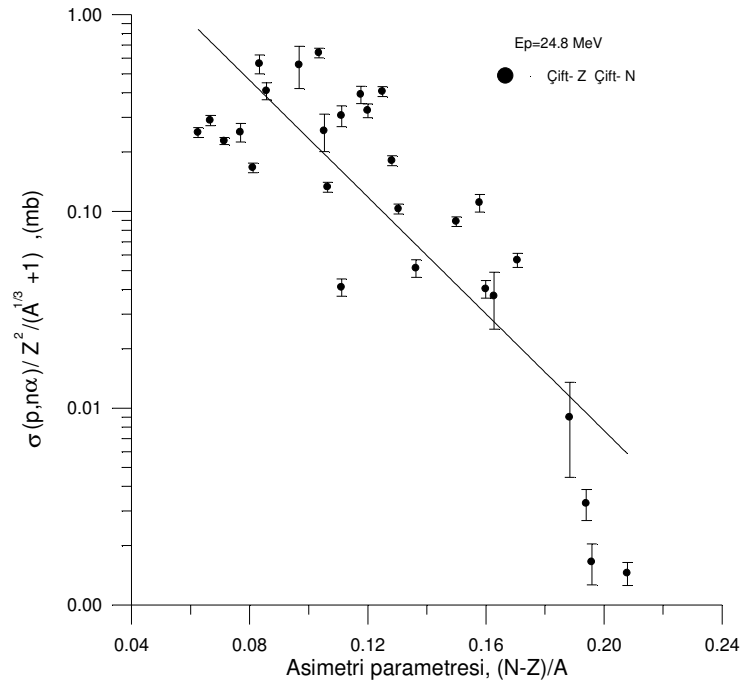
Şekil 5.36. (a) 22,3 MeV (b) 24,8 MeV (c) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren (üçüncü yaklaşım) ampirik tesir kesitlerinin tek-çift çekirdekler için asimetri parametresine bağlılığı.



(c)
Şekil 5.36. (Devam) (a) 22,3 MeV (b) 24,8 MeV (c) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren (üçüncü yaklaşım) ampirik tesir kesitlerinin tek-çift çekirdekler için asimetri parametresine bağılılığı.

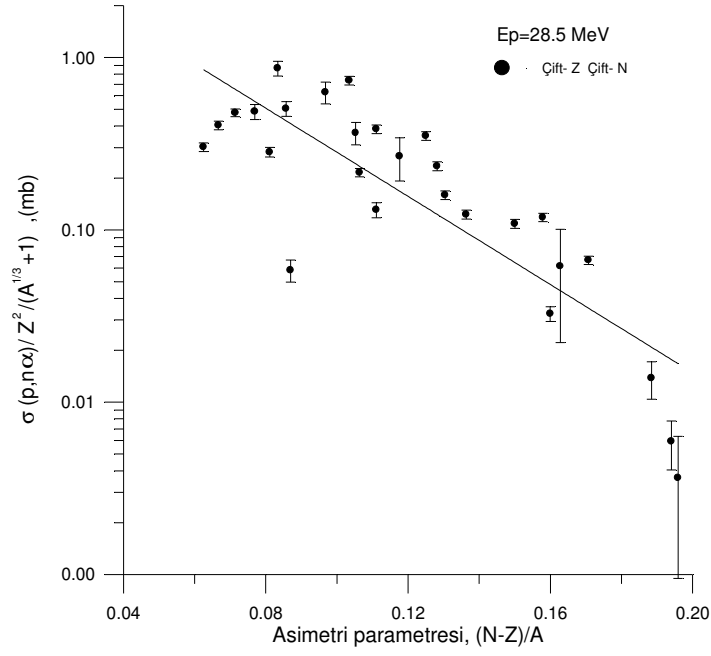


(a)

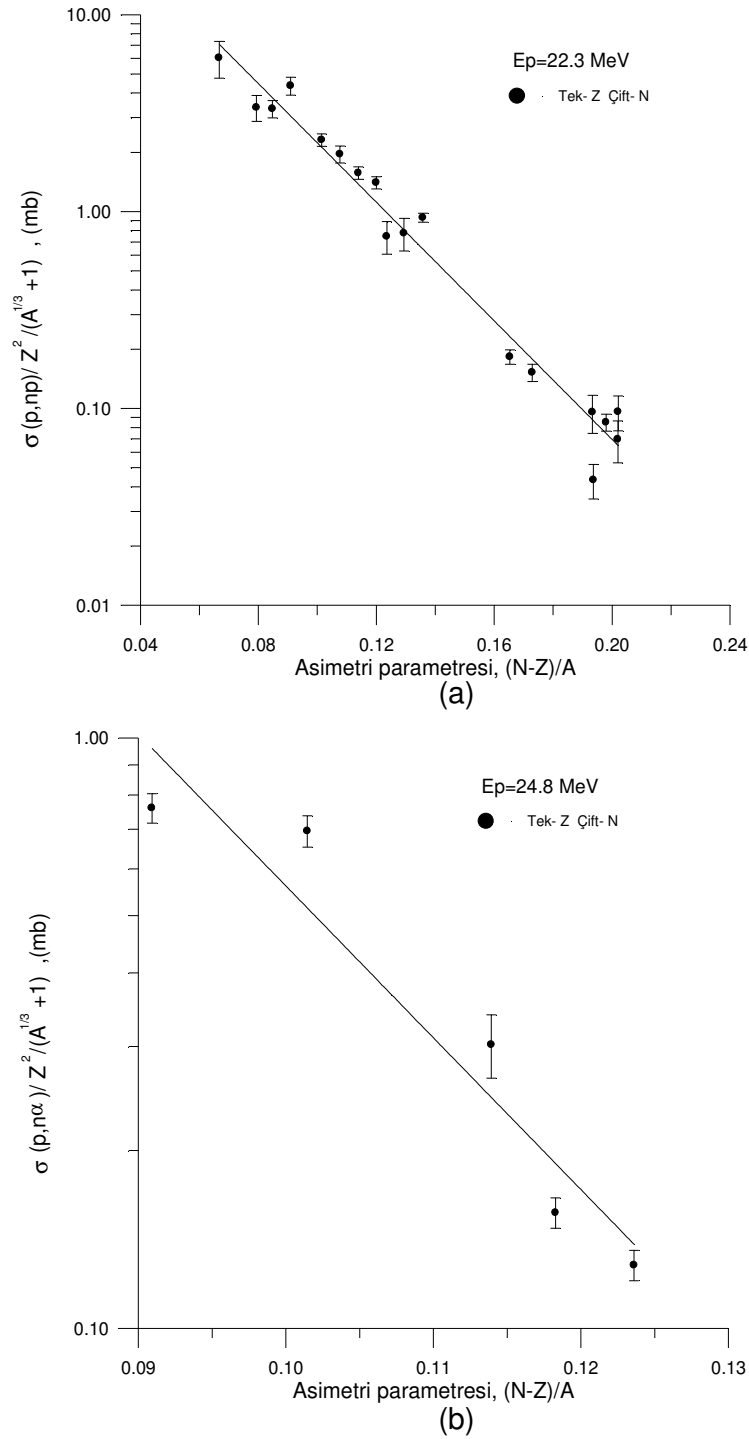


(b)

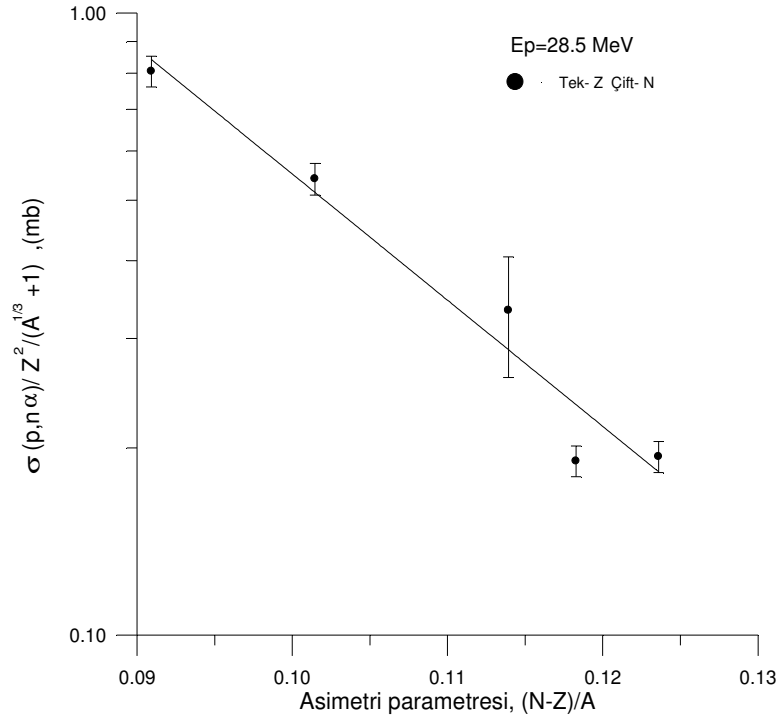
Şekil 5.37. (a) 22,3 MeV (b) 24,8 MeV (c) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların Coulomb etkisini içeren (ikinci yaklaşım) ampirik tesir kesitlerinin çift-çift çekirdekler için asimetri parametresine bağlılığı.



(c)
Şekil 5.37. (Devam) (a) 22,3 MeV (b) 24,8 MeV (c) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların Coulomb etkisini içeren (ikinci yaklaşım) ampirik tesir kesitlerinin çift-çift çekirdekler için asimetri parametresine bağıllığı.



Şekil 5.38. (a) 22,3 MeV (b) 24,8 MeV (c) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların Coulomb etkisini içeren (ikinci yaklaşım) ampirik tesir kesitlerinin tek-çift çekirdekler için asimetri parametresine bağlılığı.



(c)
Şekil 5.38. (Devam) (a) 22,3 MeV (b) 24,8 MeV (c) 28,5 MeV protonlarla oluşturulan reaksiyonların Coulomb etkisini içeren (ikinci yaklaşım) ampirik tesir kesitlerinin tek-çift çekirdekler için asimetri parametresine bağlılığı.

Çizelge 5.1. 17,9 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p, α) reaksiyonları için elastik olmayan etkiyi içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(p, \alpha) = C \sigma_{pnon} \exp[as]$	R^2
Tüm Çekirdekler		11,26	-25,37	$\sigma(p, \alpha) = 11,26 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-25,37s]$	0,82
Çift	Çift	6,43	-20,98	$\sigma(p, \alpha) = 6,43 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-20,98s]$	0,85
Çift	Tek	59,18	-37,87	$\sigma(p, \alpha) = 59,18 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-37,87s]$	0,92

Çizelge 5.2. 17,9 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p, α) reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(p, \alpha) = C \sigma_{Coul} \exp[as]$	R^2
Tüm Çekirdekler		2,78	-31,87	$\sigma(p, \alpha) = 2,78 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \right) \exp[-31,87s]$	0,83
Çift	Çift	1,31	-25,97	$\sigma(p, \alpha) = 1,31 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \right) \exp[-25,97s]$	0,87
Çift	Tek	25,36	-48,60	$\sigma(p, \alpha) = 25,36 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \right) \exp[-48,60s]$	0,94

Çizelge 5.3. 17,9 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p, α) reaksiyonları için elastik olmayan ve Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(p, \alpha) = C \sigma_{pnon} \sigma_{Coul} \exp[as]$	R^2
Tüm Çekirdekler		0,15	-35,93	$\sigma(p, \alpha) = 0,15 Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp[-35,93s]$	0,84
Çift	Çift	0,067	-29,32	$\sigma(p, \alpha) = 0,067 Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp[-29,32s]$	0,87
Çift	Tek	1,83	-54,62	$\sigma(p, \alpha) = 1,83 Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp[-54,62s]$	0,94

Çizelge 5.4. 22,3 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,np) reaksiyonları için elastik olmayan etkiyi içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(p, np) = C \sigma_{pnon} \exp[as]$	R^2
Tüm Çekirdekler		71,78	-18,11	$\sigma(p, np) = 71,78 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-18,11s]$	0,72
Çift	Çift	32,16	-10,06	$\sigma(p, np) = 32,16 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-10,06s]$	0,32
Tek	Çift	174,72	-24,45	$\sigma(p, np) = 174,72 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-24,45s]$	0,96

Çizelge 5.5. 22,3 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,np) reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	A	$\sigma(p, np) = C \sigma_{Coul} \exp[as]$	R^2
Tüm Çekirdekler		19,79	-25,50	$\sigma(p, np) = 19,79 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \right) \exp[-25,50s]$	0,76
Çift	Çift	6,16	-13,76	$\sigma(p, np) = 6,16 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \right) \exp[-13,76s]$	0,40
Tek	Çift	71,55	-34,67	$\sigma(p, np) = 71,55 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \right) \exp[-34,67s]$	0,97

Çizelge 5.6. 22,3 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,np) reaksiyonları için elastik olmayan ve Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(p, np) = C \sigma_{pnon} \sigma_{Coul} \exp[as]$	R^2
Tüm Çekirdekler		1,16	-29,99	$\sigma(p, np) = 1,16 Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp[-29,99s]$	0,78
Çift	Çift	0,3	-16,43	$\sigma(p, np) = 0,3 Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp[-16,43s]$	0,45
Tek	Çift	5,09	-40,54	$\sigma(p, np) = 5,09 Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp[-40,54s]$	0,97

Çizelge 5.7. 24,8 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,n α) reaksiyonları için elastic olmayan etkiyi içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(p, n\alpha) = C\sigma_{pn\alpha} \exp[as]$	R^2
Tüm Çekirdekler		28,81	-27,96	$\sigma(p, n\alpha) = 28,81 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-27,96s]$	0,69
Çift	Çift	27,06	-28,07	$\sigma(p, n\alpha) = 27,06 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-28,07s]$	0,71
Tek	Çift	276,91	-42,89	$\sigma(p, n\alpha) = 276,91 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-42,89s]$	0,84

Çizelge 5.8. 24,8 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,n α) reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(p, n\alpha) = C\sigma_{Coul} \exp[as]$	R^2
Tüm Çekirdekler		7,66	-34,24	$\sigma(p, n\alpha) = 7,66 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \right) \exp[-34,24s]$	0,70
Çift	Çift	7,11	-34,15	$\sigma(p, n\alpha) = 7,11 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \right) \exp[-34,15s]$	0,70
Tek	Çift	208,9	-59,20	$\sigma(p, n\alpha) = 208,9 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \right) \exp[-59,20s]$	0,92

Çizelge 5.9. 24,8 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,n α) reaksiyonları için elastic olmayan ve Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(p, n\alpha) = C\sigma_{pn\alpha}\sigma_{Coul} \exp[as]$	R^2
Tüm Çekirdekler		0,44	-38,21	$\sigma(p, n\alpha) = 0,44 Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp[-38,21s]$	0,71
Çift	Çift	0.41	-38,04	$\sigma(p, n\alpha) = 0,41 Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp[-38,04s]$	0,71
Tek	Çift	19.06	-67,54	$\sigma(p, n\alpha) = 19,06 Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp[-67,54s]$	0,93

Çizelge 5.10. 28,5 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,n α) reaksiyonları için elastik olmayan etkiyi içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(p, n\alpha) = C\sigma_{pn\alpha} \exp[as]$	R^2
Tüm Çekirdekler		23,98	-23,97	$\sigma(p, n\alpha) = 23,98 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-23,97s]$	0,69
Çift	Çift	24,16	-24,59	$\sigma(p, n\alpha) = 24,16 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-24,59s]$	0,72
Tek	Çift	77,91	-30,38	$\sigma(p, n\alpha) = 77,91 \left(A^{1/3} + 1 \right)^2 \exp[-30,38s]$	0,94

Çizelge 5.11. 28,5 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,n α) reaksiyonları için Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(p, n\alpha) = C\sigma_{Coul} \exp[as]$	R^2
Tüm Çekirdekler		5,57	-29,26	$\sigma(p, n\alpha) = 5,57 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \right) \exp[-29,26s]$	0,69
Çift	Çift	5,36	-29,46	$\sigma(p, n\alpha) = 5,36 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \right) \exp[-29,46s]$	0,70
Tek	Çift	58,77	-46,70	$\sigma(p, n\alpha) = 58,77 \left(\frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \right) \exp[-46,70s]$	0,96

Çizelge 5.12. 28,5 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,n α) reaksiyonları için elastik olmayan ve Coulomb etkisini içeren ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri

Z	N	C	a	$\sigma(p, n\alpha) = C\sigma_{coul}\sigma_{pn\alpha} \exp[as]$	R^2
Tüm Çekirdekler		0,30	-32,75	$\sigma(p, n\alpha) = 0,30 Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp[-32,75s]$	0,70
Çift	Çift	0,28	-32,76	$\sigma(p, n\alpha) = 0,28 Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp[-32,76s]$	0,70
Tek	Çift	5,36	-55,04	$\sigma(p, n\alpha) = 5,36 Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp[-55,04s]$	0,96

Çizelge 5.13. 17,9 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,α) reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel değerleri ile bu çalışmada varsayılan üç yaklaşımla hesaplanan ampirik ve yarı-ampirik formüllerin karşılaştırılması

Hedef	Reaksiyon ürünleri	Yarı Ömür ve Bozunum Şekli	Uyarılma Enerjisi (MeV)	□ deneysel (mb)	□ deneysel (mb)	Ampirik formül (ne)	Ampirik formül (coulomb)	Ampirik formül (ne+coulomb)	Yarı-ampirik formül (ne)	Yarı-ampirik formül (coulomb)	Yarı-ampirik formül (ne+coulomb)
⁴⁴ Ti	⁴³ Sc+ ⁴ He	3,891 saat,EC	14,83	42,1	3	78,49	73,44	69,77	54,25	44,73	41,54
⁴⁷ Ti	⁴⁴ Sc+ ⁴ He	3,97 saat,EC	15,65	87,5	8,7	47,36	38,18	33,77	112,09	119,72	124,96
⁴⁹ Ti	⁴⁶ Sc+ ⁴ He	83,79gün,β-	15,96	57,8	4,1	18,36	11,17	8,65	26,95	18,49	15,67
⁵⁴ Fe	⁵¹ Mn+ ⁴ He	46,2 dak,EC	14,75	46,8	3,3	100,53	120,77	128,09	67,54	70,81	73,08
⁵⁷ Fe	⁵⁴ Mn + ⁴ He	312,12 gün,EC	18,14	56,6	10,1	28,59	23,67	21,03	50,20	49,78	49,80
⁵⁸ Ni	⁵⁵ Co+ ⁴ He	17,53 saat,EC	16,56	34,7	3,5	111,38	149,10	165,94	74,00	86,11	93,09
⁶⁰ Ni	⁵⁷ Co + ⁴ He	271,74 gün,EC	17,64	93,3	6,6	50,12	52,98	52,68	38,35	37,00	36,56
⁶¹ Ni	⁵⁸ Co+ ⁴ He	70,86 gün,EC	18,39	37,5	4,7	34,30	32,39	30,53	64,70	74,99	80,51
⁶⁴ Ni	⁶¹ Co + ⁴ He	1,650saat,β-	18,56	20,5	3	11,81	8,11	6,59	11,67	7,99	6,72
⁶⁴ Zn	⁶¹ Cu+ ⁴ He	3,333 saat,EC	18,74	54,6	5,5	57,66	68,27	71,46	43,32	46,52	48,24
⁶⁷ Zn	⁶⁴ Cu + ⁴ He	12,701saat, ε:%61,50-β- : 38.50	20,31	27,2	1,9	20,37	17,70	16,01	29,00	28,11	27,71
⁷⁰ Zn	⁶⁷ Cu + ⁴ He	61,83 saat,β-	20,52	11	1,1	7,88	5,15	4,08	8,42	5,64	4,68
⁷⁰ Ge	⁶⁷ Ga+ ⁴ He	32,617gün,EC	19,48	53,6	9,6	33,57	36,19	36,16	27,92	28,28	28,46
⁷⁶ Ge	⁷³ Ga + ⁴ He	4,86 saat,β-	19,25	7,57	1,35	5,62	3,55	2,76	6,42	4,24	3,51
⁷⁴ Se	⁷¹ As+ ⁴ He	65,28 saat, EC	18,45	54,4	3,8	38,90	46,65	48,94	31,71	35,47	37,36
⁷⁷ Se	⁷⁴ As + ⁴ He	17,77 gün, ε:%66.00% β- : 34.00%	19,02	24,7	1,7	16,02	14,75	13,67	19,54	19,04	18,76
⁷⁸ Kr	⁷⁵ Br+ ⁴ He	96,7 dak,EC	17,72	21,4	4,2	44,47	58,87	64,63	35,59	43,68	48,00
⁸⁶ Sr	⁸³ Rb+ ⁴ He	86,2 gün,EC	17,35	14,8	2	17,27	18,23	17,98	16,44	17,05	17,32
⁸⁷ Sr	⁸⁴ Rb+ ⁴ He	33,1 gün,ε : 96.20 %,β- : 3.80 %	17,63	16	1,1	13,43	13,14	12,52	14,54	14,46	14,38
⁹⁰ Zr	⁸⁷ Y+ ⁴ He	79,8 saat,EC	17,02	14	1	20,19	23,52	24,28	18,78	21,35	22,61
⁹¹ Zr	⁸⁸ Y+ ⁴ He	106,626 gün,EC	19,17	15,5	1,1	15,85	17,17	17,15	18,39	20,74	21,85
⁹⁸ Mo	⁹⁵ Nb+ ⁴ He	34,991gün,β-	21,43	10,5	0,7	9,45	9,21	8,76	10,11	10,08	10,06
¹⁰⁰ Mo	⁹⁷ Nb+ ⁴ He	72,1 dak,β-	22,19	5,19	0,39	6,19	5,30	4,76	7,13	6,42	6,12
¹¹⁴ Cd	¹¹¹ Ag+ ⁴ He	7,45 gün,β-	20,96	5,55	0,63	7,01	7,15	6,95	8,01	8,55	8,81
¹²⁹ Xe	¹²⁶ I+ ⁴ He	12,93gün,ε : 52.70 %,β-:47.30%	21,98	2,02	0,45	6,63	7,48	7,63	4,56	4,48	4,44

Çizelge 5.13 (Devam). 17,9 MeV gelme enerjili protonlarla oluşturulan (p,α) reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel değerleri ile bu çalışmada varsayılan üç yaklaşımla hesaplanan ampirik ve yarı-ampirik formüllerin karşılaştırılması

¹³⁴ Xe	¹³¹ I+ ⁴ He	80,252 gün,β-	22,08	1,18	0,25	3,07	2,73	2,51	4,11	4,05	4,04
¹³⁵ Ba	¹³² Cs+ ⁴ He	6,480gün,ε : 98.13 %,β- : 1.87 %	22,07	3,77	0,45	5,61	6,24	6,33	3,51	3,29	3,20
¹⁵⁰ Nd	¹⁴⁷ Pr+ ⁴ He	13,4 dak,β-	24,53	6,4	0,79	2,81	2,70	2,58	3,86	4,15	4,32
¹⁴⁷ Sm	¹⁴⁴ Pm+ ⁴ He	363 gün,EC	24,91	12,7	1,6	8,38	11,63	13,10	6,23	7,74	8,58
¹⁵² Sm	¹⁴⁹ Pm+ ⁴ He	53,08 saat,β-	24,07	6,3	0,77	4,22	4,76	4,88	5,41	6,65	7,36
¹⁵⁴ Sm	¹⁵¹ Pm+ ⁴ He	28,40 saat,β-	23,7	5,23	0,64	3,25	3,38	3,35	4,37	5,03	5,42
¹⁷⁶ Yb	¹⁷³ Tm+ ⁴ He	8,24 saat,β-	25,53	4,01	0,49	2,74	3,04	3,12	3,84	4,79	5,39
¹⁹⁵ Pt	¹⁹² Ir+ ⁴ He	73,827, β- : 95.13 %,ε : 4.87 %	24,8	1,2	0,21	3,26	4,24	4,70	1,41	1,36	1,36
¹⁹⁷ Au	¹⁹⁴ Pt+ ⁴ He	kararlı	26,39	1,53	0,19	3,45	4,63	5,20			

6. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Çalışmamızın birinci kısmında, nükleer reaksiyon modelleri kullanılarak $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$, $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$, $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$, $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$, $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ and $^{72}\text{Ge}(p,n)^{72}\text{As}$ reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları hesaplanmıştır. Hafif çekirdekler için programlar ile yapılan hesaplamaların deneysel verilerle uyumlu olmadığı görülmüştür ($^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ hariç). Fakat ağır çekirdekler için model programlarla yapılan hesaplamalar deneysel değerlerle uyumludur. Exciton modelde bileşik çekirdek durumu uyarılmış parçacık ve hollerin sayısı ile karakterize edilir. Reaksiyona katılan uyarılmış durumdaki parçacık ve hollerin sayısı gelme enerjisine ve hedef çekirdeğin büyüklüğüne bağlıdır. Düşük enerjilerde parçacık hol çiftlerinin sayısı küçüktür ve artan gelme enerjisine bağlı olarak artar. Enerji daha fazla artıkça düzey sayısı bir maksimuma ulaşır ve sonra düşer. Bu durum çok yüksek gelme enerjilerinde direk reaksiyonları daha baskın kılar. Orta ağırlıklı bir çekirdeğin çapı yaklaşık 8-10 fm olduğundan, ortalama serbest yol birkaç fm' dir. Bu çalışmada hafiften ağıra kadar hedefler için dengeöncesi reaksiyon için katkı bekliyoruz. Dengeöncesi reaksiyonların ağır hedef çekirdekler için hafif çekirdeklerden daha baskın olduğu görülmüştür. Bu nedenle dengeöncesi modellerle hesaplanan uyarılma fonksiyonları ağır hedef çekirdekler için deneysel değerlerle daha uyumludur.

Weisskopf–Ewing model ve full exciton model hesaplamaları 14-16 MeV' e kadar ölçümlerle oldukça uyumludur. Weisskopf–Ewing model $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$ reaksiyonu için düşük enerjilerde başarısızdır. Çünkü, (n,p) ve (n, α) tesir kesitleri Q değerine bağlıdır. Q değeri bir elementin artan kütle numarası ile azalır, tesir kesiti de azalır. Sihirli ve sihirli olmayan (çift Z çift N ve tek çekirdekler) çekirdekler arasındaki gerçek Q değeri farkının büyük olmasına rağmen deneysel (n,p) ve (n, α) tesir kesitleri bir elementin artan kütlesi ile azalır. Bu davranış ancak Q-değeri terimi ile açıklanabilir. Benzer etki (p,n) ve (p, α) reaksiyon tesir kesitleri için de beklenebilir. ^{14}N hedef çekirdeği tek Z ve

tek N bir çekirdektir. Eşik enerjisi 1,133 MeV ve reaksiyonun $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$ reaksiyonu için Q değeri -2,922 MeV' dir. ^{16}O çift Z ve çift N olan bir çekirdektir. $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$ reaksiyonu için eşik enerjisi 5,547 MeV, Q değeri ise -5,218 MeV' dir.

Q değerine bağlı deneysel tesir kesiti değerleri 7-8 MeV proton gelme enerjisinde $^{14}\text{N}(p,\alpha)$ reaksiyonu için yaklaşık 250-300 mb iken $^{16}\text{O}(p,\alpha)$ reaksiyonu için 50-60 mb' dir. Bu değerler , bu reaksiyonlar için maksimum tesir kesitleridir. Aynı gelme enerjisinde her iki reaksiyon için Weisskopf–Ewing model ile hesaplanan (p, α) reaksiyon tesir kesiti değerleri yaklaşık 10-20 mb' dir. Bu model, hesaplamalardaki hedef çekirdeğin tek-çift ve çift çift etkilerini ihmal eder ve bileşik çekirdekteki α -parçacığının bağlanma enerjisinin nötronunkine eşit olduğunu kabul eder. Bu yüzden Weisskopf–Ewing model kullanılarak hesaplanan (p, α) tesir kesiti değerleri tek-tek ^{14}N hedef çekirdeğinin deneysel değerleri için yetersizken, ^{16}O çift- çift hedef çekirdeğinin deneysel değerleri hesaplanan değerlere yakındır.

Geometri bağımlı hibrid ve hibrid model hesaplamaları 14-15 MeV gelme enerjisinin üzerinde deneysel değerlerle uyumludur. Cascade exciton model hesaplamaları 8-10 MeV ' in üzerinde ölçümlerle iyi uyum göstermektedir. Ayrıca, optimum enerji aralığı 20 MeV' den küçük olduğundan ^{13}N , ^{11}C , ^{15}O , ^{18}F , ^{62}Cu , ^{68}Ga and ^{72}As üretimi için küçük çaplı bir siklotronun yeterli olduğunu söyleyebiliriz.

Çalışmamızda, 10-50 MeV proton gelme enerji aralığında, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$, $^{72}\text{Ge}(p,n)^{72}\text{As}$, $^{82}\text{Kr}(p,2n)^{81}\text{Rb}$, $^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs}$, $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$ ve $^{203}\text{Tl}(p,3n)^{201}\text{Pb}$ reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları da hesaplanmıştır. ^{123}I , ^{201}Tl ve ^{111}In önemli SPECT radyoizotoplarındandır. Reaksiyon süreci ^{123}I için; $^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs}$ ve $^{123}\text{Cs} \xrightarrow{5,9\text{dak}} ^{123}\text{Xe} \xrightarrow{2,08\text{saat}} ^{123}\text{I}$, ve ^{201}Tl için $^{203}\text{Tl} (p,3n)^{201}\text{Pb}$, $^{201}\text{Pb} \xrightarrow{9,33\text{saat}} ^{201}\text{Tl}$ şeklindedir.

Hibrid ve geometri bağımlı hibrid model hesaplamaları ALICE/ASH-2006 programı kullanılarak yapılmıştır. Nükleonlarla oluşturulan nükleer reaksiyonlardaki ikincil parçacıkların enerji ve açısal dağılımları ve uyarılma fonksiyonlarını 300 MeV' e kadar hesaplamak için ALICE/ASH-2006 programı uygundur. Bu program hesaplamalarda başlangıç eksiton sayısını $n_0=3$ alır. Genel olarak, ALICE/ASH-2006 programı ile yapılan geometri bağımlı hibrid model hesaplamaları deneysel değerlerle en uyumlu sonucu vermiştir. Weisskopf–Ewing model hesaplamaları yalnızca 40 MeV' e kadar deneysel değerlerle uyum gösterirken, hibrid ve cascade exciton model 10-15 MeV gelme enerjisinin üstünde deneysel verilerle uyumludur.

Radyoizotop üretiminde, optimizasyon için nükleer reaksiyon verilerine ihtiyaç duyulur. Bu süreç, ürünün verimini maksimum ve radyoaktif safsızlığı minimum yapacak mermi çekirdeğinin enerji aralığının seçimini içerir. Radyasyon güvenliği açısından bakıldığında , araştırılan radyoizotopun toplam üretim verimi hızlandırıcı teknolojisinde oldukça önemlidir.

^{55}Co üretimi için $E_p= 25 \rightarrow 15$ MeV, ^{57}Co için $E_p= 25 \rightarrow 15$ MeV, ^{60}Cu için $E_p= 20 \rightarrow 10$ MeV, ^{61}Cu için $E_p= 30 \rightarrow 20$ MeV, ^{67}Ga için $E_p= 30 \rightarrow 20$ MeV, ^{72}As için $E_p= 20 \rightarrow 10$ MeV, ^{81}Rb için $E_p= 30 \rightarrow 20$ MeV, ^{111}In için $E_p= 25 \rightarrow 15$ MeV, ^{123}Cs (aynı zamanda ^{123}I) için $E_p= 35 \rightarrow 20$ MeV ve ^{201}Pb (aynı zamanda ^{201}Tl) için $E_p= 35 \rightarrow 20$ MeV proton gelme enerjilerinin gerektiği Şekil 5.3a-b-c-d, Şekil 5.4 a-b-c-d ve Şekil 5.5.a-b'den anlaşılmaktadır. Bu nedenle $^{55,57}\text{Co}$, $^{60,61}\text{Cu}$, ^{67}Ga , ^{72}As , ^{81}Rb , ^{123}I , ^{111}In ve ^{201}Tl radyoizotoplarının üretimi için orta ölçekli bir siklotronun yeterli olduğunu söyleyebiliriz.

Çalışmamızın diğer bir bölümü olarak, nötron üretimi için hedef malzeme olarak düşünülen malzemelerin yoğunlukları ve izotopik bollukları Çizelge 2.3' de verilmiştir. Birinci grup malzeme olarak düşünülen $^{50,52,53,54}\text{Cr}$ ve $^{63,65}\text{Cu}$ (p,xn) reaksiyonlarının tesir kesit değerleri 100 MeV 'e kadar incelenmiştir.

Deneysel ve hesaplanan uyarılma fonksiyonları ise Şekil 5.6 a-b-c-d, Şekil 5.7 a-b-c-d, Şekil 5.8 a-b-c-d ve Şekil 5.9 a' da görülmektedir. Şekil 5.10, 5.11, 5.12 ve 5.13 de ise ikinci grup malzeme olarak düşünülen Pb ,Bi, Th, ve ayrıca Cu için çeşitli proton gelme enerjilerinde nötron yayınlanma spektrumları verilmiştir

Birinci grup malzemeler için (p,n) deneysel tesir kesiti değerlerinin 20 MeV proton gelme enerjisinde maksimum değere ulaştığı, 20 MeV ile 30 MeV arasında sabit kalırken 30 MeV' den sonra ise Şekil 5.6a-c, Şekil 5.7a-c-d ve Şekil 5.6c ' deki çekirdekler için azaldığı görülmektedir. Bu proton gelme enerjisi değerleri (p,2n), (p,3n) ve (p,4n) reaksiyonları için bu çalışmada kullanılan tüm hedef çekirdekler için artış gösterir. Protonlarla oluşturulan reaksiyonlarda Coulomb bariyerini aşmak için yüksek enerjili protonlar gereklidir. (p,n) reaksiyonları için optimum enerji aralığı $E_p = 30 \rightarrow 20$ MeV 'dir ve teorik hesaplamalar ile deneysel veriler arasındaki en iyi uyum $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu için gözlenmiştir. (p,2n) reaksiyonları için optimum enerji aralığı $E_p = 40 \rightarrow 30$ MeV ve ^{52}Cr için en yüksek tesir kesiti değeri 900-1000 mb' dir. (p,3n) reaksiyonları için optimum enerji aralığı $E_p = 50 \rightarrow 40$ MeV iken (p,4n) reaksiyonları için optimum enerji aralığı $E_p = 60 \rightarrow 50$ MeV' dir. Bu çalışmanın sonuçlarına dayanarak çalışmamızdaki hedef çekirdekler ile nötron üretimi için 20-60 MeV enerjili bir proton hızlandırıcının uygun olduğunu söyleyebiliriz. Ayrıca, Şekil 5.9b' de, (p,n) reaksiyonları için tesir kesiti değerinin büyük olmasından dolayı 1.grup malzemelerinden kromun bakırdan daha iyi spallasyon nötron kaynağı olduğunu söyleyebiliriz.

PCROSS programı, Weisskopf–Ewing model ile denge ve dengeöncesi hesaplamalar için kullanılmıştır. 20-25 MeV' e kadar denge ve dengeöncesi model hesaplamaları deneysel verilerle uyumlu iken 25 MeV' in üzerinde PCROSS hesaplamaları deneysel sonuçlardan büyüktür. Bu fark, full exciton modeldeki olası direk etkileşimlerden kaynaklanabilir. Çünkü direk etkileşmelerde başlangıç eksiton sayısı $n_0=1$ alınmaktadır.

Hibrid ve geometri bağımlı hibrid modelin dengeöncesi hesaplamaları ALICE91 bilgisayar programı ile yapılmıştır. ALICE91' de başlangıç eksiton sayısı $n_0=3$ ' tür. Hibrid ve geometri bağımlı hibrid model hesaplamaları için kullanılan diğer bir program ise ALICE/ASH-2006 'dır. Her iki programda Weisskopf–Ewing model ile yapılan denge hesaplamaları 30-40 MeV' e kadar deneysel verilerle uyumludur. Bunun yanında, 40 MeV 'in üzerinde ise ALICE/ASH-2006 ve ALICE91 birbirlerinden sapma göstermektedir. Bu fark ALICE/ASH-2006 programının farklı düzey yoğunluğu kullanmasından kaynaklanmaktadır. 40 MeV' in üzerinde ALICE/ASH-2006 ile yapılan denge hesaplamalarının deneysel verilere daha yakın olduğu görülmüştür.

Bu çalışmada cascade exciton model hesaplamalarının tümü CEM95 bilgisayar programı ile yapılmıştır. Çalışmamızda kullanılan tüm hedef çekirdekler için CEM95 ile yapılan cascade exciton model hesaplamaları 15-20 MeV gelme enerjisinin üzerinde deneysel verilerle uyumludur.

Çalışmamızın son bölümünde proton giriş reaksiyonları için yeni ampirik formüllerin elde edilmesi amaçlanmıştır. Proton giriş reaksiyonları için elastik olmayan proton tesir kesitini ve Coulomb etkisini içeren ampirik tesir kesiti formülü en iyi uyumu göstermektedir (3. yaklaşım). Bu ampirik formül pratik olarak kullanımı kolay olduğundan oldukça yararlıdır. Ancak bu ampirik formül buharlaşma modelini kullanır ve orta ile ağır çekirdekler için parçacık yayınlanmasında dengeöncesi mekanizmasının önemli rolünü ihmal eder. Yarı-ampirik formüller deneysel verilerle ampirik formüllerden daha iyi uyum sağlar. Çünkü, yarı-ampirik sistematipler, dengeöncesi exciton ve buharlaşma modelleri çerçevesinde parçacık yayınlanma hesaplamaları için analitik ifadelerin kullanımına dayanır. Ancak yarı-ampirik formüller pek çok parametre içerdiğinden pratik olarak kullanılamazlar.

Eş.5.4 ve Çizelge 5.3, 5.6, 5.9, 5.12' de verilen formüller, (p, α) , $(p, n\alpha)$ ve (p, np) reaksiyonlarının tesir kesitlerini çabuk tahmin etmek için yararlı bir araç olarak düşünülebilir. Sonuç olarak, protonlarla oluşturulan farklı reaksiyonlar

için sistematiklerin daha iyi bilinmesi nükleer kabuk modelinin bağlanma enerjisi sistematüğini anlamamızda oldukça önemlidir. Bu tarz çalışmalar, nükleer kabuk modelinin bağlanma enerjisi sistematüğini açıklamak ve geliştirmek için yol gösterir. Elde edilecek reaksiyon tesir kesiti formül ve sistematikleri nükleer reaksiyon teorilerinin geliştirilmesi için bilinmeyen verilerin hesaplanmasında yararlı olabilir. Özellikle, proton giriş reaksiyonları için elde ettiğimiz ampirik ve yarı-ampirik formüller, deneysel tesir kesitlerine ulaşamadığında yararlı sonuçlar sağlayabilir. Bunun yanısıra elde edilen deneysel tesir kesiti verileri, temel nükleon-çekirdek etkileşimlerini, bağlanma enerjisi sistematüğini, nükleer yapıyı ve nükleer modelleri anlamak için kullanılabilir. Açısal momentumun korunumunu içeren ALICE/ASH-2006 programı gibi yeni geliştirilmiş dengeöncesi reaksiyon mekanizmaları ile nükleer reaksiyon araştırmaları için daha fazla bilgi elde edilebilir. Reaksiyon sistematüğü geliştirilebilir ve geliştirilen bu sistematikler bilinmeyen verilerin tahmininde kullanılabilir. Bu öngörüler, hedef/mermi konfigürasyonların belirlenmesinde yol gösterebilir ve tasarım için gerekli mühendislik ücretlerini azaltabilir.

KAYNAKLAR

1. Türkiye Atom Enerjisi Kurumu, "Radyasyon Sağlığı ve Güvenliği Dairesi kayıtları" (2008).
2. Qaim SM, "Therapeutic radionuclides and nuclear data", **Radiochim. Acta**, 89: 297 (2001).
3. Qaim SM, "Nuclear data for production of new medical radionuclides", **J. Nucl. Sci. and Tech., Supp.** 2, 1272. (2002).
4. Qaim S.M., Tarkanyi F., Oblozinsky P., Gul K., Hermanne A., Mustafa M.G., Nortier F.M., Scholten B., Shubin Y.N., Takacs S. ve Zhuang Y., "Charged-particle cross section database for medical radioisotope Production", **J. Nucl. Sci. and Tech., Supp.**, 2:1282 (2002).
5. Qaim S.M., "Use of cyclotrons in medicine", **Radiation Physics and Chemistry**, 71:917 (2004).
6. Scholten B., Hess E., Takacs S., Kovacs Z., Tarkanyi F., Coenen H.H. ve Qaim S.M., "Cross section measurements on gas targets relevant to the production of the positron emitting radionuclides ^{14}O , ^{18}F and ^{76}Br ", **J. Nucl. Sci. and Tech. Supp.**, 2, 1278 (2002).
7. Tarkanyi F., Takacs S., Gul K., Hermanne A., Mustafa, M.G., Nortier F.M., Oblozinsky P., Qaim S.M., Scholten B., Shubin Y.N. ve Zhuang Y., "Charged-particle cross section database for medical radioisotope production", **IAEA-TEC DOC-1211**, 285 (2001).
8. McLaughlin A.F.ve Southee A.E., Nuclear Medicine in Clinical Diagnosis and Treatment., **Churchill Livingstone**, New York, 711-35 (1994).
9. Ramanna L., Waxman A., Binney G., ve ark., "Thallium-201 scintigraphy in bone sarcoma: comparison with gallium-67 and technetium-MDP in the evaluation of chemotherapeutic response", **J Nucl Med.**, 31:567-572 (1990).
10. Erdoğan S., "Meme Kitlelerinin Değerlendirilmesinde Nükleer Tıp Yaklaşımı", **Cerrahpaşa J Med**, 34:219-225 (2003).
11. Ertok E., Ak İ., Bekiş R., ve ark., "Talyum-201 tümör tarama sintigrafisi uygulama kılavuzu", **Türk J Nucl Med**, 10:115-118 (2001).
12. Bekiş R., Değirmenci B., Ak İ., ve ark., "Tc-99m MIBI meme sintigrafisi (Sintimammografi) uygulama kılavuzu", **Türk J Nucl Med**, 10:119-123 (2001).

13. Deconinck, G. "Nuclear Methods Monographs No.1", Introduction to Radioanalytical Physics, **Elsevier Scientific Publishing Co.** Amsterdam, 122 (1978).
14. Krane K. S., "Nükleer Fizik-II", Şarer B., **Palme Yayıncılık**, Ankara, 392-394, 416-420 (2001).
15. Weisskopf V.F., Ewing D.H., "On the yield of nuclear reactions with heavy elements", **Phys. Rev.**, 57:472 -479 (1940).
16. Rubbia, C. ve Rubio, J.A., "A Tentative program towards a full scale energy amplifier", **CERN/LHC/96, İsviçre**, 11 (1996).
17. Jameson, R.A. ve ark., "Accelerator –driven transmutation technology for energy production and nuclear waste treatment", **3rd EPAC**, Berlin, . 230-234 (1992).
18. Gudowski, W., "Accelerator-driven Transmutation Projects. The Importance of Nuclear Physics Research for Waste Transmutation", **Nuclear Physics A**, 654: 436c-457c (1999).
19. Rubbia, C., ve ark., "Application to The Case of Spain of The Plutonium Elimination Scheme With Fast Energy Amplifiers and Thorium-Plutonium Fuel", **CERN/AT/95-53 (ET), İsviçre**, 10 (1995).
20. Carminati, F., ve ark., "An Energy Amplifier for clener and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven By a Particle Beam Accelerator", **CERN/AT/93-47 (ET)** , İsviçre, 28-32 (1993).
21. Magill, J. ve Peerani, P., "(Non-) Proliferation Aspects of Accelerator Driven Systems", **Innovative Options in the Field of Nuclear Fission Energy** , Les Houches, Fransa 167-181 (1999).
22. Enqvist, P., ve ark., "Primary residue production cross sections and kinetic energies in 1 GeV 208Pb on deuteron reactions", **Nuclear Physics A** , 703: 435-465 (2002).
23. Wlazlo, W., ve ark., "Cross Sections of Spallation Residues Produced in 1 A GeV 208Pb on Proton Reactions", **Physical Review Letters**, 84: 5736-3739 (2000).
24. Mashnik, S.G., "Cascade-eksiton model analysis of proton of induced reactions from 10 MeV to 5 GeV", **Nuclear Instruments and Methods in Physics Reasarch A**, 414: 68-72 (1998).

25. Filges, D., ve ark., "Spallation neutron production and the current intra-nuclear cascade and transport codes", **European Physical Journal A**, 11 (4): 476-490 (2001).
26. Enke, M., ve ark., "Evolution of a spallation reaction: experiment and Monte Carlo Simulation", **Nuclear Physics A**, 657: 317-339 (1999).
27. Song, T.Y. ve ark., "The Characteristics of Lead and Tungsten Targets Used in The Accelerator-Driven Subcritical Reactor", **KEK Proc**, 10: 95-97 (1998).
28. Griffin J.J., "Statistical model of intermediate structure", **Phys. Rev. Lett.**, 17: 478-481. (1966).
29. Blann M. ve Vonach H.K., "Global test of modified pre-compound decay models", **Phys. Rev. C**, 28: 1475-1492 (1983).
30. Gadioli, E. ve Hodgson, P. E. "Pre-equilibrium nuclear reactions", **Clarendon Press**, Oxford, 148-152 (1992).
31. Blann, M. "Preequilibrium decay", **Annu. Rev. Nucl. Sci.**, 25: 123-166 (1975).
32. Hauser, W. ve Feshbach, H., "The inelastic scattering of neutrons", **Phys. Rev.** 87: 366-373 (1952).
33. Blann, M., Gruppelaar, H., Nagel, P. ve Rodens, "J. International code and model intercomparison for intermediate energy nuclear data", **NEA Data Bank /OECD, Paris**, (1994).
34. Michel, R. ve Nagel, P., "International Codes and Model Intercomparison for Intermediate Energy Activation Yields", **NSC/DOC(97)-1 NEA Data Bank /OECD, Paris**, 879-883 (1997).
35. Ericson, T. "The statistical model and nuclear level densities". **Adv. Phys.**, 9: 423-511(1960).
36. Blann M., "Extensions of Griffin's statistical model for medium-energy nuclear Reactions", **Phys. Rev. Lett.**, 21: 1357-1360 (1968).
37. Williams, F. C., "Particle-hole state density in the uniform spacing model" **Nucl. Phys. A**, 166: 231-240 (1971).
38. Oblozinsky, P., Ribansky, I. ve Betak, E., "Intermediate-state transition rates in the exciton model", **Nucl. Phys. A**, 226: 347-364 (1974).

39. International Atomic Energy Agency ,“Handbook for Calculations of Nuclear Reaction Data”, Nuclear Data Section, **IAEA-TECDOC-Reference Input Parameter Library**, 1034 (1998).
40. Mustafa M.G., “Charged-Particle Cross Section Database for Medical Radioisotope Production, Chapter 3, Theoretical Evaluations” , **W-7405-ENG-48, Lawrence Livermore National Laboratory** , (1999).
41. Cline C.K., “Extensions to the pre-equilibrium statistical model and a study of complex particle emission ”, **Nucl. Phys. A**, 193:(2), 417-437 (1972).
42. Ribansky I, ve ark., “Pre-equilibrium decay and the exciton model “, **Nucl. Phys. A**, 205 (3): 545-560 (1973).
43. Mashnik S. G., “CODE CEM95 ”, **Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for nuclear research**, Dubna, Moskow Rusya,14 (1980).
44. Demirkol İ., Tel E., Arasoglu A., Özmen A., Sarer,B. Acir A., Alkan M. , “The Neutron Production Cross Sections for Pb, Bi, and Au Targets and Neutron Multiplicity for Nuclear Spallation Reaction induced by 20- to 1600-MeV Protons ”, **Nucl. Sci. and Eng.**, 147 (1): 83-91(2004).
45. Blann M, Cline CK., “The pre-equilibrium statistical model: Description of the nuclear equilibration process and parameterization of the model ”, **Nucl. Phys. A**, 172 (2): 225-59 (1971).
46. Belgaid M.,Asghar M.,”Semi-empirical systematics of (n,p) cross sections for 14.5 MeV neutrons”, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B**,142: 463-472(1998).
47. Levkovskii V.N. “Exp.Theor. Phys”,. **Sov. Phys. J** ,18, 213 (1964).
48. Weisskopf V., “Statistics and Nuclear Reactions” , **Phys. Rev.**, 52, 295-303 (1937).
49. Ait-Tahar S., “The systematics of (n, p) cross sections for 14 MeV neutrons”, **Nucl. Phys.**,13, 121-125 (1987).
50. Konobeyev A.Yu., Korovin A. Yu., Pereslavl'tsev P.E., “Systematics of (n, t) reaction cross sections at 14.6 MeV”, Nucl. **Instrum. Methods Phys. Res.**, Sect. B , 93: 409-414 (1994).
51. Korovin A. Yu., Konobeyev A. Yu.,“Semiempirical systematics of (n,p) reaction cross sections at the energy of 14.5 MeV”, Nucl. **Instrum. Methods Phys. Res.**, Sect. B , 103: 15-22 (1995).

52. Belgaid M., Asghar M., "Semi-empirical systematics of (n, p) reaction cross sections for 14,5 MeV neutrons", **Appl. Radiat. Isot.** , 49: 1497-1503 (1998).
53. Belgaid M., Asghar M., "Semi-empirical systematics of (n, α) cross sections for 14.5 MeV neutrons", **Nucl. Instrum. and Meth.B.**, 149: 383-389 (1999).
54. Habbani F. I., Osman K. T., "Systematics for the cross-sections of the reactions (n, p), (n, α) and (n, 2n) at 14.5 MeV neutrons", **Appl. Rad. and Isot.**, 54: 283-290 (2001).
55. Kumabe I., Fukuda K. J. , "Empirical Formulas for 14-MeV (n, p) and (n, α) Cross Sections" **Nucl. Sci. and Tech.** 24 (10): 839-843 (1987).
56. Manokhin V.N. ve ark., "Consistent Evaluations of (n,2n) and (n,np) Reaction Excitation Functions for Some Even-Even Isotopes Using Empirical Systematics", **JAERI-Research**, 013 (2001).
57. Konno C., Ikeda Y., Osihi K., Kawede K., Yamomoto H., ve Maekawa H., "JAERI-1329", **Japan Atomic Energy Research Institute**, 36 (1993).
58. Broeders C. H. M. ve Konobeyev A. Yu., "Systematics of (p, α) (p, $n\alpha$) (p,np) reaction cross-sections", **Appl. Radiat. and Isot.** , 65 (11): 1249-64 (2007).
59. Koning, A.J., Delaroche, J.P., "Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV", **Nucl. Phys. A**, 713: 231-310 (2003).
60. Blann, M., "Code ALICE-91, PSR-146, Statistical Model Code System with Fission Competition", Oak Ridge National Laboratory, Rsicc Peripheral Shielding Routine Collection, **Lawrence Livermore National Laboratory**, Livermore, California and IAEA (1991).
61. Kataria, S. K. ve Ramamurthy, V. S. "Macroscopic systematics of nuclear level densities", **Nucl. Phys. A**, 349: 10-28 (1980).
62. Galonsky, A., Doering, R.R., Patterson, D.M. and Bertini, H.W., "Comparison of measured neutron spectra with predictions of an intranuclear-cascade model", **Phys. Rev. C** 14:748-752 (1976).
63. Malyshev, A. V., "Level Density and Structure of Atomic Nuclei" **Atomizdat**, Moskova, 122 (1969).
64. NUDAT – Decay Radiation Database, [http:// www.nndc.bnl.gov/nudat2](http://www.nndc.bnl.gov/nudat2) (2008).

65. Capote R, Osorio V, Lopez R, Herrera E, Piris M, "Final Report on Research Contract 5472/RB", **INDC(CUB)-004**, Translated by the IAEA on March 1991, (PCROSS program code) (1991).
66. EXFOR/CSISRS (Experimental Nuclear Reaction Data), "Database Version of December 19", <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm> (2007).
67. Tel, E., Şahin, H. M., Arasoğlu, A., Aytekin, H., "The investigation of the neutron emission spectra of ^{232}Th and ^{238}U for neutron incident energy from 2 to 18 MeV", **Annals of Nuclear Energy**, 33: 310-324 (2006).
68. Han, Y., "The double differential cross section for $n + ^{238}\text{U}$ reaction", **Nuclear Physics A**, 780: 34-51 (2006).
69. Tel, E., ve ark., "Pre-equilibrium emission in differential cross-section calculations and analysis of experimental data for ^{232}Th ", **Modern Physics Letter A**, 19 (21): 1597-1614 (2004).
70. Boudard, A. ve ark., "Spallation study with proton beams around 1 GeV neutron production", **Nuclear Physics A**, 663: 1061 (2000).
71. Broeders, C. H. M., Broeders, I., "Neutron physics analyses of accelerator-driven subcritical assemblies", **Nuclear Engineering and Design**, 202 (2), 209-218 (2000).
72. Yapici, H., Genç, G., Demir, N., "Neutronic limits in infinite target mediums driven by high energetic protons", **Annals of Nuclear Energy**, 34:374-384 (2007).
73. Şarer, B., Gunay, M., Aydin, A., Tel, E. ve Araslıoğlu, A., "Calculations of proton-induced neutron production cross sections on ^{232}Th up to 1.6 GeV", **Nuclear Science and Engineering**, 153 (2):192–199 (2006).
74. Tel, E. ve ark., "Investigation of the pairing effect using newly evaluated empirical studies for 14–15 MeV neutron reaction cross sections ", **Physical Review C**, 75: 034614 (2007).
75. Pai H L ve Andrews D G, "Empirical formulas for 14 MeV (n,p) cross sections", **Can. J. Phys.**, 56 : 944-949 (1978).
76. Pai H L, Clarke R.L., Cross W.G., "Statistical-model calculations of (n, p) cross sections using shell-independent parameters" **Nucl. Phys. A**, 164 :526-544 (1971).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : YALÇINER, Emine Gamze
 Uyruğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 01.07.1978 Trabzon
 Medeni hali : Evli
 Telefon : 0 (312) 295 88
 Faks : 0 (312) 295 89 56
 e-mail : emine.aydin@taek.gov.tr

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü	2003
Lisans	Hacettepe Üniversitesi /Fizik Mühendisliği Bölümü	2000
Lise	Mehmet Çelikel Lisesi/Zonguldak	1996

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2000-2001	Hacettepe Üniversitesi	Araştırma Görevlisi
2001-	Türkiye Atom Enerjisi Kurumu	Mühendis

Yabancı Dil

İngilizce

Yayınlar:

1. Aydın E.G., Özgür E. E., Özbey T., Irkeç M., Bozkurt B. ve Kaptan H.Y., "An Investigation of Oxygen Diffusion Into The Contact Lenses By Using ESR (Electron Spin Resonance) Spectroscopy" ,Journal of Applied Polymer Science, 100(4):2937-2941 (2006).
2. Özgür E. E, Aydın E.G, Özbey T., Irkeç M., Bozkurt B. ve Kaptan H.Y, "An Investigation Of Liquid Diffusion Into The Contact Lenses By Using ESR (Electron Spin Resonance) Technique", Journal of Applied Polymer Science 100(4):2942-2946,(2006).
3. Aydın E.G., "Kontakt Lenslerin Oksijen Difüzyon Katsayısının Belirlenmesi", Türk Fizik Derneği Kongresi, Bodrum, 14-17 Eylül 2004,
4. Akdoğan E., Çökeliler D., Aydın E. G., Tan E., Mutlu M., "Glow-Discharge Treated Polyethersulphone and Polycarbonate

- Ultrafiltration Membranes for Sugar Separation", International Workshop on Polymer Plasma and Related Materials, Antalya, 7-9 Ekim (2004).
5. Aydın, E. G., Tel, E., Kaplan, A., "New Calculations of Proton Cyclotron Production Cross Sections For Some Medical Radioisotopes and Target Nuclei Used on The Spallation Neutron Sources", Süleyman Demirel University, Arts and Sciences Faculty, Journal of Science (e-journal), 2-2, 160 (2007).
 6. Tel, E., Aydın, E. G., Kaplan, A., "The Properties of The Ground State of The ^{208}Pb and ^{209}Bi Nuclei Used on The Accelerator Driven Systems", Süleyman Demirel University, Arts and Sciences Faculty, Journal of Science (e-journal), 2-2, 172 (2007).
 7. Aydın, E. G., Tel, E., Kaplan, A., Aydın, A., "New Calculations of Excitation Functions of Some Positron Emitting and Single Photon Emitting Radioisotopes", Kerntechnik, 73 (4): 184-189 (2008).
 8. Aydın, E. G., Tel, E., Kaplan, A., Aydın, A., "Equilibrium and Pre-equilibrium Calculations of Neutron Production In Medium-Heavy Targets Irradiated By Protons Up to 100 MeV", Ann. Nucl. Energy, 35 (12): 2306-2312 (2008).