T.C.
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

DENGE VE DENGE ÖNCESİ NÜKLEER MODELLER KULLANARAK KADMİYUM İZOTOPLARININ NÖTRONLA OLUŞTURULAN REAKSİYONLARININ TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Sümeyye Nur BOSTAN

DANIŞMAN
Doç. Dr. Mustafa YİĞİT

AKSARAY, 2019

Aksaray Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 152310402 numaralı Yüksek Lisans öğrencisi, Sümeyye Nur BOSTAN tarafından hazırlanan "**DENGE VE DENGE ÖNCESİ NÜKLEER MODELLER KULLANARAK KADMİYUM İZOTOPLARININ NÖTRONLA OLUŞTURULAN REAKSİYONLARININ TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ**" adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Fizik Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Doç. Dr. Mustafa YİĞİT

Aksaray Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum. .....

Üye: Doç. Dr. Sezgin AYDIN

Aksaray Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum. .....

Üye: Dr. Öğr. Üyesi Mehmet Emin KORKMAZ

Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum .....

Tez Savunma Tarihi: 24/04/2019

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

.....

Doç. Dr. Mehmet Ali HINIS

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

DOĞRULUK BEYANI

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmayı, akademik kurallara ve bilimsel etik, ahlak ve geleneklere aykırı düşecek bir yol ve yardıma başvurmaksızın yazdığımı, yararlandığım eserlerin kaynakçada gösterilenlerden oluştuğunu, çalışmamda kullandığım verilerin orijinalliğini ve her türlü intihalden uzak olduğunu beyan ederim.

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

Sümeyye Nur BOSTAN

TEŞEKKÜR

Tezimin başlangıcından sonuna kadar yardım ve önerilerini eksik etmeyerek danışmanlığımı yürüten değerli hocam Doç. Dr. Mustafa YİĞİT'e en içten teşekkürlerimi sunarım.

Bugünlere kadar başarı ile gelmemde en büyük pay sahibi olan sevgili babam Hüseyin DİREKTAŞ ve kıymetli annem Meryem DİREKTAŞ'a, kardeşlerime, maddi ve manevi her türlü desteğini sevgisi ile sunan değerli eşim Mücahit BOSTAN'a, minik kızım Ebrar'a, her zaman yanımda olan sevgili arkadaşım Gonca KARAYEL'e ve yardımları için tüm aileme teşekkürü borç bilirim.

Sümeyye Nur BOSTAN

AKSARAY, 2019

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR i
İÇİNDEKİLER ii
ÖZET iii
ABSTRACT iv
ŞEKİLLER DİZİNİ v
ÇİZELGELER DİZİNİ vi
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ vii
1. GİRİŞ 1
2. TEMEL BİLGİLER 5
2.1 Nötron Parçacıkları 5
2.2 Nötron Kaynakları 6
2.3 Nötronların Madde ile Etkileşmeleri 8
3. NÜKLEER REAKSİYONLAR 10
3.1 Nükleer Reaksiyonlar için Q-değeri 12
3.2 Nükleer Reaksiyon Tesir Kesiti 13
3.3 Nötron Reaksiyonları 17
3.3.1 Işımalı yakalama reaksiyonları 17
3.3.2 Nötron-Yüklü Parçacık Yayınlanma Reaksiyonları 18
3.3.3 Nötron-Proton (n,p) Reaksiyonları 19
3.3.4 Nötron-Nötron $(n, 2n)$ reaksiyonları 19
4. MALZEME VE YÖNTEM 21
4.1 Denge Öncesi Model Hesaplamaları 21
4.2 Denge Model Hesaplamaları 28
4.3 Nötron Reaksiyonları için Ampirik Formüller 32
5. BULGULAR VE TARTIŞMA 34
6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER 50
KAYNAKLAR 51
ÖZGEÇMİŞ 57

YÜKSEK LİSANS TEZİ

DENGE VE DENGE ÖNCESİ NÜKLEER MODELLER KULLANARAK KADMİYUM İZOTOPLARININ NÖTRONLA OLUŞTURULAN REAKSİYONLARININ TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ

Sümeyye Nur BOSTAN

Aksaray Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Mustafa YİĞİT

ÖZET

Nükleer yapının ve reaksiyon mekanizmalarının daha iyi anlaşılması, yeni reaksiyon modellerinin geliştirilmesi ve var olan modellerin doğruluğunun test edilmesi için reaksiyon tesir kesiti verilerine ihtiyaç duyulmaktadır. Tesir kesitleri teorik olarak modellerden ya da deneysel ölçümlerden elde edilebilir. Bazı nükleer reaksiyon kanalları ve enerji aralıklarında deneysel veriler var olmadığından ve ayrıca bir deney bazı hatalara sahip olabileceğinden tesir kesitlerinin elde edilmesinde teorik model hesaplamaları oldukça önemlidir. Bu çalışmada, kadmiyum izotopları üzerine nötron parçacıkları tarafından oluşturulan reaksiyonların nükleer tesir kesiti hesaplamaları denge ve denge öncesi modeller kullanılarak yapıldı. Bu hesaplamalarda, denge yayınlanmaları için Weisskopf-Ewing model ve Hauser-Feshbach model kullanılırken, denge öncesi yayınlanmalar için Eksiton model, İki bileşenli eksiton model ve Geometri bağımlı hibrit model kullanıldı. Model hesaplamaları için TALYS 1.8, EMPIRE 3.2 ve ALICE/ASH bilgisayar kodları kullanıldı ve elde edilen tesir kesiti sonuçları deneysel verilerle karşılaştırıldı.

Anahtar Kelimeler: Nötronlar, tesir kesitleri, ALICE/ASH kodu, Eksiton model

Nisan, 2019; 57 sayfa

M.Sc. THESIS

THE INVESTIGATION OF CROSS SECTIONS FOR REACTIONS INDUCED BY NEUTRONS OF CADMIUM ISOTOPES USING EQUILIBRIUM AND PRE-EQUILIBRIUM MODELS

Sümeyye Nur BOSTAN

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

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Mustafa YİĞİT

ABSTRACT

Reaction cross section data are needed to better understand the nuclear structure and reaction mechanisms, to develop new reaction models and to test the accuracy of existing models. The cross sections can be obtained from theoretical models or experimental measurements. Theoretical model calculations are very important in obtaining cross sections, because experimental data is not available in some nuclear reaction channels and energy ranges, and also an experiment may have some errors. In this study, nuclear cross section calculations of the reactions induced by neutron particles on cadmium isotopes were carried out using equilibrium and pre-equilibrium models. In this calculations, while Weisskopf-Ewing model and Hauser-Feshbach model were used for equilibrium emissions, Exciton model, Two-component exciton model and Geometry dependent hybrid model were used for pre-equilibrium emissions. TALYS 1.8, EMPIRE 3.2 and ALICE/ASH computer codes were used for the model calculations and the obtained cross section results were compared with the experimental data.

Keywords: Neutrons, Cross sections, ALICE/ASH code, Exciton model

April, 2019; 57 pages

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1. Gelen parçacığın hedef ile etkileşimleri; nükleer saçılma, bileşik çekirdeğin oluşması, nükleon kapma (pick up) veya soyulma (strip).....11
Şekil 3.2. Nükleer reaksiyon tesir kesiti ve gelen parçacık demeti arasındaki ilişkinin gösterimi (Beiser, 1987). 14
Şekil 3.3. Gelen ışın demeti ile saçılan parçacığın geometrik gösterimi. 15
Şekil 4.1. Eksiton model'e göre bir nükleer reaksiyonun denge sürecinde parçacık deşik oluşumu (Hodgson vd., 1997). 23
Şekil 5.1. $^{110}Cd(n,p)^{110}Ag$ nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....39
Şekil 5.2. $^{111}Cd(n,p)^{111}Ag$ nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....40
Şekil 5.3. $^{112}Cd(n,p)^{112}Ag$ nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....41
Şekil 5.4. $^{113}Cd(n,p)^{113}Ag$ nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması. 42
Şekil 5.5. $^{114}Cd(n,p)^{114}Ag$ nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....43
Şekil 5.6. $^{116}Cd(n,p)^{116}Ag$ nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması. 44
Şekil 5.7. $^{106}Cd(n,2n)^{105}Cd$ nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....45
Şekil 5.8. $^{108}Cd(n,2n)^{107}Cd$ nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....46
Şekil 5.9. $^{110}Cd(n,2n)^{109}Cd$ nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....47
Şekil 5.10. $^{114}Cd(n,2n)^{113}Cd$ nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması. 48
Şekil 5.11. $^{116}Cd(n,2n)^{115}Cd$ nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması. 49

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Nötron kaynaklarının reaksiyon üretim kanalı ve enerji aralıkları.…..... 7
Çizelge 5.1. 14,5 MeV'lik enerji civarında $^{110}Cd(n,p)^{110}Ag$, $^{111}Cd(n,p)^{111}Ag$, $^{112}Cd(n,p)^{112}Ag$, $^{113}Cd(n,p)^{113}Ag$, $^{114}Cd(n,p)^{114}Ag$ ve $^{116}Cd(n,p)^{116}Ag$ nükleer reaksiyonlarının tesir kesiti verilerinin karşılaştırılması..... 35
Çizelge 5.2. 14,5 MeV'lik enerji civarında $^{106}Cd(n,2n)^{105}Cd$, $^{108}Cd(n,2n)^{107}Cd$, $^{110}Cd(n,2n)^{109}Cd$, $^{114}Cd(n,2n)^{113}Cd$ ve $^{116}Cd(n,2n)^{115}Cd$ nükleer reaksiyonlarının tesir kesiti verilerinin karşılaştırılması..... 37

SİMGELER VE KISALTMALAR

$\boldsymbol{\sigma}$	Tesir Kesiti
$\mathbf{n_0}$	Başlangıç Eksiton Sayısı
$\boldsymbol{\alpha}$	Alfa
Q	Tepkime Enerjisi
$\mathbf{M_x}$	Hedef Çekirdeğin Kütlesi
$\boldsymbol{\mu}$	İndirgenmiş Kütle
MeV	Milyon Elektron Volt
Z	Çekirdeğin Proton Sayısı

1. GİRİŞ

Tesir kesiti, bir nükleer reaksiyonun oluşma ihtimalini gösterir. Tesir kesitine uyarılma fonksiyonu da denir. Nükleer reaksiyon tesir kesiti verilerine birçok uygulama alanında ihtiyaç duyulmaktadır. Özellikle bu veriler radyasyon cihazlarının, parçacık hızlandırıcılarının ve yapısal reaktör malzemelerinin zırhlanması, medikal radyoizotop üretimi, hızlandırıcı güdümlü sistemler ve astrofizik üzerine uygulamalarda ön plana çıkmaktadır. Tesir kesitleri teorik olarak modellerden ya da deneysel olarak ölçümlerden elde edilebilir. Nükleer reaktörlerde üretilen geçici çekirdekler genellikle kısa yarı ömürlü olduğundan çekirdeklerin uyarılma fonksiyonlarını teorik olarak kestirebilmemiz oldukça önem kazanmaktadır. Diğer taraftan nükleer reaksiyonlar üzerine elde edilen deneysel sonuçlar çekirdeğin tüm özelliklerini ortaya koymadığından ölçümlerden elde edilen sonuçlar pek yeterli bilgiler içermemektedir. Ayrıca bir nükleer reaksiyona ait mevcut deneysel veriler sınırlıysa ya da deney yapılamıyorsa genellikle o reaksiyonun tesir kesitini elde etmek için nükleer teorik hesaplamalarından yararlanılır (Akça, 2018; Yiğit, 2014).

Temel fizik kanunları yönünden atomik çekirdek problemleri sonuçlanmış olmadığından nükleer fiziği formüle etmekte bazı temel zorluklar vardır. Örneğin, nükleer kuvvet çok karmaşık ve yeterince bilinmemektedir. Dahası çekirdek gibi sonlu sayıda parçacıktan oluşan bir sistem için teori oluşturulması, özellikle bu parçacıkların birbiriyle etkileşimleri küçük bir parametreyle açıklanmıyorsa oldukça zordur. Sonuçta nükleer teorinin gelişimi basit modellerin araştırılması doğrultusunda devam eder. Yani bu temel problemlerden ötürü, çekirdek ile ilgili özellikler model formülasyonuna dönüştürülür. Her bir model tüm problemin yalnızca bazı temel özelliklerini açıklar (Reshid, 2009).

Uzun zamandır nükleer reaksiyonları iki sınıfa ayırmak adet olmuştur. Birincisi, çok hızlı bir zaman aralığında gerçekleşen direk reaksiyonlardır. Direk reaksiyonlarda süreç, gelen parçacığın hedef çekirdeği çap boyunca hiç etkileşme yapmadan geçecek şekilde işlemektedir. Bu reaksiyon süreci ortalama 10^{-22} saniyelik bir sürede oluşur. Direk reaksiyon mekanizmasında yayınlanmalar mikroskobik modellerle incelenir. Diğer nükleer reaksiyon türü ise, direk reaksiyonlara oranla oldukça uzun bir sürede gerçekleşen bileşik çekirdek (denge) reaksiyonlarıdır. Bu süre ortalama

10^{-16} saniyedir. Bileşik çekirdek reaksiyonlarında yayınlanmalar istatistik modeller çerçevesinde ele alınır. Yapılan birçok deneysel çalışmanın sonuçları ile bileşik ve direk reaksiyon türlerinin temel özelliklerinin aksine gerçekleşen üçüncü bir reaksiyon türü olan denge öncesi durumlara ait sonuçlar gözlemlenmiştir. Henüz reaksiyonun denge öncesi aşamasının formüle edilmediği yıllarda uyarılma fonksiyonları yayınlanan parçacıkların enerji spektrumlarının farklılığı sayesinde yorumlanıyorlardı. Düşük gelme enerjilerinde doğru olan bu düşüncenin, gelen parçacık enerjisinin artışı ile daha farklı etkileşmeler de olması ve farklı bir mekanizmanın sonucu yorumlamada kullanılmasının gerekliliğini gösterdi. Daha yüksek gelme enerjilerinde denge parçacık yayınlanma durumlarındaki açıdan bağımsız spektrumların bozulmaya başlaması, denge öncesi aşamanın varlığını ortaya çıkarmıştır (Şekerci, 2018; Koning ve Akkermans, 1999; Carlson, 2001).

Denge durumunda gelme enerjisinin yaklaşık 10 MeV'in altında olduğu düşük enerjili nükleer reaksiyonlar için başarılı sonuçlar verir. Düşük enerjili nükleer reaksiyonların tesir kesiti hesaplamaları, genellikle buharlaşan parçacığın açısal momentumunu ve ürün çekirdeğin seviye yoğunluk yapısını dikkate alan Hauser-Feshbach model veya açısal momentum ve pariteyi ihmal eden Weisskopf-Ewing model çerçevesinde gerçekleştirilir. Denge modellerinin aksine denge öncesi modeller 10-60 MeV enerjili parçacıklar tarafından oluşturulan reaksiyonların enerji spektrumunun yüksek enerji bölgesini açıklamakta oldukça başarılıdır. Bu enerjilerde denge öncesi bileşeni nükleer reaksiyona ihmal edilmeyecek katkıda bulunur. Bu nedenle özellikle temel reaksiyon mekanizmasının anlaşılabilmesi için denge öncesi bileşeninin reaksiyon süreci üzerine oynadığı rolü deneysel olarak gözlemek ve teorik olarak hesaplamak gereklidir. 1966 yılında Griffin tarafından ileri sürülen Eksiton model (Griffin, 1966), reaksiyonların denge öncesi aşamasını ilk kez dikkate alarak oluşturulmuştur. Daha sonra birçok araştırmacı tarafından bazı parametreleri düzeltilerek bu model genişletilip, gerek yayınlanan parçacıkların açı integralli spektrumlarının gerekse çekirdeklerin tesir kesitlerinin tahmin edilmesinde oldukça başarılı bir şekilde kullanmıştır. Denge öncesi reaksiyon sürecini açıklamak için bir başka model 1983 yılında Blann ve Vonach tarafından ileri sürülen çekirdeğin yüzey etkilerini içeren Geometri bağımlı hibrit modeldir (Blann ve Vonach, 1983). Eksiton model ve Geometri bağımlı hibrit (GDH) model reaksiyonun denge öncesi

aşamasında tesir kesitlerini hesaplamakta yaygın bir şekilde kullanılmaktadır (Gökçe, 2013; Yiğit, 2014).

Nükleer reaksiyon kodları, tesir kesitlerinin modeller aracılığıyla hesaplanmasında araştırmacılara oldukça kolaylık sağlayan önemli araçlardan biridir. Bu doğrultuda nükleer reaksiyon model hesaplamaları için kullanılan ilk bilgisayar kodlardan birisi HELGA'dır. Daha sonra çeşitli yaklaşımlar ve nükleer modelleri içeren FLUKA, GEANT, STAPRE, LAHET, ALICE, GNASH, TALYS, EMPIRE, CEM ve PCROSS gibi birçok bilgisayar kodu oluşturulmuştur. Her bilgisayar kodu, kendi içerisinde çeşitli avantaj ve eksikliklere sahiptir. Literatürde birçok reaksiyonun uyarılma fonksiyonları için bilgisayar kodları ile hesaplamalar yapılarak (Tel vd., 2012; Yiğit, 2018; Özdoğan vd., 2018; Karimi vd., 2019; Yiğit ve Tel, 2014; Şahan vd., 2015; Artun, 2019) birbirleri ve deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. ALICE, EMPIRE ve TALYS hesaplama kodları nükleer fizik araştırmacıları tarafından kabul görmekte ve orta enerji bölgesinde uyarılma fonksiyonlarının elde edilmesi için yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında hesaplamalardaki başarısı ve kullanım kolaylığı gibi nedenlerden dolayı bu bilgisayar kodları seçilmiştir (Yiğit, 2014; Büyükuslu, 2008).

Nükleer verilerin enerjiye yönelik çok etkin bir rol oynadığı bilinmektedir. Dünyada enerji tüketiminin hızla artması yeni enerji kaynakları üzerine araştırma ve geliştirme çalışmalarının da artmasına sebep olmuştur. Nükleer füzyonun, geleceğin enerjisi olma konusunda yüksek potansiyele sahip olduğu düşünülmektedir. Füzyon olayı CO_2 ve SO_2 gazları üretmediğinden küresel ısınma ve asit yağmurlarına neden olmayarak çevreye minimum zararlı etkiye sahiptir. Ayrıca füzyon reaktörlerinde fisyon reaktörlerindeki gibi radyoaktif atık problemi olmayacaktır. Nükleer füzyon reaktörlerinin başarısı büyük oranda reaksiyon tesir kesiti verileri ile füzyon yapı malzemelerinin seçimine odaklıdır. Reaktör yapısal malzemelerinin dayanıklılığı nükleer reaksiyonlar sonucunda çıkan parçacıklar boyunca etkilenebilmektedir. Bu nükleer reaksiyonlar reaktörün yapısal malzemesinin zayıflamasına sebep olarak hidrojen ve helyum kabarcıkları oluşturabilirler. Bu durum malzemede hidrojen ve helyum gazlarının yapılanmasına ve fazladan radyoaktiviteye sebep olmaktadır. Sonuç olarak reaktörde istenmeyen radyoaktiflik üretiminin en az olacak şekilde ve malzeme yapısının şiddetli parçacık etkileşimiyle bozulmayacağı şekilde malzeme

seçimine gidilmelidir (Tel, 2000). Dolayısıyla füzyon reaktörlerinin yapısal malzemelerini çalışmak ve bu malzemelerin ışınlama sonucu davranışını gözlemlemek oldukça önemlidir. Füzyon yapı malzemelerinin nötronlarla oluşturdukları reaksiyonlar da bu bakımdan önemlidir (Yiğit, 2008, Akça, 2018).

Bu tez çalışmasında, Kadmiyum izotopları üzerine 20 MeV'e kadar olan gelme enerjili nötron parçacıkları ile oluşturulan (n,p) ve (n,2n) reaksiyonlarının tesir kesitleri hesaplandı. Hesaplamalar denge ve denge öncesi modeller kullanılarak ve ampirik tesir kesiti formülleri ile elde edildi. Denge öncesi hesaplamalarda Geometri bağımlı hibrit model'e ait hesaplamalar ALICE/ASH kodu, Eksiton model'e ait hesaplamalar EMPIRE 3.2 kodu ve İki bileşenli eksiton model hesaplamaları ise TALYS 1.8 kodu kullanılarak yapıldı. Diğer taraftan reaksiyonun denge bileşeni için ALICE/ASH kodu ile Weisskopf-Ewing model ve TALYS 1.8 kodu ile de Hauser-Feshbach model hesaplamaları uygulandı. Ayrıca araştırılan reaksiyonların tesir kesitleri, literatürde önerilmiş ampirik formüller kullanılarak da hesaplandı. Tüm bu elde edilen hesaplama sonuçları deneysel değerlerle karşılaştırılarak sonuçlar tartışıldı.

2. TEMEL BİLGİLER

2.1 Nötron Parçacıkları

Rutherford yük ve kütle konusunu açıklamak adına yıllar önce nötr bir parçacığın varlığını öne sürmüş ancak varlığını ispatlayamamıştır. Rutherford'un alfalarla çeşitli atomları bombardıman altına alma tutkusu yalnızca çekirdek etkileşmeleri sırasındaki element dönüşümünü göstermekle kalmamış, diğer araştırmacıların da benzer ölçümleri yapabilmelerine imkân sağlamıştır. Joliet-Curies, bütün hafif elementleri alfa parçacıkları ile bombardıman ederek yapay radyoaktif maddeler üretilebileceğini gösterdiler. Fakat berilyum elementinin bombardımanı sırasında elde edilen sonuçlar oldukça şaşırtıcıydı. Berilyum hedef malzemeye gönderilen alfaların meydana getirdiği yüksek giriciliğe sahip bir ışınımın manyetik alanda sapmamış olması sebebiyle, bu ışınımın yüksek enerjili gama ışınları olabileceğini ileri sürdüler. Bu durumu açıklamak için önerdikleri nükleer reaksiyon

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow ? + \gamma$$

biçimindedir. Joliet-Curies, bu ışınımın enerjisini ölçmek için, değişik hedef malzemeler yerleştirdiler; bu malzemelerden birisi de parafindi. Parafin ile etkileşmeler, yaklaşık 50 MeV enerjiye sahip gamalar gerektirebilecek enerjik proton parçacıları verdi. Ancak o zamana kadar gözlenen en yüksek enerjili gama ışınları en fazla birkaç MeV'lik enerjilere sahipti (James, 1969).

Chadwick, Rutherford'un nötr parçacık varsayımı ve yayınlanan ürün arasında bağlantı olabileceği düşüncesiyle Joilet-Curie deneyini tekrarlamıştır. Sonuçta, ürünün protonla aynı kütleli nötr bir parçacık olabileceği düşüncesiyle gözlenen bütün enerjileri ve momentumları açıklayabilmiş ve doğru reaksiyonun,

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow [{}^{13}_{6}\mathrm{C}] \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + {}^{1}_{0}\mathrm{n}$$

şeklinde olacağını belirtmiştir. Chadwick tarafından nötronun 1932'de yapılan bu keşfi, çekirdek fiziğindeki birçok bakış açısını bir araya getirdi ve bu keşiften dört yıl sonra ona Nobel Ödülünü kazandırdı. Chadwick'in nötronu keşfi yaklaşık üç hafta yoğun (uykusuz) devam eden deney ve hesaplamaların ardından gerçekleşti. Aslında,

Joilet-Curie nötronu ilk üreten ve gözleyenlerdir ancak bulduklarının nötron olduğunu bilemediler. Bu keşif ile elementlerin birçok izotopunun varlığının arkasındaki gizemde çözülmüştür. Nötronun varlığının keşfi ile elektronların çekirdek içerisinde bulunma düşüncesine de gerek kalmamıştır. Bir çekirdeğin sahip olduğu yükün tümünü ve kütlesinin bir kısmını (yarısından biraz daha az) proton sağlarken geri kalanını nötronlar sağlar. Nötron parçacıklarının yükü olmadığından atomun nötr olmasına katkıları yoktur (James, 1969).

Fizikçiler bu gelişmelerle birlikte, bir anda atom çekirdeğini derinlemesine incelemek için çekirdeği bombardıman edebilecekleri yeni bir mermi parçacık bulmuş oldular. Nötronlar, çekirdekle ilgili problemleri çözmek ve çekirdeğin içinde ne olduğunu görmek adına oldukça önemli parçacıklardı. Çünkü, nötronlar nötr olduklarından yalnızca hafif olanları değil tüm elementleri bombardıman etmek için mükemmel bir parçacıktı. Fermi, bu bulgular sonrasında özellikle uranyum ötesi elementleri bulmak için, bilinen tüm elementleri nötron parçacıklarıyla bombardıman etmeye başladı. Sonuçta uranyumu fisyona uğratarak tüm zamanların en büyük keşiflerinden birini gerçekleştirdi. Fakat uranyum ötesindeki elementleri üretmeye o kadar odaklanmıştı ki bu keşfi fark edemedi (James, 1969; Krane, 2001; Raymond ve Holbert, 2015; Lilley, 2018).

2.2 Nötron Kaynakları

Hızlandırıcılar ve reaktörler, geniş bir enerji aralığında nötron üreten anlık nötron kaynaklarıdır ve kapatıldıklarında nötron üretimi durur. Nötron jeneratörlerinde ışınlanan bir hedef malzeme boyunca nötron üretimi gerçekleşir ve ışınlama bittiğinde nötron üretimi de sona erer (James, 1969; Krane, 2001). Alfa-nötron kaynakları, berilyum veya ^{2}H'nin doğal olarak alfa parçacıkları yayınlayan bir elementle karışımından ibarettir. Bu kaynaklar alfa yayan elementin radyoaktivitesi göz önüne alınarak seçilir. Ayrıca, berilyum ve ^{2}H, bir foto-nötron kaynağı olarak yüksek enerjili bir gama yayınlayıcısıyla birlikte de kullanılabilirler. Nükleer rektör veya hızlandırıcılardan elde edilen nötronlar tipik olarak bir demet halinde yayılırlar ve birim alan başına nötron akışı (n/cm^{2}), akış hızı veya akı (n/cm^{2}s) cinsinden ifade edilirler. Çizelge 2.1'de bazı nötron kaynaklarının ürettiği nötron parçacıklarının, enerji aralıkları ve ortalama enerjileri gösterilmektedir (James, 1969).

Çizelge 2.1. Nötron kaynaklarının reaksiyon üretim kanalı ve enerji aralıkları.

Kaynak	Nükleer Reaksiyon	Enerji aralığı	Ortalama enerji (MeV)
^{124}Sb-Be	(γ, n)	[a]	0,024
^{88}Y-Be	(γ, n)	[a]	0,16
^{24}Na-D_2O	(γ, n)	[a]	0,22
^{88}Y-Be	(γ, n)	[a]	0,31
^{24}Na- Be	(γ, n)	[a]	0,83
Fisyon	(n, n)	0-8 MeV	2
^{2}H-^{2}H (D-D)	(d, n)	[a]	3,27
^{226}Ra-Be	(α, n)	0-8 MeV	5
^{239}Pu-Be	(α, n)	0-8 MeV	4,5
^{252}Cf	Ani fisyon	0-10 MeV	2,3
^{2}H-^{3}H (D-T)	(d, n)	[a]	14,1

[a] Özellikle kaynaktaki soğurmaya bağlı olan tek enerjili.

Döteryum-tridyum (D-T) jeneratöründe 200 keV'e kadar enejiye sahip döteronlar trityum hedefe gönderilerek yüksek enerjili nötronlar üretilir. Oluşan nükleer reaksiyonda 17,6 MeV'lik enerji açığa çıkar. Bu enerjinin 14,1 MeV'i yayınlanan nötronun enerjisidir. Bu reaksiyon boyunca üretilen nötronlar tek enerjili ve eş yönlü olarak çıkarlar. Yayınlanan nötronun akısı uzaklığın karesiyle orantılı olarak azalır. Siklotronlarda yüksek enerjili döteronların berilyuma gönderilmesiyle üretilen nötronlar yüksek enerjiye sahiptirler. ^{9}Be(d,n)^{10}B nükleer reaksiyonu ile üretilen nötronlar, daha çok gelen döteron demetinin doğrultusunda yayınlanarak bu doğrultuda bir pik verirler. Böylece gelen demetteki döteronların sayısına da bağlı olarak belirli bir doğrultuda odaklanmış şiddetli nötron demetleri üretilir. Dahası, yayınlanan nötronlar tek enerjili değildirler ancak bir pik enerjisi etrafına dağılmışlardır. Kendiliğinden fisyon olayı da nötron üretimi için bir yoldur. Gram başına nötron verimi $2{,}3\times10^{12}$ n/s olan ^{252}Cf pratik ve en fazla kullanılan kendiliğinden fisyon olayı kaynağıdır. Bu kaynaklardan, nötron parçacıkları termal enerjiden birkaç MeV'e kadar uzanan enerji spektrumu ile yayınlanırlar. ^{252}Cf'nin

yarı ömrü 2,64 yıl olup, zamanının yaklaşık %97'sini alfa yayınlayarak ve %3'ünüde fisyon yaparak geçirir. Alfa-nötron kaynakları, radyum ve berilyumun, plutonyum veya polonyumla karıştırılmasıyla oluşturulur. Üretilen nötronlar karakteristik enerjilidir. Fakat alfa-nötron kaynağındaki alfaların kaynak tarafından soğurulması, üretilen nötron parçacıklarının çoğunlukla birkaç MeV'lik ortalama enerjili dağılım göstermesine neden olur. İstenilen şiddet ve enerji aralığında nötron parçacığı üretmek için berilyum ile karıştırılan alfa yayınlayan malzemenin miktarı ve istenilen kaynağın ömrü ayarlanabilir. Foto-nötron kaynakları, pek çok araştırma amaçlı çalışmada, nötron dozimetrisinde ve nötron ölçme cihazlarının kalibrasyonunda oldukça kullanışlı olan tek enerjili nötronlar meydana getirirler.

Nötron kaynaklarının birçoğu hızlı nötron üretirler. Hızlı ifadesi nötronun enerjisine karşın hızının büyüklüğünü ifade eder. Nötron parçacıklarının enerjileri bulundukları ortam ile yaptıkları çeşitli etkileşimlerle azalır. Nötron parçacıklarını aşağıdaki gibi geniş aralıklarla enerjilerine göre sınıflandırmak uygundur.

- Soğuk nötronlar: <0,0253 eV
- Termal nötronlar: 0,0253 eV
- Epitermal nötronlar: 0,0253–1 eV
- Epikadmiyum nötronlar: > 1 eV
- Yavaş nötronlar: 0,0253–100 eV
- Orta enerjili nötronlar: 0,5–10^4 eV
- Hızlı nötronlar: 0,01–10 MeV
- Yüksek enerjili nötronlar: >10 MeV

Yavaş ve orta enerjili sınıflandırmalar genellikle birbirlerinin yerine kullanılmaktadır (Büyükuslu, 2008; James, 1969).

2.3 Nötronların Madde İle Etkileşmeleri

Nötronlar madde içerisinde nükleer reaksiyonlar boyunca etkileşir ve bu reaksiyonlar, enerjiye ve nötron parçacıklarının çarpıştığı hedef çekirdeklere şiddetli bir biçimde bağlıdır. Sonuçta nötronların madde ile etkileşimlerinde esnek saçılma, esnek olmayan saçılma ve nötron yakalama olayları baskındır (Lilley, 2018). Bu

etkileşimler nötron ve hedef atomun çekirdeği arasında gerçekleşir. Atomların elektronları genellikle birincil etkileşimlerde yer almazlar. Esnek saçılma olayı, özellikle hidrojen gibi hafif elementlerle nötronların yavaşlatılmasında büyük oranda etkilidir. Bu saçılma reaksiyonları gelen demetteki nötronları yavaşlattığından, enerji spektrumunda büyük ölçüde değişiklik oluşacaktır. Etkileşme sonunda serbest bir nötron bulunduğu ortamda yakalanarak soğurulur. Fakat serbest nötronlar kararsız olduğundan dolayı, bazıları yakalanmadan önce bir hidrojen iyonu ve bir beta üreterek radyoaktif dönüşüme ($T_{1/2}$=10,25 dak.) uğrayabilir. Nötron dönüşümü ile meydana gelen hidrojen iyonu ve beta parçacığının her ikisi de yakın bir yerde soğurulurlar.

Nötron parçacıklarının yavaşlamasında esnek olmayan saçılmalar da etkilidir. Esnek olmayan saçılma, soğurucu ortamdaki çekirdeklerin uyarılmasına neden olur ve sonra uyarılma enerjisinin hemen hepsi foton olarak yayınlanır. Esnek olmayan saçılma hızlı nötron parçacıkları ve ağır çekirdekler için oldukça baskındır. Bu nedenle, hızlı nötronların etkileşimleri, özellikle 1-2 MeV'in üzerindeki nötron enerjilerinde ve büyük Z sayısına sahip soğurucu ortamlarda bir gama ışını kaynağı oluşturur. Nötron zırhları, esnek olmayan saçılma reaksiyonlarından yayınlanan bu fotonları çoğunlukla soğurabilirler. Çünkü nötron parçacıklarının büyük bir kısmını soğurmak için ihtiyaç duyulan zırh kalınlığı, uyarılmış çekirdek tarafından yayınlanan herhangi bir gama ışınını da soğurmak için yeterli olur.

Yakalama reaksiyonları, nötronların esnek ve esnek olmayan etkileşimlerle rezonans veya termal enerjilere sahip olacak biçimde yavaşlatılmalarından sonra belirli bir olasılık ile meydana gelebilir. Böylece, yavaşlatılmış nötron soğurucu ortamdaki hedef çekirdekler tarafından kolaylıkla soğurulabilir. Yakalama reaksiyonlarında gama ışınları oldukça enerjiktirler ve enerjilerinin çok yüksek olması nedeniyle de kullanılan zırh malzemesine bağlı olarak ayrıca dikkate alınması gerekir (James, 1969; Lilley, 2018; Krane, 2001).

3. NÜKLEER REAKSİYONLAR

Rudherford ve diğer nükleer fizik çalışan bilim adamları, yalnızca çekirdekte kendiliğinden gerçekleşen değişimleri değil aynı zamanda dış etkilerle çekirdekleri değiştirmenin gerekliliğini ortaya çıkardılar. Bunu yapmanın en iyi yolu parçacıklar ve çekirdekleri birbiriyle çarpıştırarak nükleer reaksiyon meydana getirmekti. Bir nükleer reaksiyon, gelen parçacık ve hedef çekirdek arasında gerçekleşen fiziksel bir olaydır (Williams, 2014). Nükleer reaksiyonlarda kullanılan gelen parçacıklar, nötronlar (n), protonlar (p), döteronlar (d), alfa parçacıkları (α) veya trityum (${}^{3}_{1}\mathrm{H}$) ve helyum (${}^{3}_{2}\mathrm{H}$) gibi hafif çekirdekler olabilir. Gelen bir parçacığın, hedef çekirdek ile etkileşmesi ilk olarak bileşik çekirdek oluşturur, daha sonra bileşik çekirdek son ürünleri meydana getirmek üzere parçalanır. Nükleer bir reaksiyonun gösterim şekli aşağıdaki gibidir.

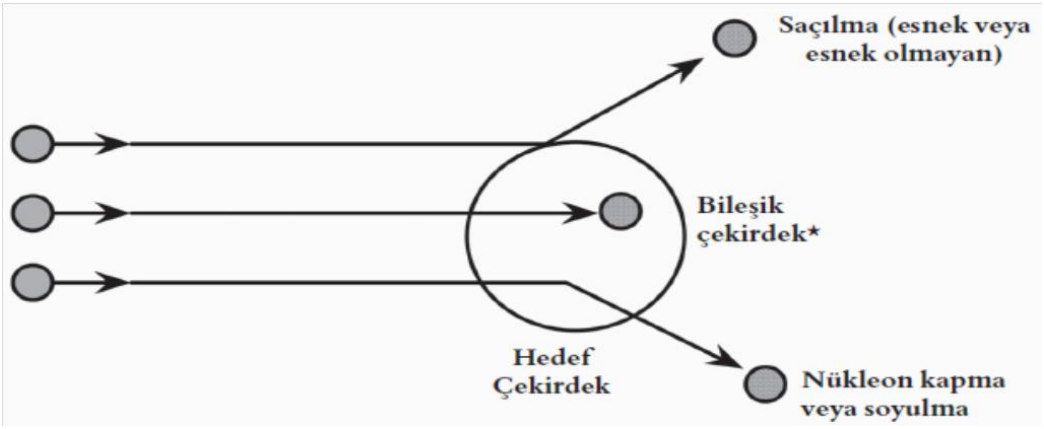
$$\mathrm{X} + \mathrm{x} \rightarrow [\text{bileşik çekirdek}] \rightarrow \mathrm{Y} + \mathrm{y}$$

Bu gösterimde X hedef ve Y ürün çekirdeği göstermektedir. Ayrıca, x mermi parçacığı ve y ise yayınlanan parçacığı temsil eder. Mermi parçacık bazen gelen parçacık ya da bombardıman edici parçacık isimleri ile verilebilir. Birçok nükleer reaksiyon aşağıdaki gibi kapalı biçimde de gösterilir.

$$\text{Hedef çekirdek}\,(\text{mermi}, \text{yayınlanan parçacık})\text{Ürün çekirdek}$$

Bir nükleer reaksiyondan önce ve sonra toplam nükleon sayısı (toplam A) ve toplam yük (toplam Z) aynı kalır. Ayrıca bu sırada enerji ve momentum da korunmalıdır. Şekil 3.1'de gösterildiği gibi nükleer etkileşimler üç şekilde oluşabilir (James, 1969).

Saçılma reaksiyonlarında gelen parçacık hedef çekirdekten sekerek enerjisinin bir kısmını ona aktarır. Bu nükleer reaksiyonlar, esnek veya esnek olmayan saçılma yoluyla gelen parçacığın enerjisinde bir azalma oluşturur. Kalan çekirdek en küçük veya taban durumu işgal ediyorsa saçılma esnek, uyarılmış durumda bulunuyorsa, esnek olmayan saçılma olarak isimlendirilir.



Şekil 3.1. Gelen parçacığın hedef ile etkileşimleri; nükleer saçılma, bileşik çekirdeğin oluşması, nükleon kapma (pick up) veya soyulma (strip).

Kapma veya soyulma reaksiyonlarında yüksek enerjili gelen parçacık hedef atomdan ya nükleon koparır (pick up) ya da kendisi nükleon kaybeder (stripping). Kapma ve soyulma reaksiyonları, çoğunlukla gelen parçacığın yüksek enerjiye sahip olduğu durumlarda oluşur ve bu tür reaksiyonlarda nükleon hedef çekirdekteki diğer nükleonlar ile etkileşmeden hedef çekirdeğin belirli bir "kabuğuna" girer veya terk eder. Rutherford'un azot için uyguladığı (α, p) nükleer reaksiyonu bir soyulma reaksiyonu olarak düşünülebilir. Son reaksiyon durumu ise gelen parçacığın sonradan değişime uğrayan yeni bir (veya uyarılmış) atom oluşturmak üzere hedef çekirdek tarafından soğurulması ile sonuçlanan bileşik çekirdek durumudur. Bu reaksiyonların her biri, enerji ve momentum değişimi ile çekirdeğin geri tepmesine ve parçacığın yavaşlamasına (veya durmasına) yol açacaktır. Bileşik çekirdek, çok kısa bir zamanda uyarılmış durumda kalır ve sonra parçalanır. Yeni oluşan çekirdek yaklaşık 10^{-16} saniye varlığını sürdürür. Böylece doğrudan gözlenemez ancak bu süre yine de bir gelen parçacığın çekirdeği geçmesi için gerekli 10^{-21} saniyelik süreden oldukça uzundur. Bu sebeple bileşik çekirdek, nasıl oluştuğunu "hatırlamaz" ve sonuçta sadece mevcut uyarılma enerjisine bağlı olarak herhangi bir yolla parçalanır. ${}^{64}_{30}\mathrm{Zn}$ bileşik çekirdeğinin oluşması ve parçalanması bu reaksiyon türüne bir örnektir.

$$
\begin{aligned}
{}^{63}_{29}\mathrm{Cu} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} &\rightarrow \quad\quad \rightarrow {}^{63}_{30}\mathrm{Zn} + n \\
{}^{64}_{30}\mathrm{Zn}^{*} &\rightarrow {}^{62}_{29}\mathrm{Cu} + n + p \\
{}^{60}_{28}\mathrm{Ni} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} &\rightarrow \quad\quad \rightarrow {}^{62}_{30}\mathrm{Zn} + 2n
\end{aligned}
$$

Gelen parçacık ve hedef çekirdekler farklı olsalar bile, $^{64}_{30}\mathrm{Zn}^{*}$ bileşik çekirdeğinden oluşan ürünlerin herhangi birinin meydana gelmesinin bağıl olasılıkları aslında aynıdır (James, 1969; Williams, 2014; Krane, 2001).

3.1 Nükleer Reaksiyonlar için Q-değeri

Bir nükleer reaksiyonun enerji dengesi veya Q-değeri, gelen parçacık ve hedef çekirdek ile ürünler arasındaki kütle değişiminin fonksiyonudur (kütle enerjiyle orantılı olduğundan). Dolayısıyla bir nükleer reaksiyon için Q-değeri

$$Q = (\mathrm{M_X} + \mathrm{m_x})\mathrm{c}^2 - (\mathrm{M_Y} + \mathrm{m_y})\mathrm{c}^2 \tag{3.1}$$

biçiminde verilir. Burada $\mathrm{m_x}$, $\mathrm{M_X}$, $\mathrm{m_y}$ ve $\mathrm{M_Y}$ sırasıyla gelen parçacığın, hedef çekirdeğin, ürün parçacığın ve ürün çekirdeğin kütleleridir. Yani, Q-değeri, nükleer reaksiyona giren kütlelerin toplamından, ürün kütlelerin toplamı çıkarılarak bulunabilir. Eğer Q-değeri pozitif ise ürün çekirdeklerin kinetik enerjisi, reaksiyona giren çekirdeklerin enerjisinden büyük demektir. Bu durumda reaksiyon "ekzoenerjik" demektir. Yani, nükleer reaksiyona girenlerin kütle fazlalığından enerji kazanılmış olur. Q-değeri negatif ise, reaksiyon "endoenerjik" ve bu durumda reaksiyonun oluşması için enerjiye ihtiyaç duyulur (Krane, 2001).

Endoenerjik bir nükleer reaksiyonun başlaması için gerekli enerji miktarı, Q-değerinden bir miktar daha büyüktür. Gelen parçacık hedefle çarpıştığında, momentumun korunumu, gelen parçacığın $\mathrm{m_x}/(\mathrm{M_X} + \mathrm{m_x})$ kadarlık bir kinetik enerji kesrini ürüne aktarmasını gerektirir. Sonuçta, gelen parçacığın enerjisinin sadece, $\mathrm{M_X}/(\mathrm{M_X} + \mathrm{m_x})$ kadarlık kesri reaksiyon için kullanılabilir. Q-değerinden bir miktar daha büyük olan $\mathrm{E_{eş.}}$ eşik enerjisi, gelen parçacığın nükleer reaksiyonu meydana getirmesinin enerji bakımından mümkün olduğu bir kinetik enerjidir. Eşik enerjisi

$$\mathrm{E_{eş.}} = -Q\left[\frac{\mathrm{M_X} + \mathrm{m_x}}{\mathrm{M_X}}\right] \tag{3.2}$$

eşitliği ile verilir (James, 1969).

3.2 Nükleer Reaksiyon Tesir Kesiti

Nükleer fizikte, iki parçacığın etkileşimini açıklamak için çoğunlukla tesir kesiti kavramından yararlanılır. Tesir kesiti, ölçülebilen fiziksel bir nicelik olup, bir nükleer reaksiyonun gerçekleşmesinin bağıl olasılığını verir. Genellikle tesir kesiti, uyarılma fonksiyonu olarak da adlandırılmaktadır. Gelen parçacığın hedef çekirdekle doğrudan etkileştiği belirli bir etkin alan vardır. Gelen parçacık bu etkin alan içerisine düşerse bir nükleer reaksiyon meydana gelir (Krane, 2001).

Gelen parçacık ile hedef çekirdek etkileşmesi sonucu yayınlanan parçacıklar, belirli bir uzaklığa yerleştirilen dedektörler tarafından sayılırlar. Barn, tesir kesitinin birimi olarak kullanılmaktadır.

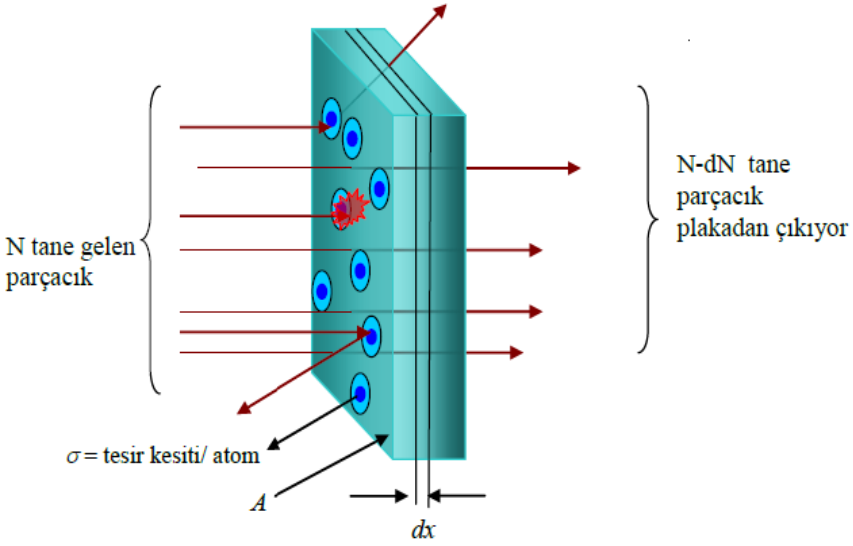
$$1 \text{ barn (1b)} = 10^{-28} m^2 \tag{3.3}$$

olup daha küçük etkin alanlar için ise milibarn (mb) kullanılır. Reaksiyon modeline göre birbirlerine doğru gelen iki küre ancak temas ettiklerinde reaksiyon gerçekleşir. Gelen parçacığın hedef ile etkileşme ihtimali çekirdek yüzeyinin alanı ile orantılıdır. Reaksiyonun enerjisi, Q değerini aşmak için gereken enerji ile Coulomb engelinden düşük ise nükleer reaksiyon gerçekleşmez (tünelleme olayı hariç). Coulomb engelinin altındaki enerjilerde reaksiyonun olma olasılığı oldukça düşüktür. Hedef çekirdeğin atom numarası arttıkça nükleer reaksiyon için ihtiyaç duyulan enerji artar. Dolayısıyla, düşük atom numarasına sahip hedef çekirdekler için düşük enerjili hızlandırıcılar kullanılabilir. Fakat yüksek atom numarasına sahip çekirdekler için parçacık enerjisi de yüksek olmalıdır (Deconninick, 1978; Yalçıner, 2008; Durgu, 2010; Krane, 2001).

Şekil 3.2'de görüldüğü gibi, dx kalınlıklı ve A yüzey alanına sahip yassı bir hedef malzeme düşünelim. Hedef malzeme birim hacim başına n çekirdek içeriyorsa, malzemedeki toplam atom sayısı $nAdx$'tir. Malzemedeki tüm çekirdeklerin toplam tesir kesiti, her bir hedef çekirdek σ etkileşme tesir kesitine sahip olmak üzere, $nA\sigma dx$ olur. Gelen parçacık demetindeki parçacık sayısı N ise, hedef malzemedeki çekirdeklerle etkileşen parçacık sayısı dN ile gösterilir. Bu durumda herhangi bir gelen parçacık için dN/N olasılığı

$$\frac{dN}{N} = \frac{n\sigma A dx}{A} \tag{3.4}$$

eşitliği ile belirlenir.



Şekil 3.2. Nükleer reaksiyon tesir kesiti ve gelen parçacık demeti arasındaki ilişkinin gösterimi (Beiser 1987).

Gelen parçacık demetinin sonlu x kalınlığına sahip bir malzemeye geldiği durumu inceleyelim. Eğer her parçacık yalnızca bir defa etkileşmeye girerse, malzemenin dx kalınlığından geçerken demetten dN kadarı ayrılır. Sonuçta Eş. 3.3

$$-\frac{dN}{N} = \frac{n\sigma A dx}{A} \tag{3.5}$$

biçimine dönüşür. Gelen parçacıkların başlangıçtaki sayısı N_o olmak üzere,

$$-\int_{N_o}^{N} \frac{dN}{N} = -\,n\sigma \int_0^x dx \tag{3.6}$$

olur. Eş. 3.6 integre edilirse,

$$ln\,N - ln\,N_0 = -\,n\sigma x \tag{3.7}$$

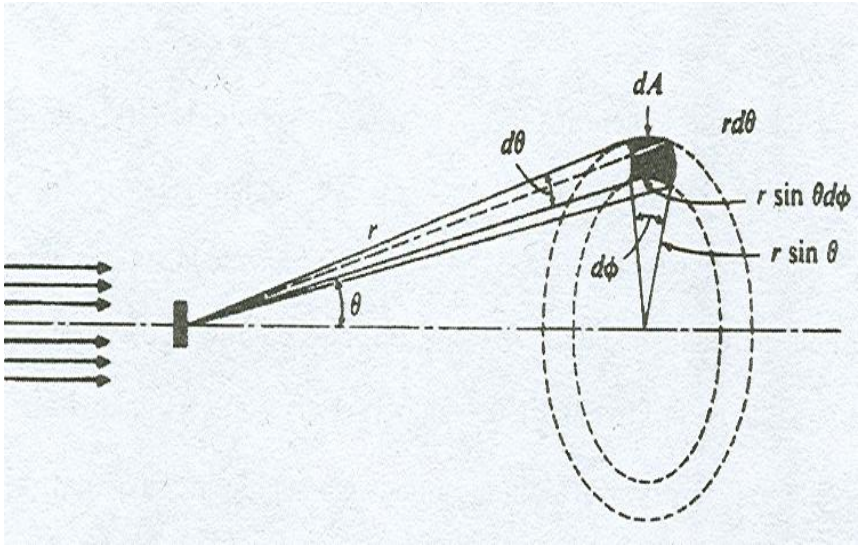
$$N = N_0 e^{-n\sigma x} \tag{3.8}$$

eşitliği elde edilir. σ terimi mikroskobik tesir kesitini göstermektedir. Makroskobik tesir kesiti Σ ile gösterilir. Makroskobik tesir kesiti

$$\Sigma = n\sigma \tag{3.9}$$

eşitliğiyle verilir. Makroskobik tesir kesiti gama ışınları için Σ yerine μ sembolü ile gösterilir ve lineer zayıflama katsayısı olarak adlandırılır (Durgu, 2010).

Gelen parçacık ve hedef çekirdek etkileştiğinde, her zaman yalnızca tek çeşit reaksiyon gerçekleşmeyebilir. Eğer birden fazla çeşit nükleer reaksiyon oluşmuşsa her biri için tesir kesiti genellikle farklıdır. Bu özel nükleer tesir kesitine kısmi tesir kesiti denir. Toplam tesir kesiti, kısmi tesir kesitlerin toplamına eşittir. Nükleer saçılma veya reaksiyon oluştuktan sonra çıkan parçacıklar genellikle anizotropik dağılım gösterirler. Aynı zamanda çıkan parçacıklar, farklı açılarda farklı enerjilere sahiptirler. Geliş doğrultusuyla θ açısı yaparak saniyede $d\Omega$ katı açısında çıkan parçacıkların sayısının bilinmesi oldukça önemlidir.



Şekil 3.3. Gelen ışın demeti ile saçılan parçacığın geometrik gösterimi.

Bu hesabın yapılması için birim katı açı başına düşen nükleer tesir kesiti, yani açıya bağlı tesir kesiti hesaplanır (Durgu, 2010; Yalçıner, 2008; Reshid, 2009). Şekil

3.3'de gelen ışın demeti ile saçılan parçacığın geometrisi gösterilmiştir. Açıya bağlı tesir kesiti $\sigma(\theta, \emptyset)$ ile gösterilmek üzere

$$\sigma(\theta, \emptyset) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \tag{3.10}$$

eşitliğiyle hesaplanır. Böylelikle toplam tesir kesiti

$$\sigma_T \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \tag{3.11}$$

olacaktır. $d\Omega$ katı açısı,

$$d\Omega = \frac{alan}{(mesafe)^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(rsin\theta d\emptyset)}{r^2} = sin\theta d\theta d\emptyset \tag{3.12}$$

eşitliği ile verilir. Toplam katı açı

$$\Omega = \int d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} sin\theta d\theta d\emptyset = 4\pi \tag{3.13}$$

biçimindedir ve katı açı kesri ise

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2}\frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \tag{3.14}$$

şeklindedir. Sonuçta, son üç eşitlikten toplam tesir kesiti aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} sin\theta d\theta d\emptyset \tag{3.15}$$

Eğer diferansiyel tesir kesiti φ den bağımsızsa toplam tesir kesiti,

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} sin\theta d\theta \tag{3.16}$$

biçiminde olacaktır. Burada açıya bağlı tesir kesiti $\frac{d\sigma}{d\Omega}$'ya diferansiyel tesir kesiti de denir. Farklı reaksiyonların açısal dağılımlarını, bir nükleer kuvvet tipi seçerek ifade

etmek olasıdır. Seçilen nükleer kuvvetin doğruluk derecesini deney ile teori arasındaki uygunluk gösterecektir (Durgu, 2010; Yalçıner, 2008; Reshid, 2009; Yiğit, 2014).

3.3 Nötron Reaksiyonları

Nötron parçacıklarının nükleer reaksiyonların üzerine oldukça etkili olduğu zamnala anlaşılmıştır. Çünkü nötronların çekirdeklere nüfuz etme olasılıkları, elektrik yüküne sahip olmamaları sebebiyle proton, döteron ve alfa parçacıklarına göre daha fazladır. Nötronlar, önceki bölümlerde de açıklandığı üzere nükleer reaktörler, enerjitik gamma kaynakları, berilyum ve/veya döteryum karışımlı alfa yayınlayıcıları, kendiliğinden fisyon yapabilen çekirdekler ve hızlandırıcılarda üretilen (d, n) reaksiyonları gibi çeşitli kanallar boyunca üretilebilirler. Nötronlar, enerjileri ve hedef malzemeye göre çeşitli nükleer reaksiyonlar oluşturabilir (Krane, 2001; James, 1969).

3.3.1 Işımalı yakalama reaksiyonları

(n, γ) ışımalı yakalama reaksiyonu yaygın bir nötron etkileşmesidir. Bu tür etkileşmede, hedefe bir nötron eklendiği için elementin kütle sayısı bir birim artmaktadır. Nötronun neden olduğu bu fazlalıktan doğan uyarılma enerjisi, gama ışıması ile yayınlanır. Dolayısıyla açığa çıkan enerji daima pozitif olur. Bu reaksiyonda atom numarası değişmediği için element aynı kalır ancak genellikle radyoaktif reaksiyon ürünü, atom numarası değişmediğinden kararlılık çizgisinin sağına kayar.

Birçok (n, γ) nükleer reaksiyonu yavaş nötronlarla gerçekleşir. Örneğin, hidrojen ile nötronun etkileşmesi boyunca oluşan döteryumu gösteren reaksiyon

$$ {}_{1}^{1}H + {}_{0}^{1}n \rightarrow [{}_{1}^{2}H] \rightarrow {}_{1}^{2}H + \gamma $$

biçimindedir Bu reaksiyon boyunca üretilen döteryum da trityum elde etmek için yavaş nötronlarla reaksiyon verebilir.

$$ {}_{1}^{2}\mathrm{H} + {}_{0}^{1}\mathrm{n} \rightarrow [{}_{1}^{3}\mathrm{H}] \rightarrow {}_{1}^{3}\mathrm{H} + \gamma $$

Döteryumlu (n,γ) reaksiyonu çok küçük tesir kesitine sahip olsa bile, bu iki reaksiyondan dolayı, hafif su soğutmalı tüm nükleer reaktörler, soğutucu içinde trityuma sahip olacaklardır.

Termal nötronların oluşturdukları olası diğer (n,γ) nükleer reaksiyonları aşağıdaki gibi sıralanmaktadır.

$$^{59}_{27}\mathrm{Co} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [^{60}_{27}\mathrm{Co}] \rightarrow {}^{60}_{27}\mathrm{Co} + \gamma$$

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [^{28}_{13}\mathrm{Al}] \rightarrow {}^{28}_{13}\mathrm{Al} + \gamma$$

$$^{115}_{49}\mathrm{In} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [^{116}_{49}\mathrm{In}] \rightarrow {}^{116}_{49}\mathrm{In} + \gamma$$

$$^{202}_{80}\mathrm{Hg} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [^{203}_{80}\mathrm{Hg}] \rightarrow {}^{203}_{80}\mathrm{Hg} + \gamma$$

Bu (n,γ) reaksiyonları ve benzer türde reaksiyonların ürünleri genellikle radyoaktiftir. Bu reaksiyonlardaki $^{60}_{27}\mathrm{Co}$, $^{28}_{13}\mathrm{Al}$, $^{116}_{49}\mathrm{In}$ ve $^{203}_{80}\mathrm{Hg}$ ürün çekirdekleri önemli yapay radyoaktif kaynaklardır (James, 1969).

3.3.2 Nötron-Yüklü parçacık yayınlanma reaksiyonları

Gelen nötronlarla yüklü parçacık yayınlama **(**CPE) reaksiyonları, süreçte oluşan bileşik çekirdeğin proton, alfa ya da bir başka yüklü ürün parçacık verecek biçimde parçalanmasıyla gerçekleşir. Bu türden nükleer reaksiyonlar, çoğunlukla çekirdekten bir parçacık çıkaracak enerjik nötron parçacıklarına ihtiyaç duyar. Yüklü parçacık reaksiyonlarının çoğunda ürün radyoaktif çekirdek yeni bir elementtir. CPE reaksiyonlarından birisi olan nötron–alfa (n,α) nükleer reaksiyonları çeşitli elementlerle gerçekleşebilir. (n,α) yüklü parçacık yayınlamaları için bazı örnek nükleer reaksiyonlar

$$^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [^{7}_{3}\mathrm{Li}] \rightarrow {}^{3}_{1}\mathrm{H} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}$$

$$^{10}_{5}\mathrm{B} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [^{11}_{5}\mathrm{B}] \rightarrow {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}$$

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [^{28}_{13}\mathrm{Al}] \rightarrow {}^{24}_{11}\mathrm{Na} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}$$

biçiminde verilebilir. Yukarıdaki (n,α) reaksiyonlarından ilk ikisi nispeten yüksek tesir kesitine sahiptir ve bu reaksiyonlar nötron dedeksiyonu için kullanılır. Hedef ${}^{6}_{3}\mathrm{Li}$ ile meydana gelen ve trityum üreten reaksiyon, füzyon tipi nükleer silahlar için ${}^{6}_{3}\mathrm{Li}$ (doğal lityumun %7,5)'nın kaynak malzeme olarak kullanılmasını sağlar (James, 1969).

3.3.3 Nötron–Proton $(\mathbf{n},\mathbf{p})$ reaksiyonları

Gelen nötron-hedef çekirdek etkileşmesinde eğer çekirdekteki bir proton, bir nötronla yer değiştiriyorsa kütle numarası değişmez ancak yük bir birim azalır. Sonuçta atom, çekirdek tablosundaki kararlılık çizgisinin altına kaymış olur. Bileşik çekirdekten proton gibi yüklü bir parçacığın dışarı atılması, önemli miktarda enerji gerektirdiğinden, bu tür (n,p) reaksiyonlarının düşük enerjili nötron parçacıkları ile gerçekleşmesi nadiren görülür. Fakat düşük enerjili nötron parçacıkları ile oluşan önemli bir (n,p) reaksiyonu,

$$ {}^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [{}^{15}_{7}\mathrm{N}] \rightarrow {}^{14}_{6}\mathrm{C} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} $$

biçimindedir. Bu nükleer reaksiyon, doğal ortam içerisinde var olan uzun ömürlü radyoaktif ${}^{14}_{6}\mathrm{C}$ çekirdeğini üretir. Enerjik nötronlar ile meydana gelen bazı önemli (n,p) nükleer reaksiyonlarına

$$ {}^{27}_{13}\mathrm{Al} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [{}^{28}_{13}\mathrm{Al}] \rightarrow {}^{27}_{12}\mathrm{Mg} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} $$

$$ {}^{64}_{30}\mathrm{Zn} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [{}^{65}_{30}\mathrm{Zn}] \rightarrow {}^{64}_{29}\mathrm{Cu} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} $$

$$ {}^{39}_{19}\mathrm{K} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [{}^{40}_{19}\mathrm{K}] \rightarrow {}^{39}_{18}\mathrm{Ar} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} $$

örnekleri verilebilir. Son reaksiyonda, ${}^{39}_{18}\mathrm{Ar}$ üreten ${}^{39}_{19}\mathrm{K}$ çekirdeğinin aktivasyonu, potasyum–argon tarihlendirme yönteminde kullanılmaktadır (James, 1969).

3.3.4 Nötron-Nötron $(\mathbf{n},\mathbf{2n})$ reaksiyonları

Yüksek enerjili bir nötronun hedef çekirdekle etkileşmesinde, bazen iki veya daha fazla nötron yayınlanır. Bu türden nükleer reaksiyonlardan $(\mathrm{n},2\mathrm{n})$ reaksiyonunda kütle değişimi daima negatiftir. Yani, Q-değeri negatiftir ve bu nedenle bu

reaksiyonlar için hızlı nötronlara ihtiyaç duyulur. Çok yüksek enerjiye sahip gelen nötronlar, üç, dört ya da daha çok nötronun yayınlandığı reaksiyonlar üretebilir. $(\mathrm{n}, 2\mathrm{n})$ nükleer reaksiyonunda ürün çekirdek, hedef çekirdeğin bir birim eksik kütle numaralı izotopudur ve bu reaksiyonlar çekirdeğin yükünü değiştirmez. $(\mathrm{n}, 2\mathrm{n})$ etkileşimlerine örnek olarak

$$^{7}_{3}\mathrm{Li} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [^{8}_{3}\mathrm{Li}] \rightarrow ^{6}_{3}\mathrm{Li} + ^{1}_{0}\mathrm{n} + ^{1}_{0}\mathrm{n}$$

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [^{28}_{13}\mathrm{Al}] \rightarrow ^{26}_{13}\mathrm{Al} + ^{1}_{0}\mathrm{n} + ^{1}_{0}\mathrm{n}$$

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow [^{239}_{92}\mathrm{U}] \rightarrow ^{237}_{92}\mathrm{U} + ^{1}_{0}\mathrm{n} + ^{1}_{0}\mathrm{n}$$

reaksiyonları verilebilir. İlk reaksiyon, lityum döterit kullanan termonükleer silahların mühendisliğinde oldukça önemlidir. Çünkü bu reaksiyon trityum üretmek için nötron soğuran $^{6}_{3}\mathrm{Li}$ üretiminde olduğu kadar, doğal uranyumda fisyonu tetikleyerek nötron çoğaltmasını da sağlar. Aynı zamanda füzyon yakıtı için de önemlidir. Üçüncü reaksiyonda, $^{237}_{92}\mathrm{U}$ çekirdeği radyoaktiftir ve önemli bir radyoaktif atık olan uzun ömürlü $^{237}_{93}\mathrm{Np}$'ye dönüşür. Ayrıca, $^{237}_{93}\mathrm{Np}$ çekirdeği, (n, γ) nükleer reaksiyonu boyunca $^{238}_{93}\mathrm{Np}$ çekirdeğine, o da hemen $^{238}_{94}\mathrm{Pu}$'e dönüşür ve uzak güç sistemleri için yararlı bir radyoizotoptur (James, 1969).

4. MALZEME VE YÖNTEM

4.1 Denge Öncesi Model Hesaplamaları

Tesir kesitleri bilgisayar kodları kullanılarak hesaplanabilir. Bilgisayar kodları belirli modeller çerçevesinde tesir kesiti hesaplamalarını gerçekleştirir. Nükleer denge ve denge öncesi yayınlanmaları dikkate alan birçok model geliştirilmiştir. Tesir kesitlerinin denge öncesi yayınlanmaları için Geometri bağımlı hibrit (GDH) model, eksiton model ve iki bileşenli eksiton model en yaygın kullanılan nükleer hesaplama modelleridir.

Denge öncesi yayınlanma mekanizmaları, özellikle 10 MeV'in üzerindeki gelen parçacık ile hedef çekirdek etkileşmelerinde baskındır. Ayrıca bileşik çekirdek reaksiyonları ile direk reaksiyonlar arasında bir zaman ölçeğinde gerçekleşirler. Parçacık yayınlanması, gelen parçacık ve hedef çekirdek arasındaki enerji değişimi istatistikî bir denge durumuna sahip olana yani bileşik çekirdek oluşuncaya kadar olan zaman sürecinde gerçekleşebilir. Bu durum, yayınlanma enerjisine ulaşabilen parçacıkların bulunabilmesinin bir sonucudur. Gelen parçacıkla hedef çekirdeğin etkileşimi, nükleer reaksiyon sürecinin iki cisim yapısından dolayı, bir dizi nükleon-nükleon etkileşimleri biçiminde devam eder. Sonuçta, gelen parçacıktan hedef çekirdeğe enerjinin aktarımı nükleon-nükleon etkileşimleri sayesindedir. Bu reaksiyon süreci, parçacık-deşik çiftlerinin oluşumu ve yok olması üzerine kuruludur. Burada, fermi enerji düzeyinin üzerinde enerjiye sahip olan durumlar "parçacık" (p) olarak adlandırılır. Fermi enerji düzeyinin altında olan nükleonun, uyarıldıktan sonra bu düzeyin üzerine geçmesi ile oluşan boşluğa ise "deşik" (h) denir. Giriş kanalının 1 parçacık (gelen parçacık) ve 0 deşik (hedef çekirdek) durumlarından oluştuğu bir reaksiyon süreci, gelen parçacığın hedef çekirdekteki parçacıklarından birini uyararak parçacık-deşik durumu oluşturduğu bir dizi $2p$-$1h$ durumları veya $1p$-$0h$ durumu ile sonuçlanabilir. Sonuçta, bu durumların her birinden denge öncesi parçacık olarak isimlendirilen parçacıkların yayınlanması olasıdır. Fakat uyarılma enerjisi her yeni aşamada nükleonlar arasında dağıldığı için, parçacık yayınlanma olasılığı aşamadan aşamaya düşmektedir (Carlson, 2001).

Yaklaşık 20 ile 30 MeV'e kadarki enerjilerde, bir nükleonun dalga boyu yaklaşık 5-6 fm'dir. Bu durumda iken gelen nükleon ile hedef çekirdek etkileşmesinde tekil bir

parçacık-deşik durumu oluşamaz. Fakat parçacık-deşik durumlarının karmaşık bir doğrusal kombinasyonu olabilir. Parçacıklar veya deşiklerden herhangi birinin daha fazla etkileşimi, böyle parçacık-deşik çift konfigürasyonlarının saçılmasına, yok olmasına veya oluşumuna neden olabilir. Her durumda, karmaşık konfigürasyonlar parçacık ve deşik sayıları cinsinden sınıflandırılabilir. Bu sınıflandırmada etkileşim boyunca toplam parçacık sayısı korunacağından, parçacık ve deşik sayılarının farkı ($p–h$) sabit kalır. Eksiton sayısı olarak isimlendirilen $n=p+h$ niceliği, sistemin bu konfigürasyonunu belirleyen bir unsurdur (Carlson, 2001).

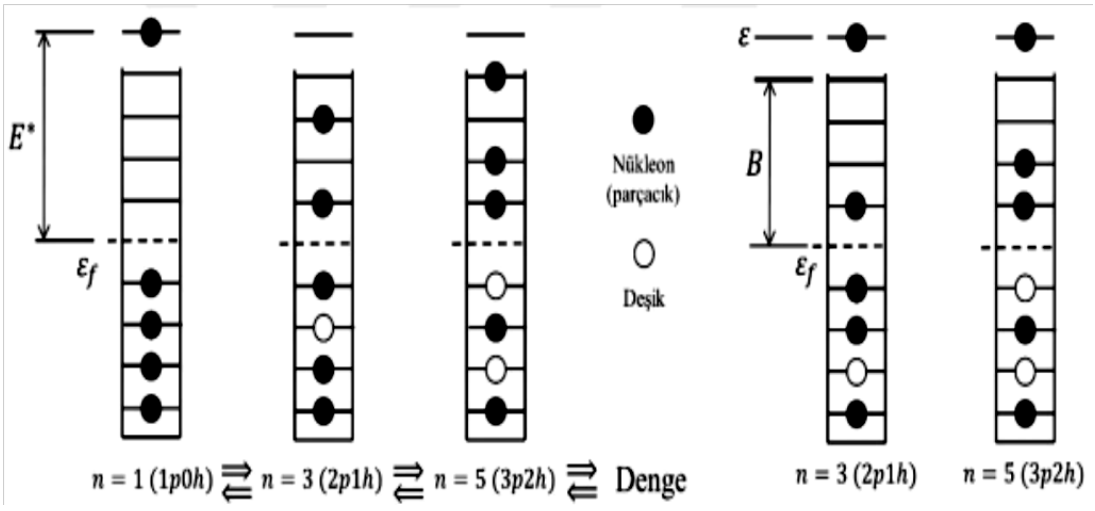
Düşük enerjilerde, bileşik çekirdek ömrü uzun ve yayınlanma hızı da düşüktür. Dolayısıyla, bozunmadan önce genellikle bileşik sistemin dengeye ulaşması beklenir. Gelen parçacığın enerjisinin artması yayınlanma hızını artırır ve böylece denge öncesi parçacık yayınlanma ihtimalide artar. Denge öncesi süreçte, uyarılma enerjisi, denge durumundaki kadar fazla serbestlik derecesinde parçacık ile paylaşılmaz. Dolayısıyla, denge öncesi süreçte yayınlanan parçacıklar, denge durumunda yayınlananlardan daha yüksek enerjiye sahip olma eğilimindedir (Carlson, 2001). Denge öncesi yayınlanmalar, gelme enerjisinin 10–200 MeV'lik aralıkta olduğu durumlarda reaksiyon mekanizmasının analizine büyük oranda katkıda bulunan süreçlerdirler (Hodgson, 1981).

Denge öncesi yayınlanmalarla ilgili önerilen ilk model olan, Griffin tarafından önerilen eksiton modelin esas amacı nükleonların enerji spektrumlarını hesaplamaktır (Cole, 2000). Bu model, gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki ilk etkileşmeden sonra uyarılmış sistemin bir dizi karmaşık aşamadan geçip dengeye ulaştığı düşüncesi üzerine kuruludur. Reaksiyon sürecinde parçacık yayınlanması bu aşamaların her birinde olabilir (Griffin, 1966). Ayrıca, bu model, nükleer potansiyeli, eşit aralıklı tek parçacık durumları olarak düşünür. Bu yarı klasik model, çıkan parçacığın açısal dağılımları hakkında da bazı tahminler yapar. Fakat, açısal dağılımların yüksek doğrulukla tahmini kuantum mekaniksel yaklaşımlar kullanılmadan elde edilmesi olası değildir (Hodgson vd., 1986). Nükleer caskeidin herhangi bir aşamasında bileşik çekirdek durumu toplam enerji ve eksiton sayıları ile açıklanır. Bu modelde temel varsayım, denge durumuna giden sürecin, eksitonları oluşturan nükleon-çekirdek etkileşmeleri tarafından yönetilmesidir. Başlangıç yapılandırması, gelen parçacığa göre belirlenir. Örneğin, nükleonla oluşturulan bir

reaksiyonda, gelen parçacık bir çekirdek nükleonu ile etkileşime girerek onu uyarır ve Fermi enerji seviyesinin üzerine geçmesini sağlayabilir. Sonuçta, süreç iki parçacık-bir deşik $2p+1$ durumunun oluşmasına sebep olur. Devam eden iki-cisim etkileşimleri, artan eksiton sayıları ile yapılandırılan ve tam bir denge ile sonuçlanan çekirdeğin oluşumunu sağlayacaktır. Çığ süreci boyunca iki-cisim etkileşimlerindeki kısıtlamalardan dolayı parçacık, deşik ve eksiton sayılarının olası farklı durumlarına ilişkin

$$\Delta h=\pm 1\ \Delta p=0,\pm 1 \text{ ve } \Delta n=\pm 2 \tag{4.1}$$

seçim kuralları oluşur. Süreç boyunca oluşan bu durumlar çok kararsız bir yapıya sahiptir (Hodgson vd., 1997; Şekerci 2018). Şekil 4.1'de eksiton modeli ile açıklanabilecek iki olası süreç verilmiştir. Burada, B bağlanma enerjisi, E^* uyarılma enerjisi, ε parçacığın kinetik enerjisi ve εf Fermi enerjisidir. Şekil 4.1 (a)'da, gelen parçacık hedefe girdiğinde n=1 ($1p+0h$) durumu, hedef çekirdeğin nükleonlarından biriyle etkileştiğinde ise n=3 ($2p+1h$) durumu oluşur. Devam eden etkileşimler sonucunda n=5 ve daha sonraki süreçlerde daha çok parçacık-deşik çifti meydana gelir.



(a) (b)

Şekil 4.1. Eksiton model'e göre bir nükleer reaksiyonun denge sürecinde parçacık deşik oluşumu (Hodgson vd., 1997).

Bu etkileşme, Şekil 4.1 (a)'da gösterildiği gibi, tüm parçacıkların bağlı olduğu biçimde olabilir. Diğer taraftan Şekil 4.1 (b)'de gösterildiği biçimde, her bir eksiton sayısına karşılık parçacığın bağlı olmadığı durumlar da olasıdır. Δn=−2 bir parçacık deşik çiftinin yok oluşu, Δn=2 bir parçacık deşik çiftinin oluşumu ve Δn=0 ise, parçacık-deşik çifti sayısının değişmeden kaldığı (yani aynı eksiton sayısında farklı bir yapılandırmanın oluştuğu) durumları ifade eder. Bu durumlara göre açıklanan parçacık yayınlanması, sürecin ilk aşamalarında gerçekleşirse, yayınlanan parçacık Bohr bağımsızlık ilkesine aykırı olarak nükleer reaksiyonun giriş kanalındaki enerji ve yön bilgisine göre oluşacaktır. Söz konusu durum, reaksiyonun denge öncesi süreci olarak isimlendirilir. Denge öncesi süreç, deney sonuçlarında da görülmüş olan yüksek enerjili açısal dağılımların oluşmasının sebebidir. Eksiton modele göre, gelen parçacık ve hedef çekirdek arasındaki ilk etkileşimden sonra uyarılmış durumdaki sistem giderek artan karmaşıklığa sahip (yani artan eksiton sayısında) bir yapı oluşturur ve denge durumu uzun zaman sonra çok yüksek eksiton sayılarında mümkün olur. Bu aşamaya kadar geçen sürede süreç, parçacık-deşik sayılarına göre açıklanır. Her bir aşamada parçacık yayınlanma olasılığı vardır. Bu olasılığın hesaplanması ile denge öncesi aşamalardaki yayınlanma verisi elde edilebilir (Cole, 2000; Hodgson vd., 1997; Şekerci, 2018; Pekdoğan, 2011; Büyükuslu, 2008)

Eksiton model'e göre denge öncesi yayınlanma süreci, Cline ve Blann (1971) tarafından verilen master denklemlerinin çözümüne dayanır.

$$-\mathrm{q}(\mathrm{n},\mathrm{t}=0) = \lambda_{+}(\mathrm{E},\mathrm{n}+2)\tau(\mathrm{n}+2) + \lambda_{-}(\mathrm{E},\mathrm{n}-2)\tau(\mathrm{n}-2) - [\lambda_{+}(\mathrm{E},\mathrm{n}) + \lambda_{-}(\mathrm{E},\mathrm{n}) + \mathrm{L}(\mathrm{E},\mathrm{n})]\tau(\mathrm{n}) \quad (4.2)$$

Burada, $-\mathrm{q}(\mathrm{n},\mathrm{t}=0)$ terimi başlangıçta n eksitonlu durumda bulunma olasılığıdır. E bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisini gösterir. $\tau(\mathrm{n})$ ise sistemin n eksitonlu bir durumda kalma zamanını gösterir. $\mathrm{L}(\mathrm{E},\mathrm{n})$ terimi, n eksitonlu durumdan tüm enerjilerde yayınlanma hızıdır. λ_{+} ve λ_{-}; $\mathrm{n}\rightarrow\mathrm{n}+2$ ve $\mathrm{n}\rightarrow\mathrm{n}-2$ durumlarına geçiş hızlarıdır. Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı p_0=2, başlangıç deşik sayısı ise h_0=1'dir (Tel, 2000).

Eksiton model, eksitonların enerji dağılımlarının elde edilmesini sağlayan ve nükleer reaksiyonların tesir kesitleri ile sürecin belirli bir aşamasında eksitonların muhtemel enerji geçiş hızlarının tahminini kolaylaştıran iki temel varsayım üzerine kurulmuştur. Etkileşim sürecinin henüz başında (yani birkaç eksitonun uyarıldığı durumda) bu varsayımların çok başarılı sonuçlar verememe ihtimali; daha sonraki reaksiyon aşamada yani çığın büyük eksiton sayılarına ulaştığı durumlarda ortadan kalkmaktadır (Hodgson vd., 1997; Şekerci, 2018).

Griffin'in Eksiton modeline göre etkileşim sırasında oluşan parçacık deşik çiftleri için nükleon türleri arasında ayrım yapılmamaktadır. İki bileşenli eksiton modeline göre ise, parçacık deşik çiftlerinin incelenmesinde nükleonların türü göz önünde bulundurularak analiz yapılır. Yani, bu modelde protonlar için deşik sayısı h_π, parçacık sayısı p_π ve eksiton sayısı ise $n_\pi = p_\pi + h_\pi$ biçiminde gösterilir. Nötron parçacıkları için ise v indisi kullanılarak bu eşitlik yazılabilir. Sonuçta nötronlar için parçacık sayısı p_v, deşik sayısı n_v ve eksiton sayısı $n_v = p_v + h_v$ olur. Böylelikle, yükten bağımsız deşik sayısı $h = h_\pi + h_v$, parçacık sayısı $p = p_\pi + p_v$ ve eksiton sayısı ise $n = n_\pi + n_v$ biçiminde ifade edilir. Eksiton durumlarının belirli bir sınıfı için sistemin zamansal gelişimi, kazanç ve kayıp koşullarını açıklayan bir ana eşitlik boyunca tanımlanır (Koning ve Duijvestijn, 2004). Bu eşitliğin, denge durumuna kadarki zaman τ_{denge} üzerinden integralinin alınması, nükleer tesir kesitinin tahmininde kullanılan eksiton durumunun ortalama ömrü τ'yu verir (Kalbach, 1987).

Bu modelde denge öncesi parçacık yayınlaması için

$$\frac{d\sigma_k^{PE}}{dE_k} = \sigma^{CF} \sum_{p_\pi=p_\pi^0}^{p_\pi^{max}} \sum_{p_\upsilon=p_\upsilon^0}^{p_\upsilon^{max}} W_k\,(p_\pi, h_\pi, p_\upsilon, h_\upsilon, E_k)\;\tau(p_\pi, h_\pi, p_\upsilon, h_\upsilon)\;P(p_\pi, h_\pi, p_\upsilon, h_\upsilon) \qquad (4.3)$$

yazılır. Burada E_k terimi çıkan bir k parçacığının yayınlanma enerjisini gösterir. W_k terimi ise bu parçacığın yayınlama hızıdır. σ^{CF} bileşik çekirdek oluşum tesir kesitini temsil eder. P faktörü, önceki eksiton durumlarında yayınlanmadan kurtulmuş ve yeni parçacık deşik yapılandırmalarından geçen denge öncesi popülasyonun bir parçasını gösterir (Koning vd., 2015). Başlangıçtaki nötron ve proton parçacık sayıları, $p_\upsilon^0 = N_p$ ve $p_\pi^0 = Z_p$ eşitlikleri ile verilir. Burada Z_p ve N_p gelen parçacığın proton ve nötron sayılarıdır. Bir nükleer reaksiyon sürecin herhangi bir uyarılmış

durumunda $h_v = p_v - p_v^0$ ve $h_\pi = p_\pi - p_\pi^0$ olacağından, denge öncesi temel yayınlanma için başlangıç deşik sayıları $h_\pi^0 = h_v^0 = 0$ olacaktır. Böyle bir nükleer duruma örnek olarak nötronla gerçekleşen bir reaksiyon düşünüldüğünde, başlangıçtaki eksiton sayısı $n_0 = n_v^0 = 1$ $(0p_\pi 0h_\pi 1p_v 0h_v)$ olacak ve bu durumda yalnızca denge öncesi gama yayınlanması mümkündür. Parçacık yayınlanma durumu ise, yalnızca $n_0 = 3$ $(2p1h)$ ve daha üst eksiton koşullarında olasıdır. Temel eşitlikteki bileşik çekirdek oluşum tesir kesiti

$$\sigma^{CF} = \sigma_{reaks.} + \sigma_{direkt} \tag{4.4}$$

biçiminde verilir. Burada, $\sigma_{reaks.}$ optik modelden hesaplanan reaksiyon tesir kesiti ve σ_{direkt} direkt reaksiyonlar ile dev rezonansların ayrık durumlarının toplam tesir kesitidir (Koning vd., 2015; Şekerci, 2018)

Daha ileriki yıllarda reaksiyonların analizinde, nükleer yüzeyin oluşturduğu bir spektral katkının olduğu görüldü. Denge öncesi reaksiyonlarda nükleer tesir kesiti üzerine yüksek etki parametresi yoluyla nükleer yoğunluk dağılımının etkisi Blann tarafından gösterilmiş ve GDH model (Blann ve Vonach, 1983) oluşturulmuştur. Bu modele göre nükleonların denge öncesi spektrumu,

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_x} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)T_l \sum_{n=n_0} {}_nX_x \frac{\omega(p-1,h,U)}{\omega(p,h,E)} \frac{\lambda_x^e}{\lambda_x^e+\lambda_x^+} g D_n \tag{4.5}$$

şeklinde verilir. Bu eşitlikte, ƛ, gelen parçacığın indirgenmiş de-Broglie dalga boyunu temsil eder. T_l terimi, l'inci kısmi dalganın geçiş katsayısını verir. ${}_nX_x$ niceliği, x nükleon çeşitini göstermek üzere n eksiton durumundaki nükleon sayısını gösterir. ε, nükleonun kanal enerjisi ve σ tesir kesiti'dir. $\omega(p,h,E)$ terimi E uyarılma enerjisinde p parçacıklarına ve h deşiklerine $(h+p=n)$ sahip eksiton durumlarının yoğunluğunu temsil eder. D_n niceliği, nükleon yayınlanma durumunda n eksiton durumunun azaltma çarpanını verir. n_0, başlangıç eksiton sayısını gösterir (Broeders vd,. 2006). U terimi son uyarılma enerjisini gösterir ve

$$U = E - Q_x - \varepsilon_x \tag{4.6}$$

eşitliği ile verilir. Q terimi nükleon ayrılma enerjisini gösterir. Ayrıca, λ_x^e terimi nükleon yayınlanma hızına karşılık gelir. Nükleon yayınlanma hızı,

$$\lambda_x^e = \frac{(2S_x + 1)\mu_x\, \varepsilon_x\, \sigma_x^{ters}(\varepsilon_x)}{\pi^2\, \hbar^3\, g_x} \tag{4.7}$$

ile verilir. Bu eşitlikte, g terimi çıkan nükleonun tek parçacık yoğunluğudur. g nin nötron için değeri $N/14$ ve proton için $Z/14$'e eşittir. Ayrıca, μ indirgenmiş kütleyi, S çıkan nükleonların spinini ve σ^{ters} ters reaksiyon tesir kesitini temsil eder. λ_x^+ intranükleer geçiş hızı aşağıdaki eşitlikle verilir.

$$\lambda_x^+ = v\sigma_0(\varepsilon_x)p_l \tag{4.8}$$

Burada σ_0 Pauli prensibine göre düzeltilmiş nükleon-nükleon saçılma tesir kesitini ve v çekirdekteki bir nükleonun hızını temsil eder. p_l terimi, $l\lambda$'dan (1+l)λ'ye kadar ortalama nükleer madde yoğunluğudur (Broeders vd,. 2006).

Eksiton durum yoğunluğu Strutinsky-Ericson eşitliğine göre,

$$\omega(p,h,E) = \frac{g\,(g\,E)^{n-1}}{p!\,h!\,(n-1)!} \tag{4.9}$$

ile verilir. Gelen nükleonlarla gerçekleşen reaksiyonlarda, $n = 2$ ve $n = 3$ eksiton sayılı uyarılmış durumların yoğunluğu, potansiyel kuyusunun sonlu derinliği düşünülerek,

$$E > E_F \quad \text{ise} \quad \omega(1,1,E) = \frac{g(gE_F)}{2} \tag{4.10}$$

$$E \leq E_F \quad \text{ise} \quad \omega(1,1,E) = \frac{g(gE)}{2} \tag{4.11}$$

$$E > E_F \quad \text{ise} \quad \omega(2,1,E) = \frac{g^3[V(2E-E_F)]}{4} \tag{4.12}$$

$$E \leq E_F \quad \text{ise} \quad \omega(2,1,E) = \frac{g^3E^2}{4} \tag{4.13}$$

eşitlikleri ile verilir. Bu eşitliklerde, E_F fermi enerjisidir. $V + Q$ toplamı sonlu potansiyel derinliğini verir. Burada Q nükleon bağlanma enerjisini temsil eder (Broeders vd,. 2006).

Gelen nötronlar için, n-eksiton durumundaki x-türündeki nükleonların sayısı,

$$ {}_3X_n = 2\frac{\left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_{nn}}\right)Z+2N}{2\left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_{nn}}\right)Z+2N} \tag{4.14} $$

$$ {}_3X_P = 2 - {}_3X_n \tag{4.15} $$

eşitlikleri ile hesaplanır. Protonlar için ise

$$ {}_3X_p = 2\frac{\left(\frac{\sigma_{pn}}{\sigma_{pp}}\right)Z+2N}{2\left(\frac{\sigma_{pn}}{\sigma_{pp}}\right)Z+2N} \tag{4.16} $$

$$ {}_3X_n = 2 - {}_3X_p \tag{4.17} $$

şeklinde verilir. Burada, σ_{xy} terimi, çekirdekteki nükleon-nükleon etkileşim tesir kesitini gösterir (Broeders vd,. 2006; Yiğit, 2014).

4.2 Denge Model Hesaplamaları

Bir nükleer reaksiyonda gelen parçacık ve hedef çekirdeğin etkileşmesinde önce bileşik çekirdek oluşumu ve daha sonra oluşan bileşik çekirdeğin, nasıl oluştuğundan bağımsız olarak bozunması teorisi Bohr tarafından tanımlanmıştır (Bohr, 1936). Bileşik çekirdeğin oluşumunda gelen parçacıkla hedef çekirdeğin nükleonları arasındaki nükleer etkileşimler önemli rol oynar. Reaksiyon sürecinde oluşan bileşik çekirdek istatistiksel dengeye ulaşmadan, yani gelen parçacık enerjisi hedef çekirdek nükleonları tarafından tamamen paylaşılmadan bozunmayacaktır. Bileşik çekirdeğin bozunum sürecinde nasıl oluştuğunu unuttuğu varsayılır (Şekerci, 2018). Gelen parçacığın enerjisine bağlı olarak nükleer reaksiyon süreci değişir. Gelme enerjisinin 10 MeV'in altında olduğu reaksiyonlarda bileşik nükleer süreçler daha baskındır.

Bileşik çekirdek reaksiyon mekanizmasında, gelen parçacık hedef çekirdeğin yarıçapına göre daha küçük olan bir etkileşim parametresi ile hedefe girer. Bu durumda gelen parçacığın, hedef çekirdek nükleonlarından biriyle basit esnek saçılma yapması oldukça muhtemeldir. Bu durumda saçılan gelen parçacık ve geri tepen nükleon diğer nükleonlarla ardışık rastgele etkileşimlere girerler. Bu etkileşimler sonrasında gelen parçacığın başlangıçtaki enerjisi bileşik sistemin nükleonları arasında paylaşılır (Krane, 2001). Bileşik çekirdek reaksiyon mekanizması,

$$a + \mathrm{A} \rightarrow \mathrm{C}^* \rightarrow \mathrm{b} + \mathrm{B} \tag{4.18}$$

biçiminde gösterilir. Burada C*, bileşik çekirdeği temsil eder. Bileşik çekirdek reaksiyonlarının gerçekleşme süreleri genellikle 10^{-16} ile 10^{-18} saniye arasında değişmektedir (Weisskopf, 1937; Şekerci, 2018).

Bileşik çekirdek (denge) durumu parçacık yayınlanması için Weisskopf-Ewing ve Hauser-Feshbach modeller kullanılabilir. Reaksiyonların denge parçacık yayınlanması, Weisskopf-Ewing modele göre aşağıdaki eşitlikle hesaplanabilir.

$$\sigma_{ab}^{WE} = \sigma_{ab}\left(E_{gel}\right)\frac{\Gamma_b}{\sum_{b'}\Gamma_{b'}} \tag{4.19}$$

Burada, a ve b sırasıyla gelen ve çıkan parçacığı gösterir. E_{gel} gelen parçacığın enerjisini sunar. Weisskopf-Ewing modele göre temel parametreler, bağlanma enerjisi, ters reaksiyon tesir kesiti, seviye yoğunluğu parametresi ve çiftlenimdir (Weisskopf ve Ewing, 1940).

Bu modelde parçacık yayınlanma olasılığı,

$$\Gamma_b = \frac{2s_b+1}{\pi^2\hbar^2}\mu_b \int d\varepsilon\, \sigma_b^{inv}(\varepsilon)\varepsilon\frac{\omega_1(U)}{\omega_1(E)} \tag{4.20}$$

ile verilir. Ayrıca toplam uyarılmış tek parçacık durum yoğunluğu,

$$\omega_1(E) = \frac{1}{\sqrt{48}} \frac{exp[2\sqrt{\alpha(E-D)}]}{E-D} \tag{4.21}$$

eşitliği ile hesaplanır. Bu eşitlikte bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi E ile gösterilir. σ_b^{inv} ters reaksiyon tesir kesitini temsil eder. s_b, çıkan parçacığın spinidir. μ_b indirgenmiş kütleyi göstermektedir. D terimi çiftlenim enerjisidir. Toplam uyarılmış tek parçacık durum yoğunluğu $\omega_1(E)$ ile gösterilir. g tek parçacık durum yoğunluğunu göstermek üzere

$$\alpha = \frac{6}{\pi^2} g \tag{4.22}$$

eşitliği ile hesaplanır (Weisskopf ve Ewing, 1940).

Hauser- Feshbach model (Hauser ve Feshbach, 1952) bileşik çekirdek sürecinde tesir kesiti hesaplamalarına çekirdeğin açısal momentumu dâhil etmiştir. Bu modele göre nükleer tesir kesiti hesaplamaları, çok sayıda bileşik çekirdek süreçlerinin üzerinden ortalama alınarak yapılır. Bu bozunum sürecinde çekirdeğin açısal momentumu, paritesi ve enerjisi oldukça önemlidir. Bu modelin ilk formalizmi elastik kanaldaki gelen ve çıkan dalgalar arasındaki ilişkiyi dikkate almaz. Hauser-Feshbach modeli, bileşik çekirdeğin bir a reaksiyon kanalı boyunca oluşacağı ve b kanalları boyunca bozunabileceği üzerine kuruludur. Açısal momentumun korunumunu hesaplamalara dâhil edebilmek için öncelikle giriş ve çıkış kanallarındaki spinler ihmal edilip, sadece tek bir açısal moment durumu varmış gibi düşünülür. Hauser- Feshbach model'in ilk formalizmi Bohr'un bağımsızlık hipotezine dayanmaktadır. Bu hipotezde, nükleer tesir kesitinin iki faktörlü yazılmasını öngörülmüştür. Hauser-Feshbach model de bu formalizmi kullanarak tesir kesitini

$$\sigma_{ab} = \sigma_a P_b \tag{4.23}$$

olarak vermiştir. Bu eşitlikte, a ve b bileşik çekirdek oluşma ve bozunma kanallarını göstermektedir. σ_{ab} terimi bileşik çekirdek oluşum tesir kesitidir. P_b terimi b kanalına bozunma olasılığıdır. Bu eşitlikle verilen bileşik çekirdek oluşum tesir kesiti özel bir yörünge açısal momentum için,

$$\sigma_a = \pi \lambda\!\!\!^{-2}_{a} T_a \tag{4.24}$$

olarak verilir. a kanalındaki iletim katsayısı T_a terimi ile gösterilmektedir. T_a'nın değeri

$$T_a = 1 - |S_{aa}|^2 \tag{4.25}$$

biçimdedir. Burada S_{aa} terimi ortalama S-matris elemanını temsil eder. Bir nükleer tesir kesitini, tersiyle ilişkilendiren karşıtlık teoremine göre aşağıdaki eşitliği yazabiliriz.

$$\lambda\!\!\!^{-2}_{a} \sigma_{ab} = \lambda\!\!\!^{-2}_{b} \sigma_{\hat{a}\hat{b}} \tag{4.26}$$

burada $\hat{a}$ ve $\hat{b}$ terimleri ters zaman durumlarını ifade etmek için kullanılmıştır. Sonuçta yukarıdaki eşitlikler yardımıyla

$$T_a P_b = T_{\hat{b}} P_{\hat{a}} \tag{4.27}$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlik tüm a ve b kanalları üzerinden yazılırsa

$$\frac{P_{\hat{a}}}{T_a} = \frac{P_b}{T_{\hat{b}}} = \lambda \tag{4.28}$$

olur. Burada λ bir sabittir. P olasılığı gösterdiği için toplamın bir olacağı dikkate alınarak

$$\sum_a P_{\hat{a}} = \lambda \sum_a T_a \tag{4.29}$$

elde edilir. Buradan yukarıda son iki eşitlik birleştirilirse

$$P_b = \lambda T_{\hat{b}} \frac{T_{\hat{b}}}{\sum_a T_a} \tag{4.30}$$

olur. Böylece tesir kesiti için

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^{-2} \frac{T_a T_b}{\sum_i T_i} \tag{4.31}$$

ifadesi elde edilir. Bu eşitlik en basit şekliyle Hauser-Feshbach formülüdür. Burada, T_a, uygun optik model potansiyellerinden hesaplanabilir. Bu formuyla Hauser Feshbach formülü, tek bir giriş kanalı a'dan tek çıkış kanalı b'ye, spinin olmadığı durumda bileşik çekirdek reaksiyonunun tesir kesitini verir (Akça, 2018; Şekerci, 2018; Hauser ve Feshbach, 1952).

4.3 Nötron Reaksiyonları için Ampirik Formüller

Bazı reaksiyon kanalları için deneysel ölçümler mevcut olmadığından genellikle nötron reaksiyonlarının tesir kesitlerinin modeller boyunca tahminine ihtiyaç duyulur. Ancak, bu hesaplamalar deneysel verilerin yeterince uyumlu olmadığı parametreler kullanarak yürütüldüğü zaman elde edilen sayısal sonuçlar fazla güvenilir olmayabilir. Dolayısıyla uyarılma fonksiyonlarını elde edilebilmesi için benzer karakteristiklere sahip çekirdeklerin tesir kesiti davranışlarındaki sistematiklere ihtiyaç duyulur. İlaveten nükleer reaksiyon sistematikleri, teori ve deney sonuçlarını test etmek amacıyla da gereksinim duyulan bir yöntemdir. Literatürde farklı parametrelerle sunulmuş olan birçok ampirik tesir kesiti formülü önerilmiştir (Yiğit, 2014; Levkovski, 1964; Kumabe ve Fukuda, 1987; Ait-Tahar, 1987). Birçok reaksiyonun tesir kesitinin hedef çekirdeğin nötron sayısı N, proton sayısı Z ve kütle numarası A ile orantılı bir şekilde değiştiği uzun yıllardır bilinmektedir. Bu nedenle oluşturulan formüller, izotonik, izotopik, hedef çekirdeklerin tek-çift özellikleri ve s=(N-Z)/A asimetri parametreleri ile ifade edilir (Yiğit, 2014).

Özellikle 14–15 MeV'lik enerjilerde nötronlarla oluşturulan nükleer reaksiyonların tesir kesitlerini hesaplamak için ampirik formüller üzerine çalışmalar pek çok çekirdek için uzun yıllardır yapılmaktadır. (n,p) ve (n,2n) reaksiyon tesir kesitlerinin tahmininde çoğunlukla Levkovski (1964) tarafından önerilen ampirik formüller üzerine temellendirilen sistematikler kullanılmaktadır. Levskovski'nin önerdiği ampirik tesir kesiti formüllerine göre nötron ve proton yayınlanma olasılığı, artan proton sayısı ile gittikçe artmaktadır.

Hızlı nötronlar tarafından oluşturulan reaksiyonlar için Levkovski (1964) tarafından önerilen ampirik formüllerin temel yapısı,

$$\sigma(n,x) = C\sigma_{in}e^{as} \tag{4.32}$$

biçimindedir. Burada C ve a katsayıları, farklı reaksiyonlar için en küçük kareler metodu ile elde edilen parametrelerdir. x terimi reaksiyonun çıkan parçacığını gösterir. σ_{in} ise inelastik tesir kesitidir. Yukarıdaki eşitlik, nükleer reaksiyonların istatistiksel modeli dikkate alınarak oluşturulmuş iki faktörün çarpımını gösterir. Bu eşitlikte üstel terim, nükleer reaksiyon ürünlerinin bileşik çekirdekten yayınlanmasını açıklar. Ayrıca bu eşitlikte güçlü bir $s = (N - Z)/A$ bağımlılığı vardır. İnelastik tesir kesiti birçok çekirdek için MeV mertebesinde elde edilmiştir. R nükleer yarıçap olmak üzere inelastik nötron tesir kesiti πR^2 ile verilir. Dolayısıyla inelastik tesir kesiti

$$\sigma_{in} = \pi r_0^2 \left(A^{1/3} + 1\right)^2 \tag{4.33}$$

şeklindedir (Yiğit, 2014).

5. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında, $^{110}Cd(n,p)^{110}Ag$, $^{111}Cd(n,p)^{111}Ag$, $^{112}Cd(n,p)^{112}Ag$, $^{113}Cd(n,p)^{113}Ag$, $^{114}Cd(n,p)^{114}Ag$, $^{116}Cd(n,p)^{116}Ag$, $^{106}Cd(n,2n)^{105}Cd$, $^{108}Cd(n,2n)^{107}Cd$, $^{110}Cd(n,2n)^{109}Cd$, $^{114}Cd(n,2n)^{113}Cd$ ve $^{116}Cd(n,2n)^{115}Cd$ nükleer reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları hesaplandı. Hesaplamalar denge ve denge öncesi modeller kullanılarak gerçekleştirildi. Reaksiyonun denge yayınlanmalarının hesaplanması için Weisskopf-Ewing ve Hauser-Feshbach modeller kullanıldı. Denge öncesi hesaplamalarda ise Geometri bağımlı hibrit model, Eksiton model ve İki bileşenli eksiton model kullanıldı.

Nükleer model hesaplamaları ALICE/ASH (Broeders vd., 2006), EMPIRE 3.2 (Herman vd., 2013) ve TALYS 1.8 (Koning vd., 2015) kodları ile yapıldı. Ayrıca 14,5 MeV'lik nötron enerjisi civarında literatürde önerilmiş ampirik formüller tesir kesiti hesaplamaları için kullanıldı. ALICE/ASH kodunda seviye yoğunluğu hesaplamaları Fermi gaz modelle yapıldı. Ayrıca (n,p) reaksiyonları için seviye yoğunluk parametresi a=A/10 ve (n,2n) reaksiyonları için ise a=A/18 olarak alınmıştır. Geometri bağımlı hibrit model başlangıç proton (p) ve nötron (n) eksiton sayılarına ihtiyaç duyar. Geometri bağımlı hibrit model tahminleri için başlangıç eksiton sayısı n_0=3 (1 proton, 1 nötron ve 1 deşik) alınmıştır. Bu modelde Fermi gaz yüzey yoğunluğu ifadesi ve deneysel kütleler kullanılmıştır. Kütlelerin hesabındaki çiftlenim terimi, Shell düzeltmesi yapılarak hesaplanmıştır. TALYS 1.8 kodunda seviye yoğunluk hesaplamaları Back shifted fermi gas modelle yapılmıştır. Tüm elde edilen hesaplama sonuçları deneysel değerlerle (EXFOR, 2017) ve TENDL-2017 verileri (Koning vd., 2012) ile Şekil 5.1-11 ve Çizelge 5.1-2'de karşılaştırılarak sonuçlar tartışılmıştır.

Çizelge 5.1. 14,5 MeV'lik enerji civarında $^{110}Cd(n,p)^{110}Ag$, $^{111}Cd(n,p)^{111}Ag$, $^{112}Cd(n,p)^{112}Ag$, $^{113}Cd(n,p)^{113}Ag$, $^{114}Cd(n,p)^{114}Ag$ ve $^{116}Cd(n,p)^{116}Ag$ nükleer reaksiyonlarının tesir kesiti verilerinin karşılaştırılması.

		Enerji (MeV)	(n,p) Tesir Kesitleri (mb)					
			$^{110}Cd(n,p)$	$^{111}Cd(n,p)$	$^{112}Cd(n,p)$	$^{113}Cd(n,p)$	$^{114}Cd(n,p)$	$^{116}Cd(n,p)$
Deneysel veri	Yu ve Gardner (1967)	14-15	27±5.4 (14.1 MeV)	14±1.4 (14.1 MeV)	-	7.9±0.79 (14.1 MeV)	-	-
	Filatenkov (2016)		-	23.9±1.87 (14.44 MeV) 26.6±1.87 (14.64 MeV) 31±2.18 (14.88 MeV)	13.6±1.3 (14.05 MeV) 14.7±1.18 (14.28 MeV) 14.6±1.18 (14.47 MeV) 16.9±1.28 (14.68 MeV) 16.5±1.44 (14.81 MeV) 15.4±1.19 (14.86 MeV)	-	-	-
	Grallert vd. (1993)		-	29±2.1 (14.6 MeV)	16±1.2 (14.6 MeV)	-	-	-
	Levkovskii (1964)		-	15±4 (14 MeV)	-	8±2 (14 MeV)	-	-
	Bayhurst ve Prestwood (1961)		-	23.7±1.2 (14.01MeV) 22.5±1.1 (14.09 MeV) 27.7±1.4 (14.31 MeV) 28.7±1.4 (14.5 MeV) 28.1±1.4 (14.68 MeV) 30.7±1.5 (14.81 MeV) 36.3±1.8 (14.9 MeV)	-	-	-	-
	Herman vd. (1978)		-	-	19.1±1.6 (14.5 MeV) 23±1.6 (14.5 MeV)	-	-	-

Çizelge 5.1 (devam)

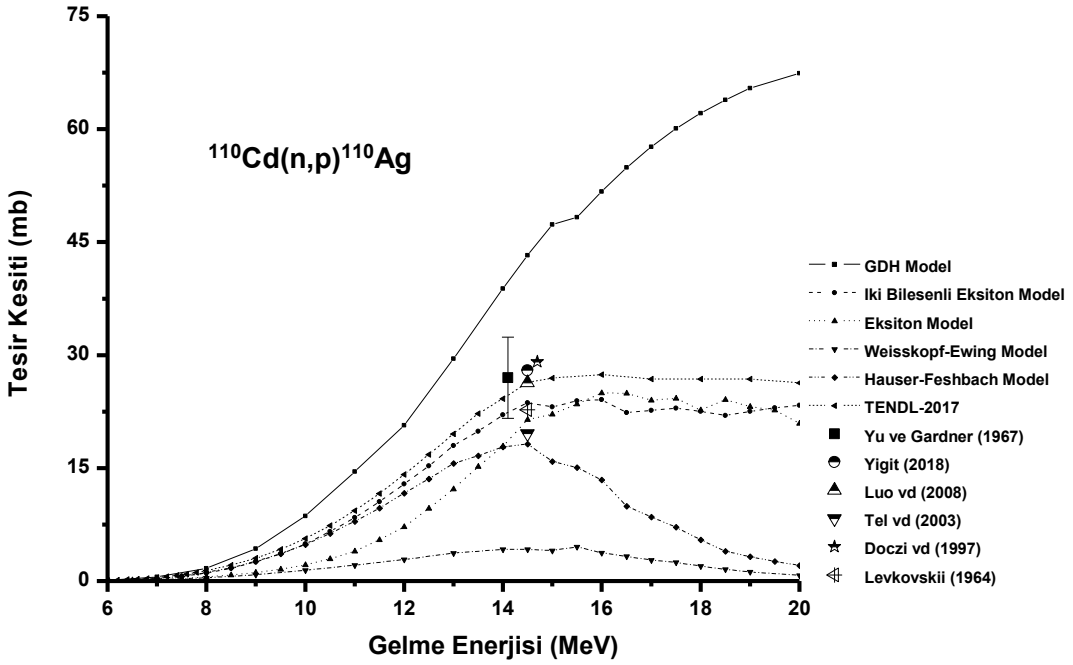
Deneysel veri	Konno vd. (1993)		-	-	14.7±1.9 (14.23 MeV) 16.3±2.1 (14.44 MeV) 17.6±2.3 (14.68 MeV) 18.1±2.4 (14.95 MeV)	18.2±2.6 (14.24 MeV) 21.4±2.6 (14.45 MeV) 25.9±2.5 (14.69 MeV) 27.5±2.8 (14.96 MeV)	-	-
	Chaturverdi vd. (1977)		-	-	15±1.3 (14 MeV)	-	-	-
	Mavaddat vd. (1974)		-	-	18.7±6.1 (14.8 MeV)	-	-	-
	Struwe ve Winkler (1974)		-	-	15.3±1.9 (14.6 MeV)	-	5±1.3 (14.6 MeV)	-
	Anders vd. (1985)		-	-	-	-	12±0.9 (14.7 MeV)	2.5±0.3 (14.7 MeV)
	Prasad ve Sarkar (1971)		-	-	-	-	3±1.6 (14.8 MeV)	-
	Bjornstad ve Alstad (1973)		-	-	-	-	-	2.2±0.5 (14.7 MeV)
Model hesaplamaları	GDH Model	14.5	43.25	55	28.26	41.86	18.86	12.00
	İki Bileşenli Eksiton Model	14.5	23.66	27.51	6.28	16.61	3.40	1.43
	Eksiton Model	14.5	21.41	12.67	5.1	4.12	1.70	0.37
	Weisskopf-Ewing Model	14.5	4.22	4.76	1.54	1.80	0.42	0.11
	Hauser-Feshbach Model	14.5	18.2	8.72	0.56	2.82	0.43	0.09
	TENDL-2017	14.5	26.36	29.92	15.49	19.02	5.04	3.07
Tesir kesiti hesaplamaları	Yigit (2018)	14.5	27.98	21.88	17.14	13.67	10.68	6.77
	Luo vd. (2008)	14.5	26.33	20.18	15.55	12.03	9.35	5.72
	Tel vd. (2003)	14.5	19.59	17.03	13.15	12.31	8.96	6.19
	Doczi vd. (1997)	14.7	29.1	23.26	18.62	14.93	11.98	7.75
	Levkovskii (1964)	14.5	22.73	17.62	13.72	10.74	8.44	5.27

Çizelge 5.2. 14,5 MeV'lik enerji civarında $^{106}Cd(n,2n)^{105}Cd$, $^{108}Cd(n,2n)^{107}Cd$, $^{110}Cd(n,2n)^{109}Cd$, $^{114}Cd(n,2n)^{113}Cd$ ve $^{116}Cd(n,2n)^{115}Cd$ nükleer reaksiyonlarının tesir kesiti verilerinin karşılaştırılması.

		Enerji (MeV)	(n,2n) tesir kesitleri (mb)				
			$^{106}Cd(n,2n)$	$^{108}Cd(n,2n)$	$^{110}Cd(n,2n)$	$^{114}Cd(n,2n)$	$^{116}Cd(n,2n)$
Deneysel veri	Konno vd. (1993)	14-15	470±77 (14.23 MeV) 566±74 (14.44 MeV) 589±68 (14.67 MeV) 560±57 (14.94 MeV)	-	--	-	-
	Bormann vd. (1968)		1358±136 (14.11 MeV) 1589±159 (14.87 MeV)	-	-	-	-
	Filatenkov (2016)		485±39.8185 (14.05 MeV) 478±47.8 (14.28 MeV) 545±53.519 (14.47 MeV) 521±42.201 (14.68 MeV) 543±44.2002 (14.81 MeV) 559±58.136 (14.86 MeV)	1164±84.8556 (14.44 MeV) 1493±111.228 (14.64 MeV) 1372±74.088 (14.81 MeV)	1527±155.754 (14.44 MeV) 1598±137.268 (14.64 MeV)	-	1418±258.076 (14.19 MeV) 1368±198.36 (14.44 MeV) 1337±199.213 (14.63 MeV) 1320±200.64 (14.88 MeV)
	Goncalves vd. (1987)		-	1291±160 (14.8 MeV)	-	-	-
	Rayburn (1963)		640±64 (14 MeV) 819±81.9 (14.3 MeV) 953±95.3 (14.6 MeV) 980±98 (14.9 MeV)	-	-	-	-
	Lu vd. (1970)		-	865±100 (14.4 MeV)	1221±150 (14.4 MeV)		-
	Panteleev ve ark. (1996)		-	-	-	1900±100 (14.7 MeV)	-

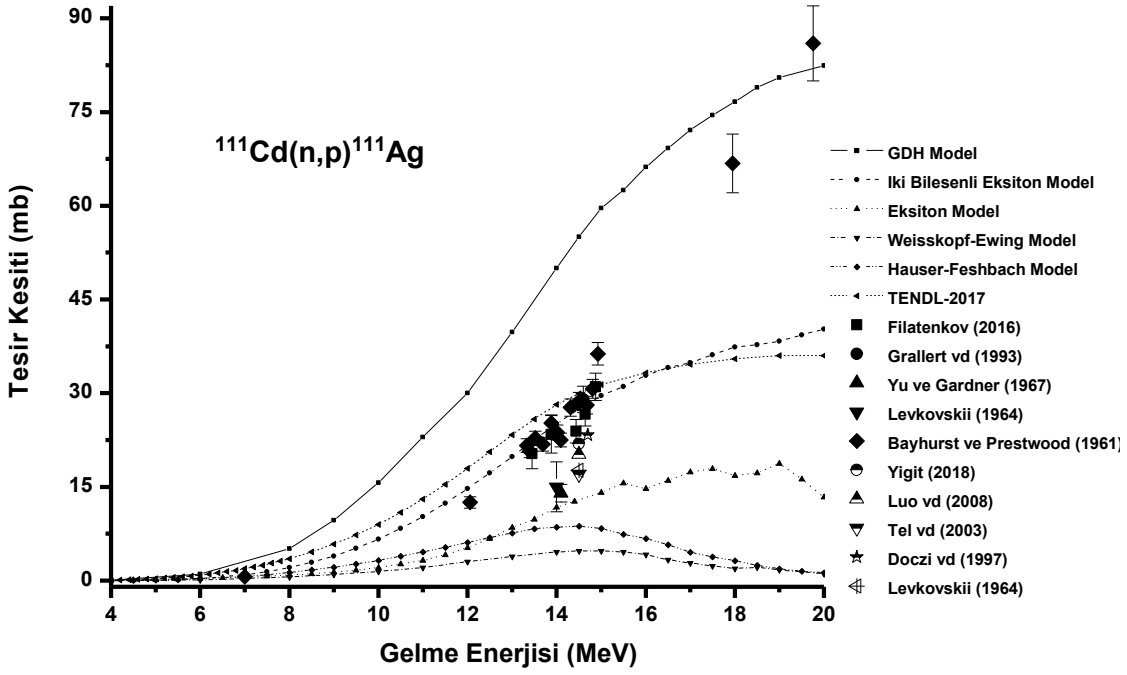
Çizelge 5.2 (devam)

Deneysel veri	Prestwood ve Bayhurst (1961)		-	-	-	-	1690±119 (14.01 MeV) 1604±114 (14.09 MeV) 1748±124 (14.31 MeV) 1634±116 (14.5 MeV) 1642±117 (14.68 MeV) 1588±112 (14.81 MeV) 1634±116 (14.93 MeV)
Model hesaplamaları	GDH model	14.5	1003.81	1246.61	1411.85	1577.33	1674.79
	İki bileşenli eksiton model	14.5	966.009	1216.7	1381.27	1507.08	1585.22
	Eksiton model	14.5	778.73	1185.91	1429.83	1692.77	1728.28
	Weisskopf-Ewing model	14.5	1200.54	1474.32	1654.97	1825.62	1923.45
	Hauser-Feshbach model	14.5	1162.61	1449.55	1627.82	1751.39	1826.08
	TENDL-2017	14.5	890.476	1243.68	1338.79	1596.32	1826.08
Tesir kesiti hesaplamaları	Chatterjee ve Chatterjee (1969)	14	1416.96	1419.67	1422.56	1428.85	1432.22
	Habbani ve Osman (2001)	14.5	1010.75	1086.96	1166.07	1332.82	1420.40
	Luo vd. (2008)	14.5	775.45	1120.34	1376.10	1559.85	1558.02
	Konno vd. (1993)	14.9	734.94	999.11	1206.28	1461.92	1533.86
	Tel vd. (2008)	14.5	506.44	764.44	994.19	1533.86	1420.95



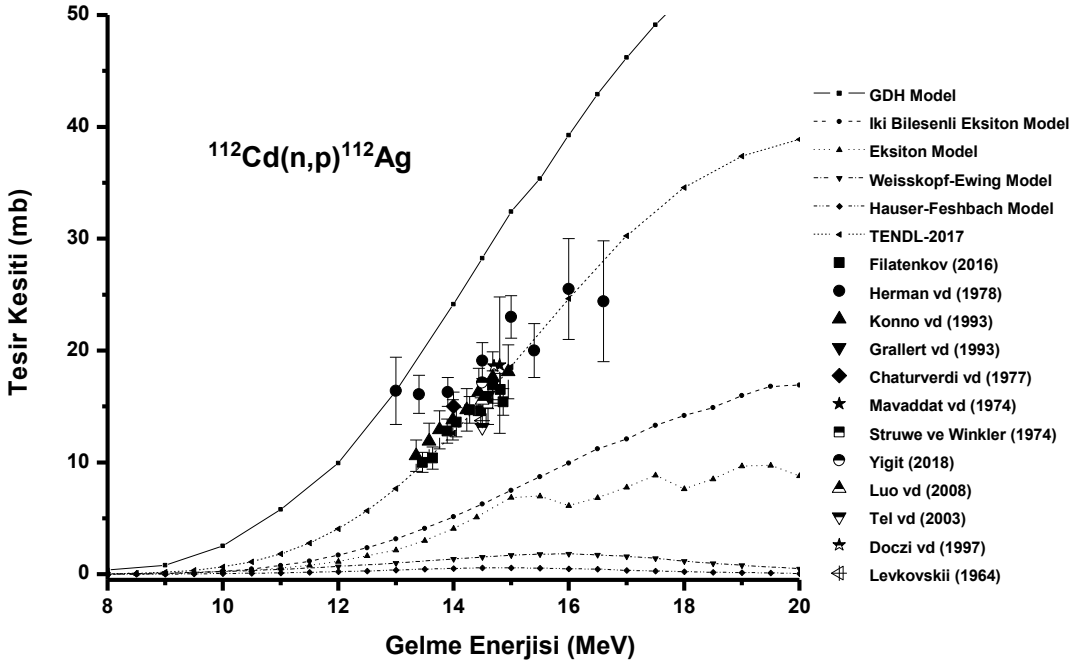
Şekil 5.1. ^{110}Cd(n,p)^{110}Ag nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.

^{110}Cd(n,p)^{110}Ag nükleer reaksiyonu için Yu ve Gardner (1967) tarafından ölçülen deneysel tesir kesiti sonucunun teorik sonuçlarla karşılaştırılması Şekil 5.1'de verilmiştir. 14,1 MeV'lik gelme enerjisinde Yu ve Gardner (1967)'ın ölçtüğü 27$\pm$5,4 mb'lık tesir kesiti değerinin İki bileşenli eksiton model hesaplama sonucu ve TENDL-2017 kütüphane verisi ile oldukça uyumlu olduğu gözlenmiştir. Yiğit (2018), Luo vd. (2008), Doczi vd. (1997) ve Levkovskii (1964)'nin ampirik tesir kesiti formülleri ile yapılan hesaplama sonuçlarının, Yu ve Gardner (1967)'ın deneysel verisi ile yakın sonuçlar verdiği görülmüştür. Ancak ALICE/ASH kodu kullanılarak elde edilen denge ve denge öncesi model hesaplamalarının hem deneysel değerden hem de diğer hesaplama verilerinden uzak sonuçlar verdiği Şekil 5.1'de görülmektedir. Özellikle reaksiyonun denge bileşenini içeren Weisskopf-Ewing model ile elde edilen uyarılma fonksiyonu diğer spektrumların oldukça altında kalmaktadır.



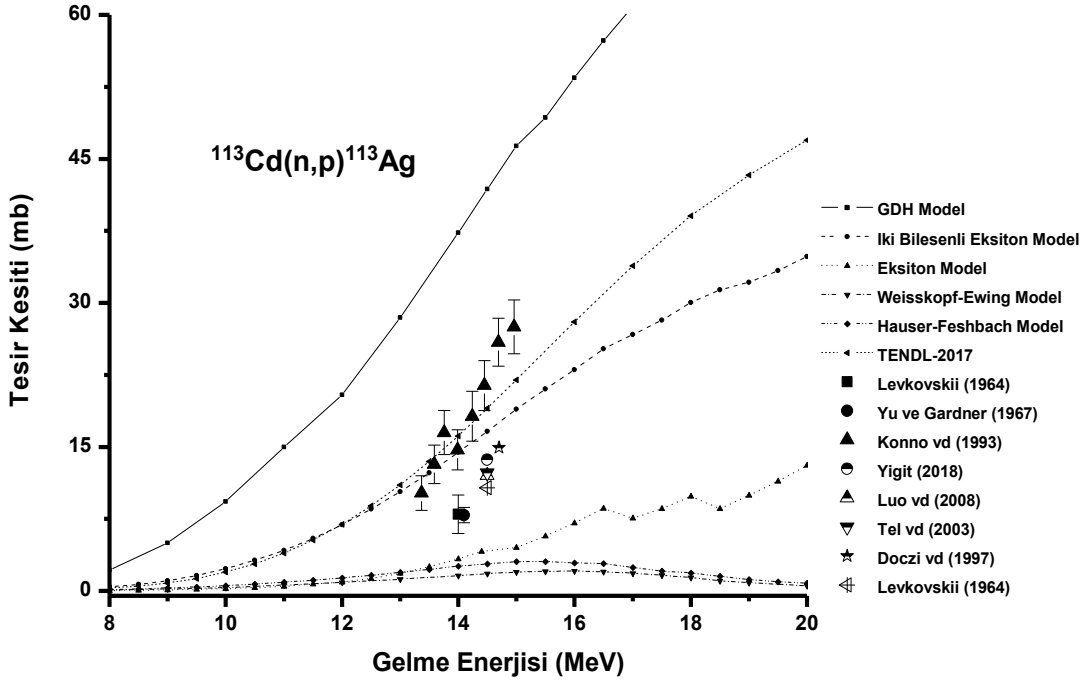
Şekil 5.2. ^{111}Cd(n,p)^{111}Ag nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.

^{111}Cd(n,p)^{111}Ag nükleer reaksiyonunun uyarılma fonksiyonları Şekil 5.2'de sunulmuştur. İki bileşenli eksiton model kullanarak elde edilen tesir kesitlerinin, 7-14,81 MeV'lik gelme enerjisi aralığında Bayhurst ve Prestwood (1961)'un uyarılma fonksiyonu ile benzer sonuçlar verdiği gözlenmiştir. Ayrıca, Filatenkov (2016) ve Grallert vd. (1993)'un gerçekleştirdiği tesir kesiti ölçümleri, TALYS 1.8 kodunda İki bileşenli eksiton model vasıtasıyla hesaplanan uyarılma fonksiyonu ile oldukça iyi bir uyum göstermiştir. Filatenkov (2016)'un yaptığı deneysel çalışmanın Yiğit (2018), Luo vd. (2008) ve Doczi vd. (1997)'nin ampirik formülleri kullanılarak elde edilen tesir kesiti verileri ile yakın sonuçlar verdiği görülmektedir. Diğer taraftan, Yu ve Gardner (1967) ve Levkovskii (1964)'nin deneysel tesir kesiti değerleri, EMPIRE 3.2 kodunda denge öncesi etkileri içeren Eksiton model hesaplamaları ile kabul edilebilir uyum göstermiştir.



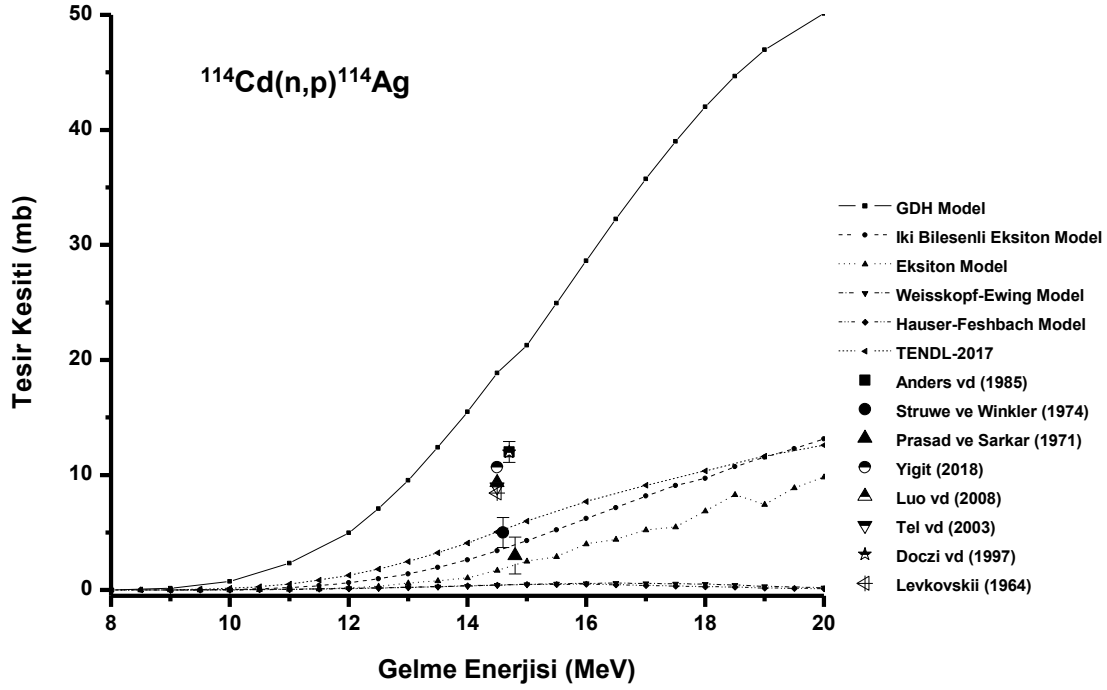
Şekil 5.3. ^{112}Cd(n,p)^{112}Ag nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.

^{112}Cd(n,p)^{112}Ag nükleer reaksiyonu için tüm uyarılma fonksiyonları Şekil 5.3'de verilmiştir. Bu reaksiyon için gerçekleştirilen deneysel çalışmaların yaklaşık 13-15 MeV enerji aralığında benzer sonuçlar verdiği Şekil 5.3'den görülmektedir. Filatenkov (2016) Konno vd. (1993), Grallert vd. (1993), Struwe ve Winkler (1974), Charturverdi vd. (1977) ve Mavaddat vd. (1974) tarafından yapılan tesir kesiti ölçümlerinin TALYS tabanlı TENDL-2017 değerlendirilmiş verileriyle mükemmel bir uyumu Şekil 5.3'den gözlenmiştir. Ayrıca, araştırılan reaksiyon için Herman vd. (1978)'nin deneysel sonuçları ve TENDL verileri arasındaki uyum birkaç veri noktası hariç kabul edilebilirdir. Ampirik formüller ile yapılan hesaplamalar sonucunda elde edilen tesir kesiti değerleri ile deneysel sonuçlar oldukça uyumludur. Weisskopf-Ewing ve Hauser-Feshbach modeller ile yapılan denge yayınlanmalarını içeren hesaplamalar en düşük tesir kesiti sonuçlarını vermektedir.



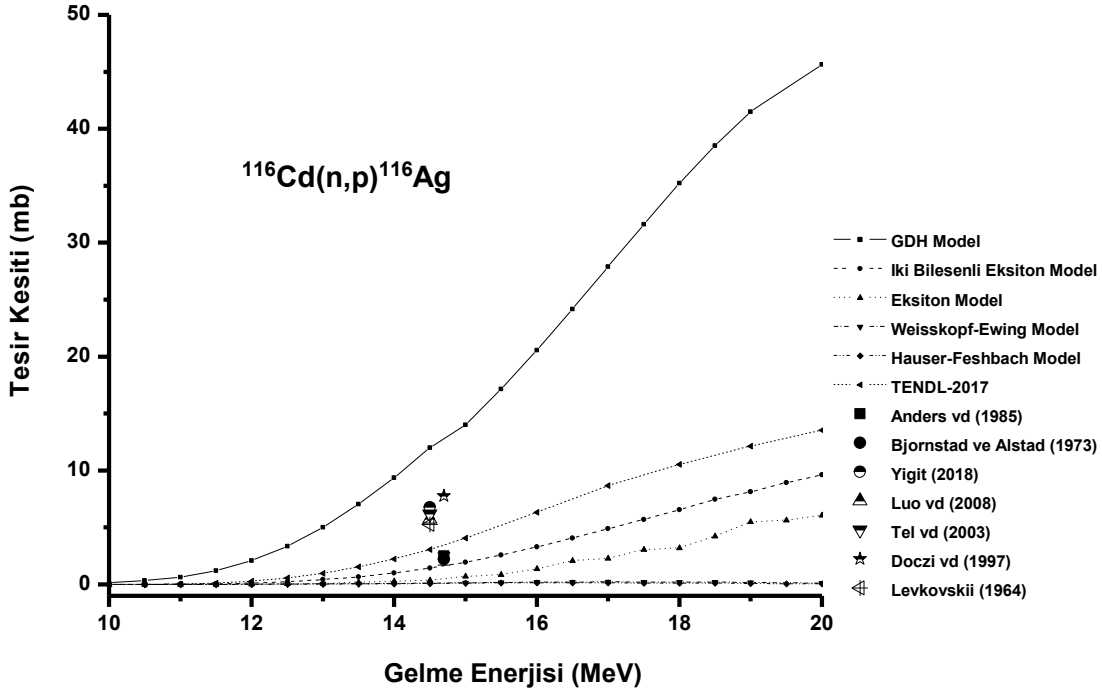
Şekil 5.4. ^{113}Cd(n,p)^{113}Ag nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.

Şekil 5.4'de ^{113}Cd(n,p)^{113}Ag nükleer reaksiyonu için deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır. Bu reaksiyon için Levkovskii (1964) ve Yu ve Gardner (1967)'ın deneysel çalışma sonuçları ile ampirik formül hesaplama sonuçlarının, Konno vd. (1993)'nin uyarılma fonksiyonunun altında kaldığı Şekil 5.4'den görülmektedir. Diğer taraftan birkaç veri noktası hariç Konno vd. (1993)'nin yaptığı deneysel çalışma sonuçları, İki bileşenli eksiton model ve TALYS tabanlı TENDL-2017 verileri ile uyumludur. En yüksek tesir kesiti verilerine ALICE/ASH kodu ile yapılan denge öncesi GDH model hesaplamaları ile ulaşılmaktadır. En düşük sonuçların ise denge modeller ile elde edildiği Şekil 5.4'den görülmektedir.



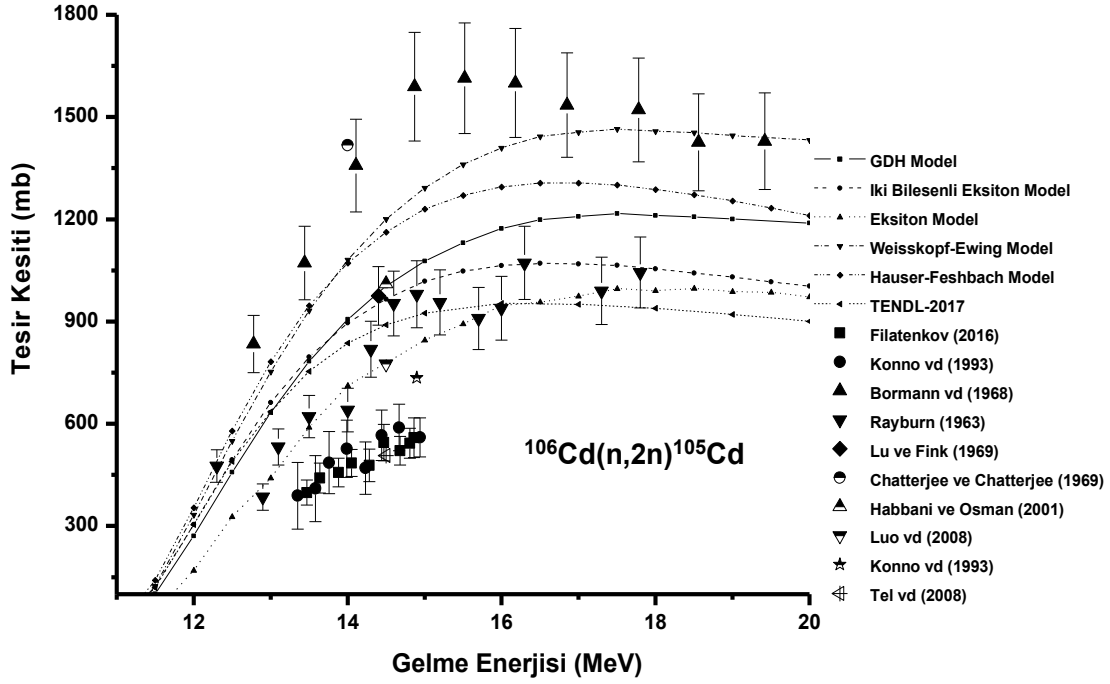
Şekil 5.5. ^{114}Cd(n,p)^{114}Ag nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.

^{114}Cd hedef çekirdeği üzerine gelen nötronlarla oluşturulan ^{114}Cd(n,p)^{114}Ag reaksiyonun uyarılma fonksiyonları Şekil 5.5'de gösterilmektedir. Yiğit (2018) ve Doczi vd. (1997)'nin ampirik formülleri ile elde edilen hesaplama sonuçları, Anders vd. (1985)'nin 14,7 MeV'de ölçtüğü 12$\pm$0,9 mb'lık deneysel tesir kesiti ile iyi bir uyum içerisindedir. Bu reaksiyon için Struwe ve Winkler (1974) ve Prasad ve Sarkar (1971) tarafından yapılan deneysel tesir kesiti sonuçlarının ise hem ampirik formül hesaplamaları hem de Anders vd. (1985)'nin ölçümünden daha düşük değerler vermektedir. Şekil 5.5'den Struwe ve Winkler (1974)'in tesir kesiti TENDL-2017 ve İki bileşenli eksiton model sonuçları ile tutarlı olduğu görülmektedir. Diğer taraftan Prasad ve Sarkar (1971) tarafından elde edilen verinin TALYS 1.8 kodu içerisinde İki bileşenli eksiton model ve EMPIRE 3.2 kodu içerisinde Eksiton model ile kabul edilebilir benzerlik göstermektedir.



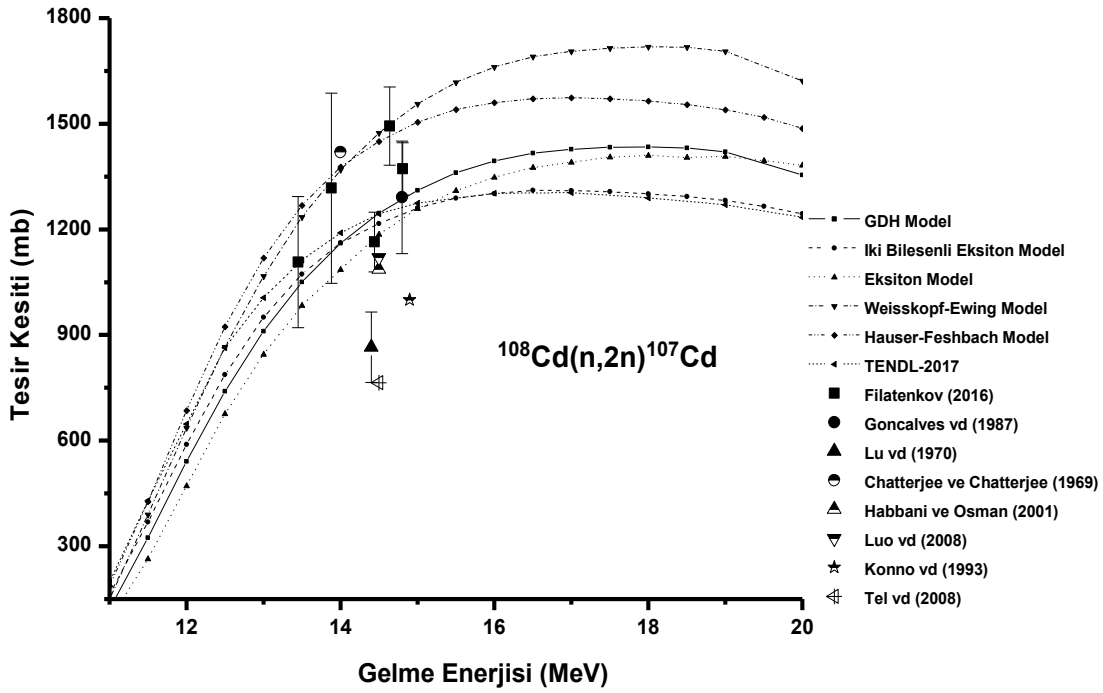
Şekil 5.6. ^{116}Cd(n,p)^{116}Ag nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.

Şekil 5.6, ^{116}Cd(n,p)^{116}Ag nükleer reaksiyonu için deneysel ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının birbiriyle karşılaştırılmasını sunmaktadır. Yiğit (2018), Luo vd. (2008), Tel vd. (2003), Doczi vd. (1997) ve Levkovskii (1964)'nin tesir kesiti sistematikleri kullanılarak elde edilen hesaplama verilerinin birbirleriyle uyumlu olduğu görülmektedir. Ayrıca Anders vd. (1986) ve Bjomstad ve Anders vd. (1985) tarafından elde edilen deneysel değerler neredeyse aynı sonuçlara sahiptirler. Bu deneysel sonuçların, TALYS 1.8 kodu içerisinde reaksiyonun denge etkilerini içeren İki bileşenli eksiton model sonuçlarıyla benzer sonuçlar verdikleri görülmüştür. Weisskopf-Ewing ve Hauser-Feshbach modelleri kullanılarak hesaplanan sonuçların denge öncesi modeller ve deneysel verilerin oldukça altında kaldığı Şekil 5.6'dan görülmektedir.



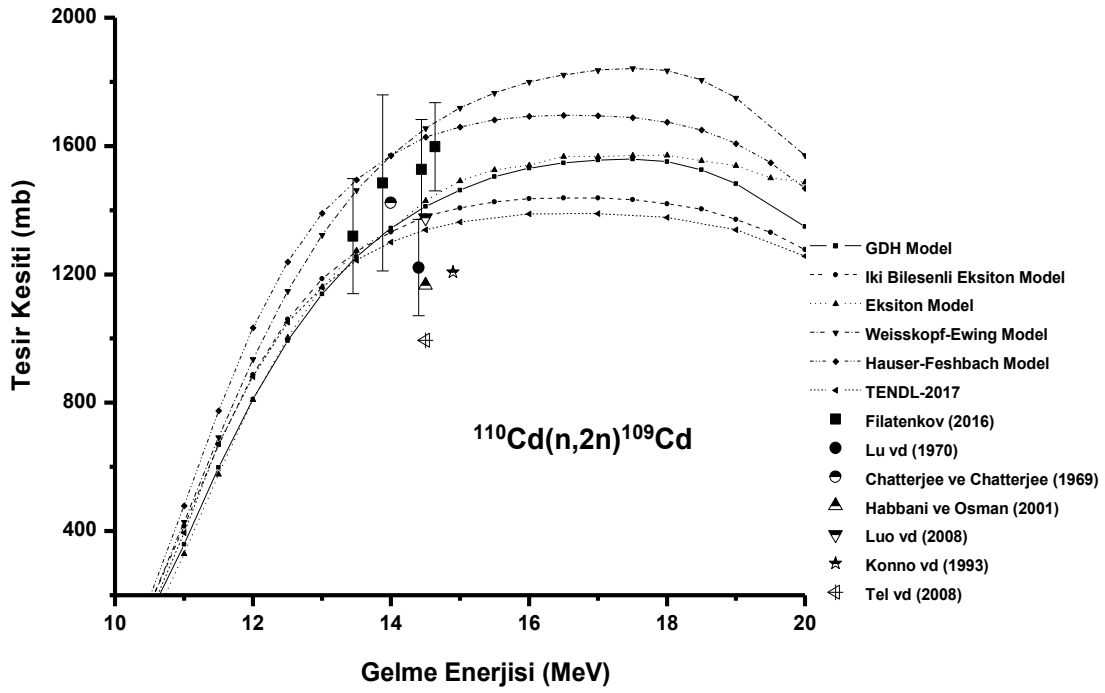
Şekil 5.7. $^{106}Cd(n,2n)^{105}Cd$ nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.

Şekil 5.7'de $^{106}Cd(n,2n)^{105}Cd$ reaksiyonunun nükleer kodlar, ampirik formüller ve deneysel ölçümler sonucunda elde edilen tesir kesitleri verilmektedir. Konno vd. (1993) ve Filatenkov (2016)'un tesir kesiti ölçümlerinin diğer deneysel değerler ve nükleer model hesaplamalarından daha düşük sonuçlar verdiği Şekil 5.7'den görülmektedir. Ancak 14,5 MeV'lik gelme enerjisi civarında Konno vd., (1993) ve Filatenkov (2016)'un ölçümleri ile Tel vd. (2008)'nin tesir kesiti sistematiği ile yapılan hesaplama sonucunun yakın değerlere sahip olduğu görülmüştür. 12,78-19,48 MeV'lik nötron enerji aralığında Bormann vd. (1968)'nin deneysel değerleri, maksimum tesir kesitlerinin ölçüldüğü birkaç veri hariç denge yayınlanmalarını içeren Weisskopf-Ewing model hesaplamaları ile benzer sonuçlar verir. Büyük deneysel hata oranlarına sahip Rayburn (1963)'un gerçekleştirdiği deney, birkaç tesir kesiti verisi hariç EMPIRE 3.2 ve TALYS 1.8 kodu ile yapılan denge öncesi model ve TENDL 2017 sonuçlarıyla tutarlıdır. Şekil 5.7'den görüldüğü üzere Habbani ve Osman (2001)'ın önerdiği tesir kesiti sistematiği ile yapılan hesaplamalar ile Lu ve Fink (1969) ve Rayburn (1963)'un deneysel sonuçları benzer sonuçlar göstermiştir. Diğer taraftan 14 MeV nötron enerjisinde Chatterjee ve Chatterjee (1969)'un sistematiği ile elde edilen sonuç Bormann vd. (1968)'nin ölçümüyle oldukça benzerdir.



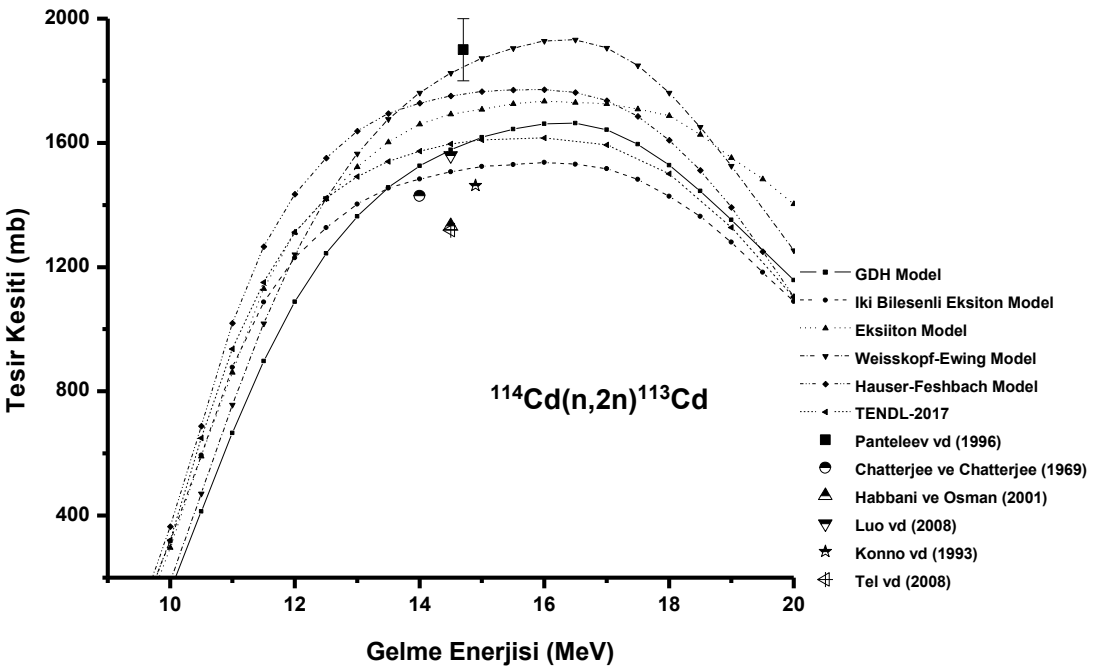
Şekil 5.8. ^{108}Cd(n,2n)^{107}Cd nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.

İncelenen ^{108}Cd(n,2n)^{107}Cd reaksiyonu için teorik ve deneysel tesir kesiti değerleri arasında bir karşılaştırma Şekil 5.8'de sunulmaktadır. Büyük hata oranlarına sahip olan Filatenkov (2016) tarafından yapılan deneyin verdiği sonuçların kapladığı tesir kesiti alanı model hesaplamaları ile genel olarak tutarlıdır. Ayrıca 14,8 MeV'de Goncalves vd. (1987)'nin deneysel tesir kesiti sonucu da gerek Filatenkov (2016)'un ölçtüğü değer gerekse denge öncesi model hesaplamaları ile benzer sonuçlar verir. Lu vd. (2008)'nin gerçekleştirdiği deney sonucu, Filatenkov (2016)'nın elde ettiği tesir kesiti verisinden daha küçük değere sahiptir. Fakat, Lu vd. (2008)'nin bu tesir kesiti sonucunu ile Tel vd. (2008)'nin ampirik formülü ile yapılan hesaplama sonucu arasındaki uyum kabul edilebilirdir. Chatterjee ve Chatterjee (1969), Habbani ve Osman (2001) ve Luo vd. (2008)'nin ampirik formülleriyle gerçekleştirilen hesaplamalar Filatenkov (2016)'un deneysel tesir kesiti değerlerini doğrulamaktadır. 13 MeV'lik nötron enerjisinin üzerinde denge model hesaplamalarının sonuçlarının denge-öncesi model sonuçlarından daha büyük tesir kesiti değerleri verdiği Şekil 5.8'den görülmektedir.



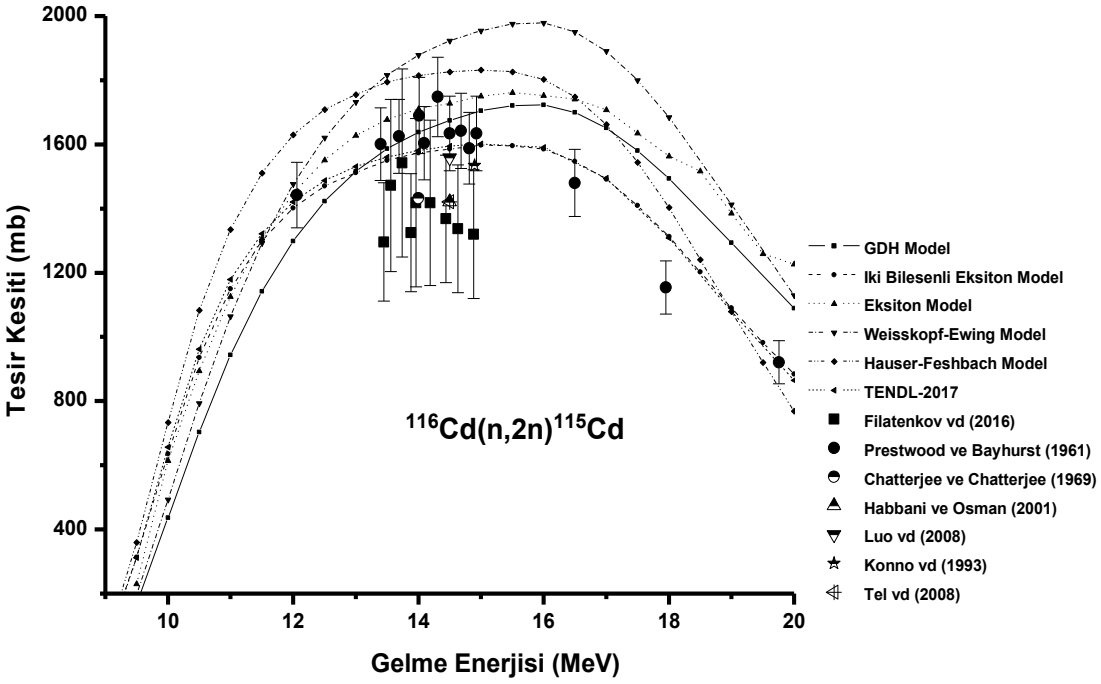
Şekil 5.9. ^{110}Cd(n,2n)^{109}Cd nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.

^{110}Cd(n,2n)^{109}Cd reaksiyonu için mevcut deneysel ve teorik tesir kesiti sonuçları Şekil 5.9'da gösterilmiştir. 13,45-14,64 MeV'lik enerji aralığında Filatenkov (2016) tarafından ölçülen dört tesir kesiti değeri genel olarak model hesaplamalarıyla uyumludur. 14 MeV'de Chatterjee ve Chatterjee (1969)'in ampirik formülü ile hesaplanan tesir kesiti değeri ile Filatenkov (2016)'un ölçülen verisi arasındaki uyum iyidir. Araştırılan (n,2n) nükleer reaksiyonu için Lu vd. (1970) tarafından ölçülen deneysel değeri, hata sınırları içerisinde denge öncesi model hesaplamalarıyla kabul edilebilir bir uyum göstermektedir. Ayrıca bu deneysel tesir kesiti değeri, Habbani ve Osman (2001) ve Luo vd. (1983)'nin ampirik formülasyonları kullanılarak elde edilen tesir kesiti verileri ile uyumludur. Tel vd. (2008)'nin formülü ile tahmin edilen tesir kesiti verisi, bu reaksiyon için deneysel ve diğer teorik hesaplamalardan oldukça farklıdır.



Şekil 5.10. $^{114}Cd(n,2n)^{113}Cd$ nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.

$^{114}Cd(n,2n)^{113}Cd$ nükleer reaksiyonu için hem deneysel hem de teorik uyarılma fonksiyonları Şekil 5.10'da sunulmuştur. 14-18 MeV'lik nötron enerji aralığında hesaplanan uyarılma fonksiyonları maksimum değerler vermektedir. 14,7 MeV'lik nötron enerjisinde Panteleev vd. (1996)'nin ölçtüğü 1900±100 mb'lık tesir kesiti değeri ile reaksiyonun denge etkilerini içeren Weisskopf-Ewing model hesaplama sonucu iyi bir uyuma sahiptir. Bu reaksiyon için Luo vd. (2008)'nin ampirik formül ile elde edilen hesaplama sonucu, GDH model tahmini ile ulaşılan tesir kesiti değeriyle oldukça uyumludur.



Şekil 5.11. ^{116}Cd(n,2n)^{115}Cd nükleer reaksiyonunu teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.

^{116}Cd hedef çekirdeği üzerine nötronlarla üretilen ^{116}Cd(n,2n)^{115}Cd nükleer reaksiyonu için deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonları Şekil 5.11'de gösterilmektedir. Araştırılan reaksiyon için 13-17 MeV'lik gelme enerjisi maksimum tesir kesitlerinin elde edildiği bölgeye karşılık gelir. İki bileşenli eksiton model ve TENDL-2017 uyarılma fonksiyonları, büyük hata oranlarına sahip Filatenkov (2016)'un yaptığı deneysel çalışma ile benzer sonuçlar vermiştir. Aynı zamanda İki bileşenli eksiton model ve TENDL-2017 sonuçları ile Prestwood ve Bayhurst (1961)'un ölçtüğü uyarılma fonksiyonu kabul edilebilir uyuma sahiptir. Ayrıca bu reaksiyon için ampirik tesir kesiti formülleri ile elde edilen hesaplama sonuçları deneysel değerlerle iyi bir uyum göstermiştir.

6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, bazı kadmiyum izotopları üzerine nötron parçacıkları ile oluşturulan (n,p) ve (n,2n) nükleer reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları eşikten 20 MeV'lik enerjiye kadar hesaplandı.

^{112}Cd hedef çekirdeği üzerine gerçekleştirilen reaksiyon hariç (n,p) nükleer reaksiyonları için TENDL-2017 ve İki bileşenli eksiton model hesaplama sonuçlarının benzer sonuçlar verdiği görülmüştür. Ayrıca, bu reaksiyon kanalı için TENDL-2017 ve İki bileşenli eksiton model hesaplama sonuçlarının deneysel değerlerin tahmininde genelde başarılı oldukları görülmüştür. Diğer taraftan EMPIRE 3.2 kodu ile eksiton model hesaplamaları ile deneysel değerlerle genelde başarısız bir tahmin sağlanmıştır. Ayrıca denge öncesi etkileri içeren Geometri bağımlı hibrit model kullanılarak elde edilen hesaplama sonuçları, en yüksek tesir kesiti değerlerini vermiştir. Yüksek gelme enerjilerinde, denge etkilerini içeren Weisskopf-Ewing model ve Hauser-Feshbach model hesaplamaları ile en düşük tesir kesiti değerlerine ulaşılmıştır.

(n,2n) nükleer reaksiyonları için 14,5 MeV civarında yoğunlaşmış tesir kesiti ölçümlerinin geniş bir hata oranına sahip olduğu görülmüştür. Ayrıca ^{106}Cd(n,2n)^{105}Cd nükleer reaksiyonu için bildirilen deneysel tesir kesiti değerlerinin birbirlerinden farklı sonuçlar ortaya koyduğu görülmüştür. ^{114}Cd(n,2n)^{113}Cd nükleer reaksiyonu için bildirilen tek tesir kesiti değeri, reaksiyonun denge etkilerini içeren Weisskopf-Ewing model ve Hauser-Feshbach model hesaplama sonuçları ile uyumludur. Diğer (n,2n) nükleer reaksiyonları için model hesaplamalarının büyük hata oranlarına sahip deneysel değerlerle genelde uyumlu olduğu görünmüştür.

^{116}Cd(n,p)^{116}Ag ve ^{114}Cd(n,2n)^{113}Cd nükleer reaksiyonları hariç ampirik tesir kesiti formülleri ile elde edilen hesaplamaların, deneysel değerlerle uyumlu olduğu görülmüştür. Buda gösteriyor ki 14,5 MeV'lik gelme enerjisi civarında ampirik tesir kesiti sistematikleri ölçümleri kestirmede önemli bir metodtur.

KAYNAKLAR

Akça, S., 2018. Yarı-deneysel (a,n) reaksiyon tesir kesiti formüllerinin önerilmesi ve nükleer data değerlendirmesi, Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.

Anders, B., Bahal, B.M. ve Pepelnik, R., 1985. Measurements of 14 MeV neutron activation cross section at KORONA, Ges.Kernen.-Verwertung, Schiffbau and Schiffahrt No.85-E-24.

Artun, O., 2019. Calculation of productions of medical 201Pb, 198Au, 186Re, 111Ag, 103Pd, 90Y, 89Sr, 77Kr, 77As, 67Cu, 64Cu, 47Sc and 32P nuclei used in cancer therapy via phenomenological and microscopic level density models, Applied Radiation and Isotopes, 144, 64.

Ait-Tahar, S., 1987. The systematics of (n,p) cross sections for 14 MeV neutrons, Nuclear Physics,13, 121.

Beiser, A., 1987. Concepts of Modern Physiscs. McGraww-Hill Book Company, 4th Edition, 616.

Bayhurst, B.P.Bayhurst ve Prestwood, R.J., 1961. (n,p) and (n,α) excitation functions of several nuclei from 7·0 to 19·8 MeV, Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry, 23, 173.

Bjornstad, T. ve Alstad, J., 1973. The (n,p) reaction cross-section of Cd-116 at 14,7 MeV, Radiochemical and Radioanalytical Letters, 14, 247.

Blann, M., Vonach, H. K., 1983. Global test of modified pre-compound decay models, Physical Review C, 28, 1475.

Bohr, N., 1936. Neutron capture and nuclear constitution, Nature, 137, 344.

Bormann, M., Behrend, A., Riehle, I., Vogel O., 1970. Measurement of (n,2n) excitation functions, Nuclear Physics A, 115, 309.

Broeders, C. H. M., Konobeyev, A. Yu., Korovin, Yu. A., Lunev, V. P., and Blann, M., 2006. ALICE/ASH-pre-compound and evaporation model code system for calculation of excitation functions, energy and angular distributions of emitted particles in nuclear reactions at intermediate energies, FZK, 7183.

Büyükuslu, H., 2008. Nükleon girişli reaksiyonlarda deforme olan ve deforme olmayan hedef çekirdekler için denge ve denge-öncesi etkilerin incelenmesi, Doktora Tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta.

Carlson, B.V., 2001. A brief overview of models of nucleon-induced reactions, Workshop on Nuclear Data for Science & Technology: Accelerator Driven Waste Incineration, The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics, 10-21 September 2001, Miramare - Trieste, Italy, 185-239.

Chatterjee, S., Chatterjee, A., 1969. Single-particle behaviour in fast neutron (n,2n) reactions, Nucl. Phys. A, 125, 593.

Chaturverdi, L., Pandey, C.N. ve Bose, S.K., 1977. Activation cross section for (n,2n),(n,p) and (n,a) reaction at 14 MeV. I.N.D.C. Secretariat Report Series, 61, 123.

Cline, C. K., Blann, M., 1971. The pre-equilibrium statistical model: description of the nuclear equilibration process and parameterization of the model. Nuclear Physics A, 172, 225.

Cole, A. J., 2000. Statistical Models for Nuclear Decay: From Evaporation To Vaporization, IOP Publishing Ltd., 339p, Bristol and Philadelphia.

Deconinck, G., 1978. Nuclear Methods Monographs No.1, Introduction to Radioanalytical Physics, Elsevier Scientific Publishing Co. Amsterdam.

Doczi, R., Semkova, V., Majdeddin, A.D., Buczko, Cs.M., Csikai, J., 1997. Investigations on (n,p) cross sections in the 14 MeV region, Indc(HUN)-032, NDS, IAEA.

Durgu, C., 2010. Optik model kullanarak 14-15 MeV'lik nötronlarla oluşturulan trityum üretim reaksiyonlari için yeni tesir kesiti formüllerinin geliştirilmesi, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.

EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data File), 2017. Database Version of November 21, Brookhaven National Laboratory National Nuclear Data Centre.

Filatenkov, A.A., 2016. Neutron activation cross sections measured at KRI in neutron energy region 13,4 - 14,9 MeV. USSR report to the I.N.D.C. No.0460.

Goncalves, I.F., Schram, Z., Papp, Z., Daroczy, S., 1987. (n,p),(n,a) and (n,2n) reaction cross-sections for some isotopes of Zr, Pd and Cd at 14,8 MeV. Applied Radiation and Isotopes, 38, 989.

Grallert, A., Csikai J., Buczko, Cs.M., Shaddad, I. Shaddad, 1993. Investigations on the systematics in (n,a) cross sections at 14,6 MeV. IAEA Nucl. Data Section report to the I.N.D.C. No.286, p.131.

Gökçe, A.A., 2013. Alfalarla oluşturulan ve alfa yayımlanan nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin ve uygulama alanlarının araştırılması, Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.

Griffin, JJ, 1966. Statistical model of intermediate structure, Phys. Rev. Lett., 17, 478.

Habbani, F.I., Osman, K.T., 2001. Systematics for the cross-sections of the reactions (n,p), (n,a) and (n,2n) at 14.5 MeV neutrons. Appl. Radiat. Isot. 54, 283.

Hauser, W., Feshbach, H., 1952. The inelastic scattering of neutrons, Phys. Rev. 87, 366-373.

Herman, M., Marcinkowski, A., Bielewicz, J., Oblozinsky, P. ve Augstyniak, W., 1978. Cross sections for the (n,p) and (n,n`) reactions on Pd, Cd and Os, Nuclear Physics A, 297, 335.

Herman, M., Capote, R., Sin, M., Trkov, A., Carlson, B. V., Oblozinsky, P., Mattoon, C. M., Wienkey, H., Hoblit, S., Young–Sik Cho, Nobre, G. P. A., Plujko, V. A., Zerkin, V., 2013. EMPIRE-3.2 Malta, Modular System for Nuclear Reaction Calculations and Nuclear Data Evaluation, User's Manual.

Hodgson, P. E., 1981. Pre-Equilibrium Processes in Nuclear Reactions, Nature, 292, 671-672.

Hodgson, P. E., Field, M. G., Gruppelaar, H., Nagel, P., 1986. Pre-Equilibrium Processes in Nuclear Reactions. Radiation Effects, 95, 27-46.

Hodgson, vd., P. E., Gadioli, E., Gadioli-Erba, E., 1997. Introductory Nuclear Physics, Oxford Science Publications, 723p, Oxford, U.K.

James, M. F., 1969. Radyasyon ve Radyasyondan Korunma Fiziği Sağlık Fiziği Uygulamalı, (Çev. A. Güneş Tanır , Kemal Koç , Mustafa Hicabi Bölükdemir) Palme Yayıncılık.

Kalbach, C., 1987. Nuclear Science and Engineering, 95, 70.

Karimi, Z., Sadeghi, M., Ezati, A., 2019. Modeling and experimental production yield of 64Cu with ^{nat}Cu and ^{nat}Cu-NPs in Tehran Research Reactor, Nuclear Engineering and Technology, 51, 269-274.

Koning, A. J., ve Duijvestijn, M. C., 2004. A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV based on the optical model potential, Nuclear Physics A, 774, 1576.

Koning, A. J., Akkermans, J. M., 1999. Pre-equilibrium nuclear reactions: An introduction to classical and quantum-mechanical models. Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety, The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics, 23 Feb - 27 Mar 1998, Miramare - Trieste, Italy.

Koning, A.J., Rochman, D., van der Marck, S. C., Kopecky, J., Sublet, J.Ch., Pomp, S., Sjostrand, H., Forrest, R., Bauge, E., Henriksson, H., 2012. TENDL-2012: TALYS-based Evaluated Nuclear Data Library, http://www.talys.eu/tendl-2012/.

Koning, A. J., Hilaire, S., Goriely S., 2015. TALYS–1.8 A Nuclear Reaction Program. Nuclear Research and Consultancy Group (NRG), User Manual, Hollanda.

Konno, C., Ikeda, Y., Oishi, K., Kawade, K., Yamamoto, H. ve Maekawa, H., 1993. Activation Cross section measurements at neutron energy from 13.3 to 14.9 MeV, JAERI Reports No.1329.

Krane, K. S., 2001. Nükleer Fizik-II, (çev. B. Şarer). Palme Yayıncılık.

Kumabe, I., Fukuda, K. J., 1987. Empirical formulas for 14 MeV (n,p) and (n, α) cross sections, J. Nucl. Sci. and Tech., 24, 839-843.

Levkovskii, V.N., 1964. Empirical behavior of the (n,p) reaction cross-sections for 14-15 MeV neutrons, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 18, 213.

Lilley, J. S., 2018. Nükleer Fizik-İlkeler ve Uygulamalar/Nuclear Physıcs-Principles and Applications (Çev. A. İskender Reyhancan, Abdullah Aydın). Nobel Yayınevi.

Lu, W.D., Fink, R.W., 1969. Radiochemical determination of the (n,2n) and (n,np)+(n,pn)+(n,d) cross sections of Cd-106 at 14,4 MeV, Radiochimica Acta, 12, 61.

Lu, W. D., Ranakumar. N., Fink. R.W., 1970. Activation Cross Sections for (n,2n) Reactions at 14.4 MeV in the Region Z=40-60. Precision Measurements and Systematics, Physical Review C, 1, 350.

Luo, J., Tuo, F., Zhou, F., Kong, X., 2008. Semi-empirical systematics for the cross-sections of the reactions (n,α), (n,p) and (n,2n) at 14.5 MeV neutrons on the basis of experimental data measured by Lanzhou University, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 266, 4862.

Mavaddat, T., Rao, S.A. ve Kuroda, P.K., 1974. 14.8 MeV Neutron Induced (n,p) Cross Sections in the Region of the Proton Magic Number 50. Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry, 36, 953.

Özdoğan, H., Şekerci, M., Sarpün, İ.H., Kaplan, A., 2018. Investigation of level density parameter effects on (p,n) and (p,2n) reaction cross–sections for the fusion structural materials 48Ti, 63Cu and 90Zr, Applied Radiation and Isotopes, 140, 29.

Panteleev, T.T., Semkova, V., Kamburov, N., Trifonov, A., vd., 1996. Measurements of the (n,2n) reaction using the time intervals spectroscopy technique. Int. Sem. on Interactions of Neutrons with Nuclei, 4, 225.

Pekdoğan, H, 2011. Proton Hızlandırıcılarının Uygulama Alanları ve Türk Hızlandırıcı Merkezi(Thm)'nde Radyoizotop Üretim Potansiyelinin Araştırılması, Yüksek Lisans Tezi, Kırıkkale Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kırıkkale.

Prasad, R. ve Sarkar, D.C., 1971. Measured (n,p) reaction cross-sections and their predicted values at 14,8 MeV, Nuovo Cimento A, 3, 3, 467.

Prestwood, R.J., Bayhurst, B.P., 1961. (n,2n) excitation functions of several nuclei from 12,0 to 19,8 MeV. Physical Review, 121, 1438.

Rayburn, L.A., 1963. Reactions in Cd-106 and Pr-141, Bulletin of the American Physical Society, 8, 60.

Raymond ve Holbert, 2015. Nükleer Enerji Nükleer Süreç Kavramlarına, Sistemlerine ve Uygulamalarına Giriş - Nuclear Energy An Introduction To The Cocepts, Systems, And Applications Of Nuclear Processes (Çev. Abdullah Aydın, Abdullah Kaplan, Ahmet Alper Billur.) Nobel Yayınevi, 7. Baskı, Eylül 2015.

Reshid, T. S. 2009. Ta, Pb, Bi, W, Th, Pa, U ve Pu elementlerinin 0–20 MeV enerji aralığındaki nötronla oluşturulan reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanması, Doktora Tezi, Gazi Ünv., Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.

Struwe, W. ve Winkler, G., 1974. Measurement of (n,p) cross sections on isotopes of Cd, Sn and Te for 14 MeV neutrons. Nuclear Physics A, 222, 605.

Şahan, H., Tel E., Yiğit, M. 2015. Neutron Cross Sections Calculations of 7Li Target Nucleus, Journal of Fusion Energy, 34, 16-23.

Şekerci, M., 2018. Nükleer reaktör kontrol çubuklarında kullanılan bazı malzemeler için farklı reaksiyon ve enerjilerde parçacık yayınlanma spektrumu, durdurma gücü, giricilik mesafesi ve tesir kesiti hesaplamaları, Doktora tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta.

Tel, E., 2000. Denge ve denge öncesi reaksiyon modelleri kullanılarak uyarılma fonksiyonlarının ve diferansiyel tesir kesitlerinin hesaplanması, Doktora Tezi, Gazi Ünv., Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.

Tel, E., Şarer, B., Okuducu, Ş., Aydın, A., Tanır, G., 2003. A new empirical formula for 14–15 MeV neutron-induced (n,p) reaction cross sections. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 29, 2169.

Tel, E., Okuducu, Ş., Bölükdemir, M.H., Tanır, G., 2008. Semi–empirical systematics of (n,2n), (n,a) reactions cross sections at 14–15 MeV neutron energy. Int. J. Mod. Phys. E, 17, 567.

Tel, E., Yiğit, M., ve Tanır, G. 2012. Study on (n,t) Reactions of Zr, Nb and Ta Nuclei, Journal of Fusion Energy, 31, 184-190.

Weisskopf, V. F. 1937. Statistics and nuclear reactions. Physical Review, 52, 295.

Weisskopf, V. F., Ewing, D. H., 1940. On the yield of nuclear reactions with heavy elements. Physical Review, 57, 472.

Williams, W. S. C., 2014. Nükleer ve Parçacık Fiziği (Çev. İsa Dumanoğlu - Sefa Ertürk) Nobel Yayınevi. Ankara.

Yalçıner E.G., 2008. Proton Hızlandırıcılarının Nükleer Uygulama Alanları ile Protonlarla Oluşturulan Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitlerinin İncelenmesi Gazi Üniversitesi. Fen bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Ankara.

Yiğit, M., 2008. Bazı Ağır Çekirdeklerin (n,f) Tesir Kesitlerinin Hesaplanması, Gazi Ünv. Fen bilimleri Ens., Yüksek Lisans Tezi, Ankara.

Yiğit, M., 2014. Döteronla Oluşturulan Nükleer Reaksiyonlar İçin Ampirik ve Yarı-Ampirik Tesir Kesiti Formüllerinin Araştırılması, Gazi Ünv. Fen bilimleri Ens., Doktora Tezi, Ankara.

Yiğit, M., 2018. Analysis of (n,p) cross sections near 14 MeV. Appl. Radiat. Isot. 135, 115-122.

Yiğit, M., Tel E. 2014. Nuclear model calculation for production of 18F, 22Na, 44, 46Sc, 54Mn, 64Cu, 68Ga, 76Br and 90Y radionuclides used in medical applications. Annals of Nuclear Energy, 69, 44.

Yu, Y.W., Gardner, D.G., 1967. Cross sections of some reactions of Ar, Ti, Ni, Cd and Pb with 14.1 MeV neutrons, Nuclear Physics A, 98, 451.

ÖZGEÇMİŞ

Adı ve Soyadı **:** Sümeyye Nur BOSTAN

Doğum Tarihi ve Yeri: 27.10.1989 Niğde

E-posta adresi **:** direktassumeyyenur@hotmail.com

EĞİTİM BİLGİLERİ (Kurum ve Yıl)

Lise **:** Aksaray Lisesi 2008

Lisans **:** Selçuk Üniversitesi/Fizik 2014